



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ИТЕФ

АВТОГРАФИЧЕСКАЯ КОПИЯ

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1989

ФИЗИКА НА e^+e^- -ФАБРИКЕ: Препринт ИТЭФ 89-56/М.Б.Волошин, М.В.Данилов, Ю.М.Зайцев - М.: ЦНИИатоминформ, 1989
32с.

Рассматривается круг физических задач, которые могли бы решаться на e^+e^- -фабрике - электрон-позитронном коллайдере, перекрывающем диапазон энергий $\sqrt{s} = 3 - 5$ ГэВ и имеющем светимость порядка 10^{33} см⁻²с⁻¹. Приводится сравнение возможностей e^+e^- -фабрики с возможностями существующих коллайдеров, работающих в этой же области энергий, а также обсуждаются основные требования к универсальному детектору, который позволил бы реализовать рассматриваемую программу исследований.

Рис. - , список лит. - 32 назим.

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно и общепризнано, что наряду с продвижением в область все больших энергий, развитие физики элементарных частиц неразрывно связано со все более подробным исследованием и осмыслением явлений в диапазонах энергий, давно или недавно оставшихся позади сегодняшних возможностей рекордных ускорителей. В подтверждение этому достаточно вспомнить тот интерес, который вызывает сегодня измерение массы нейтрино по спектру β -распада, измерение аномальных магнитных моментов электрона и мюона, физика К-мезонов, а также физика В-мезонов, для изучения которой в ближайшие годы планируется строительство специальных e^+e^- -коллайдеров - "В-факрик".

Список этот можно продолжать весьма долго. Цель таких детальных исследований при относительно низких энергиях тройкая.

1. Поиск проявлений новых взаимодействий, выходящих за рамки теоретической схемы, которую теперь принято называть стандартной моделью, либо частиц, входящих в эту схему и еще не наблюдавшихся на опыте (t -кварк, хиггсовские бозоны).

2. Уточнение параметров стандартной модели.

3. Углубление понимания динамики сильного взаимодействия

Нетрудно предвидеть, что с ростом размеров рекордных по энергии ускорителей, уже сегодня являющихся поистине циклопическими, и соответствующим ростом материальных затрат, фронт работ, связанных с детальными исследованиями при низких и умеренных энергиях будет все более расширяться и роль этих исследований будет возрастать.

Цель данной работы состоит в том, чтобы привлечь внимание к широкому кругу физических задач, которые могли бы решаться с помощью e^+e^- -коллайдера, перекрывающего интервал энергии $\sqrt{s} \approx 3 - 5$ ТэВ

при светимости порядка $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что почти на два порядка превосходит светимости современных накопителей. Как известно, в этой области энергии находятся J/Ψ -резонанс и другие чармониевые резонансы, пороги рождения очарованных мезонов и легчайших очарованных барионов, а также порог рождения пары τ -лептонов. В связи с этим мы в дальнейшем будем называть обсуждаемый коллайдер "ст-фабрикой".

Следует отметить, что мысль о реальности и целесообразности создания подобной установки не нова - она обсуждалась еще в 1979 году на рабочем совещании по физике на e^+e^- ускорителях в Новосибирске [1], а также недавно в работах [2,3]. Однако, тот большой физический интерес, который представляют исследования в обсуждаемой области энергий в e^+e^- -аннигиляции, и возможности, предоставляемые для таких исследований ст-фабрикой, все еще не получили надлежащей широкой известности.

В разделе II мы опишем круг задач, которые могли бы решаться на ст-фабрике. Несомненно, наш список не может претендовать на исчерпывающую полноту. Однако, приводимое рассмотрение, на наш взгляд, уже достаточно убедительно показывает, что уникальные физические возможности, которые дала бы ст-фабрика для исследований, относящихся к самым различным областям физики элементарных частиц, с лихвой оправдали бы усилия по созданию такой установки.

Раздел III посвящен сопоставлению возможностей ст-фабрики и существующих или уже строящихся e^+e^- -накопителей в том же диапазоне энергий: SPEAR (США) и BEPC (КНР), имеющих примерно на два порядка меньшую светимость. Для ряда задач, как мы увидим, такое увеличение светимости является критичным, что же касается остальных задач, то число их явно превышает возможности исследования на существующих накопителях за время, необходимое для создания ст-фабрики.

Наконец, в разделе IV обсуждаются в весьма общих чертах требования к детекторам, системам выработки триггеров и обработки событий, которые позволили бы в полной мере использовать преимущества ст-фабрики.

При отборе возможных экспериментальных задач и оценках выхода соответствующих событий мы ориентируемся на светимость ст-фабрики $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и разброс полной энергии пучков $\Delta\sqrt{s} = 1.5 \text{ МэВ}$ в области J/Ψ и Ψ' резонансов. Последний параметр является типичным для накопителей с периметром 200-250 м и очень важен для расчета выхода узких J/Ψ - и Ψ' -резонансов. При таких параметрах ожидается, что за год работы будет примерно рождаться:

$$\begin{aligned} & 10^{10} \text{ } J/\Psi\text{-частиц,} \\ & 3 \cdot 10^7 \text{ } D\text{-мезонов, при работе в } \Psi'(3770)\text{-резонансе,} \\ & 10^7 \text{ } \tau^+\tau^-\text{-пар.} \end{aligned}$$

Применением монохроматизации пучков в точках встречи, вероятно, можно уменьшить энергетический разброс примерно на порядок. В этом случае, соответственно увеличивается и скорость образования узких резонансов. Следует оговорить, однако, что мы, как уже отмечалось, рассматриваем здесь лишь возможную программу физических исследований на ст-фабрике, сравнение такой фабрики с существующими установками, а также общие требования к детекторам и системам обработки данных. При этом мы полностью оставляем в стороне вопросы, связанные с возможной конструкцией накопителя, по которым ожидаем компетентного мнения специалистов. Здесь же, для того чтобы читатель мог в самых общих чертах составить представление о масштабах такой ст-фабрики (весьма скромным по современным меркам), укажем лишь характерные размеры обсуждаемого комплекса.

Собственно накопитель предполагается состоящим из разнесенных по вертикали двух накопительных колец для электронов и позитронов.

имеющих каждое в плане форму двух полуокружностей радиуса $\approx 20 - 25$ м, соединенных двумя прямолинейными промежутками длиной 40-50 м. В середине прямолинейных промежутков расположены соответственно две точки встречи пучков. Электроны и позитроны инжектируются в накопитель при рабочей энергии из линейного ускорителя, длина которого определяется достижимым темпом ускорения.

Необходимо особо подчеркнуть, что, насколько мы можем судить по работам [1-3], создание ст-фабрики с указанными выше параметрами находится вполне в пределах существующих технологий и может быть осуществлено за 4-5 лет.

Важным достоинством обсуждаемой ст-фабрики является также ее экологическая чистота, что позволяет разместить данный коллайдер в условиях города на земной поверхности. Хорошо известным примером такого размещения могут служить e^+e^- коллайдеры DORIS и PETRA, расположенные в густонаселенном районе Гамбурга (ФРГ), которые в отношении вопросов радиационной безопасности сравнимы с ст-фабрикой.

Заканчивая введение, мы хотели бы остановиться еще на одном немаловажном пункте. Как обсуждается в разделе IV, высокая светимость ст-фабрики и, как следствие, большая скорость выхода "полезных" событий в резонансах потребует систем быстрой выработки триггеров для отбора событий на запись с целью дальнейшей обработки в рамках конкретной решаемой задачи. Поэтому, в принципе, при разумной постановке дела возможно использование универсального детектора разными группами, каждая из которых решает свои задачи с помощью используемой ею системы триггеров и дальнейшей обработки событий. Тем самым комплекс из накопителя и детектора может эффективно использоваться существенно большим числом физиков-экспериментаторов, чем на существующих аналогичных установках. Так, если сейчас типичная группа, использующая универсальный детектор на e^+e^- -коллай-

дере, включает 60 ± 80 физиков, то детектор на ст-фабрике мог бы эксплуатироваться 100 ± 150 физиками, а общее число работающих на этом комплексе вместе с инженерно-техническими работниками и рабочими могло бы составить 300 ± 400 человек. Так как обсуждаемый коллайдер имеет две точки встречи пучков, то с установкой второго детектора возрастет и число работающих на ст-фабрике физиков.

Широкий круг различных физических задач, которые могли бы решаться на ст-фабрике одновременно и в весьма непродолжительные сроки, позволил бы привлечь к работе в условиях самого современного эксперимента и решения актуальных физических проблем значительное число молодых экспериментаторов, что служило бы чрезвычайно важным фактором в подготовке высококвалифицированных научных работников.

Что касается времени "активной" жизни ст-фабрики, т.е. времени, в течение которого на ней могут решаться задачи, представляющие актуальный физический интерес, то с учетом возможных дальнейших модификаций коллайдера, усовершенствования детектора и появления новых физических задач, можно ожидать, что это время составит не менее 15 лет, если эксперименты на ст-фабрике начнутся в середине 90-х годов.

II. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ СТ-ФАБРИКИ

В этом разделе возможная тематика экспериментов на ст-фабрике распределена по интервалам энергии e^+e^- -столкновений, в которых могли бы проводиться соответствующие исследования. Такое расположение материала представляется естественным для обсуждения экспериментов на коллайдере, однако, не соответствует сегодняшней расстановке приоритетов различных задач. Мы постараемся компенсировать это несоответствие дополнительными пояснениями по тексту. Для

удобства читателя на рис. приведена зависимость известного отношения $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{"адроны"}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, полученного в интересующей нас области энергий на установке DELCO на накопительном кольце SPEAR [2].

1. J/Ψ -резонанс

Сечение рождения в пике узкого резонанса, полная ширина которого Γ мала по сравнению со среднеквадратичным разбросом Δ энергии пучков, как известно, определяется формулой (без учета радиационных поправок):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Res}) \approx \frac{3\pi \cdot \sqrt{2\pi}}{\Delta} \cdot \frac{\Gamma_{ee}}{M_{\text{Res}}^2} \quad (1)$$

где Γ_{ee} - ширина распада резонанса на пару e^+e^- , а M_{Res} - его масса. Радиационные поправки уменьшают сечение вдвое и при $\Delta = 1,5$ МэВ (т.е. без монохроматизации) находим

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\Psi) \approx 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \quad (2)$$

что при светимости $L = 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ соответствует образованию $2 \cdot 10^3$ J/Ψ -мезонов в секунду. Поэтому вполне реально обсуждать постановки опытов, основанные на исходном массиве данных, содержащем 10^{10} и более распадов J/Ψ -резонанса.

Следует отметить, что исследование ряда распадов J/Ψ -резонанса, в частности, в нейтральные каналы из-за фона чисто электромагнитных взаимодействий удобнее проводить не в самом этом резонансе, а в Ψ' -резонансе с использованием меченных J/Ψ -мезонов, образующихся в распаде $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+\pi^-$. Поэтому в данном разделе мы обсуждаем лишь распады J/Ψ -мезона, содержащие заряженные частицы.

1.1. Радиационные распады $J/\Psi \rightarrow \gamma + X$

1.1.1. Распад $J/\Psi \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ происходит за счет аннигиляции $J/\Psi \rightarrow \gamma + g\bar{g}$, где g - глюоны. Относительная вероятность дан-

ного процесса в теории возмущений КХД составляет $\sim 4\%$:

$$B(J/\Psi \rightarrow \gamma + gg) \approx 8\% . \quad (3)$$

Данный распад рассматривается в литературе, как наилучший источник информации о динамике глюонных состояний, в том числе глюболлов и гибридных мезонов, которые могут быть идентифицированы путем изучения конечных продуктов распада.

Представляет интерес также и прецизионное измерение инклюзивного энергетического спектра прямых фотонов, образующихся в данных распадах, так как энергия фотона E_γ прямо связана с инвариантной массой адронного состояния, в которое фрагментируют глюоны:

$$x \equiv \frac{2 \cdot E_\gamma}{M_{J/\Psi}} = \left(1 - \frac{M_{gg}^2}{M_{J/\Psi}^2} \right) . \quad (4)$$

Поэтому измерение данного спектра позволило бы изучать фрагментацию глюонов в адроны в весьма широком диапазоне инвариантных масс, во многом аналогично тому, как в e^+e^- -аннигиляции в адроны изучается фрагментация кварков. До сколь больших значений M_{gg} можно таким образом пойти, зависит от решения проблемы выделения в эксперименте прямых фотонов над фоном вторичных γ -квантов в области малых энергий фотона и тем самым зависит от качества детектора и имеющейся статистики распадов.

Доступная на существующих накопителях статистика позволяет исследовать лишь область энергий $x \geq 0,6$. На st -фабрике, вероятно, этот предел можно существенно понизить (до $x \geq 0,3 - 0,4$) и тем самым расширить область исследуемых значений M_{gg} до $M_{gg} \approx 2,7$ ГэВ.

Отметим также, что, благодаря существенному увеличению статистики, можно будет изучать инклюзивный спектр прямых фотонов в различных областях углового распределения, которые соответствуют различному вкладу адронных состояний с определенными значениями спина и четности. Такое изучение позволит развить понимание пер-

турбативной и непертурбативной динамики глюонов и проверять целый ряд теоретических моделей.

Отметим также, что измерение относительной вероятности (3) является одним из способов измерения константы связи КХД α_s /4/.

1.1.2. Распад $J/\Psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ представляет интерес по меньшей мере в двух аспектах. Во-первых, в этом распаде возможен поиск легкого хиггсовского бозона H^0 , существование которого вовсе не исключено в электрослабой теории. Ширина распада $J/\Psi \rightarrow \gamma + H^0$ описывается известной формулой Вильчека /5/:

$$\begin{aligned}
 B(J/\Psi \rightarrow \gamma + H^0) &= \gamma \cdot \chi^2 \frac{G \cdot m_c^2}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \alpha} \cdot \left(1 - \frac{m_H^2}{M_{J/\Psi}^2}\right) \cdot B(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \approx \\
 &\approx \gamma \cdot \chi^2 \cdot \left(1 - \frac{m_H^2}{M_{J/\Psi}^2}\right) \cdot 5 \cdot 10^{-3}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

где фактор γ учитывает КХД радиационную поправку /6/. $\gamma \approx 1/2$, а χ - возможное отличие константы связи H^0 с c -кварком от ее значения в минимальной модели. Из формулы (5) и предполагаемой статистики представляется вполне реальным достичь в этом распаде чувствительности к значениям $\chi \gtrsim 10^{-2}$, что можно сравнить с сегодняшней чувствительностью $\chi \gtrsim 1$. (Величина $B(H^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ зависит от констант связи H^0 и, вообще говоря, не мала ($\geq 50\%$) /7/).

Во-вторых, в области малых инвариантных масс системы $\pi^+ \pi^-$ ($m_{\pi\pi} \leq 1$ ГэВ) распад $J/\Psi \rightarrow \gamma + \pi^+ \pi^-$ можно описывать с помощью правил сумм /4,8/ и низкоэнергетической теоремы /9/ для конверсии глюонов в пионы. Тем самым изучение данного распада позволит проверить эти теоретические методы, а также получить дополнительную информацию о $\pi\pi$ -взаимодействии. Аналогичный круг явлений для K -мезонов можно изучать в распаде $J/\Psi \rightarrow \gamma + K^+ K^-$.

1.1.3. Распад $J/\Psi \rightarrow \eta_c \gamma$ при обсуждаемой светимости ст-фабрики может служить интенсивным источником η_c -мезонов, выход которых

составит $\sim 20 \text{ с}^{-1}$ (напомним, что $B(J/\Psi \rightarrow \eta_c \gamma) \approx 1,3\%$). Использование этого распада позволит детально изучить свойства основного состояния чармония - η_c -мезона, которые до сих пор известны весьма неполно - наблюдавшиеся распады η_c в сумме составляют менее 20% его полной ширины.

1.2. Распад $J/\Psi \rightarrow 3\pi \rightarrow$ адроны является интенсивным источником всевозможных адронных состояний, поэтому в нем возможно изучение как известных адронов, так и новых, в том числе экзотических состояний типа глюболлов, гибридных и четырехкварковых мезонов.

1.3. Поиск нарушения CP в распаде Λ -гиперона

Согласно оценкам работы /10/, CP-нечетные параметры асимметрии углового распределения в распаде $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ должны составлять в стандартной модели порядка $10^{-4} - 10^{-3}$. Поиск данного эффекта возможен в процессе $J/\Psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} \rightarrow p\pi^- p\pi^+$. (Напомним, что $B(J/\Psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}) \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$). Если эффект будет найден и тем самым будет впервые обнаружено нарушение CP в системе, отличной от нейтральных K-мезонов, это может оказать весьма существенное влияние на понимание механизма нарушения CP-инвариантности.

2. Область энергии $3,57 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 3,68 \text{ ГэВ}$

В этом диапазоне энергий - от порога рождения $\tau^+\tau^-$ до Ψ' -резонанса можно получить массив данных о рождении пары $\tau^+\tau^-$ в наиболее благоприятных фоновых условиях, т.е. без фона от пар $D\bar{D}$. Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в этой области составляет (при $\beta \gg \alpha$)

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 6,8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \cdot \beta \cdot \left(\frac{3 - \beta^2}{2} \right) \cdot (1 - \beta^2), \quad (6)$$

где β - скорость τ -лептона в с.ц.и. При энергии 3,68 ГэВ скорость β составляет $\beta \approx 0,24$, и, согласно (6), сечение составляет

$2,3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. В области же $\beta \leq \pi\alpha$ формула для сечения рождения пары $\tau^+\tau^-$ над порогом имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) &\approx 10,2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \cdot \frac{\pi\alpha}{1 - e^{-\pi\alpha/\beta}} \approx \\ &\approx 0,23 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 / (1 - e^{-\pi\alpha/\beta}). \end{aligned} \quad (7)$$

Поэтому даже на самом пороге сечение не обращается в ноль и выход событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ на $\sigma\tau$ -фабрике должен составлять $\sim 0,2 \text{ с}^{-1}$. В более подробном анализе необходимо также учесть вклад резонансов тауония - кулоновских связанных событий пары $\tau^+\tau^-$, лежащих ниже порога, которые при обсуждаемом разбросе энергии пучков не разрешаются и дают малый вклад.

Тем самым по измерению хода сечения рождения пары $\tau^+\tau^-$ можно с прецизионной точностью определить значение массы τ -лептона. При этом достижимая точность ограничена лишь точностью в определении параметров начальных e^+e^- пучков. Прецизионное значение массы τ -лептона представляет интерес как само по себе, так и в связи с ограничениями на массу τ -нейтрино, точность которых на $\sigma\tau$ -фабрике может приблизиться к пределу, обусловленному современной экспериментальной неопределенностью в массе τ .

Разумеется, одновременно с измерением порогового поведения сечения рождения τ -лептонов возможно и изучение их распадов, обсуждаемое далее в пункте 7, где речь идет об области энергии, находящейся существенно над порогом рождения пары $\tau^+\tau^-$, в которой по экспериментальным причинам исследование распадных свойств τ -лептонов может оказаться более предпочтительным.

3. Резонанс $\Psi(3,686)$

Согласно формуле (1) выход Ψ' -резонансов должен быть примерно в 3 раза меньше, чем выход J/Ψ и даже без монохроматизации пучков

может составлять более 500 с^{-1} . По количеству возможных решаемых задач, энергия, соответствующая пику Ψ' , как мы увидим, является наиболее богатой.

3.1. Меченные J/Ψ -резонансы

Благодаря распаду $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$, Ψ' -резонанс является эффективным источником меченных J/Ψ -мезонов ($B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-) \approx 33\%$). Поэтому имеется возможность изучать распады J/Ψ в нейтральные каналы, либо в каналы с нерегистрируемыми ("невидимыми") частицами.

Перечислим некоторые из таких каналов распада.

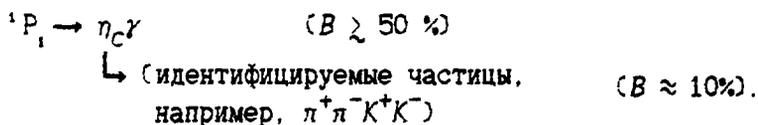
3.1.1. Распад $J/\Psi \rightarrow 3\gamma$, относительная вероятность которого предсказывается $\sim 4\%$ на уровне $B(J/\Psi \rightarrow 3\gamma) \approx 3 \cdot 10^{-5}$, представляет интерес как очень чистый пробник динамики чармония. В отличие от распада $J/\Psi \rightarrow \gamma + g\bar{g}$ в трехфотонном распаде конечное состояние описывается однозначно. Поэтому исследование спектра и угловых распределений фотонов является очень важным для понимания динамики кварков в чармонии, включая релятивистские эффекты, относительно которых в настоящее время существуют значительные разногласия в литературе.

3.1.2. В распаде $J/\Psi \rightarrow \gamma + \text{аксион}$ возможен поиск гипотетического аксиона с чувствительностью, на 2-3 порядка превышающей современную.

3.1.3. Распад $J/\Psi \rightarrow \text{"ничто"}$, т.е. распад в нерегистрируемые частицы представляет интерес в связи с теоретическими схемами, предполагающими существование новых нейтральных проникающих частиц. В качестве "ничто" могут рассматриваться состояния фотино + гравитино, т.н. зеркальные частицы и т.д. [11]. Существующее ограничение $B(J/\Psi \rightarrow \text{"ничто"}) \leq 0,7\%$ (приводится в [12]) на ст-фабрике может быть улучшено на 2-3 порядка.

3.2. Исследование 1P_1 -уровня чармония

Синглетный по спину кварков уровень 1P_1 имеет отрицательную зарядовую четность и поэтому не может образовываться в γ -переходах из Ψ' . Таким образом, 1P_1 -уровень остается единственным узким состоянием чармония, не обнаруженным на опыте. Ожидаемая его масса должна отличаться не больше, чем на несколько МэВ, от 3525 МэВ - положения центра тяжести триплетных 3P_J -уровней. Наиболее реальным способом рождения этого состояния на e^+e^- -коллайдере представляется использование распада $\Psi' \rightarrow ^1P_1 \pi^0$, идущего за счет нарушения изоспина массами u - и d -кварков (этот механизм аналогичен механизму распада $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0$, описанному в /13/). Ширина данного перехода оценивается так же, как и для аналогичного распада /14/ $\Upsilon(3S) \rightarrow ^1P_1 \pi^0$ в бстомонии, и можно ожидать ее значения $\Gamma(\Psi' \rightarrow ^1P_1 \pi^0) \geq 25$ эВ, что соответствует $B(\Psi' \rightarrow ^1P_1 \pi^0) \geq 1 \cdot 10^{-4}$. При этом 1P_1 -резонанс можно регистрировать по каскаду



Таким образом, для данной постановки опыта можно иметь

$$B(\Psi' \rightarrow ^1P_1 \pi^0) * (\text{эффективность идентификации}) \geq 5 \cdot 10^{-6}$$

Подчеркнем также, что π^0 -мезон в обсуждаемом распаде является довольно мягким ($p_{\pi} \approx 90$ МэВ) и поэтому также вполне доступен для идентификации. Последнее обстоятельство весьма существенно для определения массы 1P_1 -состояния, точное значение которой чрезвычайно важно для понимания спин-спинового взаимодействия кварков в чармонии.

3.3. Радиационные распады $\Psi' \rightarrow \chi_J \gamma$

Данные распады, являющиеся источниками триплетных по спину 3P_J -состояний чармония - χ_J резонансов - интенсивно исследовались на существующих коллайдерах и тематика этих исследований хорошо известна. Поэтому ограничимся здесь перечислением наиболее интересных задач, относящихся к данным процессам и еще далеко не полностью решенных.

3.3.1. Прецизионное измерение угловых распределений γ -квантов в распадах $\Psi' \rightarrow \chi_J \gamma$ для выявления роли релятивистских эффектов в чармонии.

3.3.2. Изучение свойств χ_J -резонансов.

а) Более точное, чем существующее измерение вероятностей распадов $\chi_0 \rightarrow 2\gamma$ и $\chi_2 \rightarrow 2\gamma$. Относительные вероятности этих распадов позволяют судить о непертурбативных эффектах в спектральной плотности глюонных операторов с квантовыми числами J^P соответственно 0^+ и 2^+ .

б) Изучение адронных распадов χ_J , поиск в этих распадах состояний типа глюболлов.

в) Измерение ширин распадов $\chi_J \rightarrow J/\Psi \gamma$, являющееся весьма чувствительным тестом моделей динамики чармония.

г) Изучение двойных угловых корреляций в каскадных переходах

$$\begin{array}{l} \Psi' \rightarrow \chi_J \gamma \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow J/\Psi \gamma \end{array}$$

для выяснения роли релятивистских эффектов в чармонии.

3.4. Распад $\Psi' \rightarrow \eta'_C \gamma$

Этот распад аналогичен обсуждавшемуся в п. 1.1.3 переходу $J/\Psi \rightarrow \eta_C \gamma$ и позволяет изучать свойства η'_C -мезона, которые в настоящее время известны еще хуже, чем свойства η_C . Напомним в связи

с этим, что само существование η_c' при массе 3590 МэВ, согласно таблицам /15/, не считается твердо установленным.

3.5. Исследование распада $\Psi' \rightarrow J/\Psi \text{ лл}$

Этот распад уже упоминался в пункте 3.1 как источник меченных J/Ψ -резонансов, однако он также представляет и самостоятельный интерес. Данный распад теоретически описывается /9/ на основе мультипольного разложения в КХД и использования низкоэнергетических теорем в КХД. При современной точности эксперимента данное описание вполне удовлетворительно. В частности, согласуются с существующими данными предсказываемая форма спектра инвариантных масс системы лл , предсказания доминантности S-волнового состояния системы лл и отсутствия изменения поляризации состояния чармония. Однако, представляет интерес как проверка более тонких предсказаний теории, так и поиск эффектов, выходящих за рамки используемого приближения. Перечислим наиболее существенные пункты такого исследования.

3.5.1. Поиск D-волны в распаде $\Psi' \rightarrow J/\Psi \text{ лл}$ является проверкой деталей теории, предсказывающей /16/ существование в этом распаде D-волны на уровне нескольких процентов в амплитуде.

3.5.2. Поиск изменения поляризации J/Ψ -резонанса по сравнению с поляризацией начального Ψ' чувствителен к вкладу высших мультиполей и позволил бы оценить точность мультипольного разложения для описания данного распада. Такой опыт возможен при наличии поперечной поляризации e^+e^- пучков при энергии Ψ' -резонанса.

3.5.3. Прецизионное измерение спектра инвариантных масс системы лл является проверкой точности низкоэнергетических теорем, а также позволяет получить информацию о лл -рассеянии. Заметим, что существующая точность данных не позволяет установить различие

между различными параметризациями спектра /9,16,17/ и подтвердить наиболее детальную формулу, полученную в работе /16/.

3.5.4. Поиск нарушения изоспина в обсуждаемом распаде по отклонению отношения дифференциальных вероятностей $d\Gamma(\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0 \pi^0) / d\Gamma(\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-)$ от значения $1/2$ представляет значительный интерес для понимания динамики нарушения изоспина, так как в данном случае нет вклада первого порядка от основного источника нарушения - разности масс u - и d -кварков.

3.6 Поиск распада $\Psi' \rightarrow J/\Psi 4\pi$ находится на пределе возможностей ст-фабрики. В рамках мультипольного разложения и низкоэнергетических теорем КХД можно оценить отношение вероятностей 4π и 2π - переходов и таким способом оценить относительную вероятность распада: $B(\Psi' \rightarrow J/\Psi 4\pi) \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ (в зависимости от конкретной зарядовой комбинации). Обнаружение этого распада представляет интерес как само по себе, так и дало бы дополнительную проверку механизма конверсии глюонов в пионы.

4. Резонанс $\Psi(3,770)$

Этот резонанс имеет ширину 25 ± 3 МэВ и поэтому сечение его рождения нечувствительно к разбросу энергии e^+e^- пучков. Резонансное сечение в пике примерно составляет:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Psi') \approx 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2,$$

что отвечает выходу событий около 5 с^{-1} на ст-фабрике. Как известно, данный резонанс практически в 100% случаев распадается на пару очарованных мезонов $D\bar{D}$ и является, так называемой, "D-фабрикой". Соответственно, этот резонанс служит в качестве основного источника D-мезонов, что и определяет первоочередную тематику экспериментов при данной энергии коллайдера.

4.1. Исследование свойств D-мезонов

4.1.1. Поиск и измерение вероятностей распадов $D \rightarrow \mu \nu$ и $D \rightarrow \tau \nu$

Ширины данных распадов описываются формулой (без учета возможной массы нейтрино):

$$\Gamma(D^+ \rightarrow l^+ \nu) = \frac{G^2 \cdot |V_{cd}|^2 \cdot f_D^2 \cdot m_l^2 \cdot M_D}{8 \cdot \pi} \cdot \left(1 - \frac{m_l^2}{M_D^2}\right)^2, \quad (8)$$

где l — обозначает μ или τ , m_l — масса соответствующего лептона, V_{cd} — элемент матрицы Кобаяши-Маскавы (с высокой точностью $|V_{cd}| = \sin \theta_c$), а f_D — константа аннигиляции D-мезона аксиальным током:

$$\langle 0 | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 c | D^+ \rangle = i \cdot f_D \cdot p_\mu. \quad (9)$$

Константа f_D , являющаяся аналогом известных констант $f_\pi = 130$ МэВ и $f_K \approx 160$ МэВ, представляет значительный теоретический интерес (см., например, обсуждение в /18/). Имеется несколько десятков теоретических работ, в которых предпринимаются попытки вычислить f_D . Современное экспериментальное ограничение группы MARK III /19/ $f_D < 290$ МэВ

Столь большой интерес к величине константы f_D обусловлен как тем, что ее вычисление является "пробным камнем" сегодняшнего понимания сильной динамики кварков, так и тем, что она входит в описание различий времен жизни очарованных мезонов (см., например, /18/), а также из ее значения можно оценить и аналогичную константу f_B , определяющую частоту B - \bar{B} осцилляций.

Нам представляется наиболее предпочтительной оценка $f_D \approx 160$ — 170 МэВ, что с учетом $\tau(D^+) \approx 10^{-12}$ с согласно формуле (8) дает оценку

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \approx 2.5 \cdot 10^{-4}, \quad B(D^+ \rightarrow \tau^+ \nu) \approx 5.7 \cdot 10^{-4},$$

которая показывает, что на ст-фабрике возможно не только наблюдение этих распадов, но и весьма точное измерение константы f_D .

Отметим, что в распаде $D \rightarrow t\nu_{\tau}$ также возможен поиск массы τ -нейтрино с высокой точностью, так как энергосвечение в этом распаде весьма мало (~ 95 МэВ) и поэтому кинематика очень чувствительна к $m(\nu_{\tau})$.

Более того, отношение вероятностей распадов $D \rightarrow t\nu_{\tau}$ и $D \rightarrow \mu\nu_{\mu}$ также чувствительно к величине $m_{\nu_{\tau}}$, так как масса τ -нейтрино вносит в вероятность распада $D \rightarrow t\nu_{\tau}$ множитель:

$$\left[1 - \frac{M_D^2}{m_{\tau}^2} \left(\frac{2 \cdot M_D^2 \cdot m_{\tau}^2}{(M_D^2 - m_{\tau}^2)} - \frac{M_D^2 + 3 \cdot m_{\tau}^2}{M_D^2 - m_{\tau}^2} \right) \right] \approx (1 - (m_{\nu_{\tau}}/130 \text{ МэВ})^2), \quad (10)$$

поэтому прецизионное измерение отношения вероятностей данных распадов также можно в принципе использовать для ограничения величины $m(\nu_{\tau})$.

4.1.2. Изучение эксклюзивных, в том числе редких распадов

D-мезонов

Большой выход D-мезонов на st -фабрике позволяет рассчитывать на весьма точное измерение вероятностей распадов, идущих как в нулевом, так и в первом и во втором порядке по углу Кабиббо. Отметим, что вероятность дважды "Кабиббо-запрещенных" распадов составляет порядка $3 \cdot 10^{-3}$ от соответствующих разрешенных, что соответствует типичной относительной вероятности каждого такого канала порядка 10^{-4} . Поэтому исследование подобных распадов реально на st -фабрике. Одной из целей исследования "обычных" распадов D-мезонов может являться выяснение динамики нелептонного слабого взаимодействия, соотношений между амплитудами распадов, следующих из изотопической и $SU(3)$ симметрий. Не менее важным представляется также точное измерение отношения $|V_{cd}|/|V_{cs}|$, которое практически совпадает с $\sin\theta_c$ только лишь, если нет заметного смешивания с четвертым поколением кварков.

Более непосредственным способом поиска возможных указаний на существование четвертого поколения мог бы служить поиск редких распадов $D \rightarrow \rho(\omega)\gamma$, относительные вероятности которых при наличии четвертого поколения могут достигать /20/ порядка 10^{-6} и на много порядков меньше в схеме с тремя поколениями. Что касается распадов типа $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $D^0 \rightarrow l^+l^-X$, $D \rightarrow \pi l^+l^-$, то их относительная вероятность при этом оценивается /20/ на уровне 10^{-6} , и реальность их поиска даже на ст-фабрике по крайней мере требует дополнительного анализа.

Разумеется, возможные новые явления, которые могли бы приводить к данным распадам не исчерпываются смешиванием с четвертым поколением. Усиление нейтральных переходов с изменением чарма может иметь и другие источники - нетривиальный хиггсовский сектор, "горизонтальные" калибровочные бозоны и т. д. Поэтому ни в коей мере не лишены смысла поиски таких процессов с максимальной доступной чувствительностью.

4.1.3. D^0 - \bar{D}^0 -смешивание

В стандартной модели с тремя поколениями измеряемая на опыте величина, характеризующая осцилляции

$$r_D = B(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow X),$$

ожидается чрезвычайно малой: $r_D < 10^{-6}$, что на много порядков ниже существующего ограничения: $r_D < 5 \cdot 10^{-3}$. Однако, при наличии смешивания с четвертым поколением, либо других возможных механизмов эта величина является по существу произвольной и поэтому поиск D^0 - \bar{D}^0 -осцилляций на любом доступном уровне несомненно представляет интерес. Можно ожидать, что ст-фабрика даст возможность улучшить ограничение на r_D на 2 порядка. Одним из способов поиска D - \bar{D} -осцилляций мог бы быть поиск в резонансе Ψ' процесса $e^+e^- \rightarrow 2K^-2\pi^+$, ко-

торый (как указал нам в свое время М. Пескин) не содержит фона от дважды Кабиббо запрещенного распада $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

4.2. Поиск переходов из Ψ' на уровни чармония

Данная тематика относится к вопросу, является ли резонанс Ψ' в основном 3D_1 состоянием пары кварков $c\bar{c}$, либо он есть резонансное состояние пары $D\bar{D}$, т.е. так называемая "молекула" /4/ - четырехкварковое состояние $(\bar{c}s \bar{q}q)$. Если Ψ' - это в основном 3D_1 состояние (с малой примесью 3S_1), то ширины его радиационных переходов на 3P_J -уровни чармония должны по порядку величины совпадать с ширинами переходов $\Psi' \rightarrow \chi, \gamma$. Учитывая, что полная ширина Ψ' (обусловленная распадом на $D\bar{D}$) примерно в 100 раз превышает ширину Ψ' , можно ожидать в случае "атомарного" Ψ' оценки $B(\Psi' \rightarrow \chi, \gamma) \sim 10^{-3}$. В случае же "молекулярной" структуры Ψ' , вероятно, следует ожидать меньших ширин радиационных переходов на P-уровни, так как при таком переходе требуется существенная перестройка волновой функции c-кварков и аннигиляция легких кварков. Представляет интерес также поиск распада $\Psi' \rightarrow J/\Psi$ пл, который, вероятно, должен иметь большую вероятность в случае "молекулярной" структуры, однако привести численные оценки этой вероятности в настоящее время затруднительно.

5. Резонанс $\Psi(4030)$

Следующим после Ψ' явно выделяющимся пиком в сечении e^+e^- аннигиляции является пик $\Psi(4030)$. Давно известно, что его распады на пары $D\bar{D}$, $D^*\bar{D}$ и $D^*\bar{D}^*$ имеют сравнимые вероятности. При этом фазовый объем для $D^*\bar{D}^*$ на порядок величины меньше, чем для $D\bar{D}$ и $D^*\bar{D}$, так как данный резонанс находится непосредственно на пороге $D^*\bar{D}^*$. Поэтому значительное усиление связи $\Psi(4030)$ с каналом $D^*\bar{D}^*$ представляется несомненным. В связи с этим было высказано предположе-

ние /21/, что данный резонанс является "молекулярным" состоянием $D^* \bar{D}^*$. Для выяснения внутренней структуры $\Psi(4030)$ представляет интерес изучение корреляции поляризаций D^* и \bar{D}^* по корреляции плоскостей распадов $D^* \rightarrow D \pi$ и $\bar{D}^* \rightarrow \bar{D} \pi$.

6. Область энергии 3,8 ГэВ $\lesssim \sqrt{s} \lesssim$ 4,5 ГэВ

В данном диапазоне энергии наблюдается сложная структура в сечении e^+e^- аннигиляции. Эта структура в настоящее время не полностью разрешена и необходимо детальное сканирование с идентификацией конечного состояния, в частности, для выяснения закономерности расположения резонансов на порогах рождения новых состояний: $D\bar{D}^*$, $D_s \bar{D}_s$, $D_s^* \bar{D}_s$, $D_s^* \bar{D}_s^*$, на которую указывает существование резонансов $\Psi(3770)$ и $\Psi(4030)$ на порогах $D\bar{D}$ и $D^* \bar{D}^*$, а также резонанса $\Upsilon(4S)$ на пороге рождения пары $B\bar{B}$ -мезонов.

В результате такого сканирования также может быть найден эффективный источник D_s -мезонов, оптимальный для изучения их свойств, которые в настоящее время известны чрезвычайно слабо. Тематика исследования D_s -мезонов фактически совпадает с обсуждавшейся в пункте 4.1 для нестранных D -мезонов. Отметим здесь лишь, что лептонные распады $D_s \rightarrow \mu\nu$ и $D_s \rightarrow \tau\nu$ не являются Кабиббо подавленными, а константа f_{D_s} ожидается равной ~ 200 МэВ. Соответственно ожидаемые относительные вероятности данных распадов составляют

$$B(D_s \rightarrow \mu\nu) \approx 3 \cdot 10^{-3}, \quad B(D_s \rightarrow \tau\nu) \approx 3\%$$

(напомним, что $M(D_s) = 1970$ МэВ, $\tau(D_s) \approx 4,3 \cdot 10^{-13}$ с).

Еще одним возможным приложением детального сканирования области энергий до 4,5 ГэВ и выше может являться поиск предсказываемого /22/ в этой области четырехкваркового резонанса $(c\bar{c}s\bar{s})$, распадающегося на $J/\Psi + \phi$. Электронная ширина такого резонанса предсказывается /22/ на уровне $\Gamma_{ee} \approx 0,4$ эВ и, учитывая возможности и

хорошие фоновые условия для идентификации конечного состояния $J/\Psi + \varphi$, поиск такого резонанса находится в пределах возможностей обсуждаемой ст-фабрики.

7. Минимум в сечении $e^+e^- \rightarrow$ адроны при $\sqrt{s} \approx 4,3$ ГэВ

Согласно существующим данным, в сечении e^+e^- -аннигиляции в адроны при энергии около 4,3 ГэВ существует заметный минимум, в котором рождение чарма подавлено примерно в два раза по сравнению с соседними интервалами энергии. Поэтому ввиду подавления фона от DD область данного минимума представляется \mathcal{R} благоприятной для исследования распадов τ -лептонов, которые при данной энергии, в отличие от обсуждавшегося в пункте 2 порогового рождения, имеют достаточный импульс в с.ц.и. для лучшего разделения продуктов распада. Отметим однако, что при некотором ухудшении фоновых условий данные по τ -лептонам могут накапливаться и при обсуждавшемся выше сканировании.

Хотя распады τ -лептона исследованы и исследуются весьма подробно на других установках, существенное увеличение статистики позволит продвинуться в проверке точности и значений параметров стандартной модели. В этом направлении возможны следующие эксперименты.

7.1. Улучшение предела на $m(\nu_\tau)$

Одним из возможных способов поиска массы τ -нейтрино служит определение верхнего граничного значения инвариантной массы состояния X в распаде $\tau \rightarrow \nu X$, в частности, в распаде $\tau \rightarrow 5\pi$ [24]. Известно, что в такой постановке количество событий распада весьма существенно. Можно ожидать, что при улучшении точности измерения массы τ -лептона (см. п.2) этим методом точность определения $m(\nu_\tau)$ на ст-фабрике может достичь нескольких МэВ.

7.2. Проверка сохранения лептонного числа

В этом пункте речь может идти как о распадах, традиционных для мюонной физики, т.е. типа $\tau \rightarrow \mu(e) + \gamma$, $\tau \rightarrow \mu(e) + \text{фамилон}$, так и о распадах с адронами, невозможных для мюона, т.е. типа $\tau \rightarrow \pi \mu(e)$, $\tau \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu(e)$, $\tau \rightarrow K \mu(e)$ и т.д.

Необходимо отметить, что в любом случае ограничения на несохранение лептонного числа в распадах τ -лептона, вообще говоря, независимы от подобных ограничений из распадов мюона. Типичные значения существующих ограничений на относительную вероятность таких распадов находятся на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$ /25/. Можно ожидать, что на σ -фабрике эти ограничения могут быть улучшены до $\leq 10^{-7}$.

7.3. Исследование структуры слабого тока в распадах τ

Хотя доминантность $V-A$ тока в распадах τ -лептона надежно установлена и не вызывает сомнения, однако на более детальном уровне в этих распадах могут проявиться малые эффекты иной структуры, отвечающие новым взаимодействиям. Эти эффекты, например, могут быть вызваны обменом дополнительными заряженными хиггсовскими бозонами, обсуждавшимися в моделях /23/. Вклад данных скалярных бозонов имитирует примесь $V+A$ тока в распаде $\tau \rightarrow e \nu$, которая может достигать нескольких процентов в амплитуде. Другим возможным предметом исследования может быть поиск токов второго рода, например, путем поиска распада $\tau \rightarrow \mu \nu$.

8. Максимальная энергия коллайдера

Здесь мы предполагаем, что максимальная энергия σ -фабрики составит $\sqrt{s} \approx 5$ ГэВ. Эта энергия находится выше порога рождения пары очарованных барионов $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ ($2m_{\Lambda_c} \approx 4,56$ ГэВ). Выход событий $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ при данной энергии неизвестен, однако можно полагать, что он не является пренебрежимо малым. По крайней мере известно

/26/, что при $\sqrt{s} \approx 10$ ГэВ инклюзивный выход очарованных барионов не сильно подавлен по сравнению с выходом очарованных мезонов. Однако, если даже с учетом возможного порогового подавления канала $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ осторожно принять, что доля его в полном рождении чарма при $\sqrt{s} = 5$ ГэВ составляет не менее 1%, то и в этом случае можно ожидать выхода пар $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ на уровне, не меньше $0,05 \text{ с}^{-1}$, который представляется вполне приемлемым для весьма детального изучения распадов Λ_c .

В связи с данным пунктом отметим, что исследование более тяжелых, чем Λ_c , очарованных барионов, в частности, странных Ξ_c , может в долгосрочной перспективе явиться одним из основных направлений исследований на обсуждаемом накопителе, если в дальнейшем за счет увеличения высокочастотной мощности будет найдена возможность повышения энергии накопителя до $\sqrt{s} \approx 6$ ГэВ.

Следует также отметить, что существенное улучшение точности в измерении сечения e^+e^- -аннигиляции в области от J/Ψ -резонанса до $\sqrt{s} \approx 5$ ГэВ позволит значительно уменьшить неопределенность в значении фундаментальной величины вакуумного среднего $\langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^2 | 0 \rangle$, а также, возможно и глюонных вакуумных средних более высокой размерности $\langle G^3 \rangle$ и $\langle G^4 \rangle$. Значения этих величин извлекаются из КХД правил сумм /4/ для интегралов от сечения чарма в e^+e^- -аннигиляции и входят в большое количество расчетов непертурбативных характеристик адронов.

В заключение этого раздела мы хотели бы также отметить, что помимо перечисленных задач, прямо или косвенно связанных с "новой" физикой (т.е. с физикой чарма и τ -лептона), на ст-фабрике возможно изучение и проблем "старой" физики, относящихся к рождению в континууме адронов, состоящих из легких кварков. Здесь в качестве примера можно упомянуть измерение во времени-подобной области элект-

ромагнитных формфакторов барионов ($e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, \Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma\bar{\Sigma}, \dots$), для которых предсказывается асимптотическое поведение $F(q^2) \propto q^{-5}$, и можно ожидать при $\sqrt{s} \approx 3$ ГэВ сечений порядка $10^{-36} - 10^{-35}$ см², а также изучение формфактора вершины $\pi^0\gamma^*\gamma^*$ при различных виртуальностях фотонов (двухфотонный процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0$), для которого имеются детальные предсказания КХД, изучение спектроскопии легких адронов в $\gamma\gamma$ -столкновениях и т. д.

III. СОВРЕМЕННАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ

В обсуждаемом диапазоне энергий e^+e^- -аннигиляции в настоящее время работает только накопительное кольцо SPEAR в лаборатории SLAC в США и готовится к запуску накопительное кольцо BEPC в КНР. Мы коротко рассмотрим, какие экспериментальные данные уже получены на установке MARK III (SPEAR) и на установке DM2, работавшей на уже прекратившем свое существование накопительном кольце DCI в лаборатории ORSAY (Франция), а также приведем основные параметры колец и попытаемся оценить их возможности в ближайшем будущем.

Накопительное кольцо SPEAR было запущено в 1972 году. Оно имеет максимальную энергию пучков 4 ГэВ и обладает в настоящее время светимостью $L = 10^{31}$ см⁻²с⁻¹ при энергии пучков 3 ГэВ. Начиная с 1981 года, на этом кольце работает единственная установка - универсальный детектор MARK III /27/. На нем было набрано $5,8 \cdot 10^6$ распадов J/Ψ -частиц и получены данные, соответствующие интегральной светимости $L = 9,3$ пб⁻¹ в области резонанса $\Psi(3,770)$ /19/ и $L = 6,3$ пб⁻¹ при энергии $\sqrt{s} = 4,14$ ГэВ /28/. На установке DM2, параметры которой несколько уступали MARK III, было зарегистрировано $8,6 \cdot 10^6$ распадов J/Ψ -частиц /29/. Таким образом, практически все те обширные и интересные данные о чармонии и о пороговом рождении D-мезонов, которые можно найти в таблицах /15/, были получены на

интегральной светимости $L \sim 100 \text{ пб}^{-1}$. Отметим, что такая светимость на ст-фабрике может быть получена в течение нескольких дней. При этом мы полагаем, что средняя светимость $\bar{L} \approx 0,3 \cdot L_{\text{max}}$ и накопитель эффективно работает $\sim 1/3$ времени.

В настоящее время сооружается e^+e^- накопительное кольцо ВЕРС в Пекине (КНР). Это кольцо спроектировано для работы с энергиями пучков в диапазоне 1,5 - 2,8 ГэВ. Осенью 1988 года было получено первое столкновение электрон-позитронных пучков при энергии $\sqrt{s} = 1,6$ ГэВ /30/.

Для экспериментов на этом накопителе создается универсальный детектор BES /31/, который решен в "традиционном" стиле. По своим проектным параметрам он лишь немного отличается от детектора MARK III.

Расчетная светимость накопительного кольца при энергии пучков 2,8 ГэВ равна $1,7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Можно ожидать, что при энергиях, меньших оптимальной, светимость будет падать как E^2 . Это дает $L \approx 5 \cdot 10^{30}$ в области J/Ψ -резонанса и $L \approx 7 \cdot 10^{30}$ в области Ψ' -резонанса. Энергетическое разрешение в пике J/Ψ -мезона будет составлять $\sigma \approx 1,2$ МэВ. В этом случае ожидается, что максимальная скорость рождения J/Ψ -частиц будет около 10 Гц, и за год работы, в принципе, можно будет набрать порядка 10^6 распадов (если, конечно, удастся в таком традиционном детекторе добиться высокой скорости записи событий). При этом отметим, что для обработки такого большого массива данных необходимы соответствующие вычислительные мощности. В области Ψ' -резонанса максимальную скорость рождения $D\bar{D}$ -пар можно ожидать на уровне 0,04 Гц, что дает за год работы в этом резонансе около 10^5 $D\bar{D}$ -пар.

Сейчас ясно, что в ближайшие годы на детекторе BES могут быть получены новые данные о распадах J/Ψ , Ψ' и D -мезонов, однако оче-

видно, что даже и при этом будет еще очень далеко до завершения обширной программы исследований в этой области, которая лишь фрагментарно описана в предыдущем разделе.

Действительно, из перечисленных выше задач в целом ряде при светимости коллайдера ВЕРС может быть наблюден эффект на уровне нескольких событий за один-два года работы. К таким задачам относятся, например, поиски распадов $J/\Psi \rightarrow 3\gamma$, $\Psi' \rightarrow {}^1P_1 \pi^0$, $D \rightarrow \mu\nu$, $D \rightarrow \tau\nu$, измерение формфакторов барионов. Однако, достижимая статистика при этом едва ли позволит сколь-либо детально изучить данные процессы, например, исследовать спектр и угловые корреляции в распаде $J/\Psi \rightarrow 3\gamma$, исследовать распады 1P_1 -состояния, разделить вклады электрического и магнитного формфакторов в рождение барионных пар. Также, как мы видели, обсуждаемая программа относится к различным значениям энергии коллайдера и многие исследования не могут проводиться одновременно, и, скажем, решение приведенных в качестве примера трех-четырёх задач даже на качественном уровне потребует не менее пяти лет набора статистики.

Вместе с тем существует и ряд задач, в которых увеличение светимости до $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ является кричущим. К ним относятся, например, поиск распада $\Psi' \rightarrow J/\Psi 4\pi$, поиск CP -нарушения в распадах Λ -гиперонов, а также все исследования с целью поиска новых частиц и взаимодействий - поиски аксиона и легкого бозона Хиггса, поиск D^0 - \bar{D}^0 -осцилляций, редких распадов D -мезонов и τ -лептона с нарушением флейворного числа и т.д. Поэтому сооружение обсуждаемой ст- фабрики несомненно откроет совершенно новые интересные возможности.

IV. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ДЕТЕКТОРУ

Обсуждавшиеся выше физические задачи предъявляют следующие основные требования к детектору:

1. Точное измерение импульсов как заряженных, так и нейтральных частиц, начиная с как можно меньших энергий.
2. "Герметичность" при регистрации частиц в максимально возможном телесном угле, близком к 4π .
3. Надежная идентификация $e, \mu, \pi, K, p(\bar{p})$ вплоть до импульсов $p = 2,5 \text{ ГэВ}/c$.
4. Возможность восстановления вторичных вершин.
5. Высокое быстродействие и развитая система отбора событий.

Если первые 4 требования привычны для современных детекторов, работающих на e^+e^- накопительных кольцах, то последнее является новым. При существующих светимостях практически все события e^+e^- -аннигиляции могут быть записаны на магнитную ленту для последующего анализа, и триггер направлен только на подавление фоновых событий. Хотя скорость набора событий на $ст$ -фабрике возрастет в несколько сот раз, ситуация для e^+e^- -аннигиляции вне J/Ψ и Ψ' -резонансов кардинально не изменится. Даже при светимости $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ скорость счета не превысит 30 Гц.

Однако, в области J/Ψ -резонанса частота "полезных" событий при наличии монохроматизации составит около 10 кГц, что намного превышает достижимую скорость записи. Это полностью меняет стратегию проведения экспериментов. Вероятно придется уже на уровне триггера отбирать события интересующего типа. Для этого будет необходимо в режиме реального времени с помощью микропроцессоров восстанавливать треки заряженных частиц, определять их импульсы и, возможно, даже проводить их идентификацию.

Преимущество ст-фабрики по сравнению с ведущимися в этой области экспериментами будет связано не только с увеличением в сотни раз светимости, но и в значительной мере с возможностью использования самых последних достижений в конструкции детектора. Спектрометры MARK III /27/, работающий в настоящее время, и BES /31/, который скоро вступит в строй, проектировались много лет назад и основаны на технологии десятилетней давности. Сейчас возможны следующие основные улучшения:

1. Объединение в одном детекторе точного измерения как заряженных частиц, так и фотонов, например, с помощью кристаллов BGO. Использование такого калориметра позволит на порядок улучшить разрешение по энергии фотонов, понизить порог их регистрации. Опыт эксперимента L3 /32/ показывает, что разрешение

$$\sigma_E/E < 5\% \text{ при } E = 100 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \sigma_E/E < 1,5\% \text{ при } E > 2 \text{ ГэВ}$$

вполне достижимо. Это приведет к коренному улучшению при исследовании конечных состояний, содержащих как заряженные, так и нейтральные частицы. Использование кристаллов BGO и измерение ионизационных потерь в газе дрейфовой камеры позволит достичь λ -е разделения на уровне 10^{-3} .

2. Современная техника изготовления больших дрейфовых камер позволяет получить точность в измерении координат частиц $\sigma < 100 \mu\text{м}$ в два раза лучше существующей. В небольших вершинных камерах точность может быть доведена до 20 - 30 $\mu\text{м}$. Применение кремниевых детекторов, хотя и ограниченное из-за большого многократного рассеяния, позволит измерить одну, или даже несколько точек на треке с еще в несколько раз лучшей точностью. Все это даст возможность восстанавливать вершины распадов очарованных частиц и τ -лептонов с точностью порядка 30 $\mu\text{м}$, что, например, в три раза меньше среднего пробега τ -лептона при $\sqrt{s} = 5 \text{ ГэВ}$.

3. Увеличение точности измерения координат и уменьшение дрейфовой ячейки позволят уменьшить размеры дрейфовой камеры, а, следовательно, и всего детектора. Это особенно существенно для размера (и стоимости) электромагнитного калориметра. Уменьшение длины пролета частиц сократит фон мюонов от распадов $K \rightarrow \mu\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$. Малые размеры детектора дадут возможность расположить мини- β -квадруполи ближе к точке взаимодействия.

4. Применение детекторов RICH позволит расширить область идентификации $\pi/K/p$ вплоть до максимально возможных импульсов.

5. Использование адронного калориметра позволит определять направление и грубо оценивать энергию нейтронов и K_L^0 -мезонов, улучшит идентификацию мюонов. Совместно с увеличением телесного угла, перекрываемого трековыми детекторами и электромагнитным калориметром, впервые при низких энергиях это даст возможность регистрировать по недостающему импульсу нейтрино и другие слабозаимодействующие частицы.

6. Сложный многоуровневый триггер с использованием на последней стадии микропроцессоров для восстановления треков и, может быть, даже идентификации частиц позволит резко подавить фон и отбирать для записи на магнитные ленты и последующего анализа события интересующего типа. Использование микропроцессоров должно резко сократить затраты времени ЭВМ для реконструкции событий.

Уже приведенные выше общие соображения показывают, что применение современной технологии позволяет, в принципе, создать детектор, кардинально превосходящий по своим характеристикам существующие и адекватный требованиям, предъявляемым программой физических исследований на ст-фабрике. Конкретный проект детектора должен разрабатываться совместно с проектом накопительного кольца, поскольку между ними существует тесная взаимосвязь. Одним из важней-

ших параметров, определяющих конструкцию детектора является минимальный размер вакуумной камеры в точке взаимодействия и фоновые условия в этой области.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя приведенное выше обсуждение, мы считаем необходимым подчеркнуть еще раз следующие основные пункты:

1. К области энергии $\sqrt{s} \approx 3 - 5$ ГэВ в e^+e^- -аннигиляции относится широкий круг экспериментальных задач, представляющих значительный интерес для поиска новых явлений, прецизионного измерения параметров стандартной модели и изучения динамики сильного взаимодействия.

2. Количественное увеличение светимости электрон-позитронного коллайдера до $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ по сравнению с достигнутым значением порядка $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и создание современного детектора вывело бы возможности в обсуждаемой области энергий на качественно новый уровень.

3. Создание такого коллайдера, а также универсального детектора, адекватного решаемым физическим задачам, находится целиком в рамках сегодняшних технологических возможностей и не требует экстраординарных затрат

* * *

В заключение, мы хотели бы выразить искреннюю благодарность Л. Б. Окуню, А. Н. Скринскому и В. Г. Шевченко за полезные обсуждения.

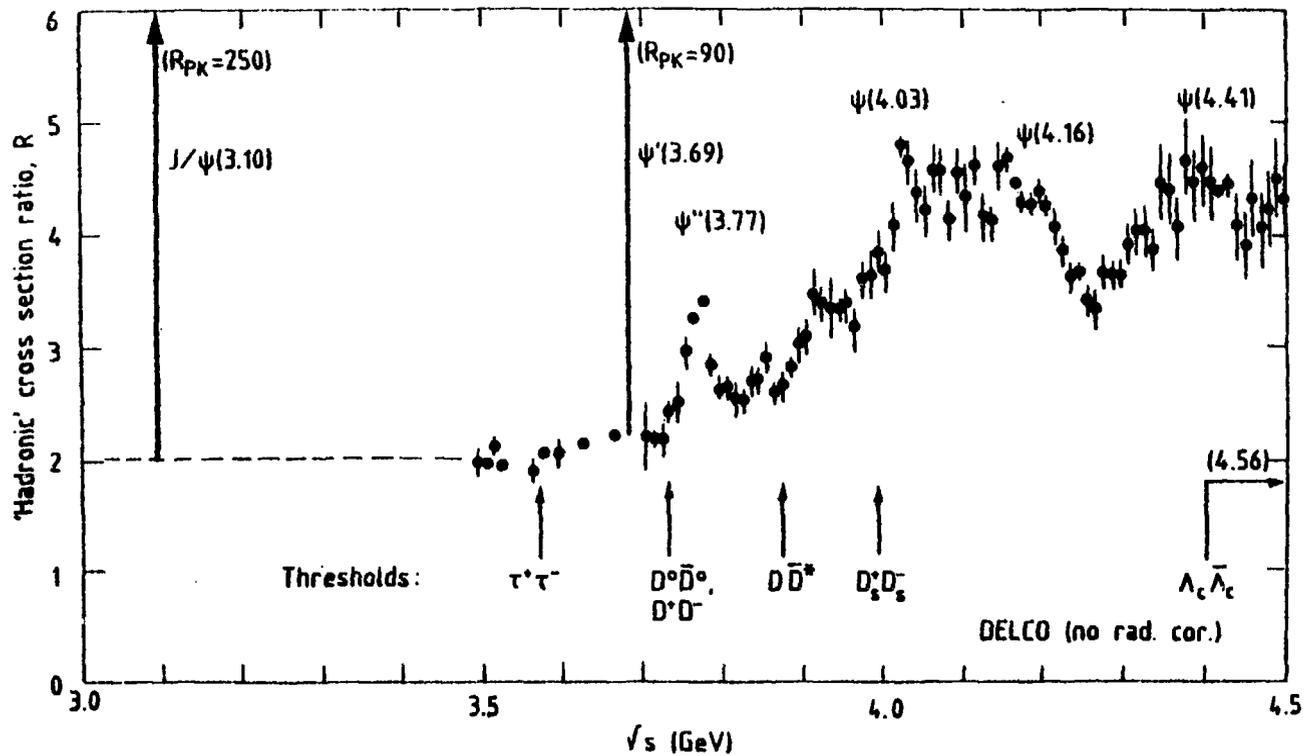


Рис. График зависимости величины R от энергии в с.ц.м., приведенный в работе /2/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кооп И. А. // Отчет о рабочем совещании по программе экспериментов на встречных e^+e^- -пучках (19 - 23 ноября 1979 г.). Новосибирск, 1979, с. 8.
2. Kirkby J. - Preprint CERN-EP/87-210, 1987.
3. Jowett J.M. - Preprint CERN LEP-TH/87-56, 1987.
4. Novikov V.A. et al. // Phys. Rep., 1978, v.41C, p.1.
5. Wilczek F. // Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, p.1304.
6. Vysotsky M.I. // Phys. Lett., 1980, v.97B, p.159.
7. Волошин М.Б. // ЯФ, 1986, т.44, с.738.
8. Novikov V.A. et al. // Nucl. Phys., 1980, v.B165, p.55.
9. Voloshin M.B., Zakharov V.I. // Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.688.
10. Donoghue J.F. // Phys. Rev., 1986, v.D34, p.833.
11. Волошин М.Б., Окунь Л.Б., Эллис Дж. - Препринт ИТЭФ 86-189, 1986.
12. Fayet P. // In "Supersymmetry Confronting Experiment", Phys. Rep., 1984, v.105, p.21.
13. Ioffe B.L., Shifman M.A. // Phys. Lett., 1980, v.95B, p.99.
14. Волошин М.Б. // ЯФ, 1986, т.43, с.1571.
15. Particle Data Group. // Phys. Lett., 1988, v.204, p.1.
16. Novikov V.A., Shifman M.A. // Z Phys., 1981, v.C8, p.43.
17. Kuang Y.P., Yan T.M. // Phys. Rev., 1981, v.D24, p.2874.
18. Шифман М.А. // УФН, 1987, т.151, с.193.
19. Adler J. et al. (MARK III Collab.). // Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.1375.
20. Babu K.S. et al. - Preprint UH-511-633-87, UR-1037, UM-P-87/99.
21. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. // Phys. Rev. Lett., 1987, v.57, p.398.
22. Badalyan A.M., Ioffe B.L., Smilga A.V. // Nucl. Phys., 1987, v.B281, p.85.
23. Fukugita M., Yanagida T. // Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1807.
24. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration) // Phys. Lett., 1988, v.B202, p.149.
25. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration) // Phys. Lett., 1987, v.B185, p.228.

26. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration) // Phys. Lett., 1988, v. B207, p. 109.
27. Becker J. J. et al. (MARK III Collaboration) // Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, p. 186.
28. Blaylock G. T. et al. (MARK III Collaboration) // Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, p. 2171.
29. Augustin J.-E. et al. (DM2 Collaboration) // Z. Phys., 1987, v. C36, p. 369.
30. CERN Courier, 1982, N 9, p. 41.
31. Gidal G. et al. Major detectors in elementary particle physics. - LBL-91, 1985.
32. Bakken J. A. et al. (L3 Collaboration). - Preprint CERN-EP-89 16, 1989.

М.Б.Волошин и др.

Физика на e^+e^- -фабрике.

Редактор Н.Ю.Леорова

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 1.03.89

Подписано к печати 3.03.89

Т09181

Формат 60x90 1/16

Офсетн. печ. Усл.-печ.л.2,0. Уч.-изд.л.1,4. Тираж 290 экз.

Заказ 56

Индекс 3649

Цена 21 коп.

Отпечатано в ИГЭФ, П7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

