

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ОЧАРОВАННЫЕ И ПРЕЛЕСТНЫЕ ЧАСТИЦЫ**М. А. Шифман**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	193
2. Фундаментальные аспекты	195
3. Прелестные и очарованные адроны в хромодинамической «кухне»	200
3.1. Аннигиляционные константы f_D , f_B	200
3.2. Спектры масс	203
3.3. Инклюзивные слабые распады и времена жизни	206
3.4. Гибридные логарифмы	213
3.5. Двухчастичные нелептонные распады D- и F-мезонов	215
3.6. Сильные и радиационные распады	221
4. Заключение	224
Список литературы	225

1. ВВЕДЕНИЕ

Стремительно продвигается вперед передний край исследований в физике высоких энергий, оставляя в глубине острова, да и целые архипелаги нерешенных проблем. Квантовая хромодинамика (КХД), пожалуй, самый яркий пример такого типа. Еще шесть-семь лет назад теория адронов была задачей номер один, и, как казалось некоторым, ее решение вот-вот будет найдено. Однако время шло, надежды рождались и умирали, а заветная цель — создание полной теории пленения цвета — так и не была достигнута. Параллельно возникали и развивались другие области, и основные интересы теоретиков постепенно переместились на новые многообещающие направления: суперсимметрия, супергравитация, суперструны.

Итак, очарованные и прелестные частицы, заняв свое место в обширном семействе адронов, оказались в глубоком теоретическом тылу *). Оправданы ли дальнейшие усилия с целью понимания их свойств?

Ответ, на мой взгляд, положителен по трем причинам. Во-первых, эти частицы изучаются и еще долго будут изучаться экспериментально. Потенциальную важность тех или иных измерений может выявить лишь теоретический анализ. Во-вторых, некоторые данные — я коснусь их позднее — могут пролить свет на весьма фундаментальные вопросы, выходящие за рамки теории адронов, например вопрос о числе поколений кварков и лептонов. И, наконец, третья причина носит скорее субъективный характер. Аналогично тому, как в 50-х годах ядерная физика выделилась в отдельную дисциплину, сейчас КХД становится самостоятельным разделом, со специфическими методами, который продолжает расти и развиваться. Поскольку проб-

*) Предполагается, что читатель знаком с теми первоначальными сведениями об адронах с открытым очарованием и прелестью, которые попали в стандартные учебники, например ^{1,2}.

лема конфайнмента не решена, каждая новая задача по адронной физике — это фактически новое, приключение с неизвестным концом: удастся ли получить надежное предсказание, даст ли оно что-либо новое для понимания динамики больших расстояний и т. д.? Успех далеко не гарантирован, и именно эта неопределенность, в конечном счете, делает данную тематику интересной для теоретиков.

Очарованные и прелестные частицы занимают выделенное положение в адронной физике, так как, с одной стороны, здесь быстро накапливается большой массив данных, а с другой стороны — существует дополнительный параметр, масса тяжелого кварка m_Q :

$$m_{c, b, t} \gg \Lambda_{\text{КХД}}. \quad (1)$$

где $\Lambda_{\text{КХД}}$ — параметр, определяющий бег кварк-глюонной константы связи.

В настоящем обзоре мы коснемся лишь нескольких вопросов, часто встречающихся в текущей литературе. Ограничимся адронами, в состав которых входит только один c - или b -кварк, оставляя в стороне обсуждение t -адронов, а также адронов с двумя или более тяжелыми кварками. Если тяжелый кварк (c или b) обозначен через Q , а легкий (u, d, s) — через q , то интересующие нас мезоны имеют вид $Q\bar{q}$, а барионы Qqq . В канале с фиксированными квантовыми числами существуют три очарованных и три прелестных мезона *)

$$D^0 = c\bar{u}, D^+ = c\bar{d}, F = c\bar{s}, \quad (2)$$

$$B_u = \bar{b}u, B_d = \bar{b}d, B_s = \bar{b}s; \quad (3)$$

можно построить 15 S -волновых барионов, кварковый состав и параметры которых собраны в табл. I.

Таблица I

Барионы с одним очарованным кварком

Название	Кварковый состав	Масса, МэВ
Λ_c^+	$((ud)_{J=0} c)_{J=1/2} +$	2281
$\Sigma_c^0, \Sigma_c^+, \Sigma_c^{++}$	$((dd)_{J=1} c)_{1/2} +, ((ud)_{J=1} c)_{1/2} +$ $((uu)_{J=1} c)_{1/2} +$	2445
$\Sigma_c^{*0}, \Sigma_c^{*+}, \Sigma_c^{*++}$	$((dd)_{J=1} c)_{3/2} +, ((ud)_{J=1} c)_{3/2} +,$ $((uu)_{J=1} c)_{3/2} +$	Preprint ITEP-51, 1986 ?
$\Xi_c^0(A), \Xi_c^+(A)^*$	$((ds)_{J=0} c)_{1/2} +, ((us)_{J=0} c)_{1/2} +$	2460
$\Xi_c^0(s), \Xi_c^+(s)^{**}$	$((ds)_{J=1} c)_{1/2} +, ((us)_{J=1} c)_{1/2} +$?
Ξ_c^{*0}, Ξ_c^{*+}	$((ds)_{J=1} c)_{3/2} +, ((us)_{J=1} c)_{3/2} +$?
Ω_c^{0***}	$((ss)_{J=1} c)_{1/2} +$	2740
Ω_c^{*0}	$((ss)_{J=1} c)_{3/2} +$	7 ?

*) Старое обозначение A^0, A^+ .

**) Старое обозначение S^0, S^+ .

***) Старое обозначение T .

*) Согласно новой номенклатуре, предложенной Группой данных по элементарным частицам (PDG), F -мезоны предлагается обозначать символом D_s . В настоящем обзоре для F -мезонов мы будем использовать старое обозначение.

Обзор открывается кратким экскурсом в тот круг процессов и явлений, которые могли бы дать информацию о фундаментальных аспектах теории. Большая по объему часть, которая озаглавлена «преlestные и очарованные адроны в хромо динамической кухне», посвящена обсуждению свойств мезонов и барионов, которые определяются сильными взаимодействиями. Будут суммированы достижения последних 2—3 лет по следующим вопросам:

- а) вычисление спектра масс и некоторых амплитуд из правил сумм КХД;
- б) инклюзивные нелептонные ширины (времена жизни);
- в) аннигиляционные константы мезонов типа f_D и f_B ;
- г) эксклюзивные адронные распады D- и F-мезонов;
- д) сильные и радиационные распады возбужденных состояний.

2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Неоднократно отмечалось, что физика с- и b-кварков — потенциальный источник косвенной информации о еще неизвестных взаимодействиях и частицах или о новых свойствах уже известных объектов. Изучение распадов накладывает ограничения на:

- существование четвертого поколения кварков и лептонов;
- существование новых частиц, например, скварков, хиггсовских бозонов и т.д.;
- массу τ -нейтрино;
- механизмы нарушения CP-инвариантности.

Видимо, самый широко известный пример такого типа — это поиски заряженной хиггсовской частицы H^\pm в распадах b-кварка. Если бы существовал такой объект с массой $M_H \leq m_b - m_c \sim 3$ ГэВ и константой связи нормального порядка величины, $\sim G_F^{1/2} m_b$, то b-кварк, вместо нормального слабого перехода $b \rightarrow \bar{c}ud$, распался бы целиком за счет полуслабого процесса $b \rightarrow H^- c$ (см., например, обзор⁷³):

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow H^- c)}{\Gamma(b \rightarrow \bar{c}ud)} \sim \frac{6\pi^2}{G_F m_b^2} \sim 10^5. \quad (4)$$

Существующие данные по распадам B-мезонов в целом удовлетворительно описываются в рамках стандартной картины, что исключает существование H^- с константой связи даже на порядок меньшей, чем $G_F^{1/2} m_b$. Впрочем, при богатой фантазии в вышеупомянутых данных можно углядеть намек на утечку b-кварков в некоторые каналы неизвестной природы на уровне 20% от полной ширины (см. раздел 3.3).

Обращаясь к очарованным адронам, следует прежде всего упомянуть о распадах $D \rightarrow \tau \nu_\tau$ и $F \rightarrow \tau \nu_\tau$, вероятности которых чувствительны к массе ν_τ , если таковая составляет $O(10 \text{ МэВ})$ ^{3,4}. Дело в том, что энергосвободное в этих распадах составляет примерно 85 и 190 МэВ, соответственно, поэтому такая величина M_{ν_τ} привела бы к заметному сокращению фазового объема. Относительные вероятности этих распадов таковы:

$$\begin{aligned} \text{Br}(D \rightarrow \tau \nu_\tau) &\approx 2,8 \cdot 10^{-4} \left(\frac{f_D}{f_\pi} \right)^2, \\ \text{Br}(F \rightarrow \tau \nu_\tau) &\approx 7,5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{f_F}{f_\pi} \right)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где f_D — константа, характеризующая аннигиляцию D-мезона соответствующим аксиальным током

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 d | D \rangle = i f_D p_\mu \quad (6)$$

(параметр f_F определяется аналогично). Величина f_D — аналог известной константы f_π ($f_\pi = 133 \text{ МэВ}$), которая постоянно встречается в пионной

физике. Вычисление f_D будет обсуждаться в разделе 3.1, здесь же отметим только, что по современным представлениям^{30,31}

$$f_D = 160 - 170 \text{ МэВ}. \quad (7)$$

Массу τ -нейтрино можно извлечь, измерив, например, отношение $\Gamma(D \rightarrow \tau \nu_\tau)/\Gamma(D \rightarrow \mu \nu_\mu)$ ⁴. Утверждается, что этот способ является рекордным, т. е. позволяет получить наилучшее ограничение, $M_{\nu_\tau} \lesssim 10 \text{ МэВ}$ — продвижение на порядок по сравнению с существующим ныне результатом.

Еще одна важная задача для исследователей D-мезонов — это прямое измерение отношения $|V_{cd}/V_{cs}|$ ⁵, где $V_{qq'}$ — соответствующие элементы матрицы Кобаяши — Маскавы (KM). В рамках современной картины с тремя поколениями и весьма слабым смешиванием третьего поколения с первым и вторым *) следует ожидать, что

$$\left| \frac{V_{cd}}{V_{cs}} \right| = \left| \frac{V_{us}}{V_{ud}} \right|, \quad (8)$$

причем это равенство должно выполняться с точностью $O(10^{-3})$. Правая часть в (8) известна с очень хорошей точностью, поскольку элементы V_{ud} , V_{us} определяют слабые распады «старых» адронов, например, $\pi \rightarrow \mu \nu$ и $K \rightarrow \mu \nu$.

С другой стороны, отношение $|V_{cd}/V_{cs}|$ можно извлечь из отношения ширины

$$\frac{\Gamma(D \rightarrow \rho e \nu)}{\Gamma(D \rightarrow K^* e \nu)} \quad \text{или} \quad \frac{\Gamma(D \rightarrow \rho \nu)}{\Gamma(D \rightarrow K \nu)}. \quad (9)$$

Правда, в обоих случаях, для прецизионного определения $|V_{cd}/V_{cs}|$ из (9) теоретический анализ должен учитывать эффекты нарушения $SU(3)_{fl}$ как в фазовом объеме (тривиальное упражнение), так и в матричных элементах (задача менее тривиальная).

Отклонение от равенства (8) на уровне, превышающем 10^{-3} , если такое будет обнаружено, — свидетельство о существовании четвертого поколения кварков и лептонов с достаточно большим смешиванием с первыми тремя поколениями⁵.

Мне не известны какие-либо другие фундаментальные аспекты, доступный для изучения в очарованных адронах. В частности, эффекты нарушения CP в системе $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ ожидаются чрезвычайно малыми^{7,8}, поскольку в стандартной модели $\Delta M_D/\Gamma \ll 1$. Ни возможное существование новых кварковых поколений, ни суперсимметричных партнеров к известным частицам не меняет этого вывода. Очевидная причина в том, что основные моды распада D^0 -мезонов разрешены по Кабиббо, а переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ неизбежно кабиббо-подавлены^{7,8}.

В этом смысле, по-видимому, более благоприятная ситуация имеет место в физике прелестных адронов. Существуют два нейтральных B-мезона, B_d^0 и B_s^0 , и обе системы — естественные пробники структуры теории на расстояниях $\lesssim m_t^{-1}$, где m_t — масса (пока еще не открытого) t-кварка.

Как смешивание $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$, $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$, так и нарушение CP-инвариантности в этих системах неоднократно и подробно обсуждались в литературе⁹⁻²¹. Ключевой теоретический параметр, определяющий величину всех эффектов,

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} \quad (10)$$

где ΔM — недиагональный матричный элемент массовой матрицы, а Γ — полная ширина мезона. Отметим, что в отличие от привычной картины с K^0 -мезонами, в которой времена жизни K_{0L} и K_{0S} существенно различны,

*) Обсуждение матрицы KM не входит в мою задачу, см. по этому поводу недавний обзор⁶. Отметим только, что $|V_{bu}| \ll |V_{td}| < 0,02$, а $|V_{bc}| \ll |V_{ts}| < 0,07$.

для B -мезонов разницей в ширинах можно пренебречь. (Как будет обсуждаться в разделе 3.3, различие времен жизни всех прелестных адронов заведомо не превосходит $\sim 5\%$.)

В стандартной модели основной вклад в амплитуду $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ дают квадратные диаграммы типа рис. 1, a , которые фактически насыщаются вкладом t -кварка. В старшем по m_t^2 приближении из графиков рис. 1, a получается эффективный лагранжиан типа

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} \sim G_F^2 m_t^2 (\bar{b} \Gamma_\mu q) (\bar{b} \Gamma_\mu q), \quad (11)$$

$$\Gamma_\mu = \gamma_\mu (1 + \gamma_5), \quad q = d, s.$$

Мы не будем задерживаться на вычислении коэффициента при структуре (11), поскольку этот вопрос разобран в литературе (см., однако, раздел 3.4). Коэффициент определяется элементами V_{tb} , V_{ts} , V_{td} матрицы КМ и

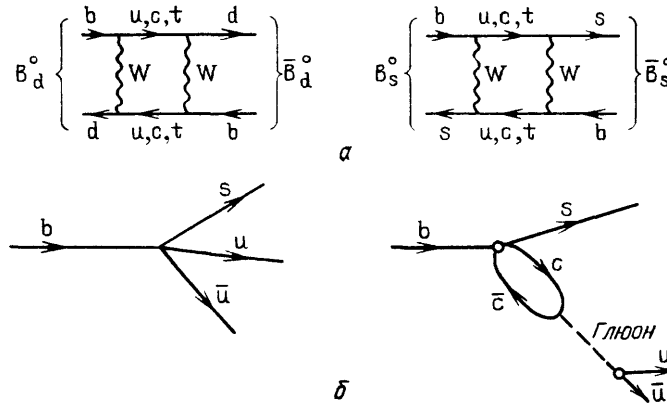


Рис. 1. a — Амплитуды осцилляции $B \leftrightarrow \bar{B}$ в стандартной модели. b — Интерференция двух этих диаграмм содержит CP -нечетный член, который приводит к ненулевой разности ширин $\Gamma(b \rightarrow u\bar{u}s) - \Gamma(\bar{b} \rightarrow u\bar{u}\bar{s})$

включает так называемые η -факторы $*$), которые учитывают перенормировки за счет жестких глюонов. Если для матричного элемента по состояниям B^0 , \bar{B}^0 использовать факторизацию $**$) — мы вернемся к обсуждению этого пункта в разделе 3.4,— то

$$x_{B_d} = \frac{\Delta M_B}{\Gamma} \approx 32\pi \frac{f_B^2 m_t^2}{m_b^4} \frac{|(V_{tb}^* V_{td})^2|}{|V_{cb}|^2} \frac{B_{sl}}{Z_c}, \quad (12)$$

где для определенности цитируется ответ для B_d^0 . В формуле (12) $B_{sl} \approx 0,11$ — относительная вероятность полулептонного распада B -мезонов, $Z_c = 0,3 - 0,4$ — фактор подавления полулептонных распадов из-за фазового объема и глюонных поправок. Предполагается также, что $m_t^2/M_W^2 \ll 1$. В противном случае следует учесть эффекты, связанные с пропагаторами W -бозонов на рис. 1, a . Соответствующий дополнительный фактор равен $3/4$ при $m_t^2 = M_W^2$ и $1/4$ при $m_t^2 \gg M_W^2$

$*$) Возможно, стоит напомнить, что впервые аналогичные η -факторы были вычислены для перехода с $\Delta S = 2$ в работах ²².

$**$) Под факторизацией понимается насыщение вакуумом во всех возможных каналах в матричном элементе $\langle B^0 | (\bar{b} \Gamma_\mu q) (\bar{b} \Gamma_\mu q) | B^0 \rangle \rightarrow (8/3) | \langle 0 | (\bar{b} \Gamma_\mu q) | B^0 \rangle |^2$. В литературе вместо $8/3$ в правой части иногда вводят фактор $8B/3$, где коэффициент B должен параметризовать отклонения от факторизации. Можно привести аргументы (мне они кажутся достаточно убедительными), показывающие, что $B \approx 4$; см., в частности, раздел 3.4. В формуле (12) принято $B = 1$.

Численно, параметр x_{B_d} содержит значительную неопределенность, связанную в основном с неопределенностью в V_{td} . Если $m_t \sim 40$ ГэВ, то, по-видимому,

$$x_{B_d} \sim 10^{-2}, \quad (13)$$

и в стандартной модели эффект смешивания и осцилляции, возникающих из-за смешивания, очень мал.

Ситуация радикально меняется при переходе к B_s^0 . Параметр x_{B_s} получается из (12) заменой $V_{td} \rightarrow V_{ts}$. Заметим, что для трех поколений $|V_{tb}| \approx 1$, $|V_{ts}/V_{cb}| \approx 1$, и, следовательно, предсказания для x_{B_s} практически не содержат зависимости от углов смешивания. Численно

$$x_{B_s} \approx \left(\frac{f_{B_s}}{130 \text{ МэВ}} \frac{m_t}{40 \text{ ГэВ}} \right)^2 \sim 1. \quad (14)$$

Несколько слов о том, как наблюдать эффекты $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ -смешивания экспериментально. Вариант, который чаще всего обсуждается в литературе, таков. Рассмотрим рождение пары $B^0 \bar{B}^0$ в e^+e^- -аннигиляции с последующим лептонным распадом каждого из мезонов. При этом

$$b\bar{d} \rightarrow l^-\nu + \text{адроны}, \quad \bar{b}d \rightarrow l^+\nu + \text{адроны}.$$

Если осцилляции выключены, то

$$e^+e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \rightarrow l^+l^- + \dots, \quad (16)$$

и мы видим, что рождается пара лептонов разного знака. Включение осцилляции генерирует лептонные пары одного знака. Таким образом, выход дилептонов одного знака n_{++} или n_{--} есть мера осцилляции. Количественно, в e^+e^- -аннигиляции ²³

$$r_B = \frac{n_{++} + n_{--}}{n_{+-}} = \frac{x^2}{2+x^2}. \quad (17)$$

Для малых значений x величина $r_B = O(x^2)$ — поведение, отражающее тот факт, что родившийся B^0 (или \bar{B}^0)-мезон распадается быстрее, чем характерное время осцилляции. При $x \rightarrow \infty$

$$r_B \rightarrow 1,$$

что также совершенно естественно.

Нарушение СР-инвариантности приводит к тому, что $A(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) \neq A(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$, и, следовательно, $n_{++} \neq n_{--}$. Однако, как хорошо известно, в отличие от осцилляции, СР-нечетная асимметрия

$$a = \frac{n_{++} - n_{--}}{n_{++} + n_{--}}$$

убывает с ростом m_t . Прикидки в рамках стандартной модели показывают, что

$$a \sim \begin{cases} 6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{40 \text{ ГэВ}}{m_t} \right)^2 & \text{для } B_d^0, \\ 4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{40 \text{ ГэВ}}{m_t} \right)^2 & \text{для } B_s^0. \end{cases} \quad (18)$$

Одна из причин подавления (18) — кинематический фактор $\sim m_c^2/m_t^2$, который с неизбежностью появляется в выражении для a .

Интересно, что несохранение СР приводит к разнице в инклюзивных ширинах **b**- и \bar{b} -кварков, если рассматривать распады **b** и \bar{b} в кварки с данным ароматом, например,

$$\Delta \equiv \Gamma(b \rightarrow u\bar{u}s) - \Gamma(\bar{b} \rightarrow u\bar{u}\bar{s}).$$

Отличие Δ от нуля связано с интерференцией диаграмм рис. 1, б. Результат для Δ был получен в 1979 г. Волошиным и Окунем. Как и положено для наблюдаемого СР-нечетного эффекта, он пропорционален параметру

$$\gamma = \cos \theta_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \sin \delta,$$

пропорциональному произведению всех трех углов смешивания в матрице Кобаяши — Маскавы. (Волошин и Окунь рассматривали стандартную модель нарушения СР.) Количественно ими получено, что

$$\Delta \sim \alpha_s(m_b) \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \gamma \sim 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

Относительная величина Δ достигает нескольких процентов от кабиббо-запрещенных мод типа $b \rightarrow c\bar{c}d$.

Шансы найти СР-нарушающий эффекты, по-видимому, повышаются при изучении эксклюзивных распадов B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов в некоторое общее конечное состояние f . Из-за интерференции амплитуд

$$\begin{aligned} B^0 \rightarrow f: & (B^0 \rightarrow f) + (B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f), \\ \bar{B}^0 \rightarrow f: & (\bar{B}^0 \rightarrow f) + (\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow f) \end{aligned} \quad (19)$$

возникает разница, скажем, в сечениях реакций

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \xrightarrow{\gamma(4S)} B^0\bar{B}^0 \rightarrow f + (l^- + \dots)), \\ \sigma(e^+e^- \xrightarrow{\gamma(4S)} B^0\bar{B}^0 \rightarrow f + (l^+ + \dots)). \end{aligned} \quad (20)$$

В качестве наиболее удобного конечного состояния в (19), (20) в литературе обсуждаются

$$f = J/\psi K_S^0, \rho K, f^+f^- \text{ и т. д.}$$

Чтобы у читателя не сложилось ложного впечатления об уникальной роли e^+e^- -аннигиляции для поисков нарушения СР, отметим, что есть и альтернативные предложения. Например, в работе²⁰ предлагается использовать с этой целью реакции в пучках Σ^- -гиперонов. Дело в том, что в области фрагментации налетающих частиц в процессе $\Sigma^- + \text{ядро} \rightarrow$ адроны рождаются в основном s -кварки и, следовательно, $s\bar{b}$, но не $\bar{s}b$ -мезоны. Таким образом, возникают «меченые» B^0 -мезоны. При этом, нарушение СР будет проявляться в осцилляциях выхода, скажем, ρK в зависимости от длины пробега B_S^0 .

Хотя относительные вероятности вышеупомянутых эксклюзивных каналов невелики (распад $B_S^0 \rightarrow \rho K$ вообще запрещен по Кабиббо) оценки эффектов нарушения СР здесь дают от 10 до $\sim 100\%$ ^{16–20}.

Заметим, что наличие четвертого поколения может резко изменить картину СР-несохранения в B_S^0 и, особенно в B_S^0 -мезонах²⁴.

Завершая этот раздел, хотелось бы подчеркнуть, что я изложил сюжет «с высоты птичьего полета», намеренно опустив даже те моменты, которые были бы полезны в обзоре, по $B\bar{B}$ -осцилляциям или проблеме нарушения СР. Моя цель здесь — проиллюстрировать сформулированный выше тезис о важности очарованных и прелестных адронов как источника косвенной информации об общей структуре кварк-лептонной теории. Более техническое обсуждение этого круга вопросов, а также ссылки на весьма богатую оригинальную литературу можно найти в прекрасном обзоре²¹, который написан специалистами.

3. ПРЕЛЕСТНЫЕ И ОЧАРОВАННЫЕ АДРОНЫ В ХРОМОДИНАМИЧЕСКОЙ «КУХНЕ»

Теперь мы развернемся на 180 градусов и рассмотрим адроны с c - в b -кварками в рамках КХД. Иными словами, эти адроны будут интересовать нас не как инструмент исследования других взаимодействий, а сами по себе — их структура, спектр масс, распадные свойства и т. д. Не стоит и говорить, что задачи этого типа носят более «спокойный», традиционный характер. Тем не менее, на этом направлении за последние годы получено много интересных результатов, и я остановлюсь на тех достижениях, которые относительно слабо освещены в других обзорах. Выбор «основных» тем, как всегда, субъективен, а порядок изложения довольно хаотичен. Материал настоящего раздела отличается от предыдущего еще и тем, что мы достаточно подробно обсудим некоторые довольно специальные вопросы, включив в обсуждение и ряд технических моментов.

3.1. Аннигиляционные константы f_D, f_B

Аннигиляционные константы параметризуют матричные элементы типа

$$\langle 0 | \bar{q}\Gamma Q | \text{meson} \rangle, \quad (21)$$

где Γ — некоторая γ -матричная структура, обеспечивающая квантовые числа тока $j_\Gamma = \bar{q}\Gamma Q$. Наиболее важна с точки зрения приложений связь псевдоскалярных мезонов D, F, B с аксильным током *)

$$\langle 0 | \bar{q}\gamma_\alpha\gamma_5 Q | P \rangle = if_P p_\alpha, \quad (22)$$

где P — обобщенное обозначение псевдоскалярного мезона, p_α — его импульс. Ток $\bar{q}\gamma_\alpha\gamma_5 Q$ не сохраняется, и это несохранение, в отличие от пионного аксильного тока, велико, $\partial_\alpha j_{\alpha 5} = im_Q \bar{q}\gamma_5 Q$. Поэтому, определяя константу f_P , в действительности следует указать точку нормировки тока $j_{\alpha 5}$, так как оператор тока эволюционирует с изменением точки нормировки μ . Если по аналогии с пионным случаем константу f_P ввести через распад $P \rightarrow \mu\nu$, то, как легко понять, в амплитуду такого распада буквально входит оператор $j_{\alpha 5}$, нормированный в высокой точке, $\mu \sim M_W$, так что более точно определение (22) выглядит так:

$$\langle 0 | [\bar{q}\gamma_\alpha\gamma_5 Q]_{\mu \sim M_W} | P \rangle = if_P p_\alpha.$$

При изменении μ от M_W до m_Q оператор $j_{\alpha 5}$ не перенормируется в логарифмическом приближении, однако дальнейший спуск по μ привносит дополнительный логарифмический фактор; см. ниже.

Константа f_P является аналогом знаменитой пионной константы f_π ($f_\pi = 133$ МэВ), которая определяет ширину Γ ($\pi \rightarrow \mu\nu$) и входит во все соотношения низкоэнергетической пионной физики. Отметим, что f_P также появляется не только в ширинах типа Γ ($P \rightarrow \tau\nu$). Этот параметр возникает при решении многих задач, например, амплитуда $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ осцилляции пропорциональна f_B^2 (см. (12)). Предасимптотические поправки к времени жизни мезонов $Q\bar{q}$ и барионов Qqq содержат $16\pi^2 f_P^2/m_Q^2$ (см. раздел 3.3).

В литературе можно встретить целый спектр предсказаний для $f_{D, B}$, в интервале от 100 до 500 МэВ, и многие авторы, использующие эту константу с чисто утилитарной целью — для подстановки в ту или иную формулу, — испытывают определенные затруднения при выборе численного значения (см., например, обзор²⁵). По-видимому, наиболее надежный и точный результат для $f_{D, B, F}$ вытекает из правил сумм КХД²⁶. Я не буду останавливаться на первых работах^{27–29}, в которых использовался ряд приближений, увели-

*) На языке нерелятивистской кварковой модели константа f_P пропорциональна волновой функции в начале координат, см. ниже.

чивающих теоретическую погрешность. Современное состояние дел таково. Имеются две независимые публикации^{30,81}, в которых специально был проведен анализ величины f_D с учетом наибольшего числа членов в правилах сумм и с минимальным числом дополнительных предположений. Предсказания — 160 и 170 МэВ соответственно — прекрасно согласуются друг с другом в пределах теоретической неопределенности, составляющей 10–15 МэВ. Таким образом, в дальнейшем будем исходить из того, что

$$f_D = 165 \pm 15 \text{ МэВ.} \quad (23)$$

В пределе $SU(3)_n$ -симметрии аннигиляционные константы для D- и F-мезонов совпадают; однако, как видно из сравнения f_π и f_K , нарушение $SU(3)_n$ может составлять ~20%. F-мезоны в правилах сумм КХД изучались в работе³², в которой было найдено, что

$$f_F = 200 \pm 15 \text{ МэВ.} \quad (24)$$

Хотя вопрос о точке нормировки тока $j_{\alpha 5}$ в работах^{30–32} не обсуждался явно, по используемому методу видно, что результаты относятся к $\mu \sim m_c$. Замечание после формулы (22) показывает, что эти результаты (по крайней мере, в главном логарифмическом приближении, ГЛП) в равной мере справедливы для $[j_{\alpha 5}]_{\mu \sim M_W}$. Иными словами, оценки (23), (24) — это оценки физических констант распадов типа $D \rightarrow \tau \nu$, $F \rightarrow \tau \nu$. Заметим, что вычисления $f_{D,F}$ в нерелятивистских моделях дают вычеты для тока, нормированного в низкой точке, $\mu \sim R^{-1}$, где R — радиус конфайнмента. Поэтому, чтобы перейти к физическим константам распада, в этом случае следует учесть дополнительный логарифмический фактор, отражающий эволюцию μ от R^{-1} до m_c (см. ниже).

Перейдем к системе В-мезонов. В литературе, посвященной анализу f_B ^{28–31}, до сих пор рассматривался предел $m_q = 0$, т. е. фактически, B_d - и B_u -мезоны. Согласно работе³¹ $f_B \approx 130$ МэВ, в то время как авторы работы³⁰ получают $f_B \approx 90$ МэВ. Однако в³⁰ не рассматривались члены $O(\alpha_s)$ в теоретической части правил сумм, которые, согласно³¹, увеличивают ответ на 10%. Таким образом, и в этом пункте достигнуто общее согласие на уровне

$$f_{B_{u,d}} = 115 \pm 15 \text{ МэВ.} \quad (25)$$

При переходе от D- к $B_{d,u}$ -мезонам аннигиляционная константа уменьшилась примерно в 1,5 раза. Поучительно проследить, как согласуется подобное поведение с теоретическим ожиданием. При этом мы будем опираться на предположение, что массы m_c и m_b уже достаточно велики, так что асимптотические по m_Q^{-1} соотношения применимы.

В пределе $m_Q \rightarrow \infty$ кварк Q представляет собой неподвижный силовой центр, вокруг которого «размазан» легкий кварк q , причем размер области «размазки», очевидно, не зависит от m_Q , а определяется лишь радиусом конфайнмента. Исходя из этой картины, легко установить, что³³

$$(f_P)_{\text{нерел}} \sim m_Q^{-1/2}, \quad (26)$$

причем фактор $m_Q^{-1/2}$ носит, по существу, кинематический характер. В работе²⁹ был выполнен детальный анализ правил сумм в пределе $m_Q \rightarrow \infty$, полученное соотношение

$$|\langle 0 | j_{\alpha 5} | P \rangle|^2 = 12n M_P, \quad n = |\psi(0)|^2, \quad (27)$$

и оценено значение волновой функции в нуле, n , которое, как и ожидалось, не зависит от m_Q в пределе $m_Q \rightarrow \infty$.

В нерелятивистском подходе f_P^2 пропорционально вероятности аннигиляции кварков с характерной виртуальностью порядка той, которую они.

имеют в мезонах $Q\bar{q}^*$). Более формально, соотношение (27) следует переписать в виде

$$(f_P^2)_{\text{нерег.}} M_P^2 = |\langle 0 | [j_{\alpha 5}]_{\mu \sim R^{-1}} | P \rangle|^2 = 12nM_P.$$

Если ток, входящий в определение констант, нормирован в высокой точке, $\mu \sim m_Q$, то такие (физические) аннигиляционные константы содержат дополнительную логарифмическую зависимость от m_Q :

$$f_P \sim m_Q^{-1/2} (\alpha_s(m_Q))^{-2/b}, \quad (28)$$

где b — первый коэффициент в функции Гелл-Манна — Лоу,

$$b = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f.$$

Существование логарифмических поправок к закону (26) в ГЛП было недавно обнаружено в ³⁴. Ряд типа $[\alpha_s \ln(m_Q^2 R^{-2})]^k$ возникает от обменов глюонами с виртуальными импульсами $R^{-2} \ll p^2 \ll m_Q^2$ (рис. 2), причем

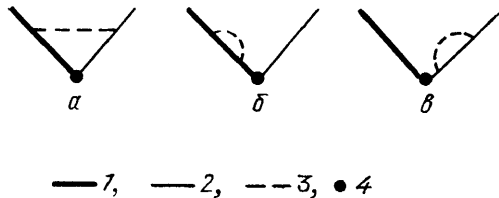


Рис. 2. Одноглюонная поправка к току $\bar{Q}\Gamma q$, содержащая гибридный логарифм $\ln(m_Q^2 R^{-2})$.

1 — тяжелый кварк; 2 — легкий кварк; 3 — глюон; 4 — Γ

эти логарифмы довольно необычной «гибридной» природы — инфракрасные и ультрафиолетовые одновременно. Область импульсов $R^{-2} < p^2 < m_Q^2$ является ультрафиолетовой по отношению к легкому кварку и инфракрасной — по отношению к тяжелому. Прямое вычисление графиков рис. 2 приводит ³⁴ к значению $\gamma = 2$ для аномальной размерности любого тока вида $\bar{q}\Gamma Q$ (ср. (28)).

Соотношение (28) — асимптотическое. При $m_Q \rightarrow \infty$ различие между массой кварка и соответствующего мезона несущественно. Мы бы хотели, однако, применить его к реальным s - и b -кваркам (D - и $B_{u,d}$ -мезонам), и в этом случае численно довольно существенно, какая масса фигурирует в (28) — токового кварка, блокового, или масса мезона. Поскольку, как уже отмечалось, происхождение $m_Q^{-1/2}$ кинематическое, по-видимому, закон (28) будет более точным, если переписать его в виде

$$\frac{f_B}{f_D} = \left(\frac{M_D}{M_B} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{2/b}. \quad (29)$$

Численно при $\Lambda_{\text{КХД}} = 100$ МэВ

$$\frac{f_B}{f_D} = 0,65, \quad (30)$$

в то время как из (23), (25) следует ожидать $f_B/f_D = 0,7 \pm 0,1$. Следует оговориться, впрочем, что логарифмическая поправка в (29) сказывается лишь на уровне 10%, т. е. в пределах теоретической неопределенности.

В заключение раздела хотелось бы предупредить читателя, что хотя оценки констант $f_{D,B}$, приведенные выше, кажутся мне надежными и самосогласованными, ситуация все же не вполне устоялась. Так, относительно

*) Иными словами, импульсы внешних кварковых линий $p_q^2 \sim R^{-2}$ и $p_Q^2 \sim m_Q^2 \sim R^{-1}m_Q$.

недавно, авторы работы²⁸ проанализировали заново правила сумм для f_B ³⁵. Исходное число, 276 МэВ, было снижено до 190 ± 30 МэВ. Расхождение с (25) все же не устранено даже с учетом указанных неопределенностей; причина же его остается невыясненной.

3.2. С п е к т р м а с с

Спектр масс очарованных и прелестных адронов (как мезонов, так и барионов) — предмет исследования во многих теоретических работах, основанных на разных подходах. Широкое распространение получили вычисления в потенциальных моделях. Не будучи специалистом в этой области, я отсылаю читателя к публикациям^{36–38}, которые содержат сводки результатов, критическое сопоставление различных потенциальных моделей и ссылки на более ранние работы.

Сконцентрируемся здесь на том, что известно о массах, исходя из правил сумм КХД. По-видимому, первый анализ был предпринят Шурыком в уже цитировавшейся работе²⁹. Наряду с качественными утверждениями были получены численные оценки в асимптотическом пределе $m_Q \rightarrow \infty$. Скорее всего b-кварк расположен уже внутри этой асимптотической области, в то время как к очарованным адронам — и я хочу подчеркнуть это особо — предсказания²⁹ в количественном аспекте не применимы.

Один из самых ярких результатов²⁹ — это большое расщепление между S- и P-волновыми мезонами (низшими состояниями), составляющее около 800 МэВ. (В пределе $m_Q \rightarrow \infty$ спиновое взаимодействие Q-кварка не существенно, и, следовательно, имеет место вырождение, скажем, между 0^- и 1^- -мезонами, или между 0^+ и 1^+ .) Близкое число ~ 800 МэВ было получено в³⁵ для (S — P)-волнового расщепления в системах $b\bar{u}$ и $b\bar{d}$.

Для ориентации воспроизведем здесь таблицу из³⁶, суммирующую предсказания для масс B-мезонов, вытекающие из правил сумм КХД (табл. II).

Т а б л и ц а II
Массы B-мезонов (в ГэВ), определенные
в³⁵ из правил сумм КХД

J^P	$B_{u,d}$	B_s
0^-	5,31	5,42
1^-	5,38	5,46
0^+	6,13	6,29
1^+	6,17	6,34

Точность — на уровне 50 — 100 МэВ, поэтому числа для разности масс между вектором и псевдоскаляром и между аксиалом и скаляром, конечно, ненадежны.

Аналогичная задача о расщеплении S- и P-волн в D-мезонах была решена в³⁹. Авторы рассмотрели $J^P = 1^+$ -аксиальный мезон, для массы которого было найдено

$$M(c\bar{u}, J^P = 1^+) = 2,55 \pm 0,1 \text{ ГэВ}, \quad (31)$$

в согласии с экспериментальными данными⁴⁰, $M(D_1)_{JP=1^+} = 2,42 \pm \pm 0,006 \text{ ГэВ}$.

Следовательно, в системе $c\bar{u}$, $c\bar{d}$ разность масс между $J^P = 1^-$ - и $J^P = 1^+$ -состояниями составляет ~ 410 МэВ. Отметим, что то же самое

(~ 500 МэВ) дает для систем с открытым очарованием потенциальная модель⁴¹.

Здесь уместно сделать паузу и обсудить ситуацию с разностью масс **S- и P-волновых** кварковых мезонов более подробно. Мы ограничимся наименьшими состояниями в канале с данными квантовыми числами.

В семействе «старых» адронов SP-партнерами являются, например, пары (ρA_1) , (ρf) , $(\rho f')$ и т.д. (Пионы исключаются из рассмотрения в силу своей специальной голдстоуновской природы.) Во всех случаях, заглянув в таблицы PDG, легко убедиться, что P-волновые состояния тяжелее соответствующих S-волновых на ~ 500 МэВ. Теоретические числа для M_{A_1} и M_{ρ} , полученные в правилах сумм КХД⁹¹, находятся в разумном соответствии с опытом.

SP-расщепление в чармонии составляет ~ 415 МэВ,

$$M(c\bar{c}({}^3P_1)) - M(c\bar{c}({}^3S_1)) = M(\chi(3510)) - M(J/\psi) \approx 415 \text{ МэВ},$$

что также объясняется теорией⁹². Аналогичное расщепление в семействе $b\bar{b}$ примерно 435 МэВ. И, наконец, в D-мезонах $M_{D_1} - M_{D^*} \approx 410$ МэВ — теоретический статус этого результата обсуждался чуть выше.

Таким образом, во всех известных кварковых системах расщепление SP-волн варьирует в пределах 400 — 500 МэВ. Если подтвердятся предсказания^{29, 35}, согласно которым в асимптотическом режиме $m_Q \rightarrow \infty$ расщепление достигает 800 МэВ, то это будет означать, что наши представления (которые основываются на модели конституентных кварков) должны быть существенно подправлены. Фактически, предсказания^{29, 35} должны интерпретироваться так: взаимодействие легкого валентного кварка с кварковым конденсатом в вакууме существенно зависит от параметров второго кварка в мезоне, \bar{q} , \bar{c} или \bar{b} . (Переход от \bar{c} к \bar{b} должен удвоить (!) SP-расщепление. Чтобы сделать подобное утверждение, несомненно, нужно обладать определенной смелостью.) Обсуждение проблемы в конституентной кварковой модели см. в⁹³.

Замена u-, d-кварков на s-кварк утяжеляет мезон на 110 — 120 МэВ. Для очарованных частиц этот факт установлен в³², для прелестных — в³⁵.

Разумеется, разности масс $M_F - M_D$ и $M_{F^*} - M_{D^*}$ давно измерены на опыте, находятся в добром согласии с нашей интуицией, и, поэтому, основная цель здесь, скорее, обратная: используя эти данные, уточнить сведения об основных параметрах нарушения $SU(3)_f$: m_s и $f \equiv (\langle \bar{s}s \rangle / \langle \bar{u}u \rangle) - 1$. Величина f характеризует нарушение $SU(3)_f$ в вакуумных конденсатах и была впервые введена и оценена в⁴². В работе³² подтверждается, что m_s и f лежат в пределах $m_s = 150 \pm 30$ МэВ и $f = -0,2 \pm 0,07$.

При этом произведение $m_s \langle \bar{s}s \rangle$ фиксируется с гораздо лучшей точностью,

$$m_s \langle \bar{s}s \rangle = -(210 \pm 5 \text{ МэВ})^4,$$

обстоятельство, которое было обнаружено ранее в⁴³.

Обсудим теперь проблему спектра очарованных барионов *). Ограничимся токами без производных, рождающими барионы sqq (всего их пятнадцать), которые в нерелятивистской кварковой модели интерпретировались бы как S-волновые. Вышеупомянутые 15 барионов разбиваются на несколько групп, в соответствии со спиновой структурой и наличием (отсутствием) s-кварков.

*) Насколько мне известно, для прелестных барионов расчеты в методе правил сумм КХД не проводились. Имеется асимптотический ($m_Q \rightarrow \infty$) результат Шурыка²⁹ для расщепления масс между барионами типа Λ и типа Σ , правда, с очень плохой точностью: $M(\Sigma_Q) - M(\Lambda_Q) = 400 \pm 250$ МэВ. Эта разность масс не должна зависеть от m_Q при $m_Q \rightarrow \infty$ и, по другим оценкам, составляет ~ 200 МэВ.

Рассмотрим прежде всего барионы $sq\bar{q}$, в которых $q = u$ или d , т. е. барионы без s -кварков. Они строятся по следующему принципу

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_c &= ((q\bar{q})_{J=0} c)_{J=1/2}, \\ \Sigma_c &= ((q\bar{q})_{J=1} c)_{J=1/2}, \\ \Sigma_c^* &= ((q\bar{q})_{J=1} c)_{J=3/2}. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Как легко сообразить, Λ_c^+ — изосинглет, а Σ_c и Σ_c^* в (32) — изотриплеты, так что речь идет о семи состояниях.

Расщепление между Σ_c^* и Σ_c , очевидно, связано со спин-спиновым взаимодействием между тяжелым кварком и легкими, и, следовательно, его величина вымирает с ростом m_Q . Что касается разности масс $M(\Sigma_Q) - M(\Lambda_Q)$, то она определяется в основном взаимодействием между легкими кварками, и поэтому в пределе $m_Q \rightarrow \infty$ выходит на постоянное значение, которое в правилах сумм КХД фиксируется вакуумными конденсатами типа

$$\langle \text{vac} | \bar{q}q | \text{vac} \rangle, \quad \langle \text{vac} | \bar{q}\sigma_{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a t^a q | \text{vac} \rangle, \quad (33)$$

где $G_{\mu\nu}^a$ — тензор напряженности глюонного поля.

Относительное расположение уровней в семействах барионов и общие закономерности, сформулированные выше, были предсказаны еще 10 лет назад в модели ³⁷. Соответствующая качественная картина дана на рис. 3.

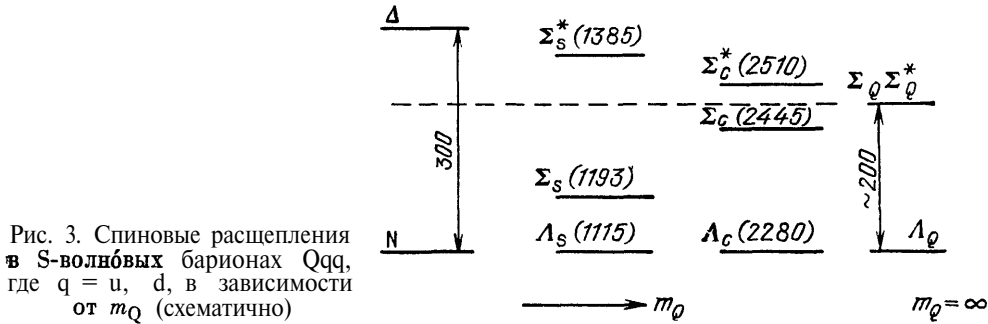


Рис. 3. Спиновые расщепления в S-волновых барионах $Qq\bar{q}$, где $q = u, d$, в зависимости от m_Q (схематично)

Вычисления спектра были выполнены ^{44,45} в рамках общей методики, развитой в работе ⁴². Разумеется, точность предсказаний масс в правилах сумм КХД (~ 100 МэВ в массах и ~ 25 МэВ в расщеплениях) значительно хуже, чем в каждой данной потенциальной модели, зато результаты восходят к первым принципам КХД и являются надежными в пределах указанных неопределенностей. Основная цель анализа — продемонстрировать согласованность представлений о КХД-вакууме со структурой мультиплетов очарованных барионов и связать разброс масс с фундаментальными параметрами типа (33).

Эффекты нарушения $SU(3)_f$, т. е. включение одного или двух странных кварков, были рассмотрены в ⁴⁵. Для одного странного кварка речь идет о трех изодублетах: $\Xi_c^{(A)}$, $\Xi_c^{(S)}$ и Ξ_c^* (см. табл. I); всего 6 состояний.

В случае двух странных кварков можно построить два S-волновых бариона

$$((ss)_{J=1} c)_{J=1/2} \quad \text{и} \quad ((ss)_{J=1} c)_{J=3/2}. \quad (34)$$

Вряд ли имеет смысл цитировать здесь все результаты ^{44, 45}, хорошо согласующиеся с имеющимися данными. Для того чтобы дать представление о точности, приведем расщепление масс ⁴⁵ между Λ_c^+ и аналогичным барионом с одним странным кварком $\Xi_c^{+(A)}$

$$M_{\Xi_c^{+(A)}} - M_{\Lambda_c^+} = 170 \pm 20 \text{ МэВ}. \quad (35)$$

Это число следует сравнивать с экспериментальным значением ≈ 180 МэВ.

Любопытно, что странный кварк «весит» ~ 170 МэВ в очарованных барионах, ~ 120 МэВ в очарованных мезонах и ~ 100 МэВ — в прелестных мезонах. Заметное «полегчание» s-кварка в зависимости от его окружения — хорошая иллюстрация того факта, что понятие конституентного кварка можно ввести лишь в грубом приближении, а составная кварковая модель не годится для передачи тонких деталей структуры адронов.

Общая картина расщепления масс, которая возникла после вычислений, показывает, что четыре очарованных бариона (Λ_c^+ , $\Xi_c^{+(A)}$, $\Xi_c^{(0)A}$ и Ω_c^0) должны распадаться только за счет слабых взаимодействий — этот факт, конечно, очевиден. Менее очевидно, что для трех барионов Ω_c^* , $\Xi_c^{+(S)}$, $\Xi_c^{0(S)}$ сильные распады, по-видимому, энергетически недоступны, и основной модой для них будет радиационный переход типа

$$\Omega_c^* \rightarrow \Omega_c \gamma.$$

В заключение этого раздела вернемся к мезонам с открытым очарованием и прелестью. Хотелось бы обратить внимание на не очень широко известное вычисление масс, выполненное несколько лет назад⁴⁶ в модели, которая объединяет реджевскую теорию, топологическое разложение и картину глюонных «трубок» в КХД-вакууме⁴⁷. Предсказания для спектра в этой модели носят поистине всеобъемлющий характер; часть из них воспроизведена в табл. III. Наиболее поразительным мне кажется тот факт, что массы аксиаль-

Таблица III
Массы очарованных и прелестных мезонов (в ГэВ)
в модели^{46, 47}

J^P	D	F	$B_{u,d}$	B_s
0^-	1,87	1,98	5,26	5,34
1^-	2,02	2,12	5,31	5,39
0^+	2,37	2,48	5,66	5,76
1^+	2,43	2,54	5,67	5,77
2^+	2,45	2,56	5,68	5,78

ных мезонов D_{1+} и F_{1+} в этой таблице (относящейся к 1982 г.), совпадают с экспериментальными значениями, $2,42 \pm 0,006$ и $2,55 \pm 0,06$ ГэВ, соответственно, полученными только в этом году^{40,48}, с точностью десятка МэВ!

Весьма острый момент — это результат для расщепления между S- и P-волнами в прелестных мезонах, например, $M(B_{JP=0+}) - M(B_{JP=0-})$. Этот пункт, по-видимому, будет ареной соперничества между правилами сумм КХД и подходом, развитым в работах^{46,47}. Действительно, первый метод предсказывает^{29,35}, что расщепление между S- и P-волнами возрастает при переходе от очарованных мезонов (здесь оно ~ 500 МэВ), к асимптотике $m_Q \rightarrow \infty$, где оно достигает ~ 800 МэВ (b-кварк, как отмечалось, уже лежит в этой асимптотической области). В рамках метода работ^{46,47} тенденция обратная: SP-расщепление падает от ~ 500 МэВ для очарованных мезонов до ~ 400 МэВ в системах с b-кварком.

3.3. И н к л ю з и в н ы е с л а б ы е р а с п а д ы и в р е м е н а ж и з н и

Этот раздел можно было бы озаглавить «история о легкомыслии теоретиков и экспериментаторов». Действительно, первые теоретические прикидки времен жизни очарованных частиц, выполненные еще до обнаружения открытого очарования, исходили из так называемой спектаторной модели. В

этой модели присутствие легкого антикварка в мезоне (дикварка в барионе) несущественно, они являются лишь пассивными зрителями, а времена жизни адронов совпадают с временем жизни с-кварка (рис. 4). При этом естественно ожидалось, что

$$\tau_{D^0} = \tau_{D^+} = \tau_F = \tau_{\Lambda_c} = \dots \quad (36)$$

Первые экспериментальные данные, согласно которым отношение $\tau(D^+)/\tau(D^0)$ порядка 5, и, быть может, даже достигает десятки, были настоящим потрясением для теоретиков — никто из них не предвидел такого оборота событий.

Правда, тут же следует добавить, что с течением времени отношение $(\tau(D^+)/\tau(D^0))_{\text{экспер}}$ эволюционировало к гораздо более скромному значению и в настоящее время составляет примерно 2 — 2,5.

Параллельно с прогрессом в экспериментальной ситуации заметно продвинулось вперед понимание неспекторных эффектов в нелептонных распадах очарованных и прелестных частиц. Речь идет в основном о степенных предасимптотических эффектах, которые обусловлены взаимодействием кварка Q с антикварком \bar{q} (дикварком qq) — спектатором, и вымирают как степени m_Q^{-1} при $m_Q \rightarrow \infty$. В литературе рассматривались в основном следующие предасимптотические механизмы в инклюзивных распадах: интерференционный механизм^{49–54} и аннигиляционный механизм⁵⁵. Если первые попытки описания наблюдаемого на опыте разброса полных ширин носили скорее качественный характер, то теперь появились более количественные подходы, в рамках которых удастся получить оценки, контролируемые теоретически.

По существу, сейчас нужно ответить на два вопроса:

1) В состоянии ли мы объяснить наблюдаемую иерархию времен жизни D^+ , D^0 , F , Λ_c^+ , Ξ_c^+ , Ω_c^0 ? Какое место в этой иерархии займет еще не открытый Ξ_c^0 -барион?

2) Каковы ожидания для $\Delta\Gamma_b$, разброса ширин для прелестных адронов?

Сразу же оговоримся, что истинной теории, которая основывалась бы только на первых принципах КХД, не существует. В этом смысле ситуация принципиально отличается, скажем, от вычисления предасимптотических поправок в евклидовых корреляционных функциях. В распадах очарованных и прелестных частиц кинематика псевдоевклидова, частицы вылетают на большие расстояния. Поэтому, чтобы сформулировать процедуру разложения по m_Q^{-1} , приходится привлекать дополнительные предположения, важнейшее из которых — концепция кварк-адронной дуальности при высокой энергии. Элемент неопределенности вносит также использование кварковой модели для вычисления некоторых амплитуд (см. ниже).

И все же, несмотря на все оговорки, теория, по-видимому, может дать ответ на оба вопроса. Прежде чем привести ответы, сделаем несколько пояснительных замечаний. Утилитарно настроенный читатель, не интересующийся промежуточными рассуждениями, может сразу заглянуть в конец раздела.

Краткий список предасимптотических поправок выглядит следующим образом:

а) Аннигиляционный механизм⁵⁵ (см., например, рис. 5). Согласно современным оценкам⁵⁶ для распадов D^0 - и F -мезонов

$$\frac{\Delta\Gamma_{\text{анн}}}{\Gamma_0} \approx 0,2, \quad (37)$$

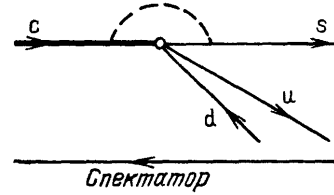


Рис. 4. Спектаторный механизм в инклюзивных нелептонных ширинах очарованных адронов. Кругом обозначен лагранжиан $\mathcal{L}_W(\Delta C = 1)$

где Γ_0 — адронная ширина в партонной спектаторной модели,

$$\Gamma_0 = \frac{G_F^2 m_c^5}{64\pi^2}, \quad \left(\frac{N_c + 2}{N_c} \Gamma_0 \right)^{-1} \approx 7 \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad (38)$$

при $m_c = 1,55$ ГэВ. Здесь G_F — константа Ферми, N_c — число цветов, равное трем в КХД, а отличием $|V_{cs}|$ от единицы пренебрегается. Для B_d^0 -мезона аннигиляционный вклад обсуждался в ⁵⁷, и, если $f_B \approx 100$ МэВ (см. раздел 3.1), то $\Delta\Gamma_{\text{анн}}/\Gamma_0 \lesssim 2\%$.

б) Интерференционный механизм в распаде D^+ -мезона и некоторых барионов. Возможность интерференции между начальным спектаторным и конечным кварками была отмечена в ⁴⁹. Количественное воплощение идея получила в работах ⁵¹⁻⁵⁴.

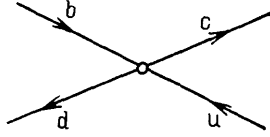


Рис. 5. Аннигиляционный механизм в распаде B_d^0

в) $cd \rightarrow us$ - и $bu \rightarrow cd$ -рассеяние в распадах барионов (см. рис. 5).

г) Общее усиление нелептонного гамильтониана с $\Delta C = 1$ ($\Delta B = 1$). Этот эффект связан с одеванием слабого блока глюонами. Он впервые был вычислен в работах ⁵⁸

в главном логарифмическом приближении. Обычно полагают (см., например, классические учебники ^{2,59}), что эффект сводится к факторам C_{\pm} в эффективном лагранжиане:

$$\mathcal{L}_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* \left[\frac{C_+ + C_-}{2} (\bar{s} \Gamma_{\mu} c) (\bar{u} \Gamma_{\mu} d) + \frac{C_+ - C_-}{2} (\bar{s}_i \Gamma_{\mu} c^j \bar{u}_j \Gamma_{\mu} d^i) \right], \quad (39)$$

где для примера выписан лагранжиан с $\Delta C = 1$, $\Gamma_{\mu} = \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5)$ и

$$C_- = \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(M_W)} \right)^{12/25}, \quad C_+ = \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(M_W)} \right)^{-6/25}. \quad (40)$$

Без учета глюонных обменов $C_+ = C_- = 1$ и в лагранжиане (39) выживает лишь первый член, в котором цвет с-кварка передается s-кварку, а пара $(\bar{u}d)$ находится в бесцветном состоянии. Обратим внимание на тот факт, что из-за жестких глюонов $C_+ \neq C_- \neq 1$, и возникает второй член в \mathcal{L}_W с другой расстановкой цветовых значков. Иногда при анализе слабых распадов для ориентации исходят из кварковых диаграмм, в которых изображают кварки, W-бозоны, выводят соответствующие «правила подавления по цвету» и даже проверяют их экспериментально! При этом совершенно упускают из виду, что уже жесткие глюоны приводят к перераспределению цвета, индуцируя второй член в (39).

Однако вернемся к вопросу об усилении. Полная вероятность распада с-кварка, вытекающая из (39), составляет

$$\Gamma(c \rightarrow s \bar{u} d) = \frac{G_F^2 m_c^5}{192\pi^2} |V_{cs} V_{ud}^*|^2 N_c \left[\left(\frac{C_+ + C_-}{2} \right)^2 + \left(\frac{C_+ - C_-}{2} \right)^2 - \frac{1}{2N_c} (C_-^2 - C_+^2) \right]. \quad (41)$$

Третий, отрицательный, член в квадратных скобках представляет собой интерференцию между двумя операторами в \mathcal{L}_W . Эта интерференция, очевидно, вымирает в пределе $N_c \rightarrow \infty$.

Используя $\Lambda_{\text{КХД}} = 100$ МэВ, находим значения C_{\pm} и приходим к выводу, что стандартный фактор усиления в квадратных скобках (41) весьма слабо отличается от единицы, [...] $\approx 1,1$ для с-кварка и еще ближе к единице для b-кварка.

По причине, которая станет понятней ниже, хотелось бы, чтобы общее усиление нелептонных распадов с- и b-кварков было бы большим. В связи с этим сформулируем *нестандартный рецепт*. Будем считать N_c большим и

выбросим в (41) члены, пропорциональные N_c^{-1} . Коэффициенты C_{\pm} при этом считаем фиксированными.

Некоторое обоснование рецепта дано в ⁵³. По-видимому, не стоит воспроизводить здесь аргументы работы ⁵³, тем более, что они не являются строго доказательными, а сам рецепт носит несколько эклектический характер. Действительно, если быть последовательным, то при фиксированном m_Q и M_W и $N_c \rightarrow \infty$ следует устремить коэффициенты $C_{\pm} \rightarrow 1$, так как, например, $C_- = (\alpha_s(m_c)/\alpha_s(M_W))^{4/b}$ и

$$b = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f$$

Предполагается, однако, что факторы N_c^{-1} в коэффициентах C_{\pm} компенсируются большим логарифмом.

Аналогичный рецепт «выбрасывания $1/N_c$ -вкладов в матричных элементах» постепенно выкристаллизовался в работах ⁶⁰⁻⁶², авторы которых рассматривали эксклюзивные распады и исходили из феноменологической мотивации. Наиболее систематическая реализация идеи выбрасывания $1/N_c$ -членов дана в ⁶², где рассмотрен широкий круг эксклюзивных распадов (к обсуждению этого пункта мы еще вернемся позднее *). Позднее с помощью правил сумм КХД было проверено ⁵⁶, что правило выбрасывания $1/N_c$ -вкладов приближенно имеет место, по крайней мере, в распадах D-мезонов (см. раздел 3.5).

Если принять нашу прескрипцию, то фактор усиления нелептонных мод распада с (b)-кварка по отношению к партонному результату составляет

$$\left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \frac{C_+^2 + C_-^2}{2} = \begin{cases} 1,7 & \text{для с-кварка,} \\ 1,3 & \text{для b-кварка.} \end{cases} \quad (42)$$

Подчеркнем, что в этом пункте речь идет об общем усилении нелептонных распадов с- и b-кварков, которое проявляется уже в спектаторной модели и не приводит к разнице адронных ширин.

Что касается иерархии времен жизни очарованных и прелестных адронов, то здесь мы должны обратиться к пунктам а) — в), перечисленным выше. Численно, по крайней мере в системах с с-кварками, наиболее важны эффекты б) и в). Проиллюстрируем, как легко протекает вычисление интерференционной поправки в $\Gamma(D^+)$.

Вычисление инклюзивной нелептонной ширины удобно разбить на два этапа. Сначала находим оператор, возникающий во втором порядке по \mathcal{L}_W ; точнее,

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \text{Im} \int d^4x i T (\mathcal{L}_W^{\dagger}(x) \mathcal{L}_W(0)), \quad (43)$$

причем справа фигурирует мнимая часть. Ширина распада адрона X, очевидно, сводится к матричному элементу

$$\Gamma_X = \frac{1}{M_X} \langle X | \mathcal{L}_{\text{eff}} | X \rangle \quad (44)$$

(рис. 6). Вычисление адронного матричного элемента — второй этап в решении задачи. Разложение коррелятора (43) по локальным операторам **) генерирует разложение Γ_X по m_Q^{-1} .

*) В контексте $1/N_c$ -подхода в ⁶² затронут вопрос об инклюзивных распадах. Так же как и в ⁵³, в работе ⁶² отмечается, что данный рецепт приведет к значительно большему общему усилению нелептонных распадов D-мезонов (см. (42)) по сравнению со стандартной трактовкой — черта, желательная с точки зрения феноменологии.

**) Как уже упоминалось, из-за псевдоевклидовой кинематики это не настоящее операторное разложение Вильсона. В этом месте приходится полагаться на кварк-адронную дуальность.

Например, рис. 7, *a* изображает обычный спектаторный результат для $\Gamma(D^+)$. Чтобы учесть интерференцию, следует по общим правилам переставить местами линии, отвечающие начальному и конечному \bar{d} -кваркам. Таким образом, приходим к диаграмме рис. 7, *б*. С вычислительной точки зре-

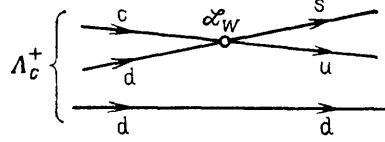


Рис. 6. Предасимптотическая поправка в слабом распаде Λ_c^+ , связанная с рассеянием $cd \rightarrow us$

ния — это та же диаграмма рис. 7, *a*, однако с разомкнутой d -кварковой линией.

В итоге, для поправки за счет интерференции \bar{d} , получаем^{52,53}

$$\Delta\Gamma_{\text{int}}(D^+) = \frac{1}{m_D} \langle D^+ | \frac{G_F^2 m_c^2}{4\pi} \left[\frac{C_+^2 + C_-^2}{2} (\bar{c}_i \Gamma_\mu d_j) (\bar{d}_j \Gamma_\mu c_i) + \frac{C_+^2 - C_-^2}{2} (\bar{c} \Gamma_\mu d) (\bar{d} \Gamma_\mu c) \right] | D^+ \rangle. \quad (45)$$

Следующий шаг — вычисление матричного элемента по D^+ -мезону. За неимением лучшего, используем факторизацию или вакуумное «прокладывание», оправдываясь тем, что при $N_c \rightarrow \infty$ факторизация становится точной. Тогда

$$\frac{\Gamma_{\text{адп}}(D^+)}{\Gamma_0} \approx \left(1,7 - 16\pi^2 \frac{C_-^2 - 2C_+^2}{3} \frac{f_D^2}{m_c^2} \right). \quad (46)$$

Здесь уместно сделать несколько замечаний. Прежде всего, формулы (45),

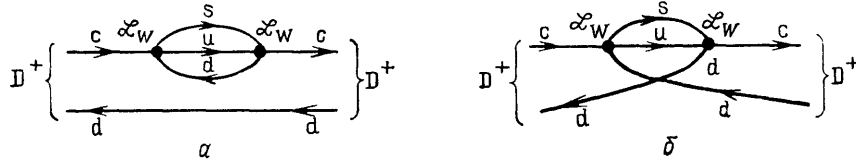


Рис. 7. Мнимая часть этих графиков определяет нелептонную ширину D^+ -мезона.

a — Спектаторный результат. *б* — Поправка на интерференцию начального и конечного \bar{d}

(46) не вполне точны, так как не учитывают логарифмических перенормировок «гибридного» типа, которые упоминались в разделе 3.1. Точка нормировки μ оператора, фигурирующего в (45), порядка m_c . С другой стороны, характерные виртуальности кварка в D -мезоне $\sim R^{-1}$, где R — радиус конфайнмента. Поэтому при взятии матричных элементов необходимо учесть эволюцию операторов от $\mu \sim m_c$ до $\mu \sim R^{-1}$. Этот вопрос более подробно обсуждается в разделе 3.4. Сейчас заметим, что включение гибридных логарифмов численно увеличивает фактор $(C_-^2 - 2C_+^2)/3$ в формуле (46), разрушая довольно сильно компенсацию, которая имеет место в $C_-^2 - 2C_+^2$ ⁵⁴.

Интерференция \bar{d} -кварка в распаде D^+ деструктивная. Интерференционный эффект уменьшает ширину распада по сравнению с партонным результатом Γ_0 . В то же время как полное время жизни $\tau(D^+)$, так и полуплептонная относительная вероятность $\text{Br}(D^+ \rightarrow l\nu X)$ неплохо согласуются с партонными предсказаниями. Именно поэтому феноменологически желательно иметь заметное общее усиление нелептонных распадов s -кварка (член 1,7 в формуле (46); в партонном приближении вместо 1,7 входит единица). Тогда два эффекта в распаде D^+ (деструктивная интерференция и общее усиление) почти сокращают друг друга, и мы возвращаемся к партонной картине. Численно, как показано в⁵⁴,

$$\frac{\Delta\Gamma_{\text{int}}(D^+)}{\Gamma_0} \approx -1. \quad (47)$$

Приведем здесь и два других члена в \mathcal{L}_{eff} , ответственных за интерференцию и кварк-кварковое рассеяние в очарованных барионах⁵⁴:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & -\frac{G_F^2 m_c^2}{8\pi} \left[\left(\frac{C_+ + C_-}{2} \right)^2 \left(\bar{c} \Gamma_\mu c - \frac{2}{3} \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 c \right) \bar{u} \Gamma_\mu u + \right. \\ & + \frac{1}{4} (5C_+^2 + C_-^2 - 6C_+ C_-) \left(\bar{c}_i \Gamma_\mu c_j - \frac{2}{3} \bar{c}_i \gamma_\mu \gamma_5 c_j \right) \bar{u}_j \Gamma_\mu u_i + \\ & + \left(\frac{C_+ - C_-}{2} \right)^2 \left(\bar{c} \Gamma_\mu c - \frac{2}{3} \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 c \right) \bar{s} \Gamma_\mu s + \\ & \left. + \frac{1}{4} (5C_+^2 + C_-^2 + 6C_+ C_-) \left(\bar{c}_i \Gamma_\mu c_j - \frac{2}{3} \bar{c}_i \gamma_\mu \gamma_5 c_j \right) \bar{s}_j \Gamma_\mu s_i \right]. \quad (48) \end{aligned}$$

Они получаются разрезанием u- и s-кварковых линий на рис. 7, а. В этом выражении также опущены довольно громоздкие логарифмические факторы. За полным ответом мы отсылаем читателя к работе⁵⁴, в которой был проведен анализ предасимптотических поправок в нелептонных ширинах как очарованных, так и прелестных адронов. В первом случае поправки оказались очень большими. Фактически параметр разложения

$$\xi_Q = 16\pi^2 \frac{f_Q^2}{m_Q^2} \quad (49)$$

больше единицы для адронов с с-кварком. Происхождение множителей f_Q^2/m_Q^2 и $4\pi^2$ здесь довольно прозрачно. Первый отражает тот факт, что все неспектаторные процессы требуют пространственного совпадения Q-кварка и спектатора (\bar{q} в мезоне и q в барионе).

Фактор $4\pi^2$ связан с тем, что неспектаторный вклад имеет на одну петлю меньше, чем спектаторный (ср. рис. 7, б и 7, а). Дополнительная четверка в (49) — результат конкретного расчета.

Если параметр, характеризующий предасимптотические эффекты, $\xi_c \gg 1$, то для очарованных адронов в лучшем случае можно рассчитывать на полуколичественную картину. Ситуация осложняется еще и тем, что усреднение четырехфермионных операторов по барионам, Λ_c , Ξ_c и т. д., привносит дополнительную неопределенность порядка двойки. Метод факторизации здесь неприменим, а различные варианты кварковой модели дают числа, отличающиеся в 2 — 2,5 раза *).

И все же, при всех оговорках из теоретической конструкции, описанной выше, можно извлечь определенный урок. Прежде всего, различие нелептонных ширин очарованных адронов в 2 — 2,5 раза может быть объяснено теорией без какого-либо насилия над последней. Далее, знак эффекта, а, следовательно, и иерархия времен жизни, по-видимому, фиксируется надежно. Согласно⁵⁴

$$\Gamma(\Omega_c^0) > \Gamma(\Xi_c^{0(A)}) > \Gamma(\Xi_c^{+(A)}) \approx \Gamma(\Lambda_c^+) > \Gamma(D^0) \approx \Gamma(F) > \Gamma(D^+), \quad (50)$$

где каждое неравенство в этой цепочке нелептонных ширин означает скачок на величину порядка $\Gamma_0 = G_F^2 m_c^5 / 64\pi^2$.

Каково соотношение (50) с экспериментом? В целом на сегодняшний день ситуация такова. Данные для времен жизни, собранные в обзоре⁶³, воспроизведены на рис. 8. Что касается D, F и Λ_c^+ , то для этих частиц иерархия (50) имеет место. Далее, не исключено, что $\Gamma(\Xi_c^+) \approx \Gamma(\Lambda_c^+)$. Наибольшую тревогу вызывает положение с Ω_c^0 . В рамках нашей картины этот барион должен быть наиболее короткоживущим, в то время как измеренное по четырем событиям время жизни $\tau(\Omega_c^0)$ оказалось близким к $\tau(D^+)$, времени

*) Например, оценка $\langle \Lambda_c^+ | \mathcal{L}_{\text{eff}} | \Lambda_c^+ \rangle$, приведенная в^{53,54}, отличается от таковой в нерелятивистской потенциальной модели для Λ_c^+ примерно в 2,3 раза. Результаты для интересующих нас величин в потенциальной модели были получены А. М. Бадалян с соавторами.

жизни самого долгоживущего очарованного адрона. Впрочем, ввиду большой статистической и систематической ошибки, определенные выводы делать еще рано. Барион Ξ_c^0 пока не открыт. Предсказывается, что его время жизни меньше, чем $\tau(\Lambda_c^+)$, но больше $\tau(\Omega_c^0)$.

Прелестные адроны должны иметь значительно меньший разброс времен жизни. Действительно, параметр, определяющий $\Delta\Gamma$,

$$\xi_b = \frac{16\pi^2 f_B^2}{m_b^2} \approx 0,08. \quad (51)$$

При переходе от ξ_c к ξ_b порядок теряется на отношении масс m_c^2/m_b^2 , и еще фактор 1/2 обусловлен отношением f_B/f_D . Поэтому естественная оценка для $\Delta\Gamma$ (b-адроны) составляла бы $O(10\%)$. Однако логарифмические перенормировки устроены таким образом, что имеет место дополнительная компенсация и подавление предасимптотических поправок.

Если воспринимать⁵⁴ буквально, то $\Delta\Gamma$ (b-адроны)/ $\Gamma_0 \sim 1\%$. Подтянув «наверх» все величины, фигурирующие в формулах, и заложив для страховки дополнительный фактор 2, отражающий неопределенность в матричных элементах, получаем абсолютно консервативную оценку

$$\frac{\Delta\Gamma(\text{b-адроны})}{\Gamma_0} \lesssim 0,05, \quad (52)$$

где Γ_0 — средняя ширина прелестных адронов (см. также⁹⁴).

В литературе иногда можно встретить и другую точку зрения на проблему $\tau(B^0)/\tau(B^+)$ (см., например, обзор²⁵). Логика рассуждений примерно такова. В спектаторной модели относительная вероятность полупертоновых распадов $\text{Br}(B \rightarrow l\nu X)$ составляет 15 — 16%. Эта цифра получается фактически в партонной модели для распада b-кварка, $b \rightarrow l\nu c$, точнее говоря, закладывается «стандартный» фактор глюонного усиления $(C_-^2 + 2C_+^2)/3 \approx$

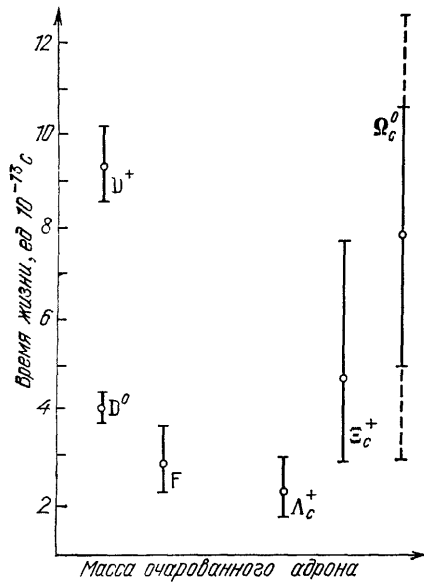


Рис. 8. Данные по временам жизни очарованных частиц⁶¹.

Штриховая линия у $\tau(\Omega_c^0)$ указывает систематическую ошибку

$\approx 1,06$ для b-кварка. С другой стороны, $\text{Br}(B \rightarrow l\nu X)$ экспериментально заметно меньше 16%. Так, по данным группы ARGUS $\text{Br}(B \rightarrow l\nu X) = 11 \pm 1\%$, а мировое среднее²⁵ $11,7 \pm 0,6\%$. Если различие между 15 — 16 и 11% приписать несектаторным эффектам (например, аннигиляционным поправкам в B_d^0), то последние должны быть весьма существенны, и в итоге $\tau(B^+)/\tau(B^0) \sim \sim 2$.

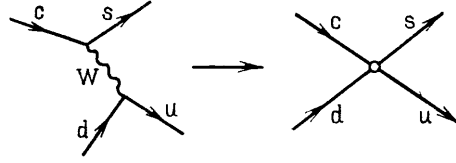
Подобная линия рассуждений представляется произвольной в свете теории степенных предасимптотических поправок, контуры которой достаточно четко обозначились в настоящее время. Поэтому следует настаивать на оценке (52) и, воспринимая экспериментальные данные серьезно, искать иные пути объяснения пониженного значения $\text{Br}(B \rightarrow l\nu X)$. Одна из возможностей — нестандартная трактовка проблемы общего усиления лептонных распадов (см. выше), согласно которой стандартный фактор $(C_-^2 + 2C_+^2)/3$ заменяется на (42) — так называемое правило выбрасывания $1/N_c$ -вкладов. Разумеется, теоретическое обоснование этого правила, мягко говоря, хромает, однако феноменологически оно приветствуется. Действительно, скрестив (42) с предположением о том, что в спектаторной модели следует пользоваться⁶⁴ (см. также обзор⁶⁵) токовыми массами кварков ($m_b = 4,8 \text{ ГэВ}$, $m_c = 1,35 \text{ ГэВ}$, $m_s = 0,15 \text{ ГэВ}$, $m_{u,d} = 0$), можно получить

$\text{Br}(B \rightarrow l\nu X)$ около 12%, что, в принципе, уже не противоречит данным. Более фантастическая гипотеза состоит в том, что несколько десятков процентов распадной ширины В-мезонов — это необычные каналы неизвестной природы. (Эта гипотеза обсуждалась М. Б. Волошиным, М. В. Даниловым и автором.)

3.4. Гибридные логарифмы

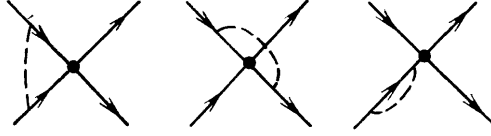
Слабые распады тяжелых кварков изучаются теоретиками уже более 10 лет. Эффективный гамильтониан для нелептонных процессов получается перемножением двух токов (см., например, рис. 9, изображающий амплитуду

Рис. 9. Обмен W-бозоном, сводящийся в локальном пределе к оператору «ток \times ток»



$c \rightarrow s\bar{d}$). Если массы начальных и конечных кварков много меньше массы W-бозона M_W — а мы считаем, что это так, — то пропагатор W-бозона стягивается в точку, и зависимость от M_W сводится в борновском приближении к $g^2/M_W^2 \sim G_F$, где g — калибровочная константа группы $SU(2)_{\text{weak}}$. В пионерских работах⁸ было отмечено, что включение глюонных обменов

Рис. 10. Глюонная перенормировка оператора $(\bar{s}\Gamma_\mu c)(\bar{u}\Gamma_\mu d)$



привносит дополнительную, логарифмическую, зависимость от M_W , связанную с аномальной размерностью оператора $(\bar{s}\Gamma_\mu c)(\bar{u}\Gamma_\mu d)$. В частности, графики рис. 10 перенормируют ответ, полученный в борновском приближении

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{s}\Gamma_\mu c)(\bar{u}\Gamma_\mu d) \rightarrow \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\left(1 + \frac{\alpha_s}{4\pi}\right) \ln \frac{m_W^2}{m_c^2} (\bar{s}\Gamma_\mu c)(\bar{u}\Gamma_\mu d) - \frac{3\alpha_s}{4\pi} \ln \frac{m_W^2}{m_c^2} (\bar{s}_i\Gamma_\mu c^j)(\bar{u}_j\Gamma_\mu d^i) \right]. \quad (53)$$

Суммируя логарифмы в рамках стандартной ренормгруппы, приходим к (39), (40).

Здесь, однако, для нас важен другой аспект. Логарифмические факторы в (53) обрезаются снизу на массе очарованного кварка m_c . Иными словами, эволюция оператора $(\bar{s}\Gamma_\mu c)(\bar{u}\Gamma_\mu d)$ заканчивается в ГЛП при $\mu \sim m_c$, где μ — точка нормировки. Причина проста — характерное энерговыведение легких кварков в переходе $c \rightarrow s\bar{d}$ порядка m_c . Этот факт — отсутствие эволюции при спуске по μ ниже m_Q в операторах с тяжелым кварком — хорошо известен и привычен.

Настолько привычен, что обычно, не задумываясь, точно такие же формулы пишут и для четырехфермионных операторов с двумя тяжелыми кварками. В качестве примера можно упомянуть оператор

$$(\bar{b}\Gamma_\mu d)(\bar{b}\Gamma_\mu d),$$

который занимает центральное место в анализе проблемы $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций. Так называемые η -факторы для этого оператора в известных мне работах^{10, 11} выражаются через $\alpha_s(m_W)/\alpha_s(m_b)$. Однако в данном случае утверждение

о том, что в ГЛП существуют только логарифмы типа $\ln(m_W^2/m_b^2)$ и следует учитывать эволюцию только от $\mu = m_W$ до $\mu = m_b$, в принципе неправильно. Взглянув внимательнее на диаграмму рис. 11, легко убедиться, что в ней есть «гибридный» логарифм, набирающийся от области виртуальных импульсов

$$R^{-2} \lesssim k^2 \lesssim m_Q^2.$$

Эта область является инфракрасной по отношению к тяжелому кварку Q и ультрафиолетовой по отношению к легкому кварку q . Иными словами, оператор $(\bar{Q}\Gamma q)^2$ зависит от точки нормировки μ при $\mu < m_Q$ и, как обычно,



Рис. 11. Глюонная перенормировка оператора типа $(\bar{b}\Gamma q)(\bar{b}\Gamma q)$, приводящая к логарифму $\ln(m_Q^2 R^{-2})$

эта зависимость сводится в ГЛП к факторам типа $[\alpha_s(m_Q)/\alpha_s(\mu)]^{\gamma/b}$. Насколько мне известно, ранее эти факторы не рассматривались, так как молчаливо предполагалось, что эволюция оканчивается при $\mu = m_Q$.

Утверждение о возникновении гибридных логарифмов легко проверить непосредственно. Это точно такие же логарифмы, как хорошо известный $\alpha \ln m_N/(m_n - m_p)$, появляющийся в радиационной поправке к β -распаду нейтрона. В последнем случае мы имеем дело с оператором $p\gamma_\alpha(1 + g_A\gamma_5)\bar{n}\bar{e}\Gamma_\alpha n$, аналогичным четырехкварковым операторам.

Несколько типичных примеров, часто встречающихся в приложениях. Как уже отмечалось (раздел 2), в лидирующем приближении осцилляции $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ определяются матричным элементом от оператора $(\bar{b}\Gamma_\alpha q)^2$. Начиная с первых работ⁶⁶, для вычисления матричного элемента используется факторизация или вакуумное «прокладывание»:

$$\langle B^0 | \bar{b}\Gamma_\alpha q \bar{b}\Gamma_\alpha q | \bar{B}^0 \rangle = \frac{8}{3} |\langle B^0 | \bar{b}\gamma_\alpha \gamma_5 q | 0 \rangle|^2. \quad (54)$$

Правда, иногда утверждают, что возможны большие отклонения от факторизации (см., например, обзор⁶⁷ и ссылки там). В пределе $N_c \rightarrow \infty$ факторизация становится точной (на мой взгляд, это — очень сильный аргумент в пользу (54)). Существуют также указания²⁶, что в реальном мире факторизация для четырехкварковых операторов применима с точностью $O(10\%)$.

Логарифмические поправки — один из потенциальных источников нарушения факторизации. Причина тривиальна: факторы $1/N_c$ для нефакторизующихся частей амплитуд могут быть скомпенсированы большими логарифмами типа $\ln(M_W^2/m_b^2)$ или $\ln m_Q^2 R^{-2}$. Поэтому факторизация будет наиболее точной, если до факторизации все логарифмические перенормировки выделяются вявь и учитываются отдельно.

Что касается области импульсов $m_b^2 \lesssim k^2 \lesssim m_W^2$, то перенормировка оператора $(\bar{b}\Gamma_\alpha q)^2$, связанная с этой областью, давно вычислена (так называемые η -факторы; см., например, обзор²⁵). Оператор $j_{\alpha 5}$ в этой области не перенормируется в ГЛП.

Однако, как мы уже знаем из раздела 3.1, $j_{\alpha 5}$ перенормируется за счет гибридных логарифмов ниже m_b . Поэтому, прежде чем записать соотношение (54), мы должны изучить зависимость оператора $(\bar{b}\Gamma_\alpha q)^2$ от точки нормировки μ при $\mu < m_b$, выделить логарифмическую перенормировку, и только после этого воспользоваться факторизацией для операторов в точке $\mu \sim R^{-1}$.

К счастью, как было показано в ³⁴, гибридная аномальная размерность оператора $O = (\bar{b}\Gamma_{\alpha}q)^2$ вдвое больше аномальной размерности $j_{\alpha 5}$,

$$\gamma_O = 4, \quad \gamma_j = 2.$$

Поэтому соотношение (54) справедливо для любого μ при условии $\mu < m_b$.

Тот факт, что $\gamma_O' = 2\gamma_j$, не является тривиальным. Более того, он зависит от конкретной структуры оператора. Так, в частности, для оператора типа $(P - S) \times (P - S)$, который возникает ¹⁰ в амплитуде $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций с множителем $\sim m_b^2/m_t^2$, это равенство просто не имеет места, и, если бы мы хотели воспользоваться факторизацией в этом случае, ответ, выраженный через физическую константу f_B , содержал бы дополнительную перенормировку $[\alpha_s(\mu \sim R^{-1})/\alpha_s(m_b)]^{(2\gamma_j - \gamma_O)/b}$.

Именно так и происходит с операторами, определяющими предасимптотические поправки в ширинах очарованных и прелестных адронов (раздел 3.3). Краткое размышление показывает, что ситуация такова ³⁴. Все четырех-кварковые операторы типа $(\bar{Q}q)(\bar{q}Q)$ делятся на два класса в зависимости от цветовой структуры (γ -матричная структура несущественна). Если оператор записывается так, что цвет вдоль линии тяжелого кварка не меняется, например,

$$(\bar{Q}\Gamma Q)(\bar{q}\Gamma q), \quad \Gamma — \text{произвольно},$$

то он попадает в первый класс. Его гибридная аномальная размерность равна нулю. Если цвет передается с тяжелого кварка на легкий,

$$(\bar{Q}\Gamma t^a Q)(\bar{q}\Gamma t^a q), \quad (55)$$

то оператор принадлежит ко второму классу, гибридная аномальная размерность равна $9/2$ *):

$$\langle (\bar{Q}\Gamma t^a Q)(\bar{q}\Gamma t^a q)_{\mu \sim m_Q} \rangle = \langle (\bar{Q}\Gamma t^a Q)(\bar{q}\Gamma t^a q)_{\mu \sim R^{-1}} \rangle \left[\frac{\alpha_s(R^{-1})}{\alpha_s(m_Q)} \right]^{9/2b} \quad (56)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает матричный элемент по состояниям с характерной виртуальностью $\sim R^{-1}$.

Гибридные логарифмические поправки заметно сказываются на численных оценках предасимптотических эффектов в нелептонных ширинах очарованных и прелестных адронов.

3.5. Двухчастичные нелептонные распады D- и F-мезонов

Начиная с 1976 г., когда были открыты очарованные частицы ⁶⁸, и до настоящих дней слабые эксклюзивные распады очарованных мезонов (а в последнее время и B-мезонов) привлекают внимание теоретиков и экспериментаторов. Накоплен очень большой массив данных, буквально десятки каналов (см., например, доклад ⁶⁹), и усилия в этом направлении не ослабевают.

С другой стороны, столь же обилён поток теоретических работ, посвященных описанию двухчастичных нелептонных распадов (некоторые итоги подведены в докладе ⁶⁵). Как всегда, это означает, что ни в одной из работ не дано полное решение проблемы, которая оказалась (в общем-то неожиданно) весьма сложной.

Исторически первой была спектаторная модель ⁷⁰ (модель валентных кварков), аналогичная модели, которая использовалась при анализе нелептон-

*) Это утверждение справедливо с точностью до графиков-«пингвинов», которые подавлены численно. Подробнее см. ³⁴.

ных распадов К-мезонов и гиперонов ⁷¹. Основные пункты этой модели продемонстрируем на примере распада $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$. Соответствующая амплитуда $\langle D^+ | \mathcal{L}_W | \bar{K}^0 \pi^+ \rangle$ несколько символически изображена на рис. 12. Жирной точкой на этом рисунке обозначен лагранжиан (39), включающий обмены жесткими глюонами. Мягкие глюоны, которые связывают кварки в адроны и ответственны, в частности, за взаимодействие между π и K в конечном состоянии, не изображены явно.

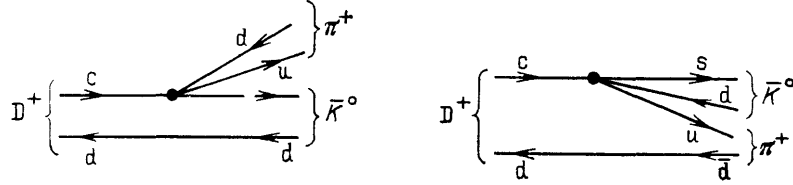


Рис. 12. Распад $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ в спектаторной модели

Если «забыть» о мягких глюонах (точнее говоря, предположить, что они «сконцентрированы» между парами линий, объединенными на рис. 12 фигурной скобкой), то

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)_{\text{fact}} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F V_{cs} V_{ud}^* [C_1 \langle \bar{K}^0 | \bar{s} \Gamma_\mu c | D^+ \rangle \langle \pi^+ | \bar{u} \Gamma_\mu d | 0 \rangle + \\ + C_1 \langle \pi^+ | \bar{u}^j \Gamma_\mu c_i | D^+ \rangle \langle \bar{K}^0 | \bar{s}^i \Gamma_\mu d_j | 0 \rangle + C_2 \langle \bar{K}^0 | \bar{s}^i \Gamma_\mu c_j | D^+ \rangle \langle \pi^+ | \bar{u}^j \Gamma_\mu d_i | 0 \rangle + \\ + C_2 \langle \pi^+ | \bar{u} \Gamma_\mu c | D^+ \rangle \langle \bar{K}^0 | \bar{s} \Gamma_\mu d | 0 \rangle], \quad (57)$$

где

$$C_1 = \frac{1}{2} (C_+ + C_-), \quad C_2 = \frac{1}{2} (C_+ - C_-),$$

и с помощью факторизации матричный элемент от четырехфермионного оператора сведен к произведению более простых матричных элементов.

Используя далее тот факт, что

$$\langle \pi^+ | \bar{u}^i \gamma_\mu \gamma_5 d_j | 0 \rangle = -\frac{i}{3} f_\pi \delta_j^i (p_\pi)_\mu, \\ \langle \bar{K}^0 | \bar{s}^i \gamma_\mu c_j | D^+ \rangle = \frac{1}{3} \delta_j^i [f_+^K (p_D + p_K)_\mu + f_-^K (p_D - p_K)_\mu], \quad (58)$$

и подставляя (58) в (57), получаем

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F V_{cs} V_{ud}^* (-im_D^2) \left[\left(C_1 + \frac{C_2}{3} \right) f_+^K f_\pi + \left(C_2 + \frac{C_1}{3} \right) f_+^\pi f_K \right]. \quad (59)$$

Здесь константы f_+^K и f_π определены в (58), а f_+^π и f_K — их аналоги, получающиеся заменой $K \leftrightarrow \pi$. Тройка в знаменателе в действительности равна N_c .

В пределе $SU(3)_n$ -симметрии формула (59), очевидно, сводится к

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = -\frac{im_D^2}{\sqrt{2}} G_F V_{cs} V_{ud}^* f_+^K f_\pi \frac{4}{3} (C_1 + C_2), \quad (60)$$

причем численное значение f_+^K было определено ранее в правилах сумм КХД ⁷²:

$$f_+^K = 0,5 \pm 0,1. \quad (61)$$

В итоге, как легко убедиться, спектаторная модель дает $\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) \sim \sim 6\%$, примерно в два с половиной раза больше экспериментального числа. Еще более драматическое расхождение между спектаторной моделью и эк-

спериментом (на 2—3 порядка!) возникает в отношении $\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) / \times \times \Gamma^{-1}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$. (Это хорошо известное обстоятельство обсуждается, например, в обзоре⁷³, раздел 3.5.)

Многие авторы пытались улучшить теоретическое описание путем усовершенствования спектаторной модели и введения в нее новых дополнительных элементов, в частности, так называемых неспектаторных вкладов *). Критический анализ всех работ вряд ли возможен, и я упомянул лишь некоторые, заранее принося извинения авторам публикаций, которые по тем или иным причинам выпали из списка.

В связи с относительно большой чувствительностью парциальных ширинок к величине коэффициентов C_{\pm} было предположено, что в действительности эти коэффициенты сильно отличаются от (40)⁷⁴, в частности, так называемое секстетное усиление^{50,75}, в рамках которого $C_-/C_+ \gg 1$. Отличие от (40) должно быть связано с непертурбативными глюонами, поскольку КХД-поправки в приближении, следующем за ГЛП, малы⁷⁶.

В ряде работ распады очарованных мезонов рассматривались на основе феноменологических лагранжианов, построенных из полей очарованных и легких мезонов⁷⁷. Константы взаимодействия устанавливались из эксперимента.

Существенный шаг вперед — включение в анализ взаимодействия частиц в конечном состоянии^{61,78,79}.

Большое внимание привлек так называемый аннигиляционный механизм (рис. 13)^{55,79,80}, который игнорировался в ранних работах, так как соответствующие диаграммы подавлены по отношению к графикам рис. 9 множителем $\sim 4\pi^2 f_B^2 m_s^2/m_c^2 \sim 10^{-2}$. Испускание глюона начальным кварком снижает киральное подавление m_s^2/m_c^2 , так как после испускания глюона система кварк—антикварк может быть в состоянии со спином 1. Можно убедиться, однако, что для жесткого (пертурбативного) глюона относительный вклад аннигиляционного механизма все равно не превышает нескольких процентов (при современных значениях параметров).

В дальнейшем выяснилось, что аннигиляционный механизм играет значительно большую роль, если рассматривать мягкие глюоны^{79,80}. С этой точки зрения очень поучительна работа⁷⁹, в которой анализировалась вся совокупность двухчастичных распадов. Авторы продемонстрировали усиление аннигиляционных диаграмм типа рис. 13 с испусканием глюона с $k^2 \sim (300—500 \text{ МэВ})^2$.

Наконец, отметим уже цитированную работу⁶², в которой было предложено при вычислении парциальных ширинок в рамках модели валентных кварков выбрасывать члены, подавленные как $1/N_c$. При этом отмечалось, что для большинства мод согласие с экспериментом значительно улучшается. (Динамическая причина, объясняющая это наблюдение, обсуждается ниже.)

Несмотря на прогресс, который был достигнут по крайней мере на качественном уровне, необходимость развития систематического подхода лишь возрастала. Определенный вызов теории представляли новые данные, в частности, распад $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$, запрещенный в спектаторной модели. Оказалось⁸¹, что относительная вероятность совсем не мала и составляет $\sim 1\%$. От квантовой хромодинамики требовалась вычислительная схема, основанная на первых принципах, с минимальным числом дополнительных предположе-

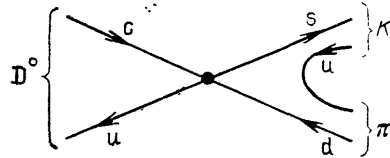


Рис. 13. Аннигиляционный вклад в амплитуду $D^0 \rightarrow K \pi$.

*) В К-мезонах и гиперонах факторизация, по-видимому, работает с неплохой точностью⁷¹. Здесь эта гипотеза по меньшей мере воспроизводит все следствия РСАС, что является теоретическим оправданием. Аналогичные соображения, связанные с малостью энергосвечения и РСАС в распадах К-мезонов и гиперонов, показывают, что можно пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. В двухчастичных распадах очарованных мезонов энергосвечение велико, и эти соображения не работают.

ний, которая позволяла бы единым образом рассматривать все двухчастичные распады и получать предсказания, точность которых контролируется заранее.

Подход, основанный на правилах сумм КХД²⁶, был развит в^{56*}). В принципиальном плане задача мало отличается от тех, которые были уже решены методом трехточечных правил сумм (например,⁸³), однако технические трудности значительно возрастают. Ниже мы обсудим основные теоретические особенности, однако прежде отметим, что были найдены парциальные ширины, примерно 50 каналов, вида

$$D \rightarrow PP, D \rightarrow PV, F \rightarrow PP, F \rightarrow PV,$$

где P — псевдоскалярный, а V — векторный мезоны, составленные из u -, d - и s -кварков,

$$P = \pi, K, \eta, \eta', \quad V = \rho, \varphi, \omega, K^*.$$

Как обычно, в правилах сумм КХД, вместо каждой из частиц вводится соответствующий ток, например, $j^{(D)} = i\bar{c}\gamma_5 d$ для D^0 -мезона, $j_{\mu 5}^{(\pi)} = \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u$ для π^+ -мезона, $j_\mu^{(P)} = \bar{u}\gamma_\mu d$ для ρ^+ -мезона.

Центральным объектом является коррелятор токов в евклидовой области, а точнее, *четырёхточечная* функция Грина типа

$$\Pi_{\mu\nu} = \int d^4x d^4y d^4z \exp(iQ_2x + iqu) \langle T\{j_\mu^{(A)}(y) j_\nu^{(B)}(x) j^{(D)}(0) \mathcal{L}_W(z)\} \rangle, \quad (62)$$

где \mathcal{L}_W — эффективный лагранжиан с $\Delta C = 1$, приведенный в (39), A — псевдоскалярный мезон (импульс q), B — псевдоскалярный или векторный мезон (импульс Q_2); импульс, втекающий в ток $j^{(D)}$, обозначается Q_1 . Итак, первое усложнение — появление $\mathcal{L}_W(z)$ в (62).

Корреляционная функция $\Gamma_{\mu\nu}$ вычисляется при

$$Q_1^2, Q_2^2, q^2 \sim -(1,5 \text{ ГэВ})^2 \quad (63)$$

с помощью операторного разложения Вильсона, причем учитываются операторы вплоть до шестой размерности. Существуют три скелетных диаграммы,

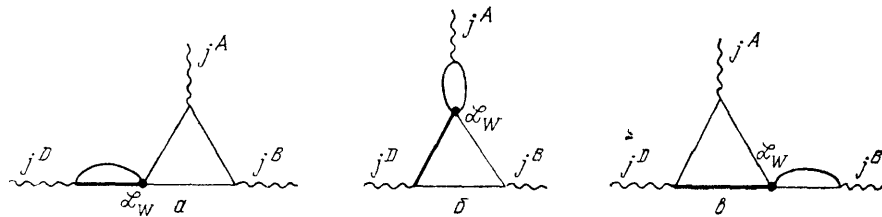


Рис. 14. Скелетные диаграммы в правилах сумм для слабых нелептонных распадов D , $F \rightarrow PP, PV$

определяющие $\Gamma_{\mu\nu}$ (рис. 14). Слово «скелетные» означает, что одна или несколько кварковых линий могут быть разрезаны и отправлены в вакуум и, кроме того, могут быть добавлены глюонные линии, образующие глюонный конденсат $\langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$. Пример «одетой» диаграммы для $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \varphi$ дан на рис. 15.

Если глюонная линия расположена целиком внутри двугольного или треугольного блока на графиках рис. 14, то довольно очевидно, что правила

*) Метод, близкий в концептуальном смысле, использовался ранее⁸² для анализа распадов гиперонов.

сумм дадут тот же ответ, что и спектаторная модель (факторизация). Этот вклад, разумеется, должен быть учтен в амплитудах, однако более интересны отклонения от спектаторной модели. Итак, следует сконцентрироваться на диаграммах, в которых глюонная линия соединяет двугольный и треугольный блоки (см. рис. 15). Если пририсовать в уме такую глюонную линию на графиках рис. 14, то рис. 14, *а* будет представлять собой аннигиляционный механизм, рис. 14, *б*, и *в* — нефакторизующаяся часть спектаторного механизма.

Надежное вычисление коррелятора (62) в евклидовой области (63) через кварковый, глюонный и смешанные конденсаты для каждого из трех типов графиков, хотя и довольно трудоемкое, не представляет в настоящее время трудностей в принципиальном плане. Однако нас интересуют амплитуды в физической области. Как обычно в правилах сумм, экстраполяция производится с помощью дисперсионных соотношений, которые насыщаются интересующим нас резонансным вкладом плюс фон от более высоких состояний, который отчасти минимизируется борелизацией. К сожалению, этот пункт — насыщение и обработка правил сумм — представляет собой проблему, значительно более сложную, чем в традиционных задачах^{26,83}. Именно здесь кроется основной источник теоретической неопределенности.

Поясним это утверждение более подробно. Рассмотрим скачок по переменной Q_1^2 , которая, как помнит читатель, соответствует току $j^{(D)}$. Этот скачок символически изображен на рис. 16.

Рис. 16, *а* изображает мнимую часть, отвечающую D-мезону. Именно она является полезной искомой величиной в феноменологической части правил сумм. На рис. 16, *б*, *в* представлено «загрязнение».

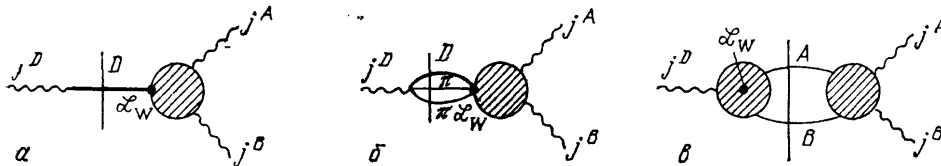


Рис. 16. Мнимые части различной природы в корреляторе (62) при взятии скачка по Q_1^2

Рис. 16, *б* представляет вклад возбужденных D-состояний и очарованного континуума. С подобного рода фоном мы привыкли иметь дело^{26,83} и эффективно контролируем его в рамках процедуры борелизации. Экспоненциально подавленный эффект может быть учтен как относительно небольшая поправка к вкладу рис. 16, *а* посредством обычной партонной модели континуума.

На рис. 16, *в* изображена «неправильная», или «паразитная», мнимая часть, вообще не содержащая частиц с тяжелым кварком. Фактически, она обусловлена взаимодействием легких мезонов A, B в конечном состоянии. Соответствующий вклад в феноменологической части правил сумм не подавлен борелевской экспонентой и вряд ли поддается аккуратной оценке (по крайней мере, мне такая не известна). Это — самый неприятный момент, который, в принципе, ставит под вопрос возможность теоретического контроля.

«Паразитное» загрязнение, по-видимому, снижает точность вычислений, но она все же остается приемлемой (по оценке⁶⁶ неопределенность заведомо не превышает фактора 1,3 — 1,5 в амплитуде). Физическая аргументация такова.

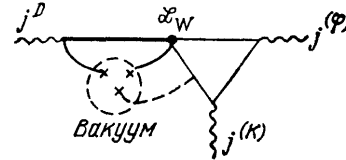


Рис. 15. Одна из диаграмм в амплитуде $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$, получающаяся «одеванием» скелетного графика рис. 14, *а*.

Соответствующий вклад в правила сумм (62) пропорционален смешанному вакуумному конденсату

Амплитуда (62) как функция Q_1^2 содержит две компоненты. Одна из них — медленная компонента, которая плавно меняется при изменении Q_1^2 от m_D^2 до евклидовых значений $\sim -m_c^2$. (Соответствующая мнимая часть в дисперсионном соотношении указана на рис. 16, а, б.) На эту медленную компоненту накладываются модуляции, связанные с взаимодействием в конечном состоянии, характерный масштаб которых по Q_1^2 порядка $m_c R^{-1}$. При изменении Q_1^2 от m_D^2 до $\sim -m_c^2$ унитарные эффекты от перерасеяний «легких» частиц вымирают.

Вычисляя амплитуду в евклидовой области, мы чувствуем только медленную компоненту. Экстраполяция в физическую область в рамках обычной процедуры (дисперсионное соотношение + борелизация + насыщение мнимой части графиками рис. 16, а, б) дает фактически не истинное значение амплитуды при $Q_1^2 = m_D^2$, а амплитуду, усредненную по некоторой близкой области, так что фазы рассеяния в конечном состоянии усредняются.

В итоге, если «паразитная» мнимая часть выбрасывается из анализа — а так и сделано в ⁵⁶, — правила сумм выдают амплитуды-«полуфабрикаты», которые, в принципе, надо подправить на взаимодействие в конечном состоянии, если таковое существенно. Этот последний этап в ⁵⁶ не обсуждался.

Результат исследования ⁵⁶ можно сформулировать в нескольких словах, хотя сами оригинальные публикации довольно объемисты. Из правил сумм КХД извлекаются три универсальных числа (точнее говоря, три для распадов $D, F \rightarrow PP$ и три других для распадов $D, F \rightarrow PV$). Эти числа параметризуют в амплитудах двухчастичных распадов аннигиляционные эффекты и нефакторизующуюся часть спектаторных диаграмм. Скажем, для распадов $D \rightarrow PP$ амплитуда M_1 отвечает скелетной диаграмме рис. 14, а (аннигиляционный механизм), M_2 и M_3 — скелетным диаграммам рис. 14, б, в (нефакторизуемая часть в спектаторном механизме):

$$\begin{aligned} M_1 &= -0,09 \pm 0,02 \text{ ГэВ}^3, \\ M_2 &\approx M_3 \approx 0,11 \pm 0,03 \text{ ГэВ}^3. \end{aligned} \quad (64)$$

Существенно, что амплитуда любого процесса $D, F \rightarrow PP$ представляется в виде

$$A(D \rightarrow A + B) = A_{\text{fact}} + \sum_{i=1,2,3} \alpha_i^{AB} M_i, \quad (65)$$

где вся информация о кварковом составе конечных мезонов сосредоточена в числовых коэффициентах α_i^{AB} , которые тривиально устанавливаются для каждого конкретного канала. Нетривиальная динамическая информация закодирована в амплитудах M_i .

В частности, для $A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)$ получаем вместо (60)

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = -\frac{iG_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* \left[\frac{4}{3} m_D^2 f_+^K f_\pi (C_1 + C_2) - (C_1 M_3 + C_2 M_2) \right]. \quad (66)$$

При этом относительная вероятность распада составляет $\sim 2,5\%$, что следует сравнивать с экспериментальным результатом $2,9 \pm 0,4 \pm 0,6\%$. Предсказания получаются для абсолютных значений парциальных ширин; для пересчета на относительные вероятности (некоторые результаты собраны в табл. IV) использовались следующие времена жизни:

$$\tau(D^+) = 9 \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau(D^0) = 4,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau(F) = 3 \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad (67)$$

Отметим особо, что для пресловутого отношения $\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)/\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ предсказывается значение 0,25 ($\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ в наивной спектаторной модели!), в то время как на опыте оно составляет $0,35 \pm 0,1$ ⁸⁴. Прекрасное согласие имеет место и для распада $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$, который является мерой отклонения от спектаторной модели.

Таблица IV
Относительные вероятности двухчастичных распадов
D- и F-мезонов

Распад	Относительная вероятность из 56, %	Спектаторная модель, %	Эксперимент, %
$D^+ \rightarrow K^0 \rho$	14	9	$14,1 \pm 4,1 \pm 2,7$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	6,4	2,6	$5,4 \pm 0,4$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$	1,5	0	$2,2 \pm 0,6 \pm 0,4$
$D^0 \rightarrow K^- \rho^+$	15	4,5	$15,1 \pm 3,2 \pm 3$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \varphi$	1,3	0	$1,5 \pm 0,4$
$F^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	1,5	0	
$F^+ \rightarrow \eta \rho$	4,5	2,3	
$F^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	2,5	1,2	

Как и ожидалось⁵³, почти половина (по вероятности) двухчастичных распадов мезонов содержит ρ^+ и K^{*0} в конечном состоянии.

Если просуммировать по всем рассмотренным каналам (плюс полулептонные моды), то для D^0 и D^+ набирается ~60% полной ширины. Остальные 40%, по-видимому, «утекают» в моды $D \rightarrow VV$, $D \rightarrow SP$ (где S — скалярный мезон) и трехчастичные моды.

Для F-мезонов почти нет надежных данных, и здесь все результаты — по существу, чистые предсказания. Из двухчастичных каналов наибольший вес имеют $F^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\eta \rho^+$, $\eta \pi^+$.

Ситуация с F-мезоном довольно загадочна. Согласно⁵⁶, двухчастичные моды PP и PV воспроизводят всего ~12% полной ширины, намного меньше, чем в случае D^0 -и D^+ -мезонов. Почему столь непохожи картины распадов в D и F? Не скрывается ли за этим какой-нибудь необычный аспект теории, который ускользал до сих пор от внимания?

С другой стороны, проблема частично решилась бы (по крайней мере, смягчилась бы), если бы время жизни F^+ оказалось больше, чем в (67). Как обсуждалось в разделе 3.3, скорее следует ожидать, что $\tau(F^+) \approx \tau(D^0)$. При этом все относительные вероятности F в табл. IV должны быть умножены на 1,5.

В заключение обсудим правило выбрасывания $1/N_c$ -вкладов^{53,60-62}, которое уже упоминалось выше. Динамический анализ⁵⁶ фактически подводит под это правило теоретический базис. Действительно, легко убедиться, что члены $1/N_c$ в факторизуемых частях спектаторных диаграмм почти полностью сокращаются численно нефакторизуемыми амплитудами M_2 и M_3 практически во всех случаях ($M_{2,3}$ параметрически тоже, конечно, $\sim 1/N_c$). Несколько редких исключений, для которых, как предсказывается⁵⁶, компенсация отсутствует, — это $D^0 \rightarrow K^* \pi^+$, $\bar{K}^0 \omega$. С увеличением экспериментальной точности в Вг ($D^0 \rightarrow K^* \pi^+$, $\bar{K}^0 \omega$) в принципе выяснится, какой-же из двух подходов является более успешным — феноменологическая прескрипция⁶² или предсказания правил сумм⁵⁶.

Аннигиляционный механизм остается нескомпенсированным и должен учитываться отдельно. Анализ⁵⁶ показывает, что этот механизм увеличивает адронную ширину D^0 примерно на 20%.

3.6. Сильные и радиационные распады

Не стоит и говорить, что большая часть очарованных и прелестных адронов — это возбужденные состояния, которые распадаются за счет сильных взаимодействий. Наиболее хорошо известные процессы такого типа

$$D^* \rightarrow D \pi \quad \text{или} \quad \Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi.$$

Ясно, что экспериментальные данные в этой области будут множиться в течение ближайших лет, создавая таким образом обширную сферу приложений для различных теоретических методов и подходов.

К сожалению, теоретически предмет разработан довольно слабо. В⁸⁵ в рамках правил сумм КХД рассматривались распады $D^* \rightarrow D\pi$. Было найдено, что

$$\Gamma(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = 8,5 \pm 2,5 \text{ кэВ}, \quad \Gamma(D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0) = 3,6 \pm 1,5 \text{ кэВ}, \\ \Gamma(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0) = 5,7 \pm 2 \text{ кэВ}. \quad (68)$$

Стоит отметить, что, хотя в самой публикации⁸⁵ изучались только распады D^* , техника, используемая в этой работе, весьма эффективна для любых двухчастичных распадов с испусканием пиона, в которых энергосодержание относительно мало. Для тех, кто знаком с методом правил сумм, добавим, что анализировалась⁸⁵ корреляционная функция

$$P_\mu^A(p, q) = i \int d^4x e^{-ipx} \langle T \{ \bar{c}\gamma_\mu u(x), \bar{u}\gamma_5 c(0) \} \rangle_A \quad (69)$$

во внешнем поле $A_\mu^a(x)$, где a — изотопический значок, а в лагранжиан КХД вводится дополнительный член

$$\Delta\mathcal{L}_A = A_\mu^a e^{iqx} \bar{q}\tau^a\gamma_\mu\gamma_5 q, \quad (70)$$

τ^a — матрицы Паули, действующие в изотопическом пространстве, $q = u, d$. Подобная техника восходит к работам^{86–88} и позволяет значительно сократить объем вычислений; она открыта для дальнейших приложений без каких-либо дополнительных модификаций. Можно надеяться на то, что вскоре таким образом будут решены и другие задачи, например распады барионов типа $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c\pi$.

Поскольку это еще не сделано, упрощенная оценка вероятности распада $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c\pi$ предложена Волошиным. Его линия рассуждений такова. Сконцентрируемся для определенности на переходе $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$ и рассмотрим матричный элемент

$$\langle \Lambda_c^+ | \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u | \Sigma_c^{++} \rangle \approx g_A \bar{\psi}_f \gamma_\nu \gamma_5 \psi_i \left(g_{\mu\nu} - \frac{g_\mu g_\nu}{q^2} \right),$$

где $q = p_{\Sigma_c} - p_{\Lambda_c}$ и для малых q^2 параметр g_A в правой части сводится к константе, ψ_i и ψ_f — волновые функции начального и конечного барионов. Поперечность правой части вытекает из сохранения аксиального тока $\bar{d}\gamma_\alpha\gamma_5 u$ в киральном пределе.

Если параметризовать переход $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c\pi$ в виде

$$A(\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+) = g_\pi \bar{\psi}_f \gamma_5 \psi_i f_\pi,$$

константа g_π , очевидно, подчиняется соотношению типа Гольдбергера — Треймана

$$(M_{\Sigma_c} + M_{\Lambda_c}) g_A = g_\pi f_\pi.$$

Далее,

$$\Gamma(\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) = g_\pi^2 \frac{|q|}{8\pi} \frac{(M_{\Sigma_c} - M_{\Lambda_c})^2 - m_\pi^2}{M_{\Sigma_c}^2}.$$

Подставляя $g_\pi = (M_{\Sigma_c} + M_{\Lambda_c}) g_A f_\pi^{-1}$, приходим к

$$\Gamma(\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) \approx 6,5 g_A^2 \text{ МэВ}.$$

Прикидка для g_A в этом выражении может быть получена путем сравнения двух матричных элементов, $\langle \Lambda_c^+ | \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u | \Sigma_c^{++} \rangle$ и $\langle \Lambda_c^0 | \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u | \Sigma_c^+ \rangle$. В наивной кварковой модели естественно ожидать, что константы g_A в этих матрич-

ных элементах одинаковы, а в последнем случае $g_A (\Sigma_s \rightarrow \Lambda_s)$ известна из опыта, $g_A (\Sigma_s \rightarrow \Lambda_s) \approx 0,65$. Если так, то

$$\Gamma (\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+) \approx 2,7 \text{ МэВ.}$$

Будущий, более аккуратный, анализ должен, на мой взгляд, подтвердить справедливость этой простой оценки с точностью до двойки.

Совершенно иной подход к проблеме развивается в ^{89,90}, где трехмезонные константы извлекаются из теории полюсов Редже (в сочетании с идеями дуальности и картиной глюонных трубок ^{46,47}).

Не будучи специалистом, я не могу оценить точность этого метода и цитирую результаты без каких-либо комментариев *)

$$\Gamma (D^{**} \rightarrow D^0 \pi + D^+ \pi^0) = \begin{cases} 20 \text{ КэВ}^{89}, \\ 35 \text{ КэВ}^{90}. \end{cases} \quad (71)$$

Поскольку экспериментальные числа для абсолютных ширин неизвестны, (71) можно сравнить лишь с предсказанием правил сумм, $\sim 12 \text{ КэВ}$ (см. (68)). Расхождение достигает фактора 2—3, и причины его должны быть выяснены.

В работе ⁹⁰ обсуждаются также пионные распады прелестных мезонов. Из-за малости спиновых эффектов расщепление масс $B^* - B$ мало (см. раздел 3.2) и для B^* -мезонов пионные распады запрещены по энергии, разрешены лишь электромагнитные, $B^* \rightarrow B \gamma$. Для ширин $J^P = 2^+$ -мезонов $\Gamma (B^{**} \rightarrow B \pi)$ получены определенные предсказания ⁹⁰. Заметим, однако, что по оценке ⁹⁰ $M_{B^{**}}$ оказывается даже меньше, чем в ^{46,47} (см. табл. III). Этот последний результат в свою очередь лежит на 400 МэВ ниже предсказаний правил сумм.

Здесь я хотел бы обратить внимание на одну практически важную и интересную проблему, которая, по-видимому, не рассматривалась в литературе. В работе ⁴⁸ сообщается об обнаружении в нейтринной реакции (cs)-мезона, который, по-видимому, имеет квантовые числа $J^P = 1^+$. Этот аксиальный мезон найден в двухфотонном каскаде

$$\begin{array}{c} F_1 \rightarrow F^* + \gamma, \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \longrightarrow F + \gamma, \end{array}$$

причем утверждается, что $M_{F_1} = 2,55 \pm 0,060 \text{ ГэВ}$, а фотонная мода распада $F_1 \rightarrow F^* \gamma$ составляет заметную долю ($\sim 100 \%$) полной ширины. С другой стороны, при $M_{F_1} > 2,51 \text{ ГэВ}$ энергетически возможны сильные распады

$$F_1 \rightarrow F \pi \pi, \quad F_1 \rightarrow D^* K.$$

Если первый из них весьма сильно подавлен по правилу Цвейга (плюс дополнительное подавление из-за испускания мягких пионов), то в переходе $F_1 \rightarrow D^* K$ не видно причин для специального динамического подавления **). Если $M_{F_1} = 2,55 \text{ ГэВ}$ — число, наиболее вероятное теоретически при условии, что $M_{D_1} = 2,420 \pm 0,006 \text{ ГэВ}$ ⁴⁰, то фазовый объем в $F_1 \rightarrow D^* K$ всего в 2,5 раза меньше, чем в $F_1 \rightarrow F^* \gamma$. Спрашивается, как совместить подобную ситуацию с указанием ⁴⁸ на доминантность радиационной моды? Ясно, что необходим более аккуратный теоретический расчет $\Gamma (F_1 \rightarrow F^* \gamma)$ и $\Gamma (F_1 \rightarrow D^* K)$, в ходе которого могут всплыть неожиданные моменты.

*) Некоторые теоретические детали трактуются в ⁸⁹ и ⁹⁰ по-разному.

**) Тривиальная гипотеза, согласно которой $M_{F_1} < 2,51 \text{ ГэВ}$, не противоречит данным ⁴⁸, однако вряд ли приемлема теоретически. Действительно, в этом случае разность масс $M_{F_1} - M_{D_1}$ была бы меньше 90 МэВ, что абсолютно немыслимо (напомним, что $m_s \approx 150 \text{ МэВ}$).

Возбужденные состояния очарованных и прелестных адронов отличаются от «старых» адронов тем, что радиационные распады играют в этих системах относительно более важную роль. В этой связи только что упоминались V^* -мезоны. Аналогичная ситуация — запрет по энергии на пионный распад и существование единственного открытого канала, радиационного, имеет место и для барионов Ω_c^* , $\Xi_c^{(S)}$, $\Xi_c^{*(S)}$ (см. раздел 3.2). Что касается V^* -мезонов, они, хотя и могут распадаться сильным образом на $D\pi$, канал $D\gamma$ для них успешно конкурирует с $D\pi$ из-за малости энергосвободения в последнем случае.

Теоретические успехи в описании радиационных распадов весьма скромны. В принципе, здесь можно было бы применить традиционную нерелятивистскую потенциальную модель, разумеется, предварительно апробировав ее и «забыв» свободные параметры по другим характеристикам, хорошо измеренным на опыте. В частности, распады $D^* \rightarrow D\gamma$ на языке нерелятивистской кварковой модели представляют собой M_1 -переход, вероятность которого вычисляется тривиально, и даже не зависит от волновых функций кварков, поскольку в нерелятивистском пределе интеграл перекрытия равен 1. Конкретно,

$$\Gamma(D^* \rightarrow D\gamma)_{\text{нерел}} = \frac{\alpha}{3} k^3 \left(\frac{Q_c}{M_c} - \frac{Q_q}{M_q} \right)^2, \quad (72)$$

где k — импульс фотона, Q_c и Q_q — заряды кварков c и \bar{q} , соответственно (например, $Q_c = 2/3$, $M_c = 1,55$ ГэВ, а $M_q = M_u = M_d = 380$ МэВ, то $\Gamma(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma) \approx 29$ кэВ, $\Gamma(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) \approx 1$ кэВ. Для сравнения приведем результаты, полученные в правилах сумм КХД⁸³:

$$\Gamma(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma) = 14 \pm 7 \text{ кэВ}, \quad \Gamma(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) = 0,67 \pm 0,2 \text{ кэВ}. \quad (73)$$

Несмотря на довольно большую неопределенность, имеется намек на расхождение между нерелятивистскими оценками и (73).

В заключение раздела отметим, что независимый анализ некоторых пионных и фотонных распадов в конституэнтной кварковой модели представлен в работе⁹³.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ряд проблем, которых я не касался в тексте, представляются важными с теоретической точки зрения, но не нашли пока удовлетворительного (окончательного) решения. Следуя установившейся традиции, перечислим некоторые из них.

Эксклюзивные слабые распады прелестных адронов — задача, разработка которой практически еще и не начиналась. Здесь есть особенности и трудности, которые пока не преодолены. Любопытно, что V -мезоны могут распадаться на пару барион-антибарион — ситуация, с которой мы сталкиваемся впервые. Насколько мне известно, надежных теоретических предсказаний нет. Даже в инклюзивных распадах, как выяснилось, мы понимаем далеко не все. Действительно, спектры по M_X в распадах $B \rightarrow J/\psi + X$, $B \rightarrow l\nu + X$ (X — адронная система) по-видимому, существенно не совпадают с партонами, несмотря на то, что масса b -кварка ($\sim 4,8$ ГэВ) достаточно велика и по существующим представлениям лежит в асимптотической области, где кварк-адронная дуальность уже применима. Это обстоятельство блокирует решение такой практически важной задачи как извлечение из данных V_{bu} — плохо определенного пока элемента матрицы Кобаяши — Маскавы^{*)}.

^{*)} Интересно, что авторы работы⁵ предвидели серьезные трудности с извлечением V_{bu} из инклюзивных лептонных спектров в области энергетически запрещенной для перехода $b \rightarrow c$. Они предлагают измерять V_{bu} по $\Gamma(B^+ \rightarrow \nu_\tau \tau^+)$. Соответствующая относительная вероятность ожидается на уровне 10^{-4} . Только экспериментаторы могут решить, является или нет этот проект фантастическим.

Далее вряд ли можно считать завершенной теоретическую картину сильных и радиационных распадов возбужденных состояний.

Настоящий обзор — попытка продемонстрировать, что физика очарованных и прелестных адронов — это интересная и живая область, которая будет развиваться еще заметное время. Теория и эксперимент продвигаются бок о бок, помогая друг другу. В ходе исследования, несомненно, возникнут новые вопросы, которые сейчас трудно предвидеть. Именно этот аспект — надежда встретить что-то необычное, неожиданное — и является, конечно, самым сильным стимулом как для экспериментаторов, так и для теоретиков.

Мне приятно поблагодарить Я. И. Азимова, А. М. Бадалян, Б. Ю. Блока, К. Г. Борескова, М. Б. Волошина, П. Э. Волковицкого, М. В. Данилова, Б. Л. Иоффе, А. Б. Кайдалова, И. Ю. Кобзарева, Л. Б. Окуня, Ю. А. Симонова, Н. Г. Уралъцева, В. А. Хозе, И. С. Цукермана, В. Л. Черняка, Э. В. Шурыка за многочисленные полезные обсуждения как отдельных вопросов, затронутых выше, так и всего материала в целом. Без их помощи и терпеливых пояснений настоящая статья вряд ли была бы возможна в данном виде.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Close F. E. *An Introduction to Quarks and Partons*. — London: Academic Press, 1979.
2. Окунь Л. Б. *Кварки и лептоны*. — М.: Наука, 1981.
3. Азимов Я. И., Хозе В. А. // *УФН*. 1980. Т. 132. С. 379.
4. Жижин Е. Д. и др. // *ЯФ*. 1982. Т. 36. С. 930.
5. Уралъцев Н. Г., Хозе В. А. // *УФН*. 1985. Т. 146. С. 507.
6. Bugas A. Talk at the EPS Conference. Bari, 1985: Preprint MPI-PAE/Pth64-85. — 1985.
7. Gaillard M. K., Lee B. W., Rosner J. // *Rev. Mod. Phys.* 1975. V. 47. P. 277. Kingsley A. L., Treiman S. B., Wilczek F., Zee A. // *Phys. Rev. Ser. D*. 1975. V. 11. P. 1919.
8. Азимов Я., Иогансен А. // *ЯФ*. 1981. Т. 33. С. 388.
9. Ellis J. et al. // *Nucl. Phys. Ser. B*. 1977. V. 131. P. 285.
10. Hagelin J. S. // *Ibidem*. 1981. V. 193. P. 123.
11. Gilman F. J., Hagelin J. S. // *Phys. Lett. Ser. B*. 1981. V. 133. P. 123.
12. Anselm A. A., Azimov Y. I. // *Ibidem*. 1979. V. 84. P. 72.
13. Bernabeu C., Jarskog C. // *Zs. Phys. Kl. G*. 1981. Bd 8. S. 233.
14. Carter A. B., Sanda A. I. // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 952.
15. Carter A. B., Sanda A. I. // *Phys. Rev. Ser. D*. 1981. V. 23. P. 1567.
16. Bigi I. I., Sanda A. I. // *Nucl. Phys. Ser. B*. 1981. V. 193. P. 85.
17. Bigi I. I., Sanda A. I. // *Phys. Rev. Ser. D*. 1984. V. 29. P. 1393.
18. Chau L. L., Cheng H.-Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. P. 1037.
19. Chau L. L. // *Phys. Lett. Ser. B*. 1985. V. 165. P. 429.
20. Азимов Я. И., Уралъцев Н. Г., Хозе В. А. // *Письма ЖЭТФ*. 1986. Т. 43. С. 317.
21. Azimov Y. I., Uraltsev N. G., Khoze V. A. Preprint LINP-600. — Leningrad, 1986.
22. Вайнштейн А. И. и др. // *ЯФ*. 1976. Т. 23. С. 1024. Novikov V. A. et al. // *Phys. Rev. Ser. D*. 1977. V. 16. P. 223. Малакян Ю. П. // *ЯФ*. 1977. Т. 25. С. 441.
23. Okun L. B., Pontekorvo B. M., Zakharov V. I. // *Lett. Nuovo Cimento*. 1975. V. 13. P. 218.
24. Anselm A. et al. // *Phys. Lett. Ser. B*. 1985. V. 156. P. 102. Türke U. et al. // *Nucl. Phys. Ser. B*. 1985. V. 285. P. 313. He X.-G., Pakvasa S. // *Phys. Lett. Ser. B*. 1985. V. 156. P. 236. Bigi I. I. // *Zs. Phys. Kl. C*. 1985. Bd 27. S. 303.
25. Thorndike E. H. // *Ann. Rev. Nucl. and Part Sci.* 1985. V. 35. P. 195.
26. Shifman M., Vainshtein A., Zakharov V. // *Nucl. Phys. Ser. B*. 1979. V. 147. P. 395.
27. Novikov V. et al. // *Proc. of Intern. Conference Neutrinos-78/Ed. E. Fowler*. — Purdue Univ., 1978. — P. 278.

28. Reinders L., Yazaki S., Rubinstein H. // Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 104. P. 305.
29. Shuryak E. // Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 198. P. 83.
30. Житницкий А. Р., Житницкий И. Р., Черняк В. Л. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1277.
31. Алиев Т. М., Елецкий В. Л. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1537.
32. Блок Б. Ю., Елецкий В. Л. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1246.
33. Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А. // Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 373.
34. Волошин М. Б., Шифман М. А. // ЯФ. 1987. Т. 45. № 2.
35. Reinders L. J., Rubinstein H., Yazaki S. // Phys. Rep. 1985. V. 127. P. 1.
36. Taxil P. // Proc. of the XXth Rencontre de Moriond. January 1985.— La Plagne, France, 1985.
Martin A. Preprint CERN-TH-4382.— Geneva, 1986.
37. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L. // Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 147.
38. Hazenfratz P. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 94. P. 401.
Richard J. M. // Ibidem. 1981. V. 100. P. 515; 1984. V. 139. P. 408.
Martin A., Richard J. M. // Ibidem. 1982. V. 115. P. 323.
Richard J. M., Taxil P. // Ibidem. 1983. V. 128. P. 453.
Basdevant J. L., Bourkaa S. // Zs. Phys. Kl. G. 1986. Bd 30. S. 103.
39. Блок Б. Ю., Елецкий В. Л. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 774.
40. Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 549.
41. Eichten E. et al. // Phys. Rev. Ser. D. 1980. V. 21. P. 203.
42. Ioffe B. L. // Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 188. P. 317; V. 191. P. 591.
43. Reinders L. J., Rubinstein H. R. // Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 145. P. 108.
44. Belyaev V. M., Blok B. Yu. // Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd 30. S. 151.
45. Blok B. Yu., Eletsky V. L. // Ibidem. 1986. V. 30. S. 229.
46. Kaidalov A. B. // Ibidem. 1982. Bd 12. S. 63.
47. Kaidalov A. B. // Proc. of ITEP Winter School of Physics.— 1986. V. 1. P. 51.
48. Asratyan A. et al. // Proc. of Intern. Conference on Neutrinos-86.— 1986.
49. Peccei R. D., Rückl R. // Proc. of Ahrenschoop Symposium on Special Topics in Gauge Field Theories — Zeuthen, DDR, 1981.— P. 8.
Guberina B. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 89. P. 111.
50. Kobayashi T., Yamazaki N. // Prog. Theor. Phys. 1981. V. 65. P. 775.
Koide Y. // Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 20. P. 1739.
Jagannathan K., Mathur V. S. // Ibidem. 1980. V. 21. P. 3165.
51. Altarelli G., Maiani L. // Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 118. P. 414.
Sawayanagi H. et al. // Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 27. P. 2107.
52. Bilić N., Guberina B., Trampetić J. // Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 248. P. 261.
53. Волошин М. Б., Шифман М. А. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 187.
54. Волошин М. Б., Шифман М. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1180.
55. Bernreuter W., Nachtmann O., Stech B. // Z. S. Phys. Kl. C. 1980. Bd 4. S. 257.
Bander M., Silverman D., Soni A. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 7, 962.
Fritzsche H., Minkowski P. // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 90. P. 455.
56. Блок Б. Ю., Шифман М. А. // ЯФ. 1987. Т. 45. № 1—3.
57. Leveille J. // Proc. of CLEO Collaboration Workshop on B-meson Decay: CLEO Preprint 81/05.— Univ. of Rochester, 1981.— P. 3.
58. Gaillard M. K., Lee B. W. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 608.
Altarelli G., Maiani L. // Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 52. P. 351.
59. Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
60. Deshpande N., Gronau M., Sutherland D. // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 90. P. 431.
Tadic D., Trampetić J. // Ibidem. 1982. V. 114. P. 179.
61. Bauer M., Stech B. // Ibidem. 1985. V. 152. P. 380.
Stech B. // Proc. of Moriond Workshop of Flavour Mixing and CP-violation. Ed. J. Tran Thanh Van.— La Plagne, 1985.— P. 151.
62. Buras A. J., Gerard J. M., Rückl R. // Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 268. P. 16.
63. Caso C., Touboul M. C. Preprint CERN EP/85-176; Rev. Mod. Phys. (in press).
64. Davies C., Tye S. H. Cornell Preprint CLNS-85/635.— 1985.
65. Rückl R. Proc. of XXII Intern. Conference on High Energy Physics/Ed. A. Meyer.— Leipzig, 1984.— P. 135.

66. Вайнштейн А.И., Хриплович И. Б.// Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 141.
- Gaillard M. K., Lee B. W.—Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 10. P. 897.
67. Peccei R. D. Preprint DESY 85/121.—1985.
68. Goldhaber G. et al.// Phys. Lett. 1976. V. 37. P. 255.
69. Hitlin D. // Intern. Symposium on Production and Decays of Heavy Flavours/ Eds K. Schubert, K. Waldi.— Heidelberg, 1986.— P. 99.
70. Gaillard M. K., Lee B. W., Rosner J. L.// Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 277.
- Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.// Nucl. Phys. Ser. B. 1975. V. 100. P. 313.
- Cabibbo N., Maiani L.// Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 73. P. 418.
- Fakirov D., Stech B.// Nucl. Phys. Ser. B. 1978. V. 133. P. 315.
71. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.// ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1275.
72. Алиев Т. М., Елецкий В. Л., Коган Я. И.// ЯФ. 1984. Т. 40. С. 823.
73. Хозе В. А., Шифман М. А.// УФН. 1983. Т. 140. С. 3.
74. Dulyan L. S., Knodjamirian A. Preprint EFT 440(17)-80.— Erevan, 1980.
- Deshpande M., Gronau M., Suherland D.// Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 90. P. 431.
- Igarashi Y., Kuroda M., Kitakado S.// Ibidem. V. 93. P. 125.
- Gronau M., Sutherland D.// Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 183. P. 367.
75. Rosen S. P.// Phys. Lett. 1980. V. 44. P. 4.
- Bigi I. I.// Zs. Phys. Kl. C. 1980. Bd 5. S. 313; Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 90. P. 177.
- Eilam G., Gronau M.// Ibidem. V. 96. P. 391.
76. Altarelli G. et al.// Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 99. P. 141.
77. Miller R. G., McKellar B. // Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 27. P. 1142.
- Kamal A.// Ibidem. 1985. V. 31. P. 1055.
78. Lipkin H. J.// Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 710.
- Kamal A. N., Cooper E. P.// Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd 8. S. 67.
- Kamal A. N. Preprint SLAC-PUB-3443.— 1984.
79. Chernyak V. L., Zhitnitsky A. R.// Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 201. P. 492.
80. Guberina B., Tadic D., Trampetic J.//Ibidem. V. 202. P. 317.
81. Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.)// Ibidem Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 158. P. 525.
- Bedeck C. et al. (CLEO Collab.) // Preprint CLNS 86/715 CLEO-86-2.— 1986.
82. Хацимовский В.// ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1236; Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 277. P. 298.
83. Ioffe B. L., Smilga A. V.// Phys. Lett. ser. B. 1982. V. 114. P. 353.
- Nesterenko V. A., Radyushkin A. V.// Ibidem. V. 115. P. 410.
84. Hauser J. Preprint CALT-68-1275.— 1985.
85. Eletsky V. L., Kogan Y. I.// Zs. Phys. Kl. C. 1985. Bd 28. S. 155.
86. Ioffe B. L., Smilga A. V.// Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 232. P. 109.
87. Balitsky U., Yung A.// Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 129. P. 328.
88. Беляев В. М., Коган Я. И.// ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1035; Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 135. P. 273.
89. Волковичский П. Э., Кайдалов А. Б.// ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1556.
90. Hikasa K., Igi K.// Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 23. P. 2027.
91. Reinders L. J., Rubinstein H. R., Yazaki S.// Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 196. P. 125.
- Shifman M., Aliiev T.// Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 112. P. 401.
92. Reinders L. J., Rubinstein H. R., Yazaki S.// Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 186. P. 109.
93. Rosner J. Preprint EFI 85/91.—1985; Comm. Nucl. and Part Phys. (in press).
94. Волошин М. Б., Уральцев Н. Г., Хозе В. А., Шифман М. А.// ЯФ. 1987. Т. 45.