

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

## ТОПОНИЙ

И. М. Дремин

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	185
2. Чармоний и боттомоний . . . . .	187
3. Общие свойства потенциальных моделей . . . . .	190
4. Новая область расстояний . . . . .	193
5. Спектроскопия топония . . . . .	195
6. Распады топония . . . . .	199
6.1. Общие сведения . . . . .	199
6.2. Хигтсовские скалярные частицы . . . . .	204
6.3. Суперсимметричные частицы . . . . .	205
6.4. Структура кварков и Лхд . . . . .	206
6.5. Число сортов нейтрино . . . . .	207
6.6. Угол Вайнберга . . . . .	207
6.7. Интерференция топония и $Z^0$ -бозона . . . . .	210
7. Рождение топония . . . . .	212
8. Выводы . . . . .	215
Приложение . . . . .	216
Список литературы . . . . .	217

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие  $J/\psi$ -частицы в 1974 г. положило начало детальному спектроподобному исследованию свойств межкваркового взаимодействия на малых расстояниях. Составленная из довольно тяжелого очарованного кварка с и его антикварка с частица  $J/\psi$  является родоначальницей целого семейства связанных состояний со скрытым очарованием — семейства чармония.

Аналогичное семейство частиц из еще более тяжелого боттом-кварка b и его антикварка  $\bar{b}$  было обнаружено четыре года спустя (семейство боттомония).

Увеличение массы связанных состояний означает переход к более компактным системам, т. е. возможность изучения взаимодействий кварков на все меньших расстояниях. Теоретически предсказывается существование топ-кварка t, который, видимо, должен быть значительно более тяжелым, нежели боттом-кварк. В то время как массы очарованного и боттом-кварков равны соответственно примерно 1,5 и 5 ГэВ, масса топ-кварка заведомо выше 23 ГэВ (согласно результатам экспериментов на ускорителе PETRA<sup>1</sup>) и, видимо, находится в интервале от 30 до 50 ГэВ (как указывают пока предварительные данные коллаборации UA1, полученные на SppS-коллайдере<sup>2</sup>). Поэтому имеется надежда, что вскоре удастся обнаружить новое семейство частиц со скрытым топом — семейство топония \*) на вводимых в ближайшее

\*) Все три семейства частиц со скрытым ароматом, составленных из тяжелого кварка и его антикварка (с $\bar{s}$ , b $\bar{b}$  и t $\bar{t}$ ), получили обобщающее название — кварконии.

время в строй электрон-позитронных ускорителях SLC (начало 1987 г.) и LEP (конец 1988 г.), где будут вначале получены энергии  $50 \times 50$  ГэВ, а затем и  $100 \times 100$  ГэВ (на LEP II). Первоочередной задачей здесь, конечно, будет изучение свойств  $Z^0$ -бозона. Однако исследования топония не только дополнят полученные результаты, но и могут привнести много нового.

Впервые появится возможность с помощью точных спектроскопических измерений начать изучение области расстояний меньше  $10^{-14}$  см. Со связанными объектами столь малого размера физики еще не встречались и интерес к ним обусловлен, прежде всего, тем, что здесь на равной ноге начинают соперничать сильные, электромагнитные и слабые процессы. Естественно, проникновение в новую область расстояний может вскрыть и принципиально новые физические явления.

Каковы же теоретические надежды, связанные с изучением семейства топония?

Во-первых, конечно, наибольший интерес представляло бы обнаружение нейтральной хиггсовской скалярной частицы — последнего (и весьма важного) недостающего элемента стандартной модели электрослабых взаимодействий.

Как будет показано ниже, это оказывается возможным при изучении распадов топония, если масса хиггсовской частицы не превышает 80—90% массы топония. Точность определения ее массы при этом может быть даже лучше 1 ГэВ.

Что касается заряженных хиггсовских частиц, то, если они существуют вообще, их обнаружение в той же области масс весьма просто.

Во-вторых, открытие среди продуктов распада топония суперсимметричных партнеров обычных частиц дало бы «реальную жизнь» теории суперсимметрии.

В-третьих, специфика спектроскопии топония могла бы дать сведения о свойствах перехода от токовых к конституентным кваркам и роли динамической массы кварка на малых расстояниях. В частности, это могло бы помочь и в решении проблемы киральной симметрии у легких кварков. Фактически, было бы положено начало спектроскопическому изучению внутренней КХД-структуре кварка.

В-четвертых, распады топония на нейтрино и антинейтрино могут дать новый метод подсчета числа сортов нейтрино, откуда может возникнуть физика новых поколений. Однако это, по-видимому, будет сделано еще раньше при измерении ширины  $Z^0$ -резонанса, так что топоний в этом отношении лишь проверит полученные там результаты.

Может быть, менее новыми и принципиальными для развития теории, но весьма важными представляются и другие направления исследования, связанные с изучением топония, но в той или иной степени уже затрагивавшиеся при анализе других процессов или же довольно надежно предсказываемые теорией:

1. Измерение относительной доли различных распадов топ-кварка позволяет оценить его время жизни и определить элемент матрицы Кобаяши — Маскавы  $V_{tb}$ , ответственный за переход топ-кварка в боттом-кварк (а также, возможно, и недиагональные элементы  $V_{ts}$  и  $V_{td}$ ).

2. Спектроскопия и моды распада нижних уровней семейства топония решает (впервые непосредственно!) вопрос о параметрах асимптотической свободы (позволяет из спектроскопических данных определить хромодинамический параметр  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ).

3. Спектроскопия высоколежащих уровней топония важна для дополнительной проверки независимости межкваркового потенциала от аромата.

4. Измерение угловых асимметрий в распадах топония (а также вне резонанса) на лептонную пару, анализ лептонов из полулептонных распадов топ-кварка, изучение асимметрий поляризаций при взаимодействии продольно поляризованных пучков или же исследование азимутальных асимметрий

при взаимодействии поперечно поляризованных пучков, позволяет определить силу связи нейтрального тока с топ-кварком, т. е. независимо измерить угол Вайнберга (указывается, что точность определения  $\sin^2 \theta_W$  может быть на уровне  $4 \cdot 10^{-3}$ ). Кроме того, эти измерения еще раз проверят заряд топ-кварка и его изоспин.

Столь многообещающая физика топония делает перспективы его исследования весьма привлекательными. Следует подчеркнуть и тот факт, что хотя теория не способна предсказать массу топония, она оказалась весьма подготовленной к интерпретации спектроскопии топония и мод его распада, как только его масса будет известна.

Цель настоящего обзора как раз и состоит в том, чтобы кратко, но, по-возможности, полно описать различные теоретические предсказания для семейства топония, обсудить вытекающие из них физические следствия, подготовив тем самым читателя к восприятию и оценке того обширного экспериментального материала о топонии, который, несомненно, появится вскоре на страницах физических журналов. Проблемы связанных состояний тяжелых кварков — кваркониев — обсуждаются уже давно, и обзорная литература, затрагивающая их и в той или иной мере касающаяся топония, весьма обширна (см., например, статьи <sup>3-23</sup>). В рамках одного обзора не удастся подробно описать все детали теоретических подходов и оценок, привести многочисленные таблицы и графики с предсказаниями тех или иных характеристик топония в различных потенциальных моделях. Поэтому желающим ознакомиться с ними придется обращаться к оригинальным или обзорным работам, ссылки на которые приводятся в тексте.

Напомнив вначале свойства более легких семейств чармония и боттомония (раздел 2) и перечислив уроки, извлеченные из изучения потенциальных моделей (раздел 3), мы перейдем к попыткам их экстраполяций и применения в области меньших расстояний (раздел 4), с подобным обсуждением физических следствий и разных возможностей в спектроскопии топония (раздел 5) и в модах его распада (раздел 6). Лишь в самом конце (раздел 7) будут кратко обсуждены проблемы, связанные с рождением и детектированием топония. Основные выводы проведенного анализа суммированы в последней главе обзора (раздел 8). В Приложении обсуждена проблема учета квантово-хромодинамических радиационных поправок при теоретических расчетах различных характеристик топония.

## 2. ЧАРМОНИИ И БОТТОМОНИИ

Свойства семейств чармония и боттомония сейчас уже довольно хорошо (хотя и не полностью) изучены и описаны во многих обзорных статьях (помимо статей <sup>3-23</sup> укажем еще ряд работ <sup>24-31</sup>). Поэтому здесь мы ограничимся лишь кратким напоминанием, подчеркивая общие характерные черты, которые важны для обсуждения в последующих разделах основных предсказаний о топонии.

Интерес к системам из тяжелых кварков связан с тем, что их характеристики можно использовать для изучения как статических свойств кварков, так и динамики их взаимодействия. Это изучение облегчается (в частности, по сравнению со случаем легких кварков) несколькими обстоятельствами. Во-первых, это — простейшие двухчастичные системы, состоящие из кварка и антикварка. Во-вторых, это истинно связанные системы (а не квазисвязанные, как обычные мезоны — типа  $\rho$ -мезона и т. п.). В-третьих, скорости движения кварков в кваркониях нерелятивистские, так что для их описания успешно применяется нерелятивистская квантовая механика. В-четвертых, малость размеров кваркониев позволяет изучать одно из основных положений квантовой хромодинамики — свойство асимптотической свободы.

Спектроскопические исследования чармония и боттомония весьма похожи — они включают измерения энергетических уровней, полных, адронных

и лептонных ширин распадов, а также адронных и радиационных переходов между уровнями.

Это обилие экспериментальных фактов позволяет узнать поведение волновой функции системы в широком интервале расстояний. Из этих данных извлекаются также сведения о форме потенциала взаимодействия, о его зависимости от аромата кварков, о спин-орбитальном и спин-спиновом взаимодействиях кварков, об их электрическом и цветном зарядах, о роли непотенциальных и релятивистских эффектов, о роли каналов распада на частицы с открытым ароматом и т. п.

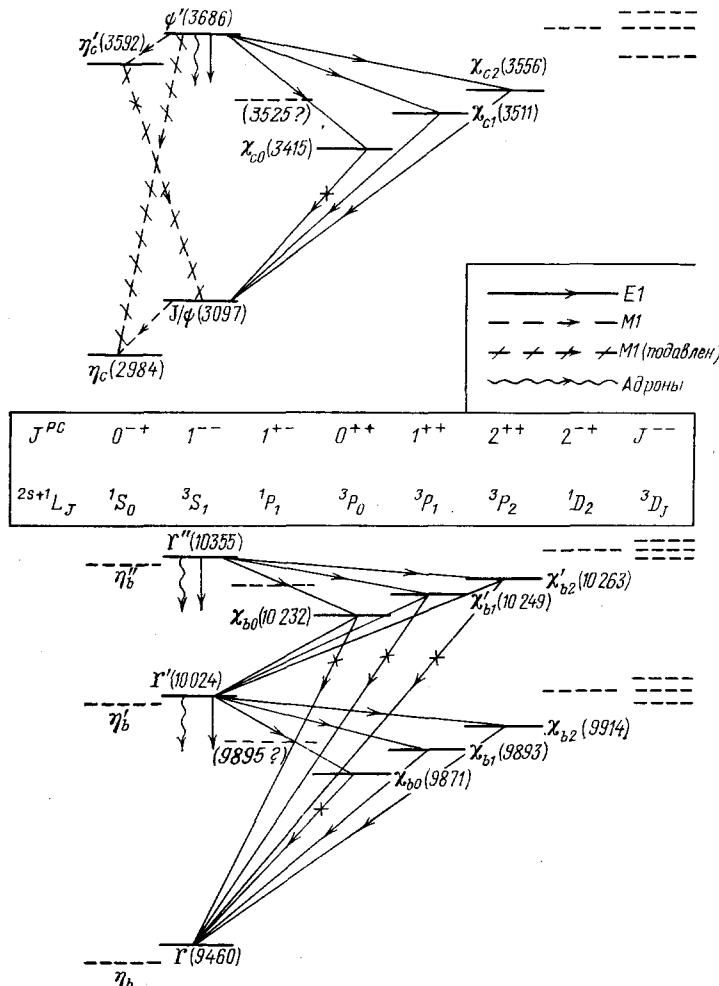


Рис. 1. Схема энергетических уровней, радиационных и адронных переходов в чармонии (а) и боттомонии (б) ниже порогов рождения частиц с открытым ароматом

На рис. 1 приведена схема энергетических уровней семейств чармония и боттомония ниже порога рождения частиц с открытым ароматом. Указаны спектроскопические обозначения уровней ( $^{2s+1}L_J$  и  $J^{PC}$ ), символы ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma'$  и т. д.) основного состояния и его радиальных возбуждений, массы соответствующих частиц \*) (в МэВ), радиационные и адронные переходы

\*) Точности измерения масс настолько высоки, что ошибки могут проявляться только в последнем знаке.

между уровнями. Сплошной чертой отмечаются обнаруженные на опыте уровни, штриховой — предсказываемые потенциальными моделями уровни, пока еще не найденные экспериментально. Переходы между известными уровнями, не зарегистрированные или же недостаточно надежно установленные на опыте, отмечены крестиками.

Напомним, что расщепление триплетов  $\chi$ -уровней обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, а сдвиг  $\eta$ -уровней относительно  $^3S_1$ -состояний, непосредственно рождающихся в  $e^+e^-$ -соударениях, вызван спин-спиновым взаимодействием, т. е. оба эффекта являются следствием релятивистских поправок, не учитываемых непосредственно уравнением Шредингера. В спектроскопии кваркониев основное состояние и его радиальные возбуждения (при заданном значении орбитального момента  $L$ ) принято нумеровать числом  $n_r + 1$  (где  $n_r$  — радиальное квантовое число, указывающее число нулей волновой функции), стоящим перед спектроскопическим символом  $^{2s+1}L_J$ . Этим ее обозначения отличаются от обозначений в атомной спектроскопии, где впереди ставится главное квантовое число

$$n = n_r + L + 1.$$

Наиболее интересной чертой спектроскопии кваркониев, наглядно видной на рис. 1, является относительное расположение  $\chi_c$ -уровней ( $^1S_J$ ) и  $\chi'$ -уровня ( $^3S_1$ ) и соответственно  $\chi_b$  ( $^1S_J$ ) и  $\Gamma'$  ( $^3S_1$ ), а также  $\chi_b$  ( $^3P_J$ ) и  $\Gamma'$  ( $^3S_1$ ). При кулоновском взаимодействии (например, в атоме водорода) уровни  $2S$  и  $1P$  ( $3S$  и  $2P$  и т. д.) вырождены \*). В кваркониях  $1P$ -уровень лежит ниже  $2S$ , а  $2P$  — ниже  $3S$ .

Интересно заметить также, что расстояния между  $^3S_1$ - и  $^1S_1$ -уровнями в обоих семействах почти одинаковы (лишь немного больше у чармоная).

Отметим также характерное расщепление триплета  $P$ -уровней, когда состояние с низшим полным моментом лежит ниже состояний с более высоким моментом.

Многообразны сведения и о ширинах распадов чармоная и боттомония, а также о переходах между разными состояниями, указанных на рис. 1. Мы не будем приводить их здесь, отсылая читателя к обзорам <sup>3-31</sup>, а укажем лишь важную общую особенность — все ширины в чармонае обычно заметно больше (в несколько раз) соответствующих ширин в боттомонии.

Все эти характерные черты спектроскопии чармоная и боттомония достаточно хорошо количественно воспроизводятся (см., например, <sup>17</sup>) в рамках потенциальных моделей, использующих уравнение Шредингера или же его простейшие обобщения с учетом релятивистских эффектов (уравнение Брейта — Ферми и т. п.). Потенциальный подход оказался наиболее успешным и широко применимым как при описании свойств уже обнаруженных частиц, так и при предсказаниях новых членов этих семейств (например, в предсказании местонахождения центра триплета  $\chi_b$ -состояний <sup>32</sup> и лептонных ширин боттомония <sup>33,34</sup>). Конечно, и это следует подчеркнуть, весь подход является феноменологическим, требует фиксации определенных параметров экспериментальными данными, но это, в какой-то степени, компенсируется широтой охвата экспериментальной информации. Более близок к основам теории метод правил сумм КХД, успешно предсказавший  $\eta_c$ , но не оправдавший себя на  $\chi_b$ ; кроме того, он применим только к низшим состояниям и практически не эффективен в области топония (хотя и используется для проверки применимости потенциальных моделей; см. примечание на с. 195). Здесь для нас будут иметь значение лишь те качественные результаты, вытекающие из потенциальных моделей, которые могут быть использованы при оценке последствий той или иной экстраполяции в область топония. К ним мы и переходим.

\* ) Здесь используются обозначения спектроскопии кваркониев, описанные выше.

## 3. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

Нерелятивистскую систему из двух тел, связанную сферически-симметричными силами, описывают уравнением Шрёдингера \*)

$$-\frac{1}{2\mu} \Delta \Psi(r) + [V(r) - E] \Psi(r) = 0, \quad (1)$$

где  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  — приведенная масса системы, образованной кварками с массами  $m_1$  и  $m_2$ ,  $r$  — расстояние между ними,  $V(r)$  — потенциал взаимодействия,  $E$  — энергия системы,  $\Psi(r)$  — ее волновая функция. В случае сферически-симметричного потенциала  $V(r)$  уравнение (1) принимает вид

$$u'' + 2\mu \left[ E - V(r) - \frac{l(l+1)}{2\mu r^2} \right] u(r) = 0, \quad (2)$$

$$u(0) = 0, \quad u'(0) = R(0), \quad \Psi(r) = R(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad u(r) = rR(r);$$

$R(r)$  — радиальная волновая функция,  $l$  — орбитальный момент.

Чтобы решать уравнение (2), надо знать вид потенциала  $V(r)$  и величину приведенной массы  $\mu$ . Поскольку кварки не наблюдаются в свободном состоянии, их массы недостаточно точно определены и потому величина  $\mu$  обычно рассматривается как свободный параметр, определяемый из спектра соответствующего семейства кваркония.

Еще больший — функциональный — произвол имеется в выборе потенциала взаимодействия  $V(r)$  кварка с антакварком в кварконии. Естественно, что требование описания многочисленных экспериментальных данных практически однозначно выбирает форму потенциала в некотором ограниченном интервале изучаемых расстояний, что позволяет надеяться на получение важных сведений о характере взаимодействия кварков в данной области.

Это подтверждается как тем фактом, что все предложенные формы потенциалов для чармония и боттомония оказались практически совпадающими в области характерных для этих систем расстояний, так и тем, что решение обратной задачи <sup>7,21</sup> — восстановления потенциала по экспериментальным данным — привело к потенциалу, также согласующемуся с таким поведением.

Простейшие качественные следствия о взаимодействии кварков в кваркониях можно получить, зная лишь свойства самых нижних уровней этой системы и не описывая пока всей совокупности экспериментальных данных. Многие общие соотношения следуют (даже без задания конкретного потенциала) из теоремы о вронскиане (например, о числе узлов волновой функции) и описаны в учебниках по квантовой механике.

Новый, очень интересный, результат <sup>32,38</sup> касается порядка уровней квантовых связанных систем. Показано, что в случае некулоновского потенциала уровни с одинаковым главным квантовым числом лежат ниже \*\*) при более высоких значениях  $l$ , если потенциал вогнутый по отношению к кулоновскому, т. е. если *всюду* выполнено условие

$$\Delta_r V(r) \equiv \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dV}{dr} \right) > 0. \quad (3)$$

Соответственно обратная ситуация  $E(n, l) < E(n, l+1)$  имеет место, если при всех  $r$  выполнено условие выпуклости  $\Delta_r V < 0$  и обеспечен монотонный рост потенциала ( $dV/dr > 0$ ).

\*) Здесь и далее положено  $\hbar = 1$ ,  $c = 1$ , т. е. мы используем релятивистские обозначения, так как это не вызывает каких-либо осложнений.

\*\*) Экспериментальные сведения о кваркониях отвечают этому случаю, как мы видели в предыдущем разделе.

Кроме того, можно показать, что  $E(n, l) \geq E(n-1, l+2)$ , если всюду выполнены условия:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \right) \geq 0, \quad (4)$$

а также, что  $E(n, l) < E(n-1, l+3)$  при

$$r \frac{d^2V}{dr^2} \leq 3 \frac{dV}{dr} \quad (5)$$

Простейший пример применения условия (3): обнаружив, что 1Р-уровень лежит ниже 2S-уровня в кваркониях, мы должны сделать вывод, что не имеем права использовать такие монотонно растущие потенциалы, у которых лапласиан потенциала всюду отрицателен. Дополнительные ограничения на выбор формы потенциала можно получить из относительного расположения уровней 1D и 2S (условие (4)) или же 1F и 2S (условие (5)).

Общие качественные закономерности в поведении низших состояний системы из кварка и антикварка в зависимости от массы (или эффективных расстояний) можно получить, используя такие общие положения теории, как теорему вириала и соотношение неопределенности (см., например, <sup>7, 13, 20, 21</sup>).

Как известно, теорема вириала связывает среднее значение кинетической энергии системы  $T$  с потенциалом следующим образом:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \left\langle r \frac{dV}{dr} \right\rangle \quad (6)$$

а соотношение неопределенности дает

$$\langle p^2 \rangle^{1/2} \langle r^2 \rangle^{1/2} \geq 1. \quad (7)$$

Если при дальнейших качественных оценках всюду пренебречь дисперсией соответствующих величин и, опуская всюду знаки усреднения, принять обозначения  $R$  и  $m$  для эффективных размеров и масс систем, то, используя соотношения (6) и (7), нетрудно получить общие качественные зависимости многих физических параметров от радиуса системы и усредненной скорости роста потенциала  $dV/dR$ . Например, подставляя  $T \sim mv^2/2$  и  $p \sim mv$  в (6) и (7), найдем, что эффективная скорость кварков в кварконии  $v$  изменяется при изменении размеров системы и формы потенциала следующим образом:

$$v \sim R^2 \frac{dV}{dR}. \quad (8)$$

Отсюда, в частности, следует, что для потенциалов с положительным лапласианом потенциала средние скорости кварков растут с увеличением размеров системы. Масса и размеры си темы связаны соотношением

$$m \sim \left( R^3 \frac{dV}{dR} \right)^{-1} \quad (9)$$

Из уравнения Шрёдингера (2) можно получить <sup>7, 21</sup> общее соотношение для  $S$ -волновых функций

$$|R(0)|^2 \sim m \frac{dV}{dR} \sim R^{-3} \quad (10)$$

которое оказывается важным для понимания качественных закономерностей в поведении лептонных ширин  $\Gamma_l$  S-уровней кваркония, показывая, что эти ширины (с учетом (9), (10) и формулы (27) для них) очень чувствительны к величине производной потенциала:

$$\Gamma \sim |R(0)|^2 m^{-2} \sim R^3 \left( \frac{dV}{dR} \right). \quad (11)$$

Чтобы сделать эти взаимосвязи и вытекающие из них выводы более наглядными физически, полезно аппроксимировать потенциал степенной

зависимостью от расстояния:

$$V(r) = \kappa r^\epsilon, \quad (12)$$

подразумевая, что такая аппроксимация всегда возможна в некоторой ограниченной области эффективных расстояний. Соответственно нетрудно переписать соотношения (8) — (11), подчеркивая зависимость разных величин от физически интересного параметра  $m$  — массы системы из тяжелых夸克ов<sup>7,21</sup>. Однако в столь общем виде нам здесь эти соотношения не очень интересны. Они могут иметь практическую ценность (если иметь в виду физику кваркониев) для двух случаев — малого значения  $\epsilon \ll 1$  и близкого к кулоновскому  $\epsilon \approx -1$ . Первый случай соответствует феноменологическому потенциалу<sup>7,37</sup> с очень слабой зависимостью от расстояния, хорошо описывающему экспериментальные данные по чармонию и боттомонию, а второй близок к асимптотически свободному взаимодействию夸克ов, которое мы надеемся обнаружить в топонии\*). Таким образом, сопоставление этих двух возможностей помогает усмотреть тенденции изменения тех или иных величин при переходе к более тяжелым системам. Приведем соответствующие закономерности для кулоновского случая  $\epsilon = -1$  (обозначив его буквой K) и случая  $2\epsilon \ll 1$ , пренебрегая здесь величиной  $2\epsilon$  по сравнению с единицей (обозначив его ЧБ — от «чармоний, боттомоний»):

$$R \sim m^{-1} (K), \quad m^{-1/2} (ЧБ), \quad (13)$$

$$v \sim m^0 (K), \quad m^{-1/2} (ЧБ), \quad (14)$$

$$|R(0)|^2 \sim m^3 (K), \quad m^{3/2} (ЧБ), \quad (15)$$

$$\Gamma_e \sim m (K), \quad m^{-1/2} (ЧБ), \quad (16)$$

$$\Delta E \sim m (K), \quad m^{-\epsilon/2} (ЧБ), \quad (17)$$

$$\Gamma (E1) \sim m (K), \quad m^{-1} (ЧБ), \quad (18)$$

$$\Delta E_{ss} \sim m (K), \quad m^{-1/2} (ЧБ). \quad (19)$$

Помимо выписанных ранее общих формул для четырех величин здесь использованы также соответствующие формулы и приведены оценки для радиальных расщеплений нижних уровней  $\Delta E$ , радиационных ширин E1-переходов  $\Gamma (E1)$  и спин-спиновых расщеплений  $\Delta E_{ss}$  (при б-функциональном потенциале спин-спинового взаимодействия; см. ниже формулу (26)).

Рассматривая второй столбец по вертикали, нетрудно усмотреть обсуждавшиеся выше основные закономерности при переходе от чармония к боттомонию: уменьшение размеров системы, улучшение выполнимости условия нерелятивизма  $v \ll 1$ , уменьшение лептонных и радиационных ширин, практическое постоянство расщепления  $2S - 1S$  и предсказываемое уменьшение расщепления  $\Gamma - \eta_b$  по сравнению с  $J/\psi - \eta_c$ .

Взгляд по горизонтали справа налево приведет нас к качественному пониманию того, что следует ожидать в топонии: уменьшение размера системы при небольшом улучшении условия нерелятивизма (но заметим, что уже в боттомонии夸克 достаточно нерелятивистские), некоторый рост ширин распадов и расщеплений уровней по сравнению с боттомонием.

Приводя эти оценки, мы фактически отвергли возможность (которая, действительно, представляется маловероятной, если мы опираемся на КХД и асимптотическую свободу) непрерывной экстраполяции квазилогарифмических потенциалов<sup>7,37</sup> с  $\epsilon \ll 1$  в область топония и предположили, что

\*) Отметим, что асимптотическая свобода приводит (при  $\epsilon = -1$ ) к зависимости  $\chi$  от  $r$  типа  $\ln^{-1} r$ , что делает потенциал более пологим, приближая (хотя и очень слабо) кулоновские зависимости к случаю чармония и боттомония. Приближенно изменение качественных закономерностей для разных величин при переходе к топонию можно усмотреть, сравнивая зависимости их от массы системы при  $\epsilon \ll 1$  (чармоний, боттомоний) и  $\epsilon \approx -1$ . В обоих рассматриваемых случаях выполнены условия обсуждавшейся выше теоремы (3), и потому 1P-уровень лежит ниже 2S-уровня.

такая феноменологическая зависимость, наблюдаемая в чармонии и боттомонии, перейдет непрерывным образом в асимптотически свободную. Хотя предложенные формы асимптотически свободных потенциалов с монотонной интерполяцией к удержанию довольно разнообразны (см. обзор<sup>17</sup>) и приводят к несколько разным предсказаниям для топония, было бы весьма скучным занятием разбираться в малых отличиях их друг от друга, не получая при этом сколько-нибудь важных физических следствий. Будем надеяться, что природа не столь монотонна и уныла, а может обнаружить новые эффекты в этой области расстояний.

#### 4. НОВАЯ ОБЛАСТЬ РАССТОЯНИЙ

Продолжая тему потенциальных моделей, следует подчеркнуть, что уже в случае чармония и боттомония выбор того или иного потенциала был связан либо просто с желанием описать эксперимент простейшей формулой (как в случае квазилогарифмических потенциалов), либо с попыткой интерполировать асимптотически свободный потенциал на малых расстояниях и линейно растущий удерживающий потенциал — на больших. Интерполяции проводились таким образом, что в промежуточной области расстояний, характерной для чармония и боттомония (примерно от 0,3 до 1 Фм), численно потенциалы обоих типов были практически неразличимы. Потому в обоих случаях достигалось хорошее описание эксперимента, хотя имелись заметные разногласия теории и эксперимента по адронным ширинам, которые приписывались большой величине неучтенных радиационных поправок (см. Приложение), а также несколько тревожила большая величина постоянной  $\Lambda_{\text{КХД}}$  (около 400 МэВ), которая получалась из условия соответствия таких интерполяций эксперименту.

Согласно экспериментальным данным по глубоко неупругим процессам, в области расстояний, типичной для топония (от 0,05 Фм), уже должна полностью проявляться асимптотическая свобода и потенциал взаимодействия должен быть представим одноглюонным обменом со значением  $\Lambda_{\text{КХД}} = \Lambda_{\overline{\text{MS}}} \approx 100$  МэВ:

$$V(r) \xrightarrow{(r \rightarrow 0)} -\frac{12\pi}{3r} \cdot \frac{1}{(33 - 2n_f) \ln(1/r^2 \Lambda_{\text{K}}^2)} \quad (20)$$

где  $\Lambda_{\text{K}} = e^C \Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ ,  $C = 0,5772 \dots$  — постоянная Эйлера.

Выход из создавшейся ситуации, возможно, подсказывается тем фактом, что на этих же расстояниях происходит переход от токовых к конституентным кваркам. Действительно, формула (20) применима лишь к токовым кваркам, тогда как при переданных импульсах  $q^2 \sim 1$  ГэВ<sup>2</sup>, т. е. на расстояниях  $\sim 0,1$  Фм, токовые кварки должны обрасти глюонным полем и становиться конституентными. Механизм этого перехода пока еще не ясен, хотя имеются указания на то, что переход довольно резкий<sup>38,39</sup>. Из опыта известно, что как  $u$ -,  $d$ -, так и более тяжелый  $s$ -кварк наращивают при таком переходе дополнительную массу около 300 МэВ. Если динамика этого процесса не зависит от аромата кварка, то это же самое происходит и с  $c$ -,  $b$ - и  $t$ -кварками, а, значит, топоний имеющий довольно малый размер, должен чувствовать изменение массы кварка.

Каким образом этот переход может оказаться на топонии? Ответ на этот вопрос, как это ни покажется странным, связан с проблемой удержания кварков, т. е. приходит из области больших расстояний. Уже давно известно<sup>40</sup>, что при решении уравнения Дирака в центрально-симметричном поле, линейно растущем с расстоянием, не получается связанных состояний\*). Та-

\*). Эта проблема тесно связана с «парадоксом Клейна» и объясняется неустойчивостью «моря Дирака» в сильных полях.

кие состояния появляются лишь, если ввести лоренц-скалярный удерживающий потенциал<sup>41</sup>, который широко применяется при описании кваркониев (см., например, <sup>42-51</sup> и ссылки в этих работах), в частности для объяснения порядка расположения  $^3P_J$ -уровней и расщепления орто- и парауровней ( $\Gamma - \eta_b$  и т. п.), т. е. в спин-орбитальном и спин-спиновых взаимодействиях. Лоренц-скалярная часть входит в обычный потенциал в уравнении Шредингера аддитивно с лоренц-векторной составляющей и потому не может быть выделена при полностью нерелятивистском описании, а проявляется в указанных выше релятивистских эффектах за счет того, что входит в них неаддитивным образом.

Физический смысл лоренц-скалярного потенциала весьма нагляден<sup>52</sup>: если трактовать кварки как объекты, у которых масса зависит от относительного расстояния, то эта масса как раз и играет роль лоренц-скалярного потенциала. Обычно обращают внимание лишь на тот факт, что эта зависимость проявляется на больших расстояниях и обеспечивает удержание кварков. Поэтому общепринятая трактовка структуры потенциала кваркониев такова: на малых расстояниях доминирует лоренц-векторная часть потенциала (одноглюонный обмен с асимптотической свободой), а на больших — лоренц-скалярная удерживающая часть, в промежуточной же области допустима гладкая интерполяция с переменной долей вкладов той и другой части.

Как мы уже указывали, такая трактовка встречается с трудностью воспроизведения асимптотически свободного вклада с правильным значением  $\Lambda_{\text{КХД}}$ . Однако изменение массы кварка на малых расстояниях при переходе от токовых к конституентным кваркам также должно проявить себя как изменение лоренц-скалярного потенциала. Если это изменение происходит резко, т. е. на очень малом интервале расстояний, то гладкость интерполяции нарушается и в потенциале должен быть «скакок» на 600 МэВ<sup>53,54</sup> (для двух кварков — каждый наращивает массу по 300 МэВ), который расположен в районе расстояний около 0,1 Фм.

Поскольку при этом в области малых расстояний потенциал более пологий (за счет меньшего значения  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ), то средняя производная потенциала по достаточно большой области сохраняется и, согласно формулам (8), (9), (11), основные следствия для чармоная и боттомоная (о скорости кварков, средних размерах, лептонных ширинах и т. п.) не меняются, кроме адронных ширин, пропорциональных  $\alpha_s^3$  для  $^3S_1$ -уровней. Они заметно приближаются к экспериментальным благодаря меньшему значению  $\Lambda_{\text{КХД}}$ <sup>53,54</sup>.

Свойства топония существенно изменяются (см. последующие разделы) по сравнению с предсказаниями как для квазилогарифмических потенциалов, так и для непрерывных интерполяций от асимптотической свободы к удержанию.

На рис. 2 приведены потенциалы упомянутых трех типов. Подчеркнем, что потенциал со «ступенькой» заметно отличается от двух других потенциалов тем, что для него не выполнено условие (3) (которое справедливо для потенциалов (12) с  $\kappa > 0$ ,  $\varepsilon > 0$  и (20)). Лапласиан потенциала оказывается в этом случае знакопеременным.

Важно, что в этом случае теория возмущений КХД применима (с правильной величиной  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ) лишь до расстояний порядка 0,1 Фм, где мы имеем

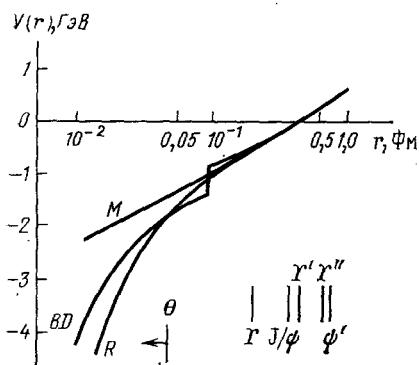


Рис. 2 Потенциалы взаимодействия кваркониев:  $M$  — квазилогарифмический<sup>37</sup>,  $R$  — асимптотически свободный с монотонной интерполяцией к линейному удержанию<sup>32</sup>,  $BD$  — асимптотически свободный со скачком (за счет перехода токовых кварков в конституентные) при интерполяции к линейному удержанию<sup>53</sup>

интерполяции нарушается и в потенциале должен быть «скакок» на 600 МэВ<sup>53,54</sup> (для двух кварков — каждый наращивает массу по 300 МэВ), который расположен в районе расстояний около 0,1 Фм.

Поскольку при этом в области малых расстояний потенциал более пологий (за счет меньшего значения  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ), то средняя производная потенциала по достаточно большой области сохраняется и, согласно формулам (8), (9), (11), основные следствия для чармоная и боттомоная (о скорости кварков, средних размерах, лептонных ширинах и т. п.) не меняются, кроме адронных ширин, пропорциональных  $\alpha_s^3$  для  $^3S_1$ -уровней. Они заметно приближаются к экспериментальным благодаря меньшему значению  $\Lambda_{\text{КХД}}$ <sup>53,54</sup>.

Свойства топония существенно изменяются (см. последующие разделы) по сравнению с предсказаниями как для квазилогарифмических потенциалов, так и для непрерывных интерполяций от асимптотической свободы к удержанию.

На рис. 2 приведены потенциалы упомянутых трех типов. Подчеркнем, что потенциал со «ступенькой» заметно отличается от двух других потенциалов тем, что для него не выполнено условие (3) (которое справедливо для потенциалов (12) с  $\kappa > 0$ ,  $\varepsilon > 0$  и (20)). Лапласиан потенциала оказывается в этом случае знакопеременным.

Важно, что в этом случае теория возмущений КХД применима (с правильной величиной  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ) лишь до расстояний порядка 0,1 Фм, где мы имеем

дело с токовыми кварками, а дальнейшая область, т. е. взаимодействие конституентных кварков, рассматривается чисто феноменологически до тех пор, пока не удастся корректно рассчитать непертурбативные эффекты в КХД, и существенно, что теперь эти две области весьма четко разделены \*).

Итак, топоний может оказаться весьма чувствительным к характеру перехода токовых кварков в конституентные и поможет вскрыть КХД-структурность кварков.

Для нас, конечно, наибольший интерес представляет проверка предсказаний *теории* (в данном случае КХД) нежели обсуждение свойств *моделей*. Тем не менее, экспериментальное подтверждение модели со «ступенькой» привело бы к важным следствиям для КХД-расчетов, типа тех, которые проводились в работах <sup>55, 56</sup>, указав на заметную роль непертурбативных эффектов уже на столь малых расстояниях как 0,1 Фм.

Новизна физики топония состоит, как уже говорилось, и в том, что мы впервые будем иметь дело с системой, для которой эффекты электрослабых взаимодействий оказываются сопоставимыми с ролью сильных взаимодействий, как это будет наглядно продемонстрировано при рассмотрении мод распада топония (см. раздел 6). Таким образом, одновременно со следствиями для КХД мы сможем получать новые данные по электрослабым процессам. Конечно, приоритет здесь принадлежит поискам нейтрального хиггсовского бозона. К сожалению, теория не предсказывает его массы. Как будет показано ниже, он будет заметен среди продуктов распада топония, если его масса несколько меньше массы топония.

Как известно <sup>57</sup>, в более сложных, по сравнению со стандартной, моделях электрослабых взаимодействий появляются электрически заряженные хиггсовские бозоны. Их обнаружение в распадах топония (при соответствующих массах) будет весьма легким (если только они вообще существуют).

Малость расстояний приводит и к росту роли чисто нейтринных распадов, которые могут дать сведения о числе сортов нейтрино.

Определение элемента матрицы Кобаяши — Маскавы  $V_{tb}$  и точное измерение угла Вайнберга дополняют возможности топония в выяснении физики электрослабых процессов.

Наконец, подлинной сенсацией явилось бы, конечно, обнаружение суперсимметричных партнеров частиц среди продуктов распада топония. Опять-таки слабость теории состоит в том, что она не способна предсказать массы этих частиц.

Подводя итоги, следует конечно сказать, что физика малых расстояний может оказаться более богатой, чем мы предполагаем. Но даже те возможности физики топония, которые были рассмотрены выше, представляются весьма важными для развития наших представлений как о сильных и электрослабых взаимодействиях, так и о свойствах симметрии мира частиц.

## 5. СПЕКТРОСКОПИЯ ТОПОНИЯ

Число уровней топония \*\*), лежащих под порогом рождения частиц с открытым топом, оказывается заметно большим, чем в чармонии или в боттомонии. Конечно, для того, чтобы точно назвать это число, надо знать детали поведения потенциала взаимодействия. Однако ситуация упрощается благодаря тому, что, во-первых, это число определяется, в основном, огромным количеством практически перекрывающихся уровней с большими значениями орбитального момента, т. е. для его оценки можно применять квазиклассику, и, во-вторых, все предложенные потенциалы идут круче кулоновского

\*) Аргументы в пользу такого выбора потенциала можно получить <sup>117</sup> также, используя правила сумм для тяжелых кварк-антикварков, выписанные, например, в <sup>116</sup>. Предсказываемый <sup>53, 54</sup> спектр топония хорошо удовлетворяет правилам сумм, тогда как другие выборы приводят к большим различиям.

\*\*) Следуя <sup>23</sup>, будем обозначать уровни топония  $\theta, \theta', \dots, \chi_t, \dots$

на больших расстояниях из-за удерживающей части, что позволяет дать ограничение снизу на полное число уровней. Квазиклассические оценки<sup>58</sup> в предположении о независимости энергии связи легкого кварка в системе с тяжелым夸рком от массы тяжелого кварка<sup>59</sup> показывают, что число непосредственно рождающихся в  $e^+e^-$ -аннигиляции S-состояний топония приблизительно равно

$$n_S \approx 2 \left( \frac{m_t}{m_c} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

где  $m_t$ ,  $m_c$  — массы топ- и очарованного кварков. Полное число уровней должно превышать его значение (при данном  $n_S$ ) для кулоновского потенциала, т. е.

$$n_T \geq 2n_S + 4 \sum_{i=1}^{n_S-1} (n_S - i) = 2n_S^2. \quad (22)$$

Здесь учтено сверхтонкое расщепление S-уровней (коэффициент 2 в первом слагаемом) и наличие четырех уровней (уровень с  $J = L$  и три уровня при тонком расщеплении) для  $L > 0$ .

Из этих формул следует, что при массе топ-кварка, примерно равной 40 ГэВ, ожидается около 10 частиц с массой ниже порога рождения открытого топа (т. е. узких состояний), непосредственно образующихся в  $e^+e^-$ -соударениях, а всего семейство топония должно содержать больше 200 узких состояний. Расчеты<sup>20</sup> для конкретного потенциала (указан буквой  $R$  на рис. 2)<sup>32</sup> при массе топ-кварка 45 ГэВ показывают, что эта оценка может быть даже сильно занижена, так как в результате расчетов было получено 424 состояния топония ниже порога рождения открытого топа со значениями орбитального момента до  $L = 17$ , а число  $^3S_1$ -состояний равнялось 12, причем расстояния между S-уровнями падали от 946 МэВ для  $2S - 1S$ -расщепления до 80 МэВ у верхних радиальных возбуждений. Однако это богатство, видимо, долго останется практически нетронутым, так как разделение верхних уровней затруднительно, поскольку разброс в энергиях пучков<sup>\*)</sup> на ускорителях SLC и LEP будет несколько десятков МэВ (подробнее см. раздел 7). Таким образом, во всяком случае в первый период можно надеяться лишь на выделение низших состояний, и потому мы обсудим именно их, тем более, что они во многом определят основные физические выводы и предсказания разных потенциальных моделей отличаются больше всего друг от друга именно для этих состояний. Подробные спектроскопические таблицы для топония можно найти, например, в работах<sup>17,34,35,60-63</sup>.

Основные сведения о поведении потенциала на малых расстояниях будут получены после того, как удастся измерить массы и лептонные ширины  $1S$ - и  $2S$ -уровней, а также положение  $1P$ -уровня<sup>\*\*</sup>). Теоретически лептонные ширины вычисляются по формуле (27) (см. ниже), в которой существенную роль играет волновая функция в нуле, определяемая решением уравнения Шредингера при заданном потенциале. Мы рассмотрим разные случаи (см. рис. 2):  $M$  — квазилогарифмический потенциал Мартина<sup>37</sup> типа (12) с  $\varepsilon \approx 0,1$ ;  $R$  — потенциал Ричардсона<sup>32-34</sup>, интерполирующий асимптотически свободный и линейный удерживающий вклады,  $BD$  — потенциал со «ступенькой»<sup>53</sup>, учитывающий резкий переход токовых кварков с асимптотически свободным взаимодействием в конституентные кварки с непертурбативным взаимодействием, описываемым феноменологически. Три типа потенциалов, изображенные на рис. 2, приводят к существенно различным предсказаниям для разности масс  $2S$ - и  $1S$ -уровней (рис. 3) и лептонных ширин этих

<sup>\*)</sup> Обычно он составляет по порядку величины ~0,1% энергии пучка.

<sup>\*\*)</sup>  Мы пока рассматриваем полностью нерелятивистскую задачу без учета тонкого и сверхтонкого расщеплений (которые обсуждены ниже).

уровней (рис. 4). Видно, что отличия в предсказанных расщеплениях могут достигать почти 500 МэВ, а лептонные ширины — отличаться в пятеро. Заметны различия и в отношениях лептонных ширин 2S- и 1S-уровней. Обобщая результаты многих расчетов, можно сформулировать следующие простые mnemonicеские правила:

1) большое расщепление ( $\sim 900$  МэВ), большая лептонная ширина 1S ( $\sim 6$  кэВ), малое отношение лептонных ширин 2S/1S ( $\sim 0,25 - 0,3$ ) характерны для асимптотически свободных монотонных потенциалов ( $R$ );

2) малое расщепление ( $\sim 500$  МэВ), малая лептонная ширина ( $\sim 1$  кэВ), большое отношение лептонных ширин ( $\sim 0,5 - 0,55$ ) характерны для квазилогарифмических потенциалов ( $M$ );

3) большое расщепление ( $\sim 900$  МэВ), средняя лептонная ширина 1S ( $\sim 3,5$  кэВ), большое отношение лептонных ширин ( $\sim 0,5 - 0,55$ ) характерны для потенциала со «ступенькой» ( $BD$ ).

Дополнительные важные сведения можно получить, измерив положение 1P-уровней. Их центр тяжести слабо сдвинут по отношению к 2S-уровню

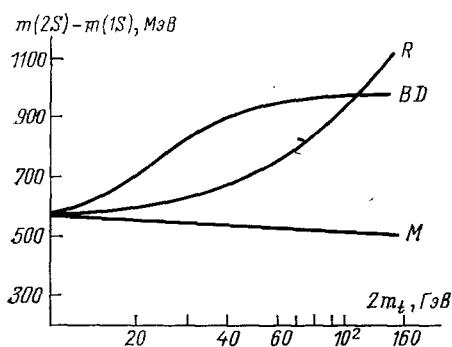


Рис. 3. Разности масс 2S- и 1S-уровней как функции удвоенной массы топ-кварка для трех потенциалов, изображенных на рис. 2

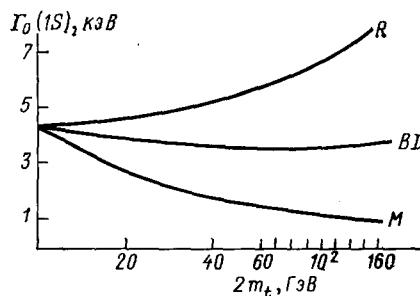


Рис. 4. Лептонная ширина 1S-состояния (без вклада  $Z^0$ ) как функция удвоенной массы топ-кварка для трех потенциалов, изображенных на рис. 2

как в асимптотически свободном монотонном, так и в квазилогарифмическом потенциалах ( $\sim 100$  МэВ), тогда как потенциал со ступенькой предсказывает намного большее расщепление ( $\sim 300$  МэВ \*). В первом случае обнаружить 1P-уровень по радиационным переходам  $\theta' \rightarrow \gamma\chi_t$  можно будет только, если масса топония меньше 90 ГэВ (см. ниже); при ступенчатом потенциале ширина этого распада (она пропорциональна кубу частоты фотона  $\omega^3$ ; см. формулу (39)) будет составлять заметную долю полной ширины (десятки процентов), и переход будет четко виден.

Кстати, отметим, что в случае, если 1P и  $Z^0$  окажутся практически вырожденными по массам, появится экзотическая возможность <sup>20, 62</sup> прямого рождения 1P-резонанса благодаря аксиальной векторной связи  $Z^0$  (см. раздел 7).

Итак, по-видимому, самые первые исследования относительного расположения уровней 1S, 2S и 1P в топонии и изучение их лептонных ширин приведут к выяснению параметров асимптотической свободы и свойств перехода от конституентных кварков к токовым.

Асимптотически свободная часть потенциала играет теперь более важную роль, и потому все данные будут чувствительны к параметру  $\Lambda_{\text{кхд}}$ . Уменьшение этого параметра приводит к уменьшению производной потен-

\* ) Этот результат вполне естествен, если вспомнить, что в потенциальной яме не только 1P-, но даже 1D-уровень оказываются ниже 2S-уровня. Ступенька, играющая роль дополнительной потенциальной ямы, приводит к понижению 1P-уровня.

циала (см. формулу (20)), а значит, и к понижению предсказываемых значений для лептонных ширин (см. формулу (11)) и расщеплений уровней. В монотонных потенциалах такое изменение  $\Lambda_{\text{KХД}}$  небезопасно, так как немедленно скажется на согласии с данными по чармонию и боттомонию, которые при обычных интерполяциях описываются при значениях  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  выше 300 МэВ. Если спектроскопия топония укажет на меньшие значения  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ , то здесь, возможно, придется прибегать к особым интерполяциям, типа предложенной в работе <sup>64</sup>, где введен резкий скачок  $\beta$ -функции \*), определяемой как логарифмическая производная цветного заряда  $\alpha_s$  по переданному импульсу  $q^2$

$$\beta(\alpha_s) = \frac{d\alpha_s(q^2)}{d \ln q^2}. \quad (23)$$

В любом случае величина  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  при феноменологическом подходе связана с абсолютной нормировкой потенциала и с массами夸克ов <sup>34</sup>. Кроме того, всегда надо иметь в виду связь  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  с параметрами обрезания потенциалов  $\Lambda_{\text{и}}$  и  $\Lambda_{\text{к}}$  (см. (20)) в импульсном и координатном пространствах. Эти соотношения были получены в работах <sup>33, 65</sup>:

$$\ln \frac{\Lambda_{\text{и}}}{\Lambda_{\overline{\text{MS}}}} = \frac{3}{2(33 - 2n_f)} \left( \frac{124}{27} - \frac{10}{9} n_f \right), \quad (24)$$

и в работах <sup>45, 66</sup> (см. формулу (20)):

$$\Lambda_{\text{к}} = e^C \Lambda_{\overline{\text{MS}}}, \quad (25)$$

где  $C = 0,5772\dots$  — постоянная Эйлера.

Более подробное обсуждение возможностей определения  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  при монотонных интерполяциях потенциала было проведено в обзоре <sup>67</sup>.

Если спектроскопические данные о нижних уровнях топония подтверждают необходимость введения скачка масс в потенциал, то ситуация будет более интересной и определенной, так как уже по адронным ширинам боттомония видно, что на малых расстояниях справедлива КХД с  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} \approx \approx 100$  МэВ. Более точное определение  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  окажется связанным с деталями перехода от токовых к конституентным夸克ам, т. е. параметр в пертурбативном подходе будет связан с непертурбативным скачком масс.

Высокие радиальные возбуждения топония будут обладать размерами, сопоставимыми с размерами боттомония и чармония ( $\sim 0,3 - 0,8$  Фм), а потому послужат хорошей дополнительной проверкой гипотезы о независимости потенциала от аромата夸克ов, хотя, как уже отмечалось выше, практические возможности их выделения и регистрации ограничены разбросом энергии в сталкивающихся пучках.

Те же трудности возникнут и при попытках выделения тонкого и сверхтонкого расщеплений уровней. Несмотря на все неоднозначности трактовки спин-орбитальных и спин-спиновых взаимодействий, эти расщепления в топонии предсказываются на уровне десятка МэВ, и потому опять-таки возникнут проблемы вследствие энергетического разброса пучка \*\*). Оба эти эффекта — релятивистские и, значит, должны быть, по крайней мере, меньше, чем в боттомонии. Такое расщепление пропорционально квадрату скорости夸克ов и, согласно оценкам (14), должно было бы уменьшиться от боттомония к топонию почти на порядок при квазилогарифмическом потенциале (т. е. до  $\sim 5$  МэВ), но при более разумных оценках (с учетом разных зависи-

\*) Это отвечает «скакчу» заряда, т. е. резкому изменению лоренц-векторной части потенциала, что представляется менее вероятным, нежели изменение лоренц-скалярной составляющей, обсуждавшееся выше.

\*\*) Относительное положение уровней можно определять по энергиям фотонов в радиационных переходах

мостей от масс в (14)) следует ожидать заметно меньшего спада. Тем не менее, вряд ли тонкое расщепление будет больше 20 МэВ. Точность его оценок связана, в частности, с проблемой разделения потенциала на лоренц-векторную и лоренц-скалярную части<sup>50</sup>. То же относится и к учету спин-спиновых взаимодействий, определяющих сверхтонкое расщепление, хотя и в несколько меньшей степени, так как они считаются более короткодействующими. Обычно это расщепление оценивается по формуле<sup>68</sup>

$$\Delta E_{ss} = \frac{8\alpha_s}{9} \frac{|R_\theta(0)|^2}{m_\theta^2}, \quad (26)$$

которая получается из б-функционного вклада, связанного с лапласианом кулоновского потенциала \*). Однако, эта формула дает заведомо завышенные оценки из-за того, что реальные потенциалы квarkония не столь сингуляры в нуле. Тем не менее, даже при этом сверхтонкое расщепление в топонии оказывается не больше 20—40 МэВ<sup>20,50</sup>. Хотя оно и мало, но следует подчеркнуть, что разница семейств топония и боттомония здесь невелика \*\*) (как указывают на это и качественные оценки формул (19)).

Таким образом, следует ожидать, что спектроскопия топония проверит наши надежды на справедливость обычного нерелятивистского подхода, свойство асимптотической свободы, переход от токовых к конституентным квarkам и независимость потенциала от аромата квarkов.

С точки зрения КХД спектроскопические исследования топония, видимо, могли бы дать указания на роль непертурбативных эффектов, в частности, на соотношение длинноволновых<sup>69—71</sup> и коротковолновых<sup>72—74</sup> флуктуаций вакуума при фазовом переходе от токовых к конституентным квarkам, на возможные модификации расчетов уровней тяжелых квarkониев<sup>71,75</sup> с учетом этого перехода при квазиулоновском взаимодействии на меньших расстояниях.

## 6. РАСПАДЫ ТОПОНИЯ

### 6.1. Общие сведения

Если масса топония окажется, как ожидается, в интервале от 60 до 120 ГэВ, то его распады будут определяться в сопоставимых пропорциях слабыми, электромагнитными и сильными взаимодействиями<sup>14,15,19,20,23,35,62,63,76—78</sup>. С такой ситуацией, когда все три типа взаимодействий играют примерно одинаковые роли в распадах связанной адронной системы, мы сталкиваемся впервые.

Распад может идти: 1) за счет аннигиляции квarkов — либо прямой (рис. 5, *a* — *e*), либо путем обмена  $W$ -бозоном (рис. 5, *г*); 2) как распад одного из квarkов (рис. 5, *д*, *е*); 3) при адронном (рис. 5, *ж*) или радиационном (рис. 5, *з*) переходе в более низкое состояние топония.

Кроме того, возможны распады топония с рождением суперсимметричных партнеров обычных частиц, если их массы достаточно малы, чтобы позволить такие распады энергетически. Мы рассмотрим их в отдельном разделе 6.4.

Ширины всех аннигиляционных распадов  $S$ -уровней пропорциональны вероятности встречи в одной точке квarkа с антиквarkом, т. е. квадрату волновой функции системы при нулевом относительном расстоянии составляющих ее квarkов \*\*\*)). Эта величина непосредственно получается в потен-

\*) Тензорное расщепление обычно мало.

\*\*) В частности, предсказываемое для квarkониев в некоторых работах постоянство разности квадратов масс  $^3S_1$ - и  $^1S_0$ -уровней здесь уже не будет иметь места. Однако проверка затруднительна ввиду малости расщеплений.

\*\*\*) Обмен  $W$ -бозоном отвечает столь малым расстояниям, что волновую функцию топония также можно брать в одной точке. Вообще, все эффекты, обусловленные очень короткодействующими силами, считаются пропорциональными  $|R(0)|^2$ ; см., например, формулу (26)), откуда с учетом (27) имеем соотношение  $\Delta E_{ss}/\Gamma_0 \approx 2\alpha_s/\alpha^2$ , которое неплохо выполняется даже для чармонания, если учесть радиационные поправки (см. также замечания к формуле (26))

циальных моделях при решении уравнения Шредингера, заметно зависит от вида потенциала  $i$ , фактически, является основным непертурбативным элементом при расчете аннигиляционных ширин. Отношения ширин различных аннигиляционных каналов одного того же уровня не зависят от волновой функции, их можно вычислить по теории возмущений и потому обычно приводят отношение того или иного канала к лептонной ширине данного

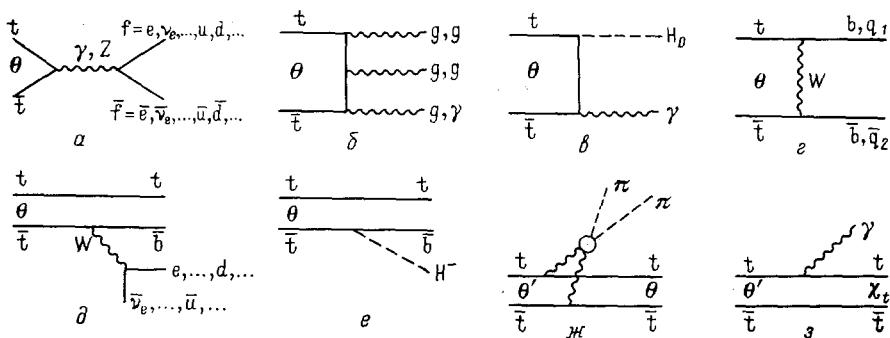


Рис. 5. Диаграммы распадов топония

(аннигиляционные —  $a$  —  $g$  и распады отдельного кварка —  $d$  —  $e$ ) и переходов между различными состояниями топония (адронных —  $g$  и радиационных —  $a$ )

состояния (без учета эффекта обмена  $Z^0$ -бозоном на рис. 5,  $a$ ), которая вычисляется по известной формуле <sup>79,80</sup>

$$\Gamma(\theta \rightarrow l^+ l^-) = \Gamma_0(\theta) \left[ 1 - \frac{16}{3\pi} \alpha_s(m_\theta) \right] = \frac{16\alpha^2}{9m_\theta^2} |R_\theta(0)|^2 \left( 1 - \frac{16}{3\pi} \alpha_s(m_\theta) \right). \quad (27)$$

Точнее, рассматриваются величины

$$r_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0(\theta)} \quad (28)$$

где не учтены радиационные хромодинамические поправки (см. Приложение), поскольку они, с одной стороны, должны быть малы в области топония, где  $\alpha_s \sim 0,1$ , а, с другой стороны, они все равно не вычислены для распадов кварка.

Предсказания разных потенциальных моделей для величины  $\Gamma_0(\theta)$  обсуждались нами в предыдущем разделе — наиболее реальны значения  $\Gamma_0$  от 3 до 6 кэВ (при  $m_\theta \sim 70$  — 80 ГэВ).

Начнем с самого интересного физического процесса — рождения нейтрального хиггсовского бозона и фотона (рис. 5,  $g$ ) <sup>81</sup>; в стандартной модели

$$r_{H^0\gamma} = \frac{1}{2x} \frac{m_\theta^2}{m_W^2} \left( 1 - \frac{m_{H^0}^2}{m_\theta^2} \right) \quad (29)$$

где  $x = 4 \sin^2 \theta_W$ ,  $\theta_W$  — угол Вайнберга. Видно, что ширина такого распада не сильно отличается от лептонной ширины, если масса топония близка к массе  $W$ -бозона, а масса хиггсовского бозона не слишком тесно примыкает к массе топония. Поэтому при  $m_{H^0} \lesssim (0,7 - 0,9) m_\theta$  вероятность обнаружить нейтральный хиггсовский бозон среди продуктов распада топония весьма высока. Это было бы крайне важно для стандартной модели электротяжелых взаимодействий.

Весьма просто выглядят формулы для адронных мод распада на три глюона, а также на два глюона и фотон (рис. 5,  $h$ ), которые играли важнейшую

роль в распадах чармония и боттомония <sup>6</sup>:

$$r_{ggg} = \frac{5(\pi^2 - 9)}{18\pi} \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2}, \quad (30)$$

$$r_{gg\gamma} = \frac{8(\pi^2 - 9)}{9\pi} \frac{\alpha_s^2}{\alpha}, \quad (31)$$

откуда следует простое соотношение:

$$\frac{\Gamma_{gg\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = \frac{16\alpha}{5\alpha_s}. \quad (32)$$

Как видно, измерение этих отношений важно для определения константы цветового взаимодействия  $\alpha_s$ . Хотя трехглюонная ширина оказывается даже несколько больше лептонной ширины (вне области  $Z^0$ ), она дает теперь в отличие от чармония и боттомония отнюдь не самый главный вклад в ширину топония, которая формируется в основном за счет аннигиляционного распада с рождением фермион-антифермионной пары  $ff$  (рис. 5, *a* и рис. 5, *г* для  $b\bar{b}$ -пары) и распада одного кварка (рис. 5, *д*). Соответствующие отношения (28) записываются в виде <sup>23,78,82</sup>

$$r_{ff} = \frac{c_t^2}{e_t^2} \left\{ e_t^2 e_f^2 + 2 \frac{e_t e_f v_t v_f}{y^2} \operatorname{Re} x_Z + \frac{v_t^2 (v_f^2 + 1)}{y^4} |x_Z|^2 + \right. \\ \left. + \delta_{f, b} \left[ \frac{v_t (1 - v_f)}{3x y^2} x_W \operatorname{Re} x_Z - \frac{e_t e_f}{3x} x_W + \frac{x_W^2}{18x^2} \right] \right\}, \quad (33)$$

где

$$x = 4 \sin^2 \theta_W, \quad y = 2 \sin 2\theta_W,$$

$$x_Z = \frac{m^2}{m^2 - m_Z^2 + i\Gamma_Z m_Z}, \quad x_W = \frac{m^2}{m_W^2} \frac{m_W^2 + (m^2/8)}{m_W^2 + (m^2/4)},$$

$$c_f = \begin{cases} 3 & \text{для кварков} \\ 1 & \text{для лептонов} \end{cases} \quad \delta_{f, b} = \begin{cases} 1, & f = b, \\ 0, & f \neq b, \end{cases}$$

$$e_u = e_c = e_t = \frac{2}{3}, \quad e_d = e_s = e_b = -\frac{1}{3},$$

$$e_{v_e} = e_{v_\mu}^{**} = e_{v_\tau} = 0, \quad e_e = e_\mu = e_\tau = -1,$$

$$v_u = v_c = v_t = 1 - \frac{2}{3} x, \quad v_d = v_s = v_b = -1 + \frac{1}{3} x,$$

$$v_{v_e} = v_{v_\mu} = v_{v_\tau} = 1, \quad v_e = v_\mu = v_\tau = -1 + x.$$

(В формуле (33) пренебрежено всеми вкладами заряженного тока, которые подавлены углом Кабибо.)

Среди двухфермионных распадов особый интерес вызывают распады на нейтрино и антинейтрино, поскольку они могли бы указать нам на число сортов нейтрино (см. раздел 6.5).

Бета-распад одного кварка (рис. 5, *д*) не требует аннигиляционного процесса, и потому  $\Gamma_0(\theta)$  остается в явном виде в отношении (28) <sup>83</sup>:

$$r_t = \frac{3}{32\pi^3} \frac{G_F^2 m_t^5}{\Gamma_0(\theta)} f(\rho, v), \quad (34)$$

где  $\rho = m_t^2/m_W^2$ ,  $v = m_b^2/m_t^2$  и

$$0.9 < f(\rho, v) \approx \frac{2}{\rho^4} (1 - 8v) \{6[\rho + (1 - \rho) \ln(1 - \rho)] - 3\rho^2 - \rho^3\} < 1.3$$

при  $30 \text{ ГэВ} < m_t < 55 \text{ ГэВ}$ .

Эта ширина сильно растет с увеличением массы кварка и практически всюду заметно превышает лептонную ширину.

Имеется интересная, хотя и очень маловероятная \*), возможность, что распад топония почти целиком будет идти по каналу с рождением заряженных хиггсовских скалярных частиц, если таковые существуют с массами меньше массы топония. В этом случае

$$r_{H^\pm} = \frac{G_F |V_{tb}|^2}{4\sqrt{2}\pi} \frac{m_t^3}{\Gamma_0(\theta)} \left(1 - \frac{m_{H^\pm}^2}{m_t^2}\right)^2 \quad (35)$$

т. е. ширина по этому каналу более чем на 3—4 порядка превышает лептонную при  $m_{H^\pm} < 0,9m_t$  и резко растет с увеличением массы топ-кварка. (При оценке, конечно, предположено, что  $|V_{tb}|^2 \sim 1$ .)

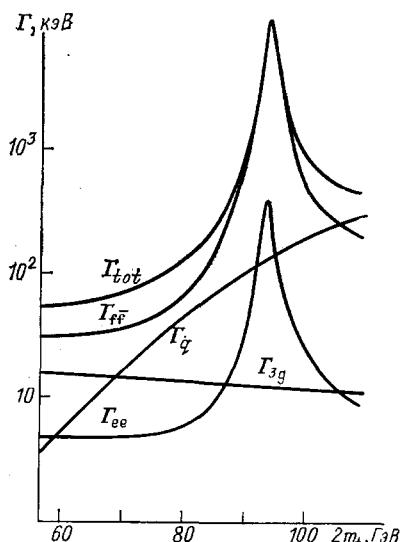


Рис. 6. Полная ширина распада 1S-состояния топония и ширины его распада по отдельным каналам как функции удвоенной массы топ-кварка

Возможны также такие распады, когда топ-кварк превращается в d- или s-кварк за счет обмена W-мезоном (рис. 5, г с  $q_1$  и  $q_2$ ) или непосредственного рождения W-мезона (если масса топ-кварка превышает сумму масс d(s)-кварка и W-мезона). Однако вероятности этих распадов малы из-за малости \*\*) недиагональных элементов матрицы Кобаяши—Маскавы  $V_{tq}$ , где  $q = d$  или  $s$ . Они даются формулами:

$$r_{q_1 q_2} = \frac{3 |V_{tq_1} V_{tq_2}|^2}{4x^2} x_W^2, \quad (36)$$

$$r_{qW} = \frac{G_F |V_{tq}|^2}{4\sqrt{2}\pi\Gamma_0(\theta)} m_t^3 \times \times \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2. \quad (37)$$

Конечно, если такие распады удастся выделить, то это будет методом измерения недиагональных элементов матрицы Кобаяши—Маскавы.

На рис. 6 показано <sup>23</sup> поведение ширин различных каналов распада основного состояния топония  $\theta$  в зависимости от его массы согласно оценкам по формулам (27), (37) при следующих параметрах:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_0(\theta) &= 5 \text{ кэВ}, & m_W &= 83,2 \text{ ГэВ}, & m_Z &= 94,0 \text{ ГэВ}, \\ \sin^2 \theta_W &= 0,217, & \Gamma_Z &= 2,5 \text{ ГэВ}, \\ \alpha_s(m) &= \frac{12\pi}{23 \ln(m/100 \text{ МэВ})^2} & (n_f &= 5). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Доминируют распады на фермион-антифермионную пару и распады отдельного топ-кварка.

Распады более высоких радиальных возбуждений описываются теми же формулами, но обычно для них квадрат волновой функции в нуле меньше,

\*) Результаты группы UA1<sup>2</sup>, полученные на SppS-коллайдере, об электронах из распадов топ-кварка исключают заряженные хиггсовские скаляры с массой  $m(H^\pm) < m_t - 5 \text{ ГэВ}$  (если принять интерпретацию этих результатов как рождение топ-кварка).

\*\*) Заметные углы смешивания разных поколений были бы указаны на преонную структуру кварков <sup>118</sup>.

и потому роль аннигиляционных каналов уменьшается, а роль распада отдельного кварка возрастает. Кроме того, добавляются два канала перехода в низшее состояние — адронный (рис. 5, ж) и радиационный (рис. 5, з). В случае топония адронный канал перехода сильно подавлен по сравнению с чармонием и боттомонием и согласно оценкам<sup>85,86</sup> дает вклад в полную ширину не более 1 кэВ (скорее всего, около 0,5 кэВ), а потому может практически не учитываться \*) (так как полная ширина 2S будет не ниже 80 кэВ). Вклад радиационных распадов существенно зависит от вида потенциала взаимодействия и расщепления 2S — 1P-уровней (как уже обсуждалось в разделах 4, 5). Ширина радиационного перехода \*\*)  $\theta' \rightarrow \gamma \chi_t$  может быть записана в виде<sup>62</sup>

$$\Gamma(\theta' \rightarrow \gamma \chi_t) = \frac{16}{27} \alpha \omega^3 M_{21}^2 \approx \left( \frac{45 \text{ ГэВ}}{m_t} \right)^{1,25} \left( \frac{\omega}{100 \text{ МэВ}} \right)^3 \text{ (кэВ)}, \quad (39)$$

где

$$M_{21} = \int_0^\infty r^3 R_2(r) R_1(r) dr \quad (40)$$

— дипольный матричный элемент,  $\omega$  — частота  $\gamma$ -кванта (приближенно равная расщеплению 2S — 1P-уровней). Эта ширина кубично растет с ростом расстояния между уровнями и заметно падает с увеличением массы топ-кварка. Ее вклад в полную ширину находится на уровне 2 — 5% при  $m(\theta') = m(\chi_t) \approx 100 \text{ МэВ}$  (монотонные интерполяции) и на уровне 30% при  $m(\theta') = m(\chi_t) \approx 300 \text{ МэВ}$  (ступенчатый потенциал) для  $30 < m_t < 40 \text{ ГэВ}$ . Естественно, что в районе  $Z^0$  доля распада по этому каналу резко падает.

Обсудим отношения ширин распадов 2S( $\theta'$ ) и 1S( $\theta$ ) состояний топония. Если пренебречь небольшим отличием масс  $\theta$  и  $\theta'$ , то отношения всех аннигиляционных каналов распада будут одинаковы — они равны отношению квадратов волновых функций этих состояний при нулевом относительном расстоянии кварка от антикварка:

$$\frac{\Gamma_{\text{анн}}(\theta')}{\Gamma_{\text{анн}}(\theta)} \approx \frac{|R_{0'}(0)|^2}{|R_0(0)|^2} \approx 0,3 - 0,5. \quad (41)$$

(В частности,  $\Gamma_0(\theta') \approx (0,3 - 0,5) \Gamma_0(\theta)$ .) Первая цифра в (41) получается из монотонных интерполяций потенциала с  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} \approx 500 - 400 \text{ МэВ}$ , вторая — при ступенчатой интерполяции с  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 100 \text{ МэВ}$  (а также для квазилогарифмических потенциалов).

Для распадов отдельного кварка ширина практически не зависит от номера радиального возбуждения, и потому

$$\frac{\Gamma_t(\theta')}{\Gamma_t(\theta)} \approx 1. \quad (42)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что относительные доли аннигиляционных каналов будут заметно меньше у  $\theta'$ , чем у  $\theta$ , причем возрастет роль распадов отдельного кварка и, возможно, даст заметный вклад радиационный переход в  $\chi_t$ . Для более высоких радиальных возбуждений топония эта тенденция увеличения относительного вклада распадов отдельного кварка усиливается.

Ширины радиационных распадов  $\chi_t \rightarrow \gamma \theta$  зависят от вида потенциала, но можно утверждать, что они не превышают 130 кэВ (см. <sup>54,76</sup>). Распад  $\chi_t$

\*) Однако он может быть важен для подсчета числа сортов нейтрино (см. раздел 6.5).

\*\*) В формуле (40) учтено суммирование по всем  ${}^3P_J$ -уровням, поскольку, как уже обсуждалось выше, тонкое расщепление очень мало и разделение отдельных уровней затруднено.

будет идти примерно поровну за счет радиационного перехода в  $\theta$  и слабого распада топ-кварка.

Подчеркнем, что соотношение между различными каналами распада топония существенно меняется при изменении массы (рис. 6). В области до 85 ГэВ важны процессы рождения кварк-антикварковой пары, трехглюонные распады и слабые распады топ-кварка. Вблизи  $Z^0$ -бозона ( $85 < m < 105$  ГэВ) резко возрастает роль распадов на пару фермион—антифермион. При сохранении лидирующей роли кварков важный вклад начинает давать интересный процесс рождения пары нейтрино-антинейтрино. При больших массах доминирующими становятся слабые распады топ-кварка. Это приводит к заметному уширению резонансов и сглаживанию их. Вместе с тем, переходы из радиально возбужденных  $S$ -состояний в состояния с другими  $L$  становятся настолько редкими, что говорить о спектроскопии топония в этой области уже нереально.

## 6.2. Хиггсовские скалярные частицы

Ситуация со скалярными частицами — одна из самых интригующих в физике частиц. В теории они — желанные гости, в эксперименте — неуловимые духи. Может быть, топоний впервые откроет нам последний не найденный еще экспериментально элемент современных калибровочных теорий электрослабых взаимодействий — хиггсовскую скалярную частицу. Она обеспечивает нарушение симметрии электрослабых взаимодействий и ответственна за появление масс у известных частиц.

В минимальной стандартной модели Вайнберга — Глэшоу — Салама появляется всего лишь одна нейтральная хиггсовская частица  $H^0$ . В неминимальных моделях (в моделях с техницивтом, с суперсимметрией и т. п.) имеется набор нейтральных и заряженных скалярных полей<sup>57</sup>. Ни в том, ни в другом случае теория не способна предсказать массы этих частиц (хотя и указывает некоторые ограничения на них). Поэтому мы можем только надеяться на то, что, если эти скалярные частицы не слишком массивны ( $m_h < m_\theta$ ), то они проявят себя при распадах топония. Именно достаточно тяжелый топоний представляет особый интерес потому, что сила связи хиггсовских частиц с фермионами обычно принимается пропорциональной массе фермиона (кварка или лептона). Вследствие этого, доля этого канала в топонии оказывается примерно 1—3%, т. е. на два порядка величины больше, чем в боттомонии (к тому же при более широком интервале масс), как ясно видно из формулы (29). Эта реакция легко детектируется по монохроматическому фотону, после чего элементарно определяется масса хиггсовской частицы \*), так как распад двухчастичный.

Оценки<sup>20, 23, 57</sup> показывают, что доступная на SLC и LEP статистика вполне достаточна для обнаружения такого распада даже при массах  $H^0$ , составляющих 90% массы топония (десятки или сотни событий за 1000 часов работы). Менее чем за год можно поднять верхний предел массы  $H^0$  до значений 65; 80 и 85 ГэВ, если масса топония равна 70; 90 и 110 ГэВ соответственно<sup>23</sup>. После внимательного изучения возможного фона и величины сигнала авторы обзора<sup>23</sup> приходят к выводу, что «топоний является прекрасным местом для поиска тяжелых хиггсовских частиц\*\*».

Относительно заряженных хиггсовских скалярных частиц уже говорилось выше, что данные группы UA1<sup>2</sup> по полулептонным распадам топ-кварка практически исключают возможность их рождения. В противном случае, согласно формуле (35), почти все распады топония шли бы с рождением таких частиц.

\*) В реальных условиях эксперимента точность определения массы согласно<sup>23</sup> оказывается лучше 1 ГэВ.

\*\*) Заметим, однако, что радиационные поправки к формуле (29) большие, что вызывает сомнения в ее применимости (см. Приложение).

### 6.3. Суперсимметричные частицы

Принципиально новым элементом в физике, «открытым» пока только «на кончике пера», являются суперсимметричные партнеры обычных частиц (см. обзоры <sup>19, 23, 87-89</sup>). Имеются надежды на то, что их удастся экспериментально обнаружить в распадах топония, если они существуют и их массы не слишком велики. К сожалению, теоретические предсказания для масс различны в разных моделях и потому пока приходится рассматривать их как свободные параметры.

Как и в обычных распадах топония, рождение суперсимметричных частиц может происходить либо за счет аннигиляции топ-кварка с антикварком, либо путем распада отдельного кварка. Рассмотрим вначале первую возможность, предполагая кинематическую доступность изучаемых каналов распада.

Одним из каналов рождения глюино является процесс, изображенный на рис. 7, который отвечает тому, что один из глюонов на рис. 5, б виртуальный и превращается в пару глюино <sup>90</sup>. Этот процесс интересен тем, что соответствующие доли распадов зависят только от предполагаемой массы глюино

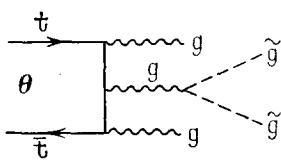


Рис. 7. Распад 1S-состояния топония с рождением двух глюонов и двух глюино

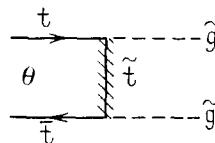


Рис. 8. Распад топония на пару глюино за счет обмена скалярным топ-кварком

и не связаны с какими-либо модельными параметрами. Естественно, что они падают с ростом массы глюино, но фактически интервал масс глюино, который остается исследовать с помощью топония, — от 4 до 10 ГэВ, потому что глюино легче 4 ГэВ рождались бы в распадах боттомония, а глюино от 10 до 40 ГэВ уже исключаются данными коллайдера <sup>91, 92</sup>. Но и в этом интервале прогнозы <sup>19, 23</sup> на поиски глюино не очень оптимистичны:

$$\begin{aligned} \text{Br}(\theta \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}gg) &\approx 10^{-2}, \\ \text{Br}(\theta' \rightarrow \tilde{\chi}_t \tilde{\chi}_t \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}gg) &\approx 10^{-3}, \end{aligned} \quad (43)$$

при массе глюино 5 ГэВ. Не слишком спасет положение и возможное повышение вероятности перехода  $\theta' \rightarrow \tilde{\chi}_t \tilde{\chi}_t$ , если окажется справедливым потенциал со ступенькой. В топонии сказывается общее снижение роли трехглюонных адронных мод распада.

Кроме того, поскольку для рождения глюино с такими массами имеется более предпочтительный канал распада  $Z^0$ , представляется маловероятным, что этот процесс распада топония (рис. 7) будет реально использован.

Другие возможности рождения глюино в распадах топония оказываются зависящими от моделей и их параметров. Например, большой интерес представлял бы процесс превращения топония в пару глюино, идущий за счет обмена скалярным партнером топ-кварка (рис. 8). В ряде моделей <sup>93, 94</sup> такой «стоп-кварк» оказывается самым легким из всех скалярных кварков с массой, близкой к массе топ-кварка. Правила отбора здесь таковы, что при разных массах скалярных партнеров кварков с правой и левой спиральностями возможны распады из всех состояний, в случае же их равенства только распады  $\chi_t$  и  $\tilde{\chi}_t$  будут допустимы. Для нас здесь важно, что и в том, и в дру-

гом случае распады состояний на пару глюино оказываются очень существенными<sup>19, 23, 93-95</sup> и даже доминирующими.

Например, отношение ширины распада топония на два глюино к лептонной ширине дается формулой

$$r(\theta \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) = \frac{3}{2} \left( \frac{\alpha_s}{\alpha} \right)^2 \left( \frac{m_{\tilde{g}}}{m_\theta} \right)^2 \quad (44)$$

для случая, когда одна из масс скалярных夸克ов равна массе топ-кварка, а другая — намного больше ее, причем  $m_{\tilde{g}}^2 \ll m_\theta^2$ .

Так как этот канал распада приводит к четкому сигналу (двухчастичный канал с рождением энергичных глюино), он весьма привлекателен с экспериментальной точки зрения. Оценки показывают<sup>23</sup>, что массу глюино удастся измерить с точностью лучше 1 ГэВ, надежно избавляясь от фона.

В рассмотренных процессах вместо глюино могли бы рождаться фотино, однако, их вероятности малы и детектирование затруднено.

Мог бы представлять интерес процесс с участием фотино  $\theta \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}\gamma$ <sup>96</sup>, идущий за счет обмена «стоп-кварком». В этом случае есть надежда обнаружить глюино даже, если его масса велика (скажем,  $m_{\tilde{g}} = 60$  ГэВ при  $m_\theta = 80$  ГэВ). В распадах  $Z^0$  такие глюино обнаружить заметно труднее.

Видимо, менее доступны для исследования будут такие каналы распада  $\theta$  как  $\tilde{H}\tilde{\gamma}$ ,  $\tilde{Z}\tilde{\gamma}$ <sup>94</sup>,  $\tilde{\gamma}\tilde{g}g$ <sup>96</sup>,  $\tilde{g}t$  или  $\tilde{\gamma}\lambda\lambda$ <sup>97</sup>, где  $\lambda$  обозначает слабо взаимодействующий гольстоуновский фермион<sup>98</sup>.

Очень маловероятная, но интригующая возможность связана с распадами топ-кварка, которые могут идти, если его масса превышает сумму масс «стоп + глюино». Ширина распада (см. рис. 9) очень большая<sup>99</sup>:

$$\Gamma = \frac{4}{3} \alpha_s m_t \left( \frac{2p_{\tilde{g}}}{m_t} \right)^2. \quad (45)$$

При не слишком малых импульсах глюино  $p_{\tilde{g}}$  она может достигать 1 ГэВ, т. е. превышать разность уровней в системе топония и тем самым разрушать всю резонансную структуру, ликвидируя физику топония как таковую. Однако наблюдение полулептонных распадов топ-кварка коллаборацией UA1<sup>2</sup>, видимо, исключает такую возможность. Окончательно ситуация с распадом топ-кварка прояснится, если мезоны с открытым топом будут наблюдены в распадах  $Z^0$ . Это произойдет раньше, чем найдут топоний. Поэтому и их влияние на топоний будет понято заранее.

Итак, хотя предлагаемые моды распада топония с рождением суперсимметричных партнеров обычных частиц многочисленны, число реальных кандидатов на их поиски уменьшилось в результате первых экспериментов на коллайдере, и ситуация быстро прояснится как только наберется достаточная статистика на SLC по мезонам с открытым и скрытым топом.

#### 6.4. Структура夸克ов и $\Lambda_{\text{ХХД}}$

Переход токовых夸克ов в конституентные уже достаточно подробно обсуждался в разделе 4. Хотелось бы еще раз подчеркнуть важность теоретико-полевого понимания деталей этого фазового перехода, если таковой будет обнаружен в топонии.

Как подчеркивалось, его экспериментальным проявлением были бы большие разности уровней  $\theta' - \theta$  и  $\theta' - \chi_t$  (а значит, и довольно большая

ширина радиационного перехода  $\theta' \rightarrow \gamma\chi_t$ ) и большое отношение лептонных ширин  $\theta'$  к  $\theta$ . Как нам представляется, задачи потенциальных моделей в этом случае состоят уже не в определении  $\Lambda_{\text{КХД}}$ , а в изучении характера фазового перехода. Действительно, логически последовательным было бы принять такую картину, когда на малых расстояниях действует *только* асимптотически свободный потенциал взаимодействия токовых кварков с постоянной  $\Lambda_{\text{КХД}} \approx 100$  МэВ, определяемой по другим данным, а на больших расстояниях действует *только* феноменологический потенциал взаимодействия конституентных кварков, довольно хорошо фиксированный экспериментальными результатами о чармонии и боттомонии. Исследование переходной области и ее влияния на характеристики всех трех семейств кваркония стало бы задачей, способствующей пониманию физики фазового перехода кварков.

Успех всей программы означал бы, конечно, и подтверждение явления асимптотической свободы с параметризацией, следующей из правил сумм КХД.

### 6.5. Число сортов нейтрино

Топоний можно использовать<sup>35</sup> для определения числа сортов нейтрино, имеющихся в природе, что важно для выяснения числа поколений лептонов и кварков, для астрофизических приложений и т. п. Этот новый метод подсчета числа нейтрино основан на знании доли распада топония по нейтринному каналу (см. рис. 6). Например, для топония с массой 80 ГэВ имеем

$$\frac{[\text{Br}(\gamma\bar{\nu})]_{\text{Ha-1 сорт } \nu}}{\text{Br}(\mu^+\mu^-)} \approx 0,7. \quad (46)$$

Поэтому, измерив полную вероятность распадов в нейтрино, можно определить число сортов нейтрино.

Проблема состоит в том, как зарегистрировать такой распад. Должен быть определенный триггер, указывающий на то, что распад имел место. В качестве такового можно использовать, например, фотон<sup>34</sup>. Для этого зафиксируем энергию встречных электрон-позитронных пучков несколько выше массы топония и будем регистрировать процессы

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \theta - \begin{cases} \rightarrow \gamma + \mu^+ + \mu^-, \\ \rightarrow \gamma + \text{недостающая масса,} \end{cases} \quad (47)$$

выделяя рождение топония по энергии фотона. Доли распадов по указанным каналам определят число сортов нейтрино. Следует отметить, однако, что аналогичная процедура с процессом рождения  $Z^0$  вместо топония будет еще более эффективной.

Но топоний можно использовать и с другим триггером, например, с парой пионов, если рассмотреть процесс

$$e^+ + e^- \rightarrow \theta' \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \theta - \begin{cases} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \mu^+ + \mu^-, \\ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \text{недостающая масса,} \end{cases} \quad (48)$$

обсуждавшийся нами ранее (см. рис. 5, ж и оценки на с. 203), когда недостающая масса совпадает с массой  $\theta$ ; опять-таки можно оценить число сортов нейтрино.

Роль распадов на нейтринную пару усиливается вблизи  $Z^0$ . При  $m_\theta = 80$  ГэВ их доля достигает 10 %.

### 6.6. Угол Вайнберга

Топоний можно использовать для определения силы связи нейтрального тока с топ-кварком, а следовательно, и для измерения угла Вайнберга, так как векторная часть нейтрального тока задается константой

$$g_{\mathbf{v}, t} = \frac{2I_{\text{ст}} - e_{\text{т}} x}{y}, \quad (49)$$

где  $I_{3t}$  — компонента изоспина  $t$ -кварка, остальные величины определены формулами (33); напомним только, что  $x = 4 \sin^2 \theta_W$ ,  $y = 2 \sin 2\theta_W$ . Как видно из формулы (49), по величине  $g_{V,t}$  можно независимо проверять также заряд кварка и его изоспин. Если же принять обычные предписания для них, то

$$g_{V,t} = \frac{v_t}{y} \quad (50)$$

и нахождение  $g_{V,t}$  эквивалентно нахождению угла Вайнберга.

Подчеркнем, что топоний связан только с векторным вкладом нейтрального тока, и потому его использование предпочтительнее, нежели, например, рассмотрение распадов топ-кварка, где добавляется аксиально-векторная часть (а также возникают КХД-поправки и эффекты, связанные с массой кварка).

Как мы видели уже в формуле (33), изучение распадов топония на фермион-антифермионную пару само по себе дает сведения об угле Вайнберга. Однако достичь большой точности при этом вряд ли удастся.

Было предложено четыре метода более точного определения угла Вайнберга с использованием свойств топония <sup>19, 23, 63, 78, 83, 99-104</sup>. Не вдаваясь в детали методов, мы опишем лишь основные идеи и результаты. Подробное обсуждение можно найти в указанных выше работах.

Принципиально новым элементом в топонии является большая роль  $Z^0$ -бозона в процессах рождения и распада топония. Это приводит к заметным эффектам с нарушением четности. Использование этих эффектов в той или иной мере лежит в основе предлагаемых методов.

#### 6.6.1. Распад отдельного кварка <sup>83, 104</sup>

Угловое распределение лептонов из полулептонных распадов кварка в топонии будет обладать характерной асимметрией, даже если начальные пучки не поляризованы. Дело в том, что за счет  $Z^0$ -бозона топоний рождается частично продольно поляризованным, так что проекция его спина  $s$  на ось соударения дается формулой

$$\langle s n_e \rangle = \alpha_{RL}^{on}, \quad (51)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{RL}^{on} &= -2 \frac{\operatorname{Re}(\lambda^* \lambda')}{|\lambda|^2 + |\lambda'|^2}, \\ \lambda &= \frac{3}{2} \frac{v_e v_t}{y^2} \frac{m_\theta^2}{m_\theta^2 - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z} - 1, \\ \lambda' &= -\frac{3}{2} \frac{v_t}{y^2} \frac{m_\theta^2}{m_\theta^2 - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

(индекс «on» означает, что учитывается только резонансный вклад, индексы  $RL$  пояснены ниже, в разделе 6.4).

Следовательно, кварки в топонии тоже поляризованы и при распаде за счет нарушающего четность члена получается асимметрия углового распределения лептонов \*):

$$dN \sim (1 + ns) d\Omega \sim \left(1 \pm \frac{3}{4} \alpha_{RL} \cos \theta\right) d(\cos \theta), \quad (53)$$

где знак соответствует знаку заряда лептона. Величина  $\alpha_{RL}$  получается

\*) Если не учитывать деполяризации за счет адронизации кварка.

усреднением резонансного ( $\sigma^R$ ) и фонового ( $\sigma^B$ ) вкладов:

$$\alpha_{RL} = \frac{\alpha_{RL}^{on} \sigma^R + \alpha_{RL}^{off} \sigma^B}{\sigma^R + \sigma^B}. \quad (54)$$

Формулу для фонового вклада  $\alpha_{RL}^{off}$  мы не выписываем (см. <sup>23</sup>). Большая вероятность распада по этому каналу, наличие жесткого одиночного лептона, малость фона делают эту реакцию очень привлекательной для определения  $\alpha_{RL}$ , а следовательно (согласно формуле (52)), и угла Вайнберга.

### 6.6.2. Энергетический спектр адронов из распада $\tau$ -лептонов <sup>101, 102, 105</sup>

Другой эффект, линейный по векторной константе нейтрального тока, проявляется в энергетическом спектре адронов (пионов или  $\rho$ -мезонов), образующихся при распаде  $\tau$ -лептонов (например,  $\tau \rightarrow \ell \nu$ ), рожденных в  $e^+e^-$ -соударениях согласно процессам рис. 5, а. Неполяризованные  $\tau$ -лептоны, естественно, приводят к плоскому энергетическому спектру адронов. За счет нейтрального тока возникает поляризация  $\tau$ -лептонов, пропорциональная  $\alpha_{RL}$ , а значит, и асимметрия энергетического спектра с линейным членом, также пропорциональным  $\alpha_{RL}$  и имеющим разные знаки в правой и левой половинах спектра, что позволит определить и знак  $g_{V,t}$ . К сожалению, практические трудности связаны с малыми долями распадов по соответствующим каналам.

### 6.6.3. Асимметрия «вперед — назад» лептонов и струй <sup>63, 77, 78</sup>

Квадратичный по  $g_{V,t}$  (или  $\alpha_{RL}$ ) эффект можно наблюдать в виде угловой асимметрии вылета «вперед — назад» лептонов и кварковых струй, образующихся согласно аннигиляционной диаграмме рис. 5, а, причем асимметрия в области резонанса и вне его, в континууме, существенно различна. Конечно, этот эффект реально проявляется лишь в случае, когда топоний находится близко от  $Z^0$ -бозона по массе. Угловое распределение произвольной фермион-антифермионной пары записывается в виде:

$$\frac{dN}{d(\cos \theta)} \sim 1 + \cos^2 \theta + 2\alpha_{FB} \cos \theta, \quad (55)$$

где для случая лептонов имеем в районе топония

$$\alpha_{FB}^{on} = \alpha_{RL}^2. \quad (56)$$

Асимметрии мюонных пар в максимуме  $\theta$  как функции от  $m_\theta$  приведены на рис. 10 для резонансного вклада (on) и континуума (off) <sup>63</sup>. Видно их резкое различие. Проблемы учета смеси резонанса и континуума, разброса первичных пучков по энергии и светимости ускорителей обсуждены в работе <sup>23</sup>, где авторы приходят к выводу, что в течение первого года работы на ускорителе LEP можно достичь точности определения  $\alpha_{RL}$  порядка 0,1, а затем и до 0,05, откуда удастся определить  $\sin^2 \theta_W$  с точностью до  $4 \cdot 10^{-3}$ .

Аналогичное рассмотрение можно провести и для кварковых струй (рис. 5, а).

Упомянем еще об одной возможности: асимметрии при аннигиляции топония в  $b\bar{b}$ -пару за счет обмена  $W$ -бозоном (рис. 5, г) могут дать сведения о заряженных токах.

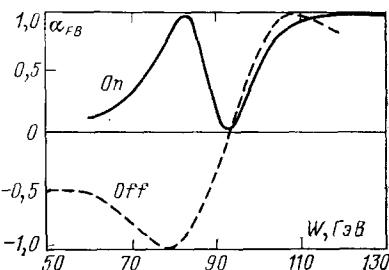


Рис. 10. Асимметрия вперед-назад  $\mu^-$  из распада  $\theta \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в максимуме (on) и в фоновых событиях (off) как функция массы топония <sup>63</sup>

6.6.4. Поляризованные пучки <sup>63, 78, 99, 100</sup>

Вклад нейтрального тока должен непосредственно проявляться, если встречные электрон-позитронные пучки поляризованы. Хотя поляризованные пучки вряд ли будут доступны на SLC и LEP в ближайшее время, рассмотрение таких процессов интересно с принципиальной точки зрения и, кроме того, показывает их взаимосвязь с изученными выше эффектами для неполяризованных частиц, поясняя также некоторые обозначения.

Сечения рождения фермион-антифермионной пары должны различаться для продольно поляризованных пучков в случае разных (правой или левой) поляризаций. Поляризационная асимметрия определяется отношением

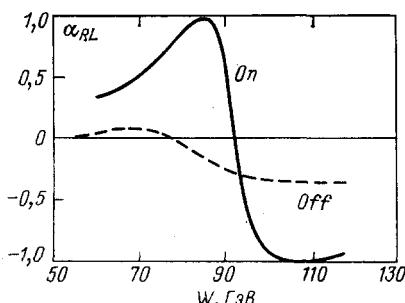


Рис. 11. Поляризационная асимметрия в максимуме  $\theta$  (on) и в фоновых событиях (off) как функция массы топония <sup>63</sup>

приведен на рис. 11 как функция от массы  $\theta$  и сопоставлен с фоновым вкладом.

Видно, что они существенно отличаются друг от друга. Отметим также, что в случае поперечной поляризации пучков должно наблюдаться отличие азимутальных распределений пар в области резонанса и вне ее <sup>63</sup>.

Итак, все указанные выше эффекты позволяют измерить величину  $\alpha_{RL}$ , а значит, и константу связи нейтрального тока  $g_{V,t}$ , т. е. и угол Вайнберга (см. (50)), причем точность измерения может быть выше тех, которые доступны другими методами в настоящее время <sup>23</sup>.

6.7. Интерференция топония и  $Z^0$ -бозона <sup>106-110</sup>

Если масса топония оказывается вблизи массы  $Z^0$ -бозона, то существенным образом меняется соотношение между каналами распада топония и заметно повышается его ширина (см. рис. 6). Кроме того, имеется еще один очень интересный интерференционный эффект между топонием и  $Z^0$ -бозоном, который четко проявится, если семейство топония попадет в область пика  $Z^0$ -бозона. В частности, если, например, масса топония в точности равна массе  $Z^0$ -бозона, то в этом месте не только не будет прироста пика в сечении, но, наоборот, появится узкий провал до нуля.

Физическую природу столь специфической интерференционной картины легко понять, рассматривая, например, вклад топония в полное сечение процесса рождения мюонной пары. Вся специфика рассматриваемого случая связана с различием фаз амплитуд процессов с обменом виртуальным фотоном и обменом виртуальным  $Z^0$ -бозоном. Если в первом случае амплитуда всегда вещественна, то во втором она чисто мнимая при энергиях вблизи массы  $Z^0$ -бозона, как у всякого резонанса, и практически вещественна вдали от резонанса. В то же время вклад топония в амплитуду процесса всегда чисто мнимый в точке максимума  $s = m_\theta^2$ . Поэтому, если топоний расположен далеко от  $Z^0$ -бозона, он поставляет мнимую добавку к вещественной амплитуде, т. е. дает аддитивный вклад в полное сечение процесса. Если же топоний

находится вблизи  $Z^0$ -бозона, то оба вклада в амплитуду чисто мнимые и противоположны по знаку, т. е. происходит компенсация амплитуд, а, значит, возникает провал в полном сечении.

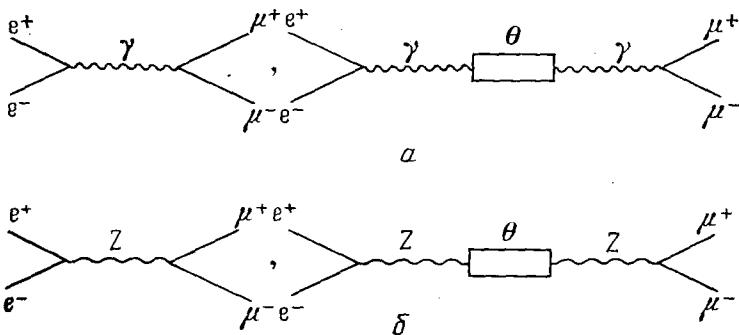


Рис. 12. Интерференции  $\gamma - \theta$  (a) и  $Z - \theta$  (b) в процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Все вышесказанное легко продемонстрировать, записав вклады диаграмм рис. 12, a и b в двух предельных случаях  $m_\theta \ll m_Z$  и  $m_\theta = m_Z$ . В первом случае  $s = m_\theta^2 \ll m_Z^2$  имеем

$$A(m_\theta) \sim \frac{1}{m_\theta^2} + \frac{1}{m_\theta^2} \frac{g_\theta^2 \gamma}{im_\theta \Gamma_\theta} \frac{1}{m_\theta^2} \equiv A_{B, \gamma} - iA_\theta, \quad (58)$$

т. е.

$$|A(m_\theta)|^2 \sim A_{B, \gamma}^2(m_\theta) + A_\theta^2(m_\theta), \quad (59)$$

что означает усиление топонием фотонного вклада в сечение процесса при малости вклада  $Z^0$ -бозона.

При  $s = m_\theta^2 = m_Z^2$  получим

$$A(m_\theta) \sim \frac{1}{im_\theta \Gamma_Z} + \frac{1}{im_\theta \Gamma_Z} \frac{g_\theta^2 Z}{im_\theta \Gamma_\theta} \frac{1}{im_\theta \Gamma_Z} \equiv -iA_{B, Z} + iA_\theta, \quad (60)$$

что указывает на полностью деструктивную интерференцию  $Z^0$  и  $\theta$  (вклад фотона при этом мал):

$$|A(m_\theta)|^2 \sim (A_{B, Z}(m_\theta) - A_\theta(m_\theta))^2 = 0, \quad (61)$$

так как

$$g_\theta^2 Z = m_\theta^2 \Gamma_\theta \Gamma_Z. \quad (62)$$

Детальный расчет с учетом всех резонансов семейства топония приводит к интерференционной картине, изображенной на рис. 13. Однако практически наблюдать такую структуру окажется невозможным из-за энергетического разброса первичного пучка, величина которого обычно находится на уровне 0,1 %, т. е. в случае SLC и LEPI — порядка 50 МэВ. Усреднение по такому большому интервалу приводит к сглаживанию интерференционной картины, и вместо пиков и провалов остаются лишь небольшие «плечи» (рис. 14), разрешимые только при достаточно большой статистике эксперимента.

Близость топония к  $Z^0$ -бозону (при  $|m_\theta - m_Z| \ll \Gamma_Z$ ) может оказаться не только на модах распада, но и на таких физических характеристиках, как массы и ширины резонансов  $^{106-108}$ . Резкое увеличение ширины распада топония ясно видно на рис. 6. Сдвиг массы  $Z^0$ -бозона может достигать 3—4 МэВ  $^{20}$ , что вряд ли удастся измерить.

## 7. РОЖДЕНИЕ ТОПОНИЯ

До сих пор мы обсуждали дела так, как если бы уже имели в наличии набор событий с четко выделенным рождением топония без какой-либо примеси фоновых событий. Образованный пессимист, естественно, возразит, что с ростом массы резонанса отношение сигнала к шуму резко уменьшается из-за энергетического уширения пучка (как это было уже проверено при

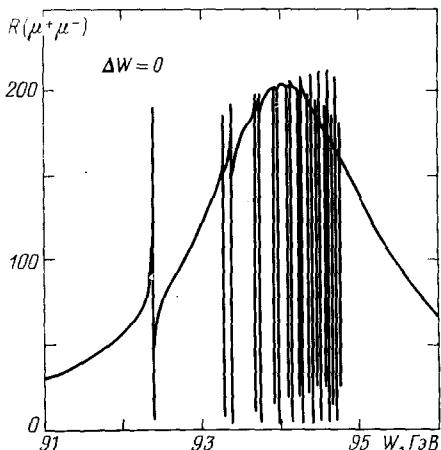


Рис. 13.  $R(\mu^+\mu^-)$  для массы топ-кварка 47 ГэВ

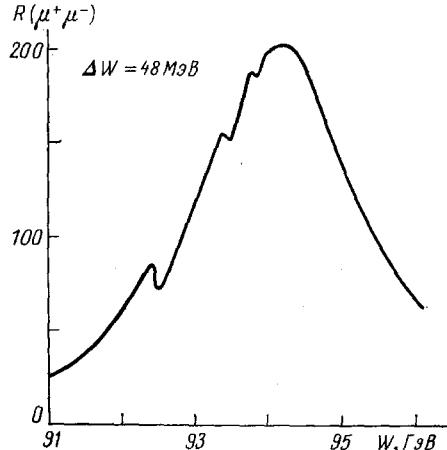


Рис. 14.  $R(\mu^+\mu^-)$  для массы топ-кварка 47 ГэВ при усреднении по энергетическому разбросу пучка с  $\Delta W = 48$  МэВ

переходе от чармония к боттомонию) и потому возникает проблема выделения событий с топонием. Ответ оптимиста<sup>18, 20, 23</sup> состоит в том, что, хотя, действительно, фоновых событий примерно столько же (а, может быть, даже и больше), сколько и случаев рождения топония, общее число событий достаточно велико для того, чтобы в обозримые сроки провести их разделение и изучить физику топония.

Каковы основания для такого утверждения? Проектные светимости ускорителей SLC (средняя) и LEP (максимальная) равны, соответственно,  $L_0 = 6 \cdot 10^{30}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и  $L_m = 2 \cdot 10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> (вне пика  $Z^0$ ). Однако по техническим условиям средняя светимость LEP, видимо, будет близка к светимости SLC. В первый год эксплуатации доступные светимости, вероятнее всего, будут еще ниже. Поэтому разные авторы при оценках используют значения от  $10^{30}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup><sup>18</sup> до  $10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup><sup>20, 23</sup>.

Числа адронных событий от распадов топония  $N_h^0$  и фоновых событий  $N_h^{\gamma, Z}$  за счет  $\gamma$  и  $Z^0$  даются, соответственно, формулами

$$N_h^0 = \sigma_\mu R^0 LT, \quad (63)$$

$$N_h^{\gamma, Z} = \sigma_\mu R^{\gamma, Z} LT, \quad (64)$$

где  $T$  — время набора статистики,

$$\sigma_\mu \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86,8 \text{ нб}}{(W, \text{ГэВ})^2}, \quad (65)$$

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma_\mu}, \quad (66)$$

$W = s^{1/2}$  — полная энергия в с. ц. м.

Поскольку полная ширина распада топония, согласно расчетам (см. рис. 6), заметно меньше разброса энергий пучков в ускорителях, то ширина

ника  $R$ , а значит и его высота  $R_m^0$ , будут определяться энергетической шириной пучка, которая для SLC-ускорителя планируется довольно большой:

$$\Delta W|_{SLC} \approx \left(\frac{W, \text{ ГэВ}}{10}\right)^2 \text{ МэВ}, \quad (67)$$

а для LEP I она примерно вдвое меньше.

Интегральная площадь под узким резонансным пиком в  $R$  дается формулой

$$\int \Delta R(W) dW = \frac{9\pi}{2\alpha^2} \Gamma(\theta \rightarrow e^+e^-), \quad (68)$$

откуда  $R_m^0$  получается как

$$R_m^0 = \frac{9\pi^{1/2}}{2\sqrt{2}\alpha^2} \frac{\Gamma_0(\theta) r_{e^+e^-} \text{Br}(\theta \rightarrow h)}{\Delta W}. \quad (69)$$

Радиационные эффекты <sup>84, 111</sup> добавляют поправочные множители в формулу (69), и проведенный с их учетом расчет дает <sup>23</sup> указанные на рис. 15 зависимости  $R^0$  и  $R^{Z, Z}$ , откуда уже легко определить реальную статистику эксперимента по формулам (63), (64).

Видно, что в интервале масс топония от 70 до 80 ГэВ отношение сигнала к шуму близко к единице и заметно меняется (падая от  $\sim 1,5$  до  $\sim 0,5$  с ростом массы). Тем не менее даже при столь неблагоприятном отношении общее число событий получается значительным. Так, согласно <sup>23</sup>, при светимости  $L = 1,1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $\Gamma_0 = 5 \text{ кэВ}$  и  $\Delta W = 32 \text{ МэВ}$  за год работы ускорителя LEP будет получено 14 000 случаев с адронным распадом топония с массой 80 ГэВ при фоне в 30 000 событий. При массе 70 ГэВ фон будет даже несколько меньше сигнала. Заметим, что фон можно уменьшить, применяя дополнительные критерии отбора (см. ниже).

Конечно, в указанных выше условиях проводить поиски топония, не имея целеуказания о его положении, очень трудно и такие поиски заняли бы много времени. Поэтому предлагается <sup>18, 18, 23</sup>, прежде всего, определить порог рождения открытого топа. Он будет найден либо из распадов  $Z^0$ , либо путем измерения апланаарности событий вне  $Z^0$ . Действительно, поскольку топ-кварк тяжелый, его продукты распада летят под большими углами и не лежат в одной плоскости. Поэтому увеличение апланаарности событий за некоторым порогом уже указывает на рождение открытого топа.

Для определения массы топ-кварка было предложено три метода <sup>23</sup>: по скорости рождения пары мезонов с открытым топом в распадах  $Z^0$  (которая зависит от их массы), по энергетическим спектрам лептонов в полуlepтонных распадах и по многоструйным процессам при нелептонных слабых распадах таких мезонов. Общий вывод состоит в том, что определение массы топ-кварка возможно с точностью, лучшей 500 МэВ.

Оценки показывают <sup>18, 23</sup>, что область поисков топония можно таким образом сузить до 2 ГэВ, сканируя затем ее в интервалах  $2\Delta W$  и наблюдая за сигналом в полном сечении рождения адронов.

Если потребовать, чтобы для каждого интервала сигнал был на уровне  $n$  стандартных отклонений, то требуемая интегральная светимость опреде-

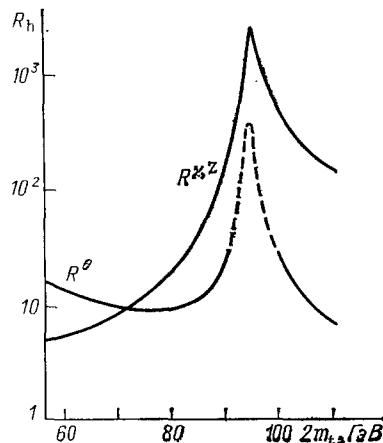


Рис. 15. Вклады в  $R$  от процессов рождения адронов за счет  $\gamma$ ,  $Z$  (фон) и  $\theta$  (сигнал) как функции удвоенной массы топ-кварка <sup>23</sup>. В области  $Z^0$  могут быть важны интерференционные эффекты, поэтому  $R^0$  показан штрихами

ляется из условия

$$LT\sigma_0 = n^2 \left( 1 + \frac{\sigma_B}{\sigma_0} \right), \quad (70)$$

где  $\sigma_{B(\theta)}$  — сечения фона (топония).

Уменьшить отношение  $\sigma_B/\sigma_0$  можно, применяя разные выборки. Например, в работе <sup>112</sup> предлагается использовать такие характеристики событий, как траст (trust)  $T$ <sup>113</sup>, <sup>114</sup> и облайтнесс (oblateness)  $O$ <sup>115</sup>, по которым шум легко отделяется от сигнала в случае, если распады отдельного кварка играют важную роль (т. е. для больших масс топония, как это видно из рис. 6). При этом эффективность метода определяется резким различием распределений фоновых и топониевых событий по этим характеристикам (фоновые случаи лежат практически на одной прямой в плоскости  $T, O$ ), что позволяет отсепарировать 95% фоновых событий, оставив 87% сигнала (при определенном критерии отбора).

Точность измерения масс 1S- и 2S-состояний определяется, в основном, систематической ошибкой, связанной с энергетическим разбросом пучков. Однако она не влияет на разность масс этих состояний, точность определения которой будет <sup>23</sup> порядка 10—30 МэВ. Точности в определении лептонных ширин могут достигать 10—20%.

Поиски более высоких радиальных возбуждений будут значительно сложнее из-за уменьшения лептонных ширин и расстояний между уровнями с ростом радиального квантового числа. Однако потенциальные модели смогут предсказать их положения довольно хорошо и тем сузить область сканирования. Утверждается <sup>23</sup>, что даже 7S-состояния могут быть доступны при таком подходе.

Наиболее важным элементом (вслед за 2S- и 1S-уровнями) для проверки потенциальных моделей и фиксации потенциала, как уже обсуждалось, является определение положения 1P-состояний. Радиационные переходы с 2S на 1P будут весьма заметны в потенциале со «ступенькой», тогда как для других потенциалов они существенны лишь при малых массах топония (ниже 80 ГэВ), но даже в последнем случае приводятся аргументы <sup>23</sup> в пользу практической доступности детектирования таких переходов на LEP.

Предлагаются различные методы детектирования: либо инклузивное рождение двух фотонов в реакции  $\theta' \rightarrow \gamma_1 \chi_t \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 \theta$ , либо эксклюзивный канал с распадом  $\theta$  на лептонную пару  $\theta' \rightarrow \gamma_1 \chi_t \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 \theta \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 l^+ l^-$ . Даже при малом разделении ( $\sim 100$  МэВ) между  $\theta'$  и  $\chi_t$  должны быть видны четкие сигналы от обоих фотонов, как показывают монте-карловские расчеты <sup>23</sup>. (Причем первый метод работает в этом случае до масс  $\sim 80$  ГэВ, а второй, возможно, поможет продвинуться до масс  $\sim 85 - 90$  ГэВ). При ступенчатом потенциале условия наблюдения P-состояний сильно улучшаются.

Интересной экзотической возможностью <sup>62</sup> является процесс прямого рождения P-состояний в  $e^+e^-$ -аннигиляции. За счет аксиальной векторной связи  $Z^0$ -бозон может непосредственно переходить в  $n^3P_1$ -состояние ( $J^P = 1^{++}$ ). Если масса P-состояния  $\chi_t$  примерно совпадает с массой  $Z^0$ -бозона, то  $\chi_t$  будет рождаться довольно часто — будет наблюдаться несколько десятков событий в день. Для масс вне области  $Z^0$ -резонанса рождение  $\chi_t$ , конечно, будет заметно слабее.

Надо иметь в виду и другую экзотическую возможность. Предположим, что природа заготовила четвертое поколение кварков, а его легчайший представитель с зарядом  $1/3$  оказывается даже легче топ-кварка или близок к нему по массе. Анализ ситуации заметно усложняется, и остается единственная надежда на то, что удастся использовать тот факт, что сечение рождения в этом случае будет в четыре раза меньше, чем у топ-кварка, поскольку оно пропорционально квадрату заряда.

## 8. ВЫВОДЫ

Топ-кварк остался единственным кварком в стандартной теории с тремя поколениями, о котором нам непосредственно почти ничего не известно. Тем не менее, имеется всеобщая надежда (видимо, связанная, прежде всего, с предварительными результатами группы UA1<sup>2</sup>) на то, что он будет обнаружен на ускорителях SLC и LEP, т. е. его масса окажется в интервале от 30 до 50 ГэВ. В этом случае удастся изучить и свойства связанной системы из топ-кварка и его антикварка — топония.

Малые размеры этой системы позволяют исследовать взаимодействия токовых кварков, приводят к конкуренции сильных и электрослабых взаимодействий, открывают перспективы изучения новых частиц.

При спектроскопических исследованиях семейства топония основные сведения о взаимодействии составляющих его кварков будут получены уже из определения положений самых низких уровней 1S, 2S и 1P, а также их лептонных ширин \*). Наиболее интересными проблемами, которые при этом предстоит изучить, являются *переход токовых кварков в конституентные и свойство асимптотической свободы* (постоянная  $\Lambda_{\text{КХД}}$ ).

Более высокие радиальные возбуждения способны дать ответ на вопрос о *независимости потенциала взаимодействия кварков от аромата*.

Хотя таких состояний может быть около 10, а орбитальные моменты в системе топония могут даже превышать 15, приводя к общему числу уровней около 400, это обилие возможностей вряд ли будет использовано, прежде всего из-за того, что энергетический разброс частиц в сталкивающихся пучках велик (десятки или даже сотни МэВ), что делает проблему разделения близлежащих уровней трудноразрешимой практически.

Ситуация усугубляется тем, что тонкое и сверхтонкое расщепление уровней оказываются не более десятка МэВ. Таким образом, как мы представляем себе, *релятивистские эффекты* должны уменьшиться по сравнению с боттомонием, а кроме того ухудшение в условиях разброса частиц пучка по энергии затрудняет наблюдение этих эффектов.

Условия наблюдения и распадные свойства топония существенно зависят от того, с какой массой он будет в действительности обнаружен. При массах до 80—85 ГэВ его свойства оптимальны, с точки зрения традиционных подходов к кваркониям. При массах, близких к массе  $Z^0$ -бозона с точностью до 10—15 ГэВ, вступают в игру эффекты электрослабых взаимодействий, интерференции топония с  $Z^0$ , а физика топония и  $Z^0$  становится единым объектом исследования. Если же масса топония будет заметно превышать массу  $Z^0$ , то определяющими станут распады топ-кварка, т. е. типично электрослабые процессы. С ростом массы заметно ухудшаются условия наблюдения топония — особенно, его радиальных возбуждений и состояний с отличным от нуля орбитальным моментом.

Что касается распадов топония, то они интересны, прежде всего, как возможный источник *новых частиц* (*хиггсовские скаляры, суперчастицы и?*) и как лаборатория по изучению ситуации с равноправными *сильными и электрослабыми взаимодействиями*.

Новые частицы должны довольно легко наблюдаться, если они доступны кинематически, и заметно менять доли разных распадов. Поэтому наблюдение полуlepтонных распадов топ-кварка группой UA1 (если интерпретация правильна!) несколько подрывает надежды на новые частицы.

Электрослабые взаимодействия начинают заметно доминировать в тяжелых системах, а с ростом массы основного состояния (и, тем более, для всех других состояний) главным становится просто распад одного из кварков, что

\*) Согласно оценкам <sup>23</sup>, при массе топония меньше массы  $Z^0$ -бозона (около 70 ГэВ) для обнаружения и изучения состояний 1S и 2S потребуется меньше двух месяцев работы LEP, для 1P-состояния — около полугода, а для 3S — 5S-состояний — до восьми месяцев.

позволит надежно измерить *электрослабые связи топ-кварка* (при независимом измерении его заряда и изоспина) и определить его *время жизни*.

Тем не менее, еще в районе  $Z^0$  важен интересный канал распада на *нейтрино* и *антинейтрино*, который может помочь в выяснении вопроса о *числе сортов нейтрино в природе*.

Практические возможности получения и исследования топония на SLC и LEPI<sup>23</sup> кажутся достаточно надежными во всем энергетическом интервале. К этому оптимизму примешиваются и миорные нотки, так как топоний, видимо, будет последним из исследуемых кваркониев — ведь даже если существуют еще более тяжелые кварки, их электрослабые распады будут настолько сильны, что они не смогут образовать связанные состояния, если, конечно, область малых расстояний не таит в себе новых неожиданностей.

Я благодарен Е. Л. Фейнбергу, М. А. Шифману и В. А. Хозе за ценные замечания.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Теоретические расчеты вероятностей распадов, результаты которых приведены в разделе 6, не свободны, к сожалению, от ряда неопределенностей. Все формулы (29) — (37) для отнопений вероятностей распадов топония основаны на простейшем древесном приближении. В то же время вычислены квантовохромодинамические радиационные поправки для аннигиляционных распадов, которые мы и обсудим в этом приложении. Из-за большой величины константы связи  $\alpha_s$  эти поправки не всегда оказываются достаточно малыми для того, чтобы можно было сделать утверждение о сходимости ряда. Иногда они достигают величины 20% и даже 50%. Другая проблема связана с выбором масштаба вычисления константы связи.

К сожалению, КХД поправки не известны для одного из наиболее важных распадов — распада одиночного кварка.

В случае распада топония на хиггсовскую частицу и фотон, поправки к формуле (29) имеют вид<sup>119</sup>

$$r_{H^0\gamma} = r_{H^0\gamma}^0 \left[ 1 - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} f(z) \right], \quad (\text{П.1})$$

где  $r_{H^0\gamma}^0$  дается формулой (29),

$$\begin{aligned} f(z) = & -\frac{\pi^2}{12(1-z)} - \frac{F(1-2z)}{2(1-z)} + \frac{z-1}{1-2z} + \frac{2z(z-2)}{(1-z)^2} [\Phi(z) + F(1) - F(-1)] + \\ & + \left[ 4 + \frac{4}{z} + \frac{8}{1-z} \right] \left( \frac{z}{1-z} \right)^{1/2} \operatorname{arctg} \left( \frac{z}{1-z} \right)^{1/2} + \left[ 2 + \frac{4}{1-z} + \right. \\ & \left. + \frac{z}{(1-2z)^2} \right] \ln 2 + \ln(1-z), \end{aligned}$$

$$z = \frac{m_{H^0}^2}{m_\theta^2}, \quad F(x) = \int_0^x \frac{dy}{y} \ln(1+y), \quad \Phi(x) = \int_0^1 \frac{dy}{y-(x/2)} \ln \frac{1-4y(1-y)x}{2y(1-x)},$$

причем шкала  $\alpha_s$  может быть определена только по поправкам второго порядка.

Легко видеть, что приведенные поправки весьма велики, если масса хиггсовской частицы близка к массе топония ( $z \rightarrow 1$ ), и предсказания в этой области становятся очень неопределенными.

При распаде на три глюона поправки к формуле (30) таковы<sup>120, 121</sup>:

$$r_{ggg} = r_{ggg}^0 \left[ 1 + \frac{\alpha_{\overline{\text{MS}}}(m_\theta)}{\pi} (2,77b_0 - 14) \right], \quad (\text{П.2})$$

и при распаде на два глюона и фотон (см. (31))

$$r_{gg\gamma} = r_{gg\gamma}^0 \left[ 1 + \frac{\alpha_{\overline{\text{MS}}}(m_\theta)}{\pi} \left( 2,77 \frac{2}{3} b_0 - 11,8 \right) \right] \quad (\text{П.3})$$

где

$$b_0 = \frac{1}{3} (33 - 2n_f),$$

$$b_1 = \frac{1}{3} (306 - 22n_f),$$

$$\alpha_{\overline{\text{MS}}} (q^2) = \frac{4\pi}{b_0 \ln (q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)} - \frac{4\pi b_1}{b_0^3} \frac{\ln \ln (q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)}{\ln^2 (q^2/\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^2)},$$

при  $n_f = 5$ ,  $2,77b_0 - 14 \approx 7,2$ ,  $2,77 \cdot \frac{2}{3} b_0 - 11,8 \approx 2,4$ .

Заметим, что знак радиационных поправок к ширинам этих распадов противоположен знаку поправочного члена в лептонной ширине (27), т. е. при анализе отношений соответствующих ширин эффект КХД — поправок резко увеличивается.

Рассмотрим также поправочные члены к сверхтонкому расщеплению  $\Delta E_{ss}^0$  (26), вычисленные в работах<sup>122, 123</sup>:

$$\Delta E_{ss} = \Delta E_{ss}^0 \left\{ 1 + \frac{\alpha_{\overline{\text{MS}}} (m_t)}{\pi} \left[ -\frac{8}{3} - \frac{3}{4} \ln 2 + \frac{21}{8} \xi + \frac{1}{4} b_0 \left( \frac{5}{3} - \xi \right) \right] \right\}, \quad (\text{II.4})$$

$$\xi = \left\langle \ln_t \frac{q^2}{m_t^2} \right\rangle |\psi(0)|^{-2},$$

где усреднение проводится с волновыми функциями топония.

Что касается параметра  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ , входящего во все формулы (II.1) — (II.4), то, как известно<sup>67</sup>, информация о нем, полученная из разных экспериментов, оказывается несколько различной, хотя для практических оценок, видимо, можно принять значение  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  около 150 — 200 МэВ.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Althoff M. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 147. P. 441.
2. Agnison G. et al. // Ibidem. P. 493.
3. Вайнштейн А. И. и др. // УФН. 1977. Т. 123. С. 217.
4. Рихтер Б. // УФН. 1978. Т. 125. С. 291.
5. Тинг С. // Ibidem. С. 227.
6. Appelquist T., Vargan N. M., Lane K. D. // Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 1978. V. 28. P. 387.
7. Quigg C., Rosner J. L. // Phys. Rept. 1979. V. 56. P. 167.
8. Краммер М., Красеманн Н. // Acta Phys. Austr. 1979. Suppl. XXI. P. 259.
9. Вайнштейн А. И. и др. // УФН. 1980. Т. 131. С. 537.
10. Reya E. // Phys. Rept. 1981. V. 69. P. 195.
11. Bandier M. // Ibidem. V. 75. P. 205.
12. Martin A. // Preprints CERN Ref. TH 3162.—1981; TH 3397.—1982; TH 4161/85.—1985; TH 4382/86.—1986.
13. Bloom E. D. // Preprint SLAC-PUB-3015.—1982.
14. Хозе В. А., Шифман М. А. // УФН. 1983. Т. 140. С. 3.
15. Peskin M. E. Preprint SLAC-PUB-3273-1983.
16. Блум Э. Д., Фелдман Г. Дж. // УФН. 1983. Т. 139. С. 529.
17. Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В. // УФН. 1984. Т. 143. С. 3.
18. Himmel T. Preprint SLAC-PUB-3510.—1984.
19. Kühn J. H. Preprint CERN-TN-4083/84.—1984.
20. Eichten E. Preprint Fermilab-Conf.-85/29-T.—1985.
21. Quigg C. Preprint Feimilab-Conf.-85/126-T.—1985.
22. Cooper S. Preprint SLAC-PUB-3819.—1985.
23. Buchmüller W. et al. Preprint MPI-PAE/PTh 85/85.—1985.
24. Franklin M. E. B. Preprint SLAC-254.—1982.
25. Gaiser J. E. Preprint SLAC-255.—1982.
26. Einsweiller K. F. Preprint SLAC-272.—1984.
27. Lee R. A. Preprint SLAC-282.—1985.
28. Alexander G., Friedman A. // Riv. Nuovo Cimento. 1981. V. 4. P. 1.
29. Berkelman K. // Phys. Rept. 1983. V. 98. P. 145.
30. Nernst R. et al. Preprints SLAC-PUB-3571, -3820.—1985.

31. Gelphman D. M. Preprint SLAC-286.— 1985.
32. Richardson J. L.//Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 82. P. 272.
33. Buchmüller W., Grunberg G., Tye S. H. H.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 103.
34. Buchmüller W., Tye S. H. H.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 24. P. 132.
35. Martin A. Preprints CERN TH-4060/84.— 1984; 6604/85.— 1985.
36. Baugmarter B., Crosse H. Martin A.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 146. P. 363.
37. Martin A.//Ibidem. 1981. V. 100. P. 4511.
38. Politzer H. D.//Nucl. Phys. Ser. B. 1976. V. 117. P. 397.
39. Андреев И. В.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1345.
40. Plesset M. S.//Phys. Rev. 1932. V. 41. P. 278.
41. Rose M. E.//Ibidem. 1951. V. 82. P. 470.
42. Schnitzer H. J.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 18. P. 3482.
43. Fogelman G. et al.//Nuovo Cimento Lett. 1979. V. 26. P. 369.
44. Eichten E., Feinberg G.//Phys. Rev. Ser. D 1981. V. 23. P. 2724.
45. Lichtenberg D. B. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 113. P. 267.
46. Buchmüller W.//Ibidem. V. 112. P. 479.
47. Hardekopf G., Sucher J.//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 25. P. 2939.
48. Grotch H., Sebastian K. J.//Ibidem. P. 2944.
49. Long Ch., Robson D.//Ibidem. 1983. V. 27. P. 644.
50. Steiger A. D.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 129. P. 335.
51. Frank M., O'Donnell P. J.//Ibidem. 1985. V. 159. P. 174.
52. Дремин И. М., Леонидов А. В.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 617.
53. Быков А. А., Дремин И. М.//Ibidem. 1985. Т. 42. С. 119.
54. Быков А. А., Дремин И. М.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 652.
55. Voloshin M. B.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 154. P. 365.
56. Leutwyler H.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 98. P. 447.
57. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А.//УФН. 1985. Т. 145. С. 185.
58. Quigg C., Rosner J. L.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 72. P. 462.
59. Eichten E., Gottfried K.//Ibidem. 1977. V. 66. P. 286.
60. Krasemann H., Ono S.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 154. P. 283.
61. Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 977.
62. Kühn J. H., Ono S.//Zs. Phys. Kl. C. 1984. Bd 21. S. 395; 1984. Bd 24. S. 404(E).
63. Güsken S., Kühn J. H., Zerwas P. M.//Nucl. Phys. Ser. B. 1985. V. 262. P. 393.
64. Abe V. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 27. P. 675.
65. Fischer W.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 129. P. 157.
66. Celmaster W. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 879.
67. Duke D. W., Roberts R. G.//Phys. Rept. 1985. V. 120. P. 275.
68. Buchmüller W., Ng Y. J., Tye S. H.//Phys. Rev. Ser. D 1981. V. 24. P. 3003.
69. Shifman M. A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 147. P. 385, 448.
70. Voloshin M. B.//Ibidem. V. 154. P. 365.
71. Voloshin M. B. Preprints ITEP-21.— Moscow, 1980; ITEP-30.— Moscow, 1981.
72. Callan C. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 18. P. 4684.
73. Shuryak E. V.//Phys. Rept. 1984. V. 115. P. 151.
74. Baier V. N., Pinelis Yu. F. Preprints INP 82-115.— Novosibirsk, 1982. 83-62.— Novosibirsk, 1983.
75. Leutwyler H.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 98. P. 447.
76. Ellis J., Gaillard M. K.//Preprints CERN 76-18.— Geneva, 1976; 79-01.— Geneva, 1979.
77. Kühn J. H.//Acta Phys. Polon. Ser. B. 1981. V. 12. P. 347.
78. Sebag L. M., Zerwas P. M.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 183. P. 417.
79. Матвеев В. А., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Р2524.— Москва, 1965.
80. Van Royen V., Weisskopf W.//Nuovo Cimento. 1967. V. 50. P. 617.
81. Wilczek F.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1304.
82. Bigi I. I. Y., Krasemann H.//Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd 7. S. 127.
83. Kühn J. H., Streng K. H.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 198. P. 71.
84. Липатов Л. Н., Хозе В. А.//Труды XI Школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1975.
85. Kuang Y. P., Yan T.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 24. P. 2874.
86. Yan T. M.//Ibidem. 1980. V. 22. P. 1652.
87. Высоцкий М. И.//УФН. 1985. Т. 146. С. 591.
88. Nilles H. P.//Phys. Rept. 1984. V. 100. P. 1.
89. Haber H. E., Kane G. L.//Ibidem. 1985. V. 117. P. 75.
90. Campbell B. A., Ellis J., Rudaz S.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 198. P. 1.
91. Reya E., Roy P. P. //Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 141. P. 442; Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 881.

92. Ellis J., Kowalski H.//Nucl. Phys. Ser. B 1984. V. 246. P. 199; Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 142. P. 441.
93. Ellis J., Rudaz S.//Ibidem. 1983. V. 128. P. 248.
94. Campbell B. A., Scott J. A., Sundaresan M. K.//Ibidem. V. 131. P. 243.
95. Kuhn J. H.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 141. P. 433.
96. Keung W. Y.//Phys. Rev. Ser. D., 1983. V. 28. P. 1129; 1984. V. 29. P. 1544 (E).
97. Samuel S., Wess J.//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 221. P. 153.
98. Nachtmann O., Reiter A., Wirthel M.//Zs. Phys. Kl. C. 1984. Bd 23. S. 85.
99. Bigi I. Y., Kuhn J. H., Schneider H. Preprint MPI-PAE/PTh 28-1978.
100. Bernabeu J., Pascual P.//Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 87. P. 69. Nucl. Phys. Ser. B. 1980. V. 172. P. 93.
101. Konick R., Leroux R., Isgur N.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 117. P. 2915.
102. Budny R.//Ibidem. 1979. V. 20. P. 2763.
103. Grzadkowski B. et al. Preprint CERN-TH-4226. — Geneva, 1985.
104. Bigi I. Y., Krasemann H.//Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd 7. S. 127.
105. Kuhn J. H., Wagner F.//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 236. P. 16.
106. Renard F. M.//Zs. Phys. Kl. C. 1979. Bd 1. S. 225.
107. Franzini P. J., Gilman F. J.//Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 32. P. 237.
108. Kuhn J. H., Zerwas P. M.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 154. P. 448.
109. Hall L. J., King S. F., Sharpe S. R.//Nucl. Phys. Ser. B. 1985. V. 260. P. 540.
110. Martin A.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 156. P. 411.
111. Jackson J. D., Scharré D. L.//Nucl. Instr. and Meth. 1975. V. 128. P. 13.
112. Goggi G., Penso G.//Nucl. Phys. Ser. B/1960. V. 165. P. 429.
113. Brandt S. et al.//Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 57.
114. Farhi E.//Phys. Rev. Lett., 1977. V. 39. P. 1587.
115. Barber D. et al.//Ibidem. 1979. V. 43. P. 830.
116. Nicolaïdis A., Gounaris G. J.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 30. P. 996.
117. Быков А. А.//Кр. сообш. физ., ФИАН СССР. 1986. № 12. С. 41.
118. Renard F. M. Preprint SLAC-PUB-3028. — 1982.
119. Vysotsky M. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 97. P. 159.
120. Mackenzie P. B., Lepage G. P.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1244.
121. Brodsky S. J., Lepage G. P., Mackenzie P. B.//Phys. Rev. Ser. D 1983. V. 28. P. 228.
122. Barbieri R., Gatto R., Remiddi E.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 106. P. 497.
123. Gupta S. N., Radford S. F., Repko W. W.//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 26. P. 3305.