



Г.А. Аксенов, В.В. Анашин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, А.Е. Бондарь, А.М. Власов,
А.Е. Волков, А.А. Жоленц, Г.М. Колачев, А.С. Кузьмин,
Л.М. Курдадзе, П.К. Лебедев, М.Ю. Лельчук,
Ю.И. Мерзляков, М.Д. Минаков, С.И. Мишнев,
В.П. Нагаслаев, А.Б. Номероцкий, В.С. Охапкин,
Г.С. Пискунов, С.И. Редин, Л.В. Романов, А.И. Романчук,
Н.И. Роот, В.Я. Сазанский, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, В.М. Титов, Г.М. Тумайкин,
Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, П.Л. Храпкин, А.Г. Чилингаров,
Б.А. Шварц, А.И. Шехтман, Б.Н. Шувалов,
С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман.

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРОЕКТ ДЕТЕКТОРА СКИФ
1. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА, МЕСТО ВСТРЕЧИ,
МАГНИТНАЯ СИСТЕМА, ДВУХФОТОННАЯ ФИЗИКА

ПРЕПРИНТ 85-125



НОВОСИБИРСК

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлен физический проект детектора СКИФ (Спектрометр-Калориметр для Ипсилон Физики), предназначенного для экспериментов на накопителе ВЭПП-4 в области энергий $2E=10$ ГэВ. Эта область содержит семейство Υ -резонансов, исключительно интересное и многообещающее с точки зрения изучения фундаментальных аспектов современной физики элементарных частиц. Основная идея, заложенная в детектор, — соединение высокого пространственного и импульсного разрешений для заряженных частиц (спектрометр) с хорошей угловой и энергетической точностью для фотонов (калориметр), позволяет надеяться на получение богатой экспериментальной информации, недоступной существующим ныне детекторам.

При этом следует иметь в виду, что аналогичный проект (CLEO-2) выдвинут и в Корнелле (США) для накопителя CESR, который по своим характеристикам во многом близок к ВЭПП-4. Наши надежды на успех в соперничестве с Корнеллом могут быть связаны:

- а) с максимально возможной скоростью изготовления детектора без потери заложенных качеств;
- б) с доведением светимости на ВЭПП-4 до уровня $\sim 10^{32}$ см⁻²сек⁻¹, а также с принципиально новыми возможностями накопителя (монохроматизация, продольная поляризация).

Настоящий проект подготовлен большим коллективом авторов, в который вошли физики из группы ОЛЯ (лаб. 3) и КМД (лаб. 2), другие сотрудники лаб. 3, а также сотрудники лаборато-

рий 1, 6 и конструкторского отдела ИЯФ. Кроме детектора СКИФ, силами этой же объединенной группы (коллаборации) предполагается в течении полутора-двух лет построить относительно небольшой по размеру детектор КМД-2 для накопителя ВЭПП-2М. При этом планируется, что многие элементы СКИФ будут использованы и пройдут детальную проверку на КМД-2. И в дальнейшем детектор КМД-2 будет служить «полигоном» для испытаний новых перспективных методик, предназначенных для дальнейшего совершенствования детектора СКИФ.

1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Основные принципы, определившие конструкцию детектора, следующие. Для измерения импульса необходима трековая камера в магнитном поле, а для измерения энергии фотона — электромагнитный калориметр. Пассивное вещество перед калориметром ухудшает энергетическое разрешение и уменьшает вероятность регистрации фотонов низких энергий. Поэтому калориметр необходимо поместить внутрь катушки магнита. Размер трековой камеры определяется компромиссом между хорошим импульсным разрешением и объемом калориметра, а величина магнитного поля — компромиссом между импульсным разрешением, с одной стороны, и сложностью работы дрейфовой камеры в сильном магнитном поле и техническими проблемами изготовления магнита, с другой. В итоге была выбрана традиционная для e^+e^- экспериментов схема детектора с аксиальным магнитным полем. Сверхпроводящий соленоид (диаметр 2.2 м, длина 2 м) с железным сердечником создает поле $B=2.0$ Тесла. Все основные детектирующие элементы размещаются внутри обмотки магнита. Ядро магнита служит одновременно адронным фильтром и в щелях внутри него устанавливаются мюонные камеры. Общая схема детектора приведена на рис. 1.1.

Одной из особенностей детектора является система сцинтилляционных счетчиков между координатной камерой и э/м калориметром. Эти счетчики будут измерять ионизационные потери dE/dx и время пролета TOF заряженных частиц. В сочетании с измерением импульса это даст возможность идентификации заряженных частиц по типам (π , K , p). С другой стороны, эти счетчики не портят характеристик калориметра, поскольку вероятность конверсии фотона в них невелика, а когда она происходит, то начало э/м ливня регистрируется в самих этих сцинтилляционных счетчиках.

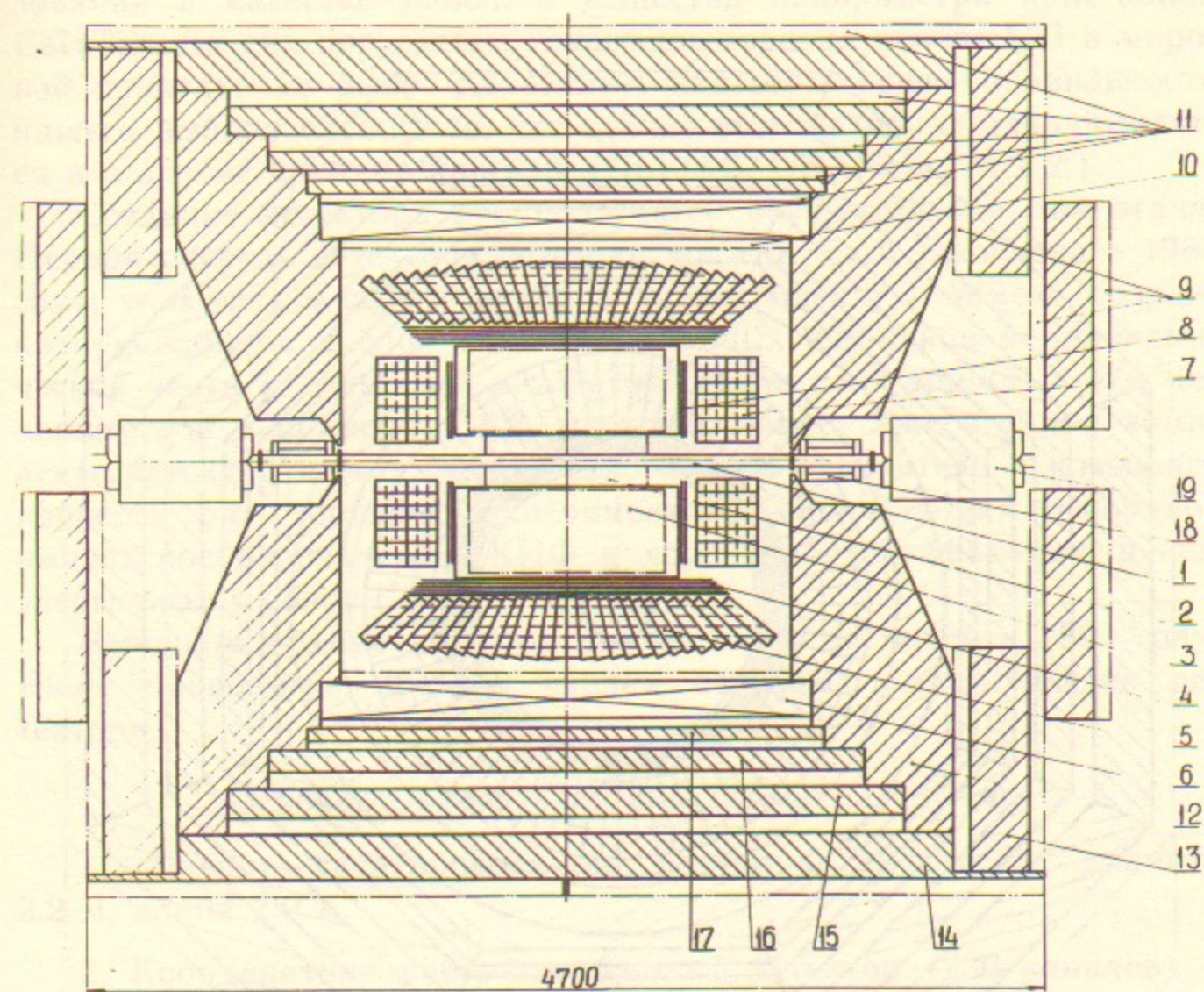


Рис. 1.1. Общая схема детектора СКИФ: а — в плоскости, содержащей ось пучка, б — в плоскости, перпендикулярной оси пучка.

1 — вакуумная камера ускорителя; 2 — вершинный детектор; 3 — центральная дрейфовая камера; 4 — цилиндрическая система сцинтилляционных счетчиков для измерения TOF и dE/dx ; 5 — то же в торцевой системе; 6 — цилиндрический э/м калориметр на основе кристаллов CsI(Tl); 7 — то же в торцевой системе; 8 — сверхпроводящий соленоид с полем $B=2.0$ Тесла; 9, 10, 11 — мюонные камеры; 12, 13, 14, 15, 16, 17 — элементы ядра магнита, являющиеся одновременно адронными поглотителями; 18 — компенсирующий магнит с $B=8.0$ Тесла; 19 — квадрупольная линза.

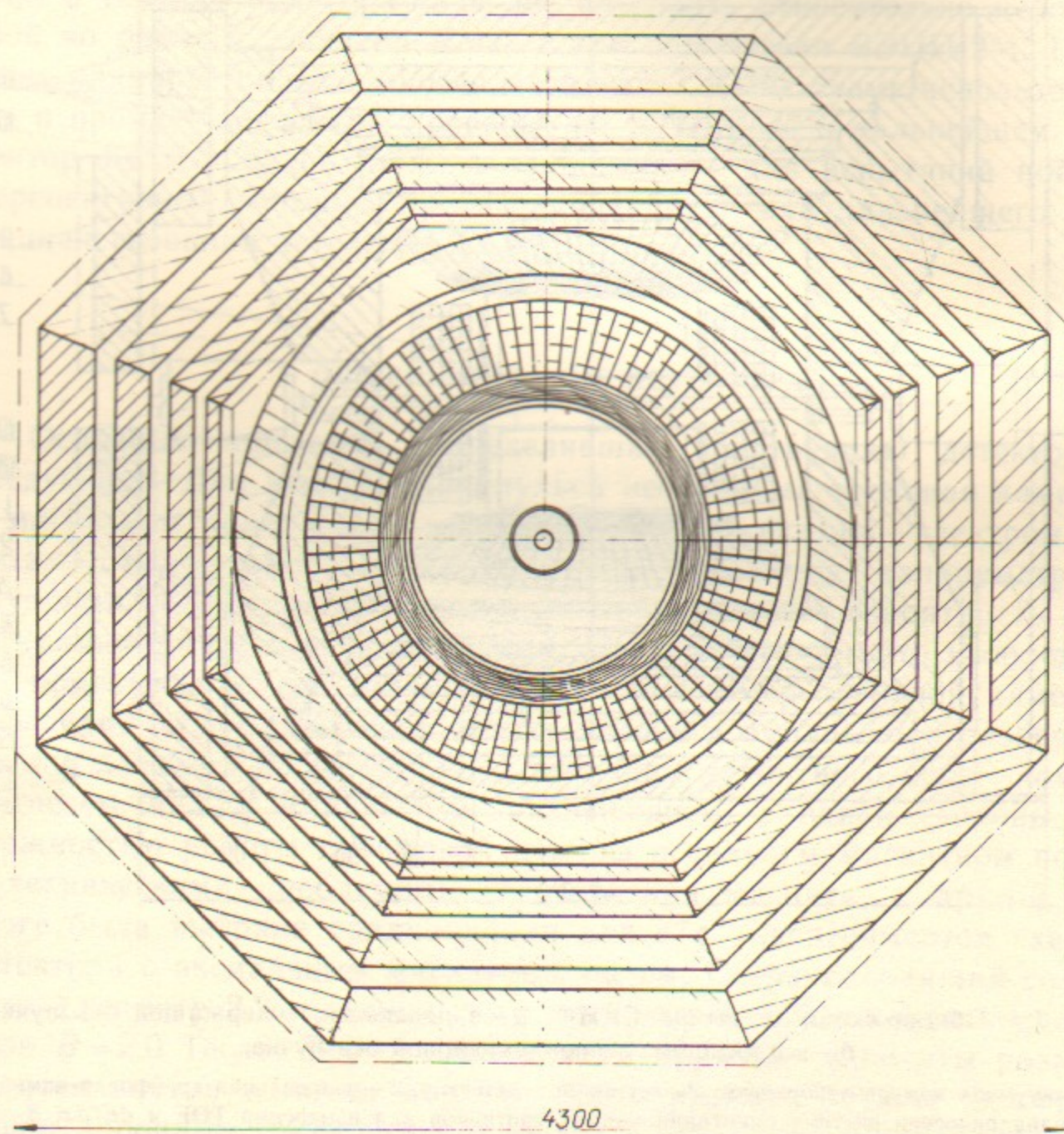


Рис.1.1.6

Другая отличительная особенность детектора состоит в использовании в качестве рабочего вещества калориметра кристаллов CsI(Tl). До сих пор систем такого размера на основе CsI в мировой практике не было. Косвенным подтверждением правильности нашего выбора служит то, что сейчас этот материал закладывается и в другие крупные проекты (CLEO-2, URANUS, МД-2').

Создание детектора предполагается осуществить в два этапа. Первая очередь детектора, которая должна быть закончена в 1988 году, включает в себя сверхпроводящий магнит с ярмом, координатную камеру, 2 слоя сцинтилляционных счетчиков в цилиндрической части и один слой в торцевой, один слой торцевых э/м калориметров и примерно 30% мюонных камер. Уже в таком комплекте детектор может быть установлен на ускорителе и позволяет провести ряд хороших экспериментов, использующих рекордное импульсное разрешение СКИФ и хорошую идентификацию в нем энергичных мюонов.

В полном объеме детектор должен быть закончен в 1990 году. Ниже приводится краткая сводка основных характеристик детектора.

Основные характеристики детектора СКИФ

1. Магнит—сверхпроводящий соленоид 2.0 Тесла, диаметр 2.2 м, длина 2.0 м.

2. Координатная часть—вершинный детектор (230 каналов) и центральная дрейфовая камера (4144 канала). Телесный угол регистрации с восстановлением импульса $\Omega/4\pi=98\%$. Импульсное разрешение:

$$\sigma_p/p = \sqrt{(0.5\%/\beta)^2 + (0.4\% p(\text{ГэВ}/c))^2}$$

достигается в телесном угле $\Omega/4\pi=80\%$.

Разрешение по прицельному параметру в области пучка

$$\sigma_d = \sqrt{(130 \text{ мкм})^2 + (20 \text{ мкм}/\beta p(\text{ГэВ}/c))^2}$$

в телесном угле $\Omega/4\pi=96\%$.

Разрешение по углу вылета частицы из области пучка

$$\sigma_\theta = 2.4 \text{ мрад}, \sigma_\varphi = 1.4 \text{ мрад}, \sigma_{\theta,\varphi}^{\text{мн.расс.}} = 1.4 \text{ мрад}/\beta p(\text{ГэВ}/c).$$

3. Система сцинтилляционных счетчиков TOF— dE/dx . Телесный угол регистрации $\Omega/4\pi=98\%$.

Разрешение по времени пролета

$$\sigma_t = 120 \text{ псек (6 счетч.) в } \Omega/4\pi = 77\%,$$

$$\sigma_t = 210 \text{ псек (2 счетч.) в } \Omega/4\pi = 21\%.$$

Разрешение по dE/dx

$$\sigma_e = 7\% \text{ в } \Omega/4\pi = 77\%.$$

4. Электромагнитный калориметр.

Телесный угол регистрации фотона $\Omega/4\pi = 95\%$.

Разрешение по углу вылета фотона

$$\sigma_\theta \approx 0.7^\circ \div 1.0^\circ.$$

Идентификация π^0 по двум фотонам до $p = 2 \text{ ГэВ/с}$.

Разрешение по энергии фотона (E в ГэВ)

$$\sigma_E/E = \sqrt{(2.5\%/ \sqrt{E})^2 + (0.15\%/E)^2}$$

в $\Omega/4\pi = 90\%$.

5. Мюонная система

Телесный угол регистрации $\Omega/4\pi = 99\%$.

Число слоев: 6 в $\Omega/4\pi = 67\%$,

2 в $\Omega/4\pi = 32\%$.

Количество вещества — 5.5 ядерных длин.

6. Полный вес детектора ≈ 400 тонн.

7. Число каналов съема ≈ 10 тыс.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА

Со времени открытия семейства Υ -мезонов изучению физики b -кварка были посвящены значительные усилия. На трех накопителях — ВЭПП-4, DORIS-II и CESR ведутся эксперименты с пятью детекторами: МД-1, ARGUS, CRYSTAL BALL (CB), CLEO и CUSB. Интегральная светимость исчисляется сотнями пб⁻¹, а число родившихся Υ -мезонов сотнями тысяч. За эти годы были получены великолепные результаты, которые в значительной степени прояснили физику b -кварка. Однако то, что уже сделано, как и то, что будет сделано в ближайшие годы, не исчерпывает имеющуюся здесь богатую физику. Опыт изучения физики шарма и успехи МАРК-III показывают, что после завершения первых качественных исследований возникает необходимость более детальных экспери-

ментов. Новый этап в изучении Υ -семейства начнется в 1989—1990 гг., когда в Корнелле будет заметно увеличена светимость накопителя CESR и завершится создание детектора CLEO-II. Наши надежды на участие в следующем этапе исследований связаны с существенным улучшением качества накопителя ВЭПП-4 (высокая светимость + монохроматизация) и высокими параметрами нового детектора, объединяющего в себе достоинства лучших существующих детекторов.

Очень кратко задачи этого этапа можно сформулировать следующим образом:

- 1) изучение спектроскопии связанных состояний b -кварков, т. е. свойств Υ -мезонов, P - и D -состояний;
- 2) поиск глюболлов и другой экзотики в радиационных распадах Υ ;
- 3) исследование мезонов с открытой прелестью;
- 4) изучение свойств континуума.

Данная работа не претендует на полноту обсуждения теоретических аспектов физики тяжелых кварков (см. недавний обзор [1]). Как правило, приводятся ссылки лишь на самые последние или самые точные результаты.

2.1. Изучение спектроскопии связанных состояний b -кварков

На рис.2.1 схематично показаны уровни $b\bar{b}$ -кваркония. Теория предсказывает свыше 20 уровней, лежащих ниже порога рождения $b\bar{b}$. Среди них три 3S_1 -состояния, имеющих такие же квантовые числа, что и фотон. Поэтому они прямо наблюдаются в e^+e^- -аннигиляции (Υ -мезоны). Этот процесс показан на диаграммах 1, 2. По квантовым числам Υ -мезоны распадаются в адроны через три глюона (см. диаграмму 3) и имеют, соответственно, узкие ширины (порядка десятков кэВ).

В таблице 2.1 приведены экспериментальные данные об узких Υ -резонансах. В первой строке указаны массы из [2]. Высокая точность определяется применением метода резонансной деполаризации [3, 4], причем на ВЭПП-4 детектором МД-1 измерены массы всех трех Υ [3].

Значения полных и лептонных ширин (напомним, что лептонные распады описываются диаграммой 4) измерены с невысокой точностью. Результаты отдельных экспериментов, как правило, заметно отличаются, поэтому мы приводим результаты лучшего по точности измерения [5]. Точность знания бранчингов распадов в

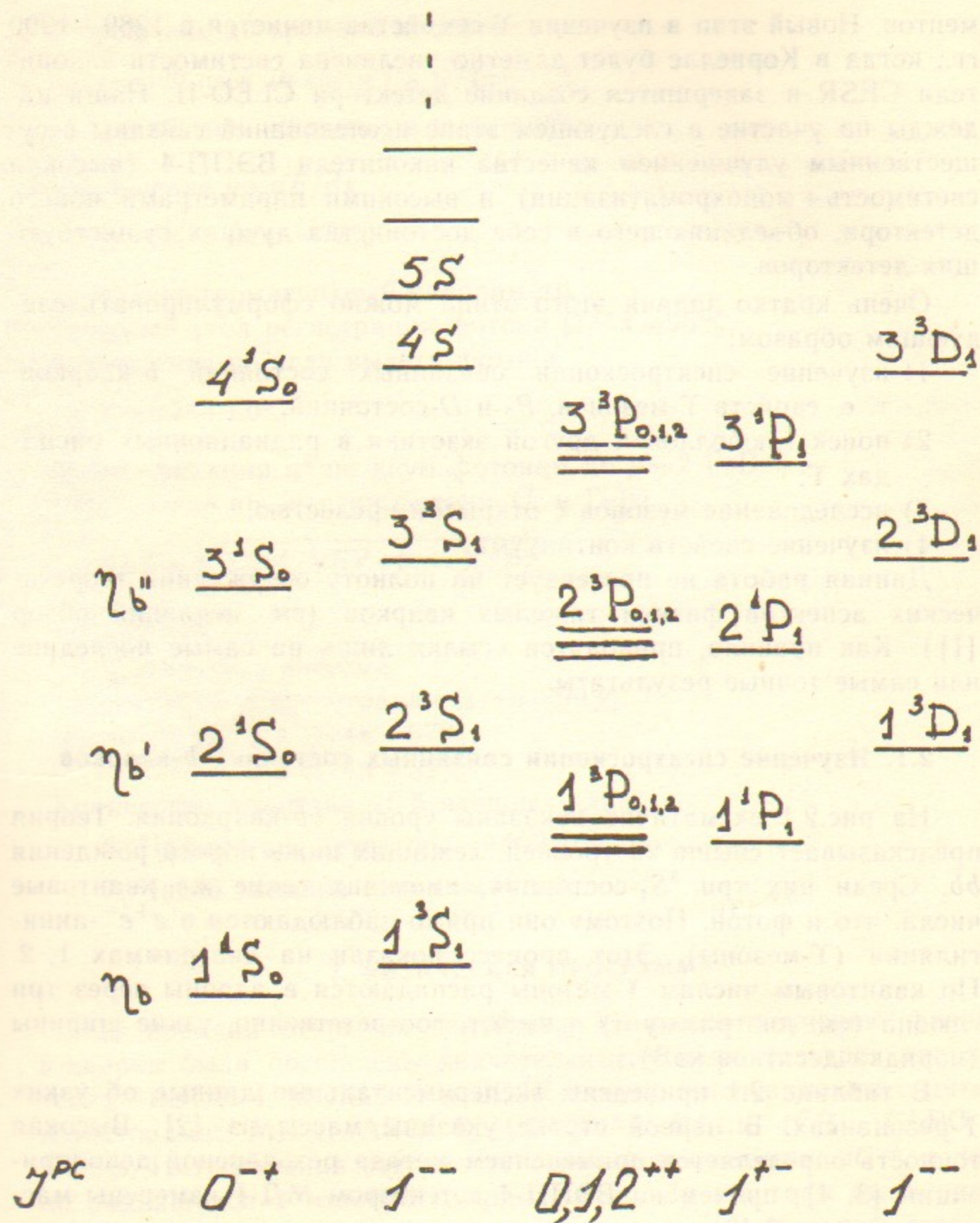
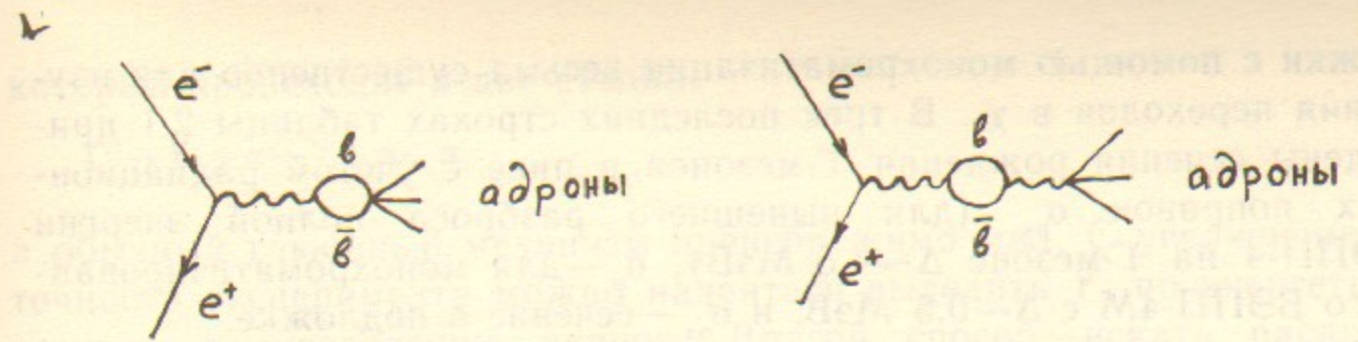
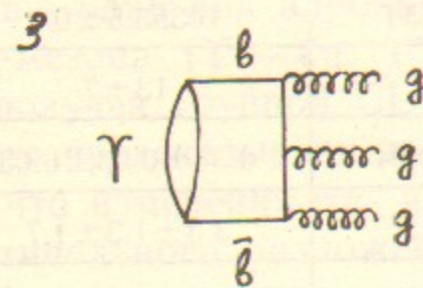


Рис. 2.1. Уровни $b\bar{b}$ -кваркония.

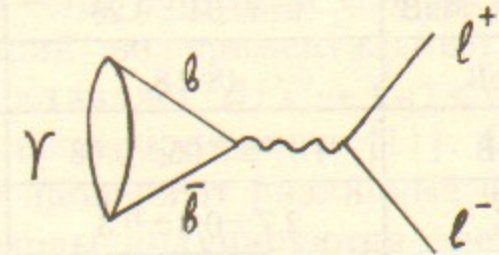


Диагр. 1.

Диагр. 2.



Диагр. 3.



Диагр. 4.

пару $\mu^+\mu^-$ -мезонов еще ниже [5, 6], а распады в пару τ -лептонов наблюдались лишь группой CLEO [7, 8]. Таким образом, даже фундаментальные характеристики Υ -мезонов известны с неудовлетворительной точностью (в ближайшее время ожидается повышение точности знания массы и лептонной ширины $\Upsilon(1S)$ в эксперименте на МД-1).

Информация об адронных распадах Υ -мезонов основана на исследовании характеристик струй [9], а также изучении инклюзивного выхода адронов [10]. Увеличение телесного угла детектора в сочетании с хорошей калориметрией фотонов позволит дополнительно изучить выходы частиц, распадающихся в γ -кванты (η , η') или по трехчастичным модам (ω).

Из эксклюзивных мод распада, кроме чисто лептонных, изучены лишь переходы в другие состояния $b\bar{b}$ -кваркония ($n^3S_1 \rightarrow m^3S_1, \text{пл}$, $n^3S_1 \rightarrow \gamma\chi_b$). Монохроматизация позволила бы заметно улучшить отношение эффекта (резонансного сечения) к подложке и выделить прямые моды распада. Это утверждение особенно важно для $\Upsilon(3S)$, сечение которого практически совпадает с сечением на подложке. Заметим, что так как некоторые χ_b состояния распадаются в адроны через два глюона, а не через три, как Υ -мезоны, то структура адронных состояний, возникающих в результате их распадов, близка к событиям из подложки (их происхождение — кварк-антикварковые струи). Поэтому подавление под-

ложки с помощью монохроматизации весьма существенно для изучения переходов в χ_b . В трех последних строках таблицы 2.1 приведены сечения рождения Υ -мезонов в пике с учетом радиационных поправок $\sigma_{\text{пк}}$ (для нынешнего разброса полной энергии ВЭПП-4 на Υ -мезоне $\Delta \sim 4.5$ МэВ), $\sigma_{\text{м}}$ — для монохроматизированного ВЭПП-4М с $\Delta \sim 0.5$ МэВ, и $\sigma_{\text{пл}}$ — сечение в подложке.

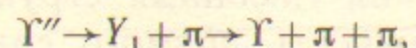
Таблица 2.1

Резонанс	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
Масса, МэВ	9460.04 ± 0.28	10023.37 ± 0.34	10355.5 ± 0.5
Γ_{tot} , кэВ	48 ± 8	27 ± 8	13 ± 7
Γ_{ee} , кэВ	$1.17 \pm 0.05 \pm 0.08$	$0.49 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.38 \pm 0.03 \pm 0.03$
$B_{\text{пл}}$, %	$2.7 \pm 0.3 \pm 0.3$	$1.9 \pm 0.3 \pm 0.5$	$3.3 \pm 1.3 \pm 1.7$
$B_{\text{тл}}$, %	$3.4 \pm 0.4 \pm 0.4$	$1.7 \pm 1.5 \pm 0.6$	—
$\sigma_{\text{пк}}$, нб	14.6	4.9	3.3
$\sigma_{\text{м}}$, нб	108.8	40.2	29.0
$\sigma_{\text{пл}}$, нб	3.2	2.9	2.7

Все три адронных перехода между Υ -состояниями ($\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$, $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$, $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi$) наблюдались как в канале $\pi^+ \pi^-$ так и $\pi^0 \pi^0$. Величины бранчингов хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, основанными на совместном применении мультипольного разложения и РСАС [11]. Эти же соображения предсказывают, что распределение по инвариантной массе двух пионов в распадах $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ сильно возрастает в сторону больших масс подобно распаду $\Psi' \rightarrow \Psi \pi \pi$ [12]. Последние эксперименты по изучению распадов $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$ [13] и $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^0 \pi^0$ [14], в которых набрана заметная статистика, показали, что экспериментальные распределения по массе дипионов хорошо согласуются с ожидаемыми.

В то же время в распаде $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$ распределение по массе дипионов совместимо с ожидаемым по фазовому объему [15], что пока совершенно непонятно с теоретической точки зрения. Статистика распадов $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi^0 \pi^0$, $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi^+ \pi^-$ и $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi^0 \pi^0$, набранная группой CUSB, недостаточна для изучения их динамики [16]. Для объяснения указанного явления в работе [17] предложен резонанс Y_1 с изоспином 1, положительной G -четностью и массой, близкой к массе Υ'' , причем этот резонанс доминирует в распаде $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$

который происходит в две стадии:



а обычный глюонный механизм пренебрежимо мал. С увеличением точности эксперимента можно надеяться выделить Y_1 по энергетическому распределению пионов. Другой способ — искать распад $\Upsilon'' \rightarrow Y_1 \pi$ (сигнатура — монохроматический пион) с шириной порядка 100 кэВ. Для этой задачи весьма важно иметь высокое импульсное разрешение для заряженных частиц.

Еще один вид адронных переходов — это переходы с испусканием η -мезона ($\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \eta$, $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta$). Лучший экспериментальный предел получен группой CUSB [16] и составляет $B(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \eta) < 0.4\%$. Теория предсказывает на порядок меньшие бранчинги [11]. Отметим, что измерения $\pi\pi$ - и η -переходов проверяют различные члены мультипольного разложения ($\pi\pi$ -переходы индуцируются электрическими дипольными переходами, в то время как η — $M1$ — $M1$ и $E1$ — $M2$).

Большой интерес для теории представляет изучение двухчастичных эксклюзивных мод распада Υ -мезонов и сравнение их бранчингов с бранчингами аналогичных распадов в шармонии [18]. Хотя речь идет о довольно редких модах распада (бранчинги составляют по оценке $\lesssim 10^{-5}$), наблюдение этих процессов прояснит вопрос, являются ли Υ -мезоны чистыми состояниями кваркония или содержат примеси (молекулярные, глюонные и т. д.).

Кроме 3S_1 -мезонов, сегодня экспериментально обнаружены 6 3P_j -состояний (χ_b и χ'_b -мезоны). Измерены ширины радиационных распадов Υ -мезонов в эти состояния, а также переходов χ_b -мезонов в нижележащие Υ -мезоны. Однако об адронных модах распада χ_b -мезонов никакой информации нет.

Повышение вероятности регистрации фотонов и улучшение энергетического разрешения позволит подробно изучить переходы с испусканием γ -квантов. Изучение инклюзивных спектров уточнит положение χ_b уровней, а также бранчинги соответствующих распадов. Этой же цели служит наблюдение эксклюзивных каскадов типа $\Upsilon' \rightarrow \gamma \chi_b \rightarrow \gamma \Upsilon \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$. В то же время одновременная регистрация каскадного фотона и продуктов распада χ_b состояния позволит изучить адронные моды его распада. Заметим, что величины бранчингов указанных переходов чувствительны к величине α_s , знание положения χ_b состояний с хорошей точностью даст информацию о тонком расщеплении в bb -системе и позволит выбрать между различными потенциальными моделями. Наконец, адронные

моды распада тех χ_b состояний, которые распадаются через два глюона, это уникальный полигон для изучения глюонных струй с энергией ≈ 5 ГэВ. Особенно удобна возможность прямого сравнения характеристик кварковых и глюонных струй одинаковых энергий.

Состояния 1S_0 (η_b) пока не наблюдались, так как энергии фотонов и скорости перехода для распадов $\Upsilon \rightarrow \gamma \eta_b$ малы (см. табл. 2.2). Для иллюстрации теоретической неопределенности мы приводим результаты работ [19, 20]. Несмотря на то, что обе используют близкие потенциалы и учитывают релятивистские поправки, результирующие значения энергии фотонов и особенно скоростей переходов заметно отличаются даже в пределах одной работы в зависимости от значений параметров модели.

Таблица 2.2

Переход	E_γ , МэВ	Бранчинг	E_γ , МэВ	Бранчинг
$\Upsilon \rightarrow \gamma \eta_b$	57	$2 \cdot 10^{-4}$	78	$1 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-4}$
$\Upsilon' \rightarrow \gamma \eta_b'$ $\rightarrow \gamma \eta_b$	26 598	$2 \cdot 10^{-5}$ 10	37 594	$2 \cdot 10^{-7} - 7 \cdot 10^{-5}$ $2 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3}$
$\Upsilon'' \rightarrow \gamma \eta_b''$ $\rightarrow \gamma \eta_b'$ $\rightarrow \gamma \eta_b$	19 350 903	10^{-5} $(1-4) \cdot 10^{-6}$ $< 6 \cdot 10^{-6}$		

Возможно, удастся наблюдать 1S_0 состояние через сложную цепочку

$$\Upsilon'' \rightarrow 2^3P_j + \gamma, \quad 2^3P_j \rightarrow 1^1S_0 + \pi\pi.$$

Теоретические оценки дают для ширины переходов из 2^3P_j в 1^1S_0 величину 0.6—3 кэВ [11]. Другая интересная возможность — наблюдение каскада, позволяющего одновременно регистрировать два спин-синглетных состояния 1P_1 и 1S_0 :

$$\Upsilon'' \xrightarrow{\sim 1\%} ^1P_1(9.9) + \pi\pi, \quad ^1P_1(9.9) \xrightarrow{\sim 50\%} ^1S_0(9.4).$$

Также не наблюдались D -состояния, лептонные ширины которых очень малы (см. табл. 2.3) [19]. Монохроматизация заметно помогает прямому наблюдению D -уровней в e^+e^- -аннигиляции. По оценкам полная ширина этих состояний 20—30 кэВ. Они переходят с испусканием фотонов в P -уровни или с испусканием $\pi\pi$ в Υ -мезоны. Изучение D -состояний важно для понимания тензорных сил между b -кварками.

Таблица 2.3

Состояние	M , ГэВ	Γ_{ee} , эВ	$\sigma_{\text{ПК}}$, нб	σ_M , нб	$\sigma_{\text{ПД}}$, нб
1^3D_1	10151	1.5	0.015	0.12	2.8
2^3D_1	10433	2.7	0.023	0.20	2.6

Следует упомянуть также работы, в которых обсуждается существование экзотических $b\bar{b}g$ -состояний. В работе [21] предсказывается состояние с $J^{PC} = 1^{+-}$ и массой 10.49 ГэВ, которое можно наблюдать в $M1$ радиационных переходах из обычных Υ -мезонов. Такие состояния могут иметь и квантовые числа фотона, т. е. прямо рождаться в e^+e^- -аннигиляции. Теория не исключает, что они узкие. В этом случае их изучению будет способствовать монохроматизация. Группа CUSB исключает существование новых узких резонансов с шириной больше 0.04 кэВ в интервале энергии 10.34—10.52 ГэВ [22]. В настоящее время сканирование областей энергии между $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$, а также $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ ведется детектором МД-1.

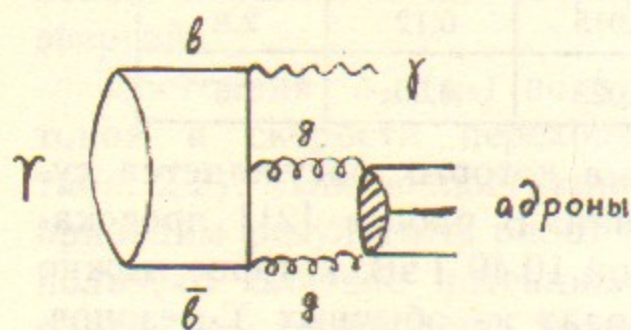
Можно заключить, что дальнейшее изучение спектроскопии b -кваркония даст ценную информацию о природе сил, действующих между кварком и антикварком и, вероятно, позволит получить представление о спектроскопии более тяжелых кваркониев, в частности, t -кварка.

2.2. Поиск глоболлов и другой экзотики в радиационных распадах Υ

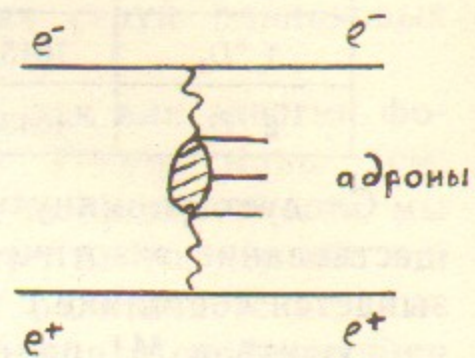
Радиационный распад Υ -мезона на легкие адроны является в глюонной физике базисным из-за своей простоты. На кварк-глюонном языке этому распаду соответствует диаграмма 5, т. е. аннигиляция связанного состояния тяжелых кварков в два глюона и фотон, причем двухглюонная система находится в бесцветном состоянии и переходит в легкие адроны. Заметим, что под легкими здесь понимаются адроны, состоящие из более легких кварков, чем b -кварк. Поэтому адронная система может содержать всевозможные комбинации шармованных мезонов, причем их рождение не подавлено по сравнению с адронами из u , d , и s -кварков (за исключением, конечно, кинематического подавления из-за фазового объема).

Кроме обычных (кварковых) адронов, эта система будет обогащена глоболлами. Как и в случае двухфотонного рождения, ко-

нечная адронная система находится в C -четном состоянии. Таким образом, ее изучение является дополнительным к двухфотонному (диагр.6).



Диагр. 5.



Диагр. 6.

Квантовая хромодинамика предсказывает полный выход γ -квантов и форму их спектра [23]. Измерения в области Ψ -мезона на SPEAR показали, что выход γ в эксперименте неплохо согласуется с теорией, в то время как форма спектра фотонов резко отличается от теоретико-возмущенческого предсказания при больших энергиях фотонов (малых массах адронной системы) [24]. Более детальные исследования показали, что эта область насыщена пиками, соответствующими радиационным переходам Ψ -мезона в известные мезоны (π^0 , η , η' , f , f') и новые состояния (i , θ , ξ , $\omega\omega$). Можно ожидать аналогичной картины и в распадах Υ . При этом, в отличие от двухчастичных эксклюзивных распадов, уменьшение вероятности распадов по сравнению с Ψ -мезоном пропорционально лишь $(m_\Psi/m_\Upsilon)^2$, т. е. можно ожидать уменьшения бранчингов на порядок [18]. Таким образом, бранчинги распадов $\Upsilon \rightarrow (\eta'\gamma, f\gamma, i(1440)\gamma)$ составят порядка $(2-4) \cdot 10^{-4}$ и вполне доступны наблюдению.

Кроме того, радиационные распады весьма удобны для поиска экзотических частиц, например, хиггсов, аксионов и т. д. Достигнутый на сегодня экспериментальный уровень позволил исключить существование стандартного аксиона [25] и установить верхний предел на рождение ξ (2.2) [26]. Однако для наблюдения стандартной хиггсовской частицы потребуется заметное увеличение интегральной светимости по сравнению с экспериментом группы CUSB [27]. Это видно из таблицы 2.4, в которой для первых трех Υ -мезонов приведены значения бранчингов распада $\Upsilon \rightarrow \gamma H$ (B), а также $(B/B_{\mu\mu})$, с учетом данных по $B_{\mu\mu}$ из табл. 2.1 (все величины в единицах 10^{-5}). Видно, что при массе хиггсовской частицы порядка 7 ГэВ бранчинг составляет всего несколько единиц от 10^{-5} .

Таблица 2.4

Вероятности распада $\Upsilon \rightarrow \gamma H$ (B) и $B/B_{\mu\mu}$ в ед. 10^{-5}

Масса, ГэВ	$\Upsilon(1S)$		$\Upsilon(2S)$		$\Upsilon(3S)$	
	$B/B_{\mu\mu}$	B	$B/B_{\mu\mu}$	B	$B/B_{\mu\mu}$	B
1.0	782	21	784	15	785	26
2.0	730	20	738	14	741	24
3.0	647	17	663	13	671	22
4.0	540	15	565	11	579	19
5.0	415	11	451	8.6	470	16
6.0	286	7.7	329	6.3	353	12
7.0	164	4.4	210	4.0	236	7.8
8.0	65	1.8	105	2.0	130	4.3
9.0	7	0.2	30	0.6	48	1.6

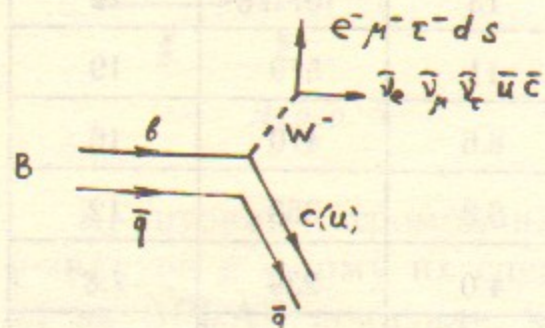
Радиационные каналы распада Υ -мезонов очень удобны для определения константы сильных взаимодействий α_s и параметра Λ . Первые результаты были недавно получены группой CUSB при анализе спектра прямых фотонов от распада Υ - и Υ' -мезонов [28]. Существенное повышение светимости, улучшение энергетического разрешения для Υ -квантов, а также расширение числа идентифицируемых конечных состояний улучшит наше понимание этой проблемы и, в частности, внесет ясность в вопрос о существовании наблюдавшейся группой CB частицы ξ (8.3) [29]. Заметим, что монохроматизация позволит решить вопрос о возможном расщеплении Υ -мезона (в пределах энергетического разброса), что может быть существенным для интерпретации ξ (8.3).

2.3. Исследование мезонов с открытой прелестью

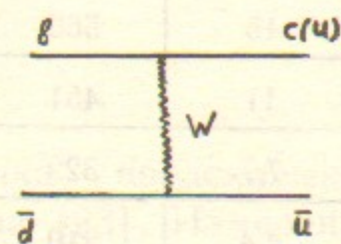
В отличие от первых трех Υ -мезонов $\Upsilon(4S)$ лежит выше порога открытой прелести и поэтому не является узким (полная ширина 25 МэВ). Практически в 100% случаев $\Upsilon(4S)$ распадается на пару $B\bar{B}$, так как он слишком легкий, чтобы распадаться на $B\bar{B}^*$. Таким образом, $\Upsilon(4S)$ является «фабрикой» B -мезонов, точнее, легких B -мезонов, составленных из тяжелого b и легкого u (или d) кварков.

Согласно стандартной электрослабой теории распад B -мезона описывается спектаторной моделью (диагр. 7), в которой сопровождающий легкий кварк не играет роли в распаде, а b -кварк распадается в c (u)-кварк плюс виртуальный W с последующим распадом W в лептоны или кварки.

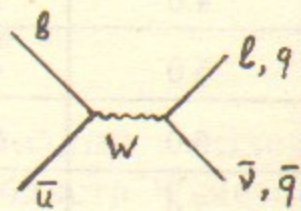
Так как масса b -кварка в 3 раза больше, чем масса c -кварка, а скорость спектаторного процесса растет как пятая степень массы кварка, т. е. быстрее, чем у конкурирующих процессов «обмена» (диагр. 8) и «аннигиляции» (диагр. 9), то ожидается, что спекта-



Диагр. 7.



Диагр. 8.



Диагр. 9.

торные процессы играют большую роль в распадах B -мезонов, чем для D -мезонов. Из-за большей массы кварка лучше считаются КХД поправки, так что B -мезон рассматривается как хорошая лаборатория для исследования стандартной модели. Усилиями групп CLEO и CUSB за последние годы накоплен большой экспериментальный материал о распадах B -мезонов [30], в целом свидетельствующий о том, что B -мезоны распадаются через заряженные токи стандартной электрослабой модели с малыми недиагональными элементами в матрице Кобаяши—Маскавы. Нейтральные токи с изменением аромата, приводящие к распадам типа $B \rightarrow e^+ e^- X$, исключены на уровне бранчинга 0.3%. Из анализа полуплептонных распадов известны их бранчинги, однако, индивидуальные вклады в $B^0 \rightarrow e^+ \nu X$ и в $B^+ \rightarrow e^+ \nu X$ еще не разделены. Ясно, что это совершенно необходимо для измерения полных ширин B -мезонов. Уточнение времени жизни B -мезонов позволит получить более сильные ограничения на слабые углы смешивания, весьма вероятным делается наблюдение $B\bar{B}$ -смешивания и эффектов CP -нарушения. Из анализа формы спектра лептонов в полуплептонных распадах получено ограничение на связь $b \rightarrow u$ [31]:

$$\Gamma(b \rightarrow u) / \Gamma(b \rightarrow c) < 4\% \text{ с } 90\% \text{ у.д.}$$

Спектры мюонов от различных распадов b -кварка приведены на рис. 2.2.

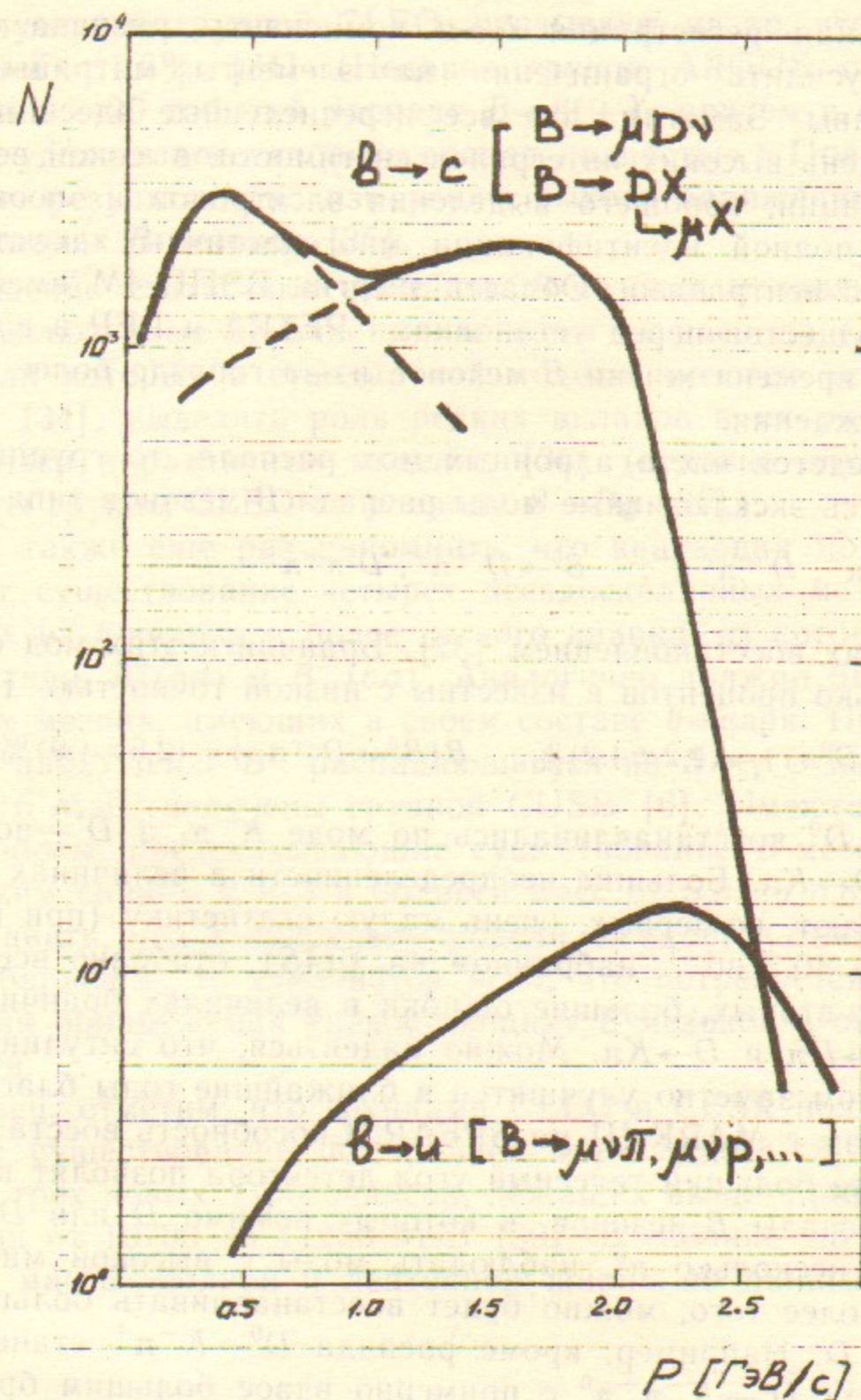


Рис. 2.2. Спектры мюонов от распадов B -мезонов на $\Upsilon(4S)$. Доля распада $b \rightarrow u$ принята равной 10^{-2} . Рисунок взят из работы [45].

Возможная регистрация $b \rightarrow u$ компоненты распада b -кварка позволит усилить ограничения на элементы матрицы Кобаяши—Маскавы. Заметим, что все перечисленные здесь проблемы требуют очень высоких интегралов светимости, высокой вероятности регистрации, хорошего выделения электронов и мюонов, возможности полной идентификации многочастичных эксклюзивных состояний с нейтралами. Область энергии ВЭПП-4М имеет заметные преимущества перед установками PETRA и PEP в вопросе об измерении времени жизни B -мезонов из-за гораздо более высокого сечения рождения.

Что касается чисто адронных мод распада, то группой CLEO наблюдались эксклюзивные моды распада B -мезонов типа

$$B^- \rightarrow D^0 \pi^-, D^+ \pi^- \pi^-; \quad \bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-, D^0 \pi^+ \pi^-$$

с полным их восстановлением [32]. Бранчинги этих мод составляют несколько процентов и известны с низкой точностью. Так,

$$B(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = (4.2 \pm 4.2) \%, \quad B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-) = (2.6 \pm 1.9) \%$$

При этом D^0 восстанавливались по моде $K^- \pi^+$, а D^* — по каскаду $D^* \rightarrow D \pi$, $D \rightarrow K \pi$. Большие неопределенности в величинах бранчингов отражают, во-первых, очень малую статистику (при интеграле светимости 40.7 пб^{-1} , набранном на $\Upsilon(4S)$, отобрано всего 18 событий), во-вторых, большие ошибки в величинах бранчингов распадов $D^* \rightarrow D \pi$ и $D \rightarrow K \pi$. Можно надеяться, что ситуация со вторым пунктом заметно улучшится в ближайшие годы благодаря экспериментам с MARK-III на SPEAR. Способность восстанавливать π^0 , а также большой телесный угол детектора позволят восстанавливать распады B -мезонов, в которых помимо D или D^* имеется один или несколько π^0 , наблюдать моды с высокой множественностью. Более того, можно будет восстанавливать большую долю распадов D . Например, кроме распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ станет доступным распад $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ с примерно вдвое большим бранчингом. Благодаря регистрации γ -квантов невысокой энергии можно будет восстанавливать также распад $D^* \rightarrow D \gamma$. Наконец, указанные преимущества позволяют регистрировать события с восстановлением обоих B -мезонов, что заметно уменьшает систематические погрешности в определении величины сечения рождения $B\bar{B}$, необходимой для определения бранчингов.

Очень интересным представляется изучение рождения шарма в распадах B -мезонов, в частности, выхода Ψ [33]. Первые резуль-

таты, полученные группой CLEO, указывают на то, что бранчинг $B(B \rightarrow \Psi + X) < 1.6\%$ [34] (Недавно группа ARGUS объявила о наблюдении ~ 20 событий распада $B \rightarrow \Psi + X$, причем в нескольких событиях удалось восстановить распад полностью.) Получены также первые результаты по измерению выхода заряженных D -мезонов в распадах B -мезонов [35].

Повышение статистики распадов B -мезонов позволит изучить также эксклюзивные двухчастичные моды их распада (DF^- , $D\bar{q}^-$, DF^{*-}), для которых в стандартной модели имеются четкие предсказания [34], выделить роль редких вкладов в их распады, обсуждавшихся в различных моделях [36] (недавно опубликованы результаты группы CLEO по распаду $B \rightarrow D\bar{q}$ [37]).

Стоит также еще раз напомнить, что кварковая модель предсказывает существование четырех псевдоскалярных мезонов, составленных из b -кварка и более легкого кварка, из которых открыты пока лишь $B^0(b\bar{d})$ и $B^-(b\bar{u})$. Аналогично должно быть четыре векторных мезона, имеющих в своем составе b -кварк. Первые указания на наблюдение B^* , распадающегося на $B + \gamma$ с энергией фотона $50 \pm 6 \text{ МэВ}$, получены группой CUSB [6]. Имеются теоретические работы, предсказывающие существование B -мезонов с более высоким спином 2 и 3 в области масс от 5.5 до 5.8 ГэВ [38]. Если добавить, что в кварковой модели ожидается также 20 прелестных барионов, то становится ясно, что потребуется огромная работа для обнаружения «недостающих» B -мезонов и определения их свойств.

Наконец, отметим, что группами CLEO и CESR получены указания на существование по крайней мере одного, а, возможно, двух или трех новых Υ -резонансов, лежащих выше $\Upsilon(4S)$ в области энергии от 10700 до 11250 МэВ [39]. В таблице 2.5 приведены значения массы, полной и лептонной ширин по данным CUSB и CLEO.

Таблица 2.5

Резонанс		$\Upsilon(4S)$	$\Upsilon(5S)$	$\Upsilon(6S)$
Масса, МэВ	CUSB	10577.4 ± 1.0	10845 ± 20	11020 ± 30
	CLEO	$10577.5 \pm 0.7 \pm 4.0$	$10868 \pm 6 \pm 5$	$11019 \pm 5 \pm 7$
Γ_{tot} , МэВ	CUSB	25.0 ± 2.5	110 ± 15	90 ± 20
	CLEO	$20 \pm 2 \pm 4$	$112 \pm 17 \pm 23$	$61 \pm 13 \pm 22$
Γ_{ee} , эВ	CUSB	283 ± 37	365 ± 70	156 ± 40
	CLEO	$192 \pm 7 \pm 38$	$223 \pm 50 \pm 70$	$95 \pm 30 \pm 35$

Следует отметить, что вариации R в этой области энергии весьма сложны, интерпретация наблюдаемых структур в терминах новых резонансов в существенной степени опирается на точное знание масс B -мезонов, так как резонансную структуру могут искажать или имитировать открывающиеся пороги BB^* , B^*B^* , $B_S\bar{B}_S$, $B_S\bar{B}_S^*$, $B_S^*\bar{B}_S^*$ и их интерференция. Для прояснения ситуации необходимо существенное повышение интегральной светимости в этой области в сочетании с детальным анализом конечных состояний, позволяющим восстанавливать B -мезоны. Существенной является возможность регистрировать с хорошим разрешением γ -кванты с энергией ~ 50 МэВ, которые являются меткой B^* и B_S^* -мезонов.

2.4. Изучение свойств континуума

Кратко перечислим ряд вопросов, представляющих наибольший интерес.

1. Измерение величины R с хорошей точностью для определения параметров КХД. Большой телесный угол и хорошая идентификация частиц позволят существенно уменьшить систематику, связанную с зависимостью вероятности регистрации от модели рождения.

2. Изучение фрагментации кварков и глюонов в адроны путем сравнения инклюзивного выхода различных мезонов и барионов. Здесь также требуется хорошая идентификация, в частности, хорошее выделение π^0 и η -мезонов, возможное при разделении близко летящих γ -квантов. Изучение инклюзивного выхода Ψ -мезонов позволит проверить различные КХД модели рождения шарма [40].

3. Проверка предсказаний КХД для энергетических и угловых распределений потоков адронов [41].

4. Исследование физики τ -лептона, в частности, мод распада с большой множественностью. Заметно большее сечение рождения пар $\tau^+\tau^-$ по сравнению с PEP и PETRA, а также высокая вероятность регистрации даст возможность набрать большую статистику и искать возможные отклонения от электрослабой модели [42]. Вершинный детектор позволит измерять время жизни τ -лептона.

5. Изучение рождения и свойств шармованных мезонов и барионов (F , F^* , Λ_c и т. д.).

6. Исследование корреляций между тождественными частицами в конечном состоянии с целью выяснения размеров источника их рождения, сравнение со случаем Υ -мезонов.

7. Изучение распределений по импульсу, а также состава рождающихся частиц в зависимости от множественности (в континууме и на Υ -мезонах) для определения механизма их рождения [43].

8. Изучение волновых функций мезонов путем регистрации изолированного мезона [44].

9. Двухфотонная физика.

2.5. Физическая программа для первой очереди СКИФ

В заключение приведем сводку некоторых задач, решение которых возможно уже с первой очередью детектора. Оценки числа событий основаны на интегральной светимости 100 пб^{-1} . Достижение этой цифры за сезон работы представляется вполне реальным. Напомним, что МД-1 набрал за сезон 1984—1985 годов 20 пб^{-1} , а планируется повышение светимости в 5—10 раз. Указанной светимости соответствует $1.5 \cdot 10^6$ распадов $\Upsilon(1S)$, $5 \cdot 10^5$ распадов $\Upsilon(2S)$, $3 \cdot 10^5$ распадов $\Upsilon(3S)$, 10^5 распадов $\Upsilon(4S)$, т. е. BB . При оценках учитывались вероятности регистрации детектора в комплексе первой очереди.

1. Измерение инклюзивного выхода J/ψ с распадом $J/\psi \rightarrow \mu\mu$:

$$\begin{array}{ll} \text{на } \Upsilon(1S) \approx 40 \text{ событий} & B \approx 10^{-3}, \\ \text{на } \Upsilon(4S) \approx 60 \text{ событий} & B \approx 10^{-3}, \\ \text{в континууме} \approx 3 \text{ события} & \Delta R \approx 10^{-3}. \end{array}$$

2. Изучение $\mu\mu$ переходов между Υ состояниями с распадом конечного Υ -резонанса в $\mu\mu$, а также инклюзивно (по $m_{\mu\mu}$):

	с распадом в $\mu\mu$	инклюзивно
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon + \mu\mu$	900	40 тыс.
$\Upsilon''' \rightarrow \Upsilon + \mu\mu$	140	6 тыс.
$\Upsilon'''' \rightarrow \Upsilon'' + \mu\mu$	60	3.6 тыс.

3. Поиск резонанса Y_1 в переходе $\Upsilon(4S) \rightarrow Y_1 + \pi \rightarrow \Upsilon + \mu\mu$ по выделению монохроматического пиона

$$\Upsilon(4S) \rightarrow Y_1 + \pi \rightarrow \Upsilon + \mu\mu \sim 700 \text{ соб.} \quad B \approx 7 \cdot 10^{-3}.$$

4. Наблюдение некоторых эксклюзивных мод распада Υ :

$$\begin{array}{ll} \Upsilon \rightarrow f\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma & 30 \text{ соб.} \\ \Upsilon \rightarrow i\gamma \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp \gamma, K_S \rightarrow \pi^+\pi^- & 10 \text{ соб.} \\ \Upsilon \rightarrow \eta'\gamma \rightarrow \rho\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma & 20 \text{ соб.} \end{array}$$

5. Уточнение бранчингов распадов Υ -мезонов в $\mu\mu$ и $\tau\tau$ (с

идентификацией одного τ по распаду $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$):

$\Upsilon \rightarrow \mu\mu$	40 тыс.	$\Upsilon \rightarrow \tau\tau$	7 тыс.
$\Upsilon' \rightarrow \mu\mu$	8 тыс.	$\Upsilon' \rightarrow \tau\tau$	1.4 тыс.
$\Upsilon'' \rightarrow \mu\mu$	9 тыс.	$\Upsilon'' \rightarrow \tau\tau$	1.5 тыс.

6. Исследование корреляций между тождественными частицами в конечном состоянии с целью выяснения размеров источника их рождения на Υ -мезонах и в континууме.

7. Детальное измерение спектра мюонов на $\Upsilon(4S)$ для уточнения полулептонного бранчинга B -мезона и измерения величины $(b \rightarrow u)/(b \rightarrow c)$.

8. При постановке детектора в 13 здание и включении в первую очередь простой системы регистрации рассеянных электронов (см. раздел 5) открываются богатые возможности изучения двухфотонной физики параллельно с любым из перечисленных выше экспериментов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПРОМЕЖУТОК

3.1. Общая схема промехутка

В накопителе ВЭПП-4М магнитная структура зеркально-симметрична относительно оси, проходящей через места встречи A (в 13 здании) и $A2$ (в 15 здании). Детектор СКИФ с продольным магнитным полем может быть расположен в любом из этих мест встречи.

Более подробно рассмотрены проблемы, которые возникают при установке детектора в 15 здании, в «техническом» промежутке, где расположены также инжекционные магниты и инфлекторы, ускоряющие ВЧ-резонаторы, затухатели для перераспределения декрементов затухания радиальных бетатронных и фазовых колебаний.

Общая схема промежутка показана на рис.3.1.

Фокусировку пучка в месте встречи $A2$ осуществляет триплет линз $D2, F2, D3$; расстояние от места встречи до ближайшей линзы ($D3$) составляет 1600 мм. Дублет линз $D1, F1$ согласует магнитные структуры промежутка и полукольца. Между линзами $F1$ и $D2$ расположены три резонатора, а также впускной магнит канала инжекции. Между полукольцом и линзой $D1$ расположен затухатель. В этом случае, чтобы сильное синхротронное излучение из затухателя не попадало в детектор, между затухателем и первой линзой промежутка $D1$ нужно установить магнит с углом отклоне-

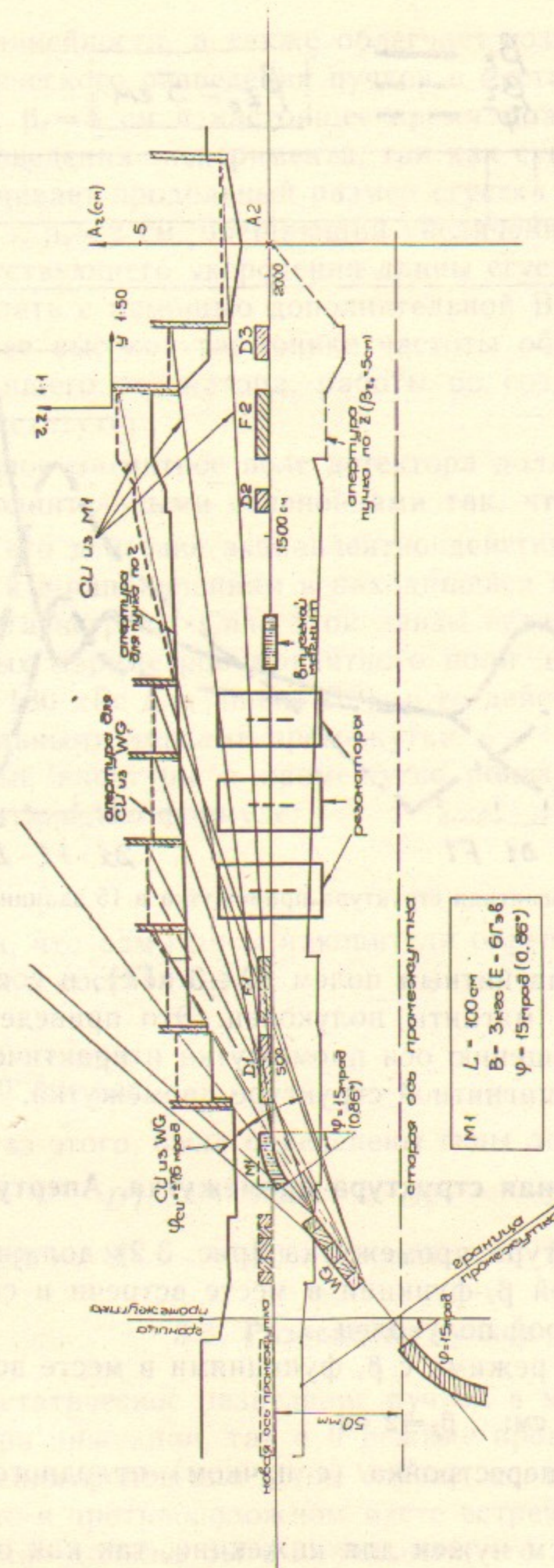


Рис. 3.1. Общая схема экспериментального промежутка в 15 здании.

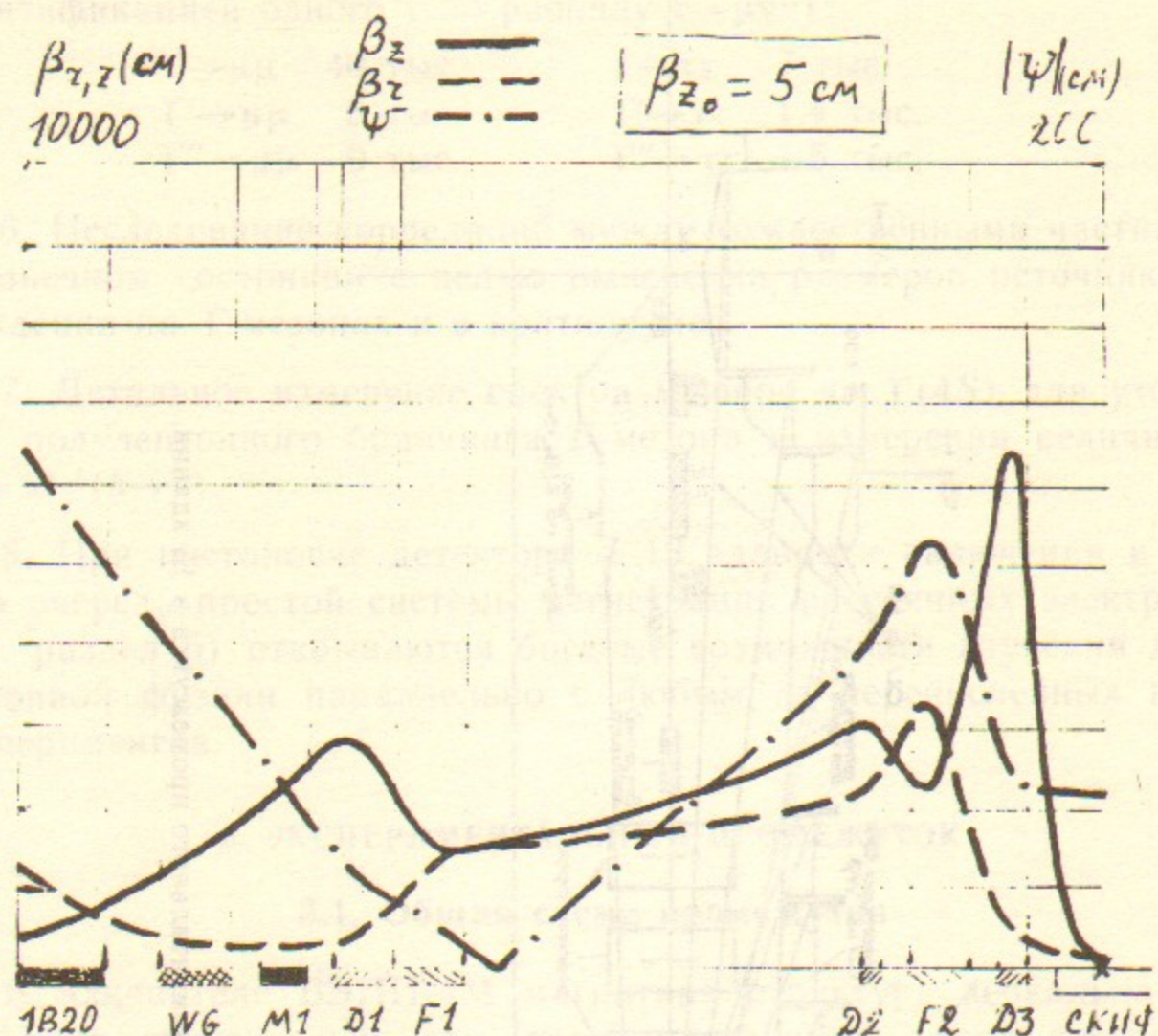


Рис. 3.2. Магнитная структура промежутка в 15 здании.

ния $\sim 1^\circ$ и слабым магнитным полем ($2 \div 3$ кГс), и соответственно укоротить последние магниты полуколец. Это приведет к небольшому (~ 50 мм) смещению оси промежутка и практически не скажется на остальной магнитной структуре промежутка.

3.2. Магнитная структура промежутка. Апертура

Магнитная структура промежутка (рис. 3.2) должна обеспечить получение малой β_z -функции в месте встречи и согласование с магнитной структурой полуколец.

Рассмотрены три режима с β_z -функциями в месте встречи:

$$\beta_z = 10 \text{ см}; \quad \beta_z = 5 \text{ см}; \quad \beta_z = 2 \text{ см}.$$

Возможна плавная перестройка (с пучком) от одного режима к другому.

Режим с $\beta_z = 10$ см нужен для инжекции, так как он обеспечивает максимальную вертикальную апертуру промежутка, мини-

мальные нелинейности, а также облегчает создание вертикального электростатического разведения пучков в месте встречи.

Режим с $\beta_z = 5$ см в настоящее время может считаться основным для проведения эксперимента, так как существующая ВЧ-система обеспечивает продольный размер сгустка $\sigma_l \approx \beta_z \approx 5$ см.

Переход к $\beta_z = 2$ см, обещающий увеличение светимости, потребует соответствующего укорочения длины сгустка, что, может быть удастся сделать с помощью дополнительной ВЧ-системы, работающей на более высокой гармонике частоты обращения (например, сверхпроводящего резонатора, работы по созданию которого уже ведутся в институте).

Продольное магнитное поле детектора должно быть скомпенсировано дополнительными соленоидами так, чтобы $\int B_{||} dl = 0$. В таком случае его действие эквивалентно действию линзы, фокусирующей по r - и z -направлениям и находящейся на некотором расстоянии от места встречи. Сила этой линзы невелика ($\int G dl \approx 2.5$ кГс для реальных параметров магнитного поля детектора, по сравнению $\int G dl \approx 180$ кГс для линзы $D3$), и ее действие легко компенсируется остальными линзами промежутка.

Требуемые апертуры в промежутке показаны на рис.3.1. Они были рассчитаны, по формуле:

$$A_i = \sqrt{\epsilon_i \beta_i}.$$

при условии, что адмитансы накопителя определяются апертурой в полукольцах и составляют:

$$\epsilon_z = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{рад};$$

$$\epsilon_r = 7.0 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{рад}.$$

Исходя из этого, были определены типы линз в промежутке:

линза	D1	F1	D2	F2	D3
тип (ДУ)	80	80	100	140	100

3.3. Разведение пучков

Электростатическое разведение пучков в месте встречи необходимо как при инжекции, так и в режиме проведения эксперимента (для измерения фонов или в том случае, когда эксперимент проводится только в противоположном месте встречи).

Разведение должно быть локальным, его необходимую величину при инжекции следует выбрать из условия, чтобы расстояние

между пучками превышало апертуру в месте встречи, поскольку можно считать, что бетатронные колебания частицы, пересекающей область встречного пучка, будут неустойчивы.

Следует расположить основные пластины разведения в линзе $F2$, с зазором $d=4.6$ см (что удовлетворительно при $\beta_z=5$ см), напряжение на пластинах $U=\pm 40$ кВ. Для улучшения локальности разведения нужны еще пластины в районе линзы $D2$, с меньшим напряжением на них.

3.4. Дополнительные элементы в промежутке.

Дополнительно в экспериментальном промежутке должны быть размещены следующие элементы:

а) секступольные линзы—для коррекции хроматизма, т. е. зависимости частоты бетатронных колебаний от энергии частицы;

б) skew-квадруполи—для регулировки величины связи вертикальных и радиальных бетатронных колебаний, при аккуратной настройке светимости;

в) октупольные линзы—для уменьшения потерь пучка из-за влияния нелинейных полей встречного пучка и нелинейностей ведущего магнитного поля накопителя;

г) вертикальные и радиальные корректоры орбиты, предназначенные, в частности, для управления положением пучка в месте встречи;

д) пикапы, контролирующие положение орбиты в промежутке;

е) впускные магниты и инфлекторы (в линзе $D1$) для инжекции пучков; рассматривалась также возможность накопления пучков с предударом, для этого перед линзой $D2$ (и симметрично) должны быть расположены пластины преинфлекторов.

3.5. Синхротронное излучение и излучение от резонаторов

Жесткое синхротронное излучение может создавать фон в детекторе. Источниками СИ в промежутке являются:

а) выходной магнит полукольца ($B=6.6$ кГс при $E=6$ ГэВ, $\lambda_{\max}=0.8$ Å);

б) затухатель ($B=9.4$ кГс, $\lambda_{\max}=0.55$ Å, угол расхождения ± 7.6 мрад);

в) магнит $M1$ ($B=3$ кГс, $\lambda_{\max}=1.7$ Å, (7 кэВ)).

Так как выходной магнит и затухатель—сильные источники жесткого СИ, предусмотрена установка специальных магнитов со

слабым полем, с углом поворота $\sim 1^\circ$ для того, чтобы не пропустить это излучение в детектор, поглотив его специальными приемниками излучения. Таким образом, на ближайшие к детектору приемники излучения попадает только сравнительно мягкое излучение от магнита $M1$. Магнит $M1$ можно сделать секционированным, еще уменьшив магнитное поле на конце, ближнем к детектору.

Таблица 3.1

E , ГэВ	$U_{\text{рез}}$, МВ	D , Р/час	ϵ_γ , кэВ	N , фот·сек ⁻¹ ·см ⁻²
4.7	0.50	$1.1 \cdot 10^{-7}$	320	0.18
5.3	0.80	$5.3 \cdot 10^{-4}$	520	$5.5 \cdot 10^2$
6.0	1.30	3.4	840	$2.2 \cdot 10^6$

Источниками жесткого γ -излучения за счет вторично-электронной эмиссии являются резонаторы. Для оценки можно считать, что энергия фотонов

$$\epsilon_\gamma \approx 0.65 e U_{\text{рез}}$$

а доза излучения на расстоянии 40 см от торца резонатора составляет:

$$D(\text{Р/час}) \approx 3 \cdot 10^{-2} U_{\text{рез}}^{18} (\text{МВ}),$$

где $U_{\text{рез}}$ — амплитудное напряжение на одном резонаторе ($U_{\text{рез}} \sim E^4$). Результаты оценок сведены в таблице 3.1.

3.6. Светимость, ток, поперечные размеры пучка в месте встречи

Светимость при взаимодействии 1×1 сгусток с одинаковым числом частиц:

$$L_1 = \frac{N_1^2 f}{4\pi\sigma_r\sigma_z} \approx C_L \gamma^2 \xi_r \xi_z \frac{\epsilon_r}{\beta_z},$$

где $C_L = \pi f / r_0^2 = 3.23 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ для ВЭПП-4; r_0 —классический радиус электрона; $N_1 = 7.62 \cdot 10^{12} \cdot I_1 (A)$ —число частиц в одном сгустке; $f = 818.8$ кГц—частота обращения; σ_r, σ_z —ср.-кв. поперечные размеры сгустка в месте встречи; γ —релятивистский фактор; ξ_r, ξ_z —максимальные сдвиги бетатронных частот; ϵ_r, ϵ_z —радиальный и вертикальный фазовые объемы пучка; β_z —вертикальная β -функция в месте встречи.

Для оценки светимости примем, что встречаются 2×2 сгустка, в каждом из которых одинаковое число частиц; ток в каждом сгустке не больше 30 мА; радиальный фазовый объем не больше $0.030 \text{ см} \cdot \text{мрад}$; $\xi_z = 2\xi_r = 0.07$.

В месте встречи $\beta_r = 140 \text{ см}$, $\Psi = -45 \text{ см}$; радиальный размер пучка в месте встречи:

$$\sigma_r = \sqrt{\varepsilon_r \beta_r + (\Psi \sigma_E / E)^2} \approx \sqrt{2 \varepsilon_r \beta_r}.$$

Вертикальный размер пучка в месте встречи $\sigma_z = \sqrt{\varepsilon_z \beta_z}$ должен настраиваться с помощью регулировки коэффициента связи бетатронных колебаний, и удовлетворять условию:

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_r} = \frac{\xi_r}{\xi_z} \frac{\beta_z}{\beta_r}.$$

Результаты оценок сведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

E , ГэВ	β_r , см	ε_r , см·мрад	$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_z}$	$\frac{\sigma_r}{\sigma_z}$	σ_r , мм	σ_z , мм	I_1^* , мА	$L_2^{**} (\cdot 10^{31})$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$
4.7	5	.0158	68	56	0.60	0.0110	24.5	7.2
5.3	5	.0201	95	66	0.68	0.0100	30.0	9.8
4.7	2	.0158	172	140	0.60	0.0043	24.5	17.5
5.3	2	.0201	230	163	0.68	0.0042	30.0	24.2

* I_1 — ток в одном сгустке;

** L_2 — светимость в режиме 2×2 сгустка.

3.7. Трудоемкость основных работ на промежутке в 15 здании (без детектора и строительных работ)

	Работа	Кол-во	Нормо-часы
1	а. «Базовая» модернизация ВЭПП-4:		
2	перedelка затухателя	2	3000
3	вакуумная камера	—	5000
4	водяные магистрали	—	1000
5	перестановка резонаторов	3	1000
	передвижка канала инжекции	—	5000
	Итого:		15000
6	б. Установка детектора СКИФ (дополнительная работа):		
7	укорочение магнитов в концевых элементах периодичности полукольца	2	500
8	магнит: $L=1 \text{ м}$ $B=3 \text{ кГс}$ $d=5 \text{ см}$	2	1000
	линзы:		
	а) $L=40 \text{ см}$; ДУ—100; $G=1.0 \text{ кГс/см}$	2	3000
	б) $L=130 \text{ см}$; ДУ—140; $G=1.3 \text{ кГс/см}$	2	5000*
9	в сверхпроводящая линза б) $L=130 \text{ см}$; ДУ—140; $G=1.3 \text{ кГс/см}$	2	3000
	вакуумная камера (дополнительно)	—	5000
10	приемники излучения секступоли, корректоры, пикапы	—	1500
	Итого:		14000 + 5000*

* Могут быть использованы линзы 13 пром.

3.8. СКИФ в 13 здании

Рассмотрим 4 варианта экспериментальной работы и сравним их с возможностью проведения аналогичных экспериментов в 15 здании.

ВАРИАНТ 1. Это вариант, получающийся простым переносом описанной выше схемы размещения детектора из 15 в 13-е здание. Небольшое усложнение связано с необходимостью по концам промежутка установить магниты, которые возьмут на себя поворот, теперь осуществляющийся в детекторе МД и дополнительных магнитах ДМ. С другой стороны, не будет проблем, связанных с «техническими» функциями промежутка 15 здания, в том числе, с фоновым излучением затухателя и резонаторов.

ВАРИАНТ 2. Этот вариант отличается добавлением на основе поворотных магнитов 13 здания системы регистрации рассеянных электронов для изучения двухфотонных процессов (см. раздел 5). Осуществление подобной схемы в 15 здании представляется довольно сложным. Во-первых, нужно изменить геометрию кольца и организовать специальный поворот траектории пучка в промежутке. Во-вторых, для рассеянных электронов требуется сравнительно большая апертура, что скорее всего окажется невозможным при наличии в промежутке впускных магнитов, резонаторов и инфлекторных пластин.

ВАРИАНТЫ 3 и 4. Это монохроматизация и продольная поляризация. Оба эти проекта требуют длинных промежутков, плотно заставленных элементами оптической схемы, и поворота траектории пучка на длине промежутка. Все это сегодня наиболее адекватно 13 зданию. Осуществление этих вариантов в 15 здании потребует изменения геометрии кольца, переноса резонаторов в 13 здание. Вопрос о том, возможно ли в данном случае сохранение имеющейся схемы инъекции, не изучался.

Таким образом, даже беглый анализ различных вариантов работы детектора СКИФ показывает, что как только мы пытаемся расширить круг экспериментов, возникает потребность размещения детектора в 13 здании.

4. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА СКИФ

(на этапе эскизного проекта)

Магнитная система детектора состоит из основного сверхпроводящего соленоида с полем 20 кГс, двух компенсирующих сверхпроводящих соленоидов и двух сверхпроводящих квадрупольных линз.

4.1. Основной соленоид

Обмотка соленоида, имеющая внутренний диаметр 2200 мм (по току) и длину 2000 мм, состоит из четырех слоев шины сечением 6×10 мм. Шина представляет собой пропаянную индием скрутку из медной проволоки М1 ($\rho(300 \text{ К})/\rho(4.2 \text{ К})=50$ с четырьмя сверхпроводящими жилами СКНТ-50 $\varnothing 1.2$ мм. Отношение сечений сверхпроводника и меди в шине равно 1/26.

В качестве изоляции используется стеклонить. Пробивное напряжение 1 кВ. Общее количество витков обмотки—1300. Общая длина шины—10.5 км.

При поле в центре соленоида 20 кГс ток в обмотке равен

2.4 кА. Критический ток при этом же поле составляет 4.6 кА. Обмотка стабилизирована при переходе в нормальное состояние участка шины длиной до 5 см.

Обмотка намотана на каркас из стали X18H10T и подкреплена сверху бандажом из ленты X18H10T общей толщиной 10 мм. Разрывные усилия при включенном поле составляют: в медных жилах обмотки— 410 кг/см²; в бандаже— 3000 кг/см². Сверхпроводящие жилы нагружены сжимающими усилиями $\sigma=1500$ кг/см². Величины напряжений не выходят за пределы допускаемых. Намотка производится с обмазкой эпоксидным компаундом горячего отверждения.

Система охлаждения—заливного типа. Жидкие гелий и азот самотеком поступают к охлаждаемым поверхностям из сосудов, стоящих рядом с детектором. Расчетные расходы криогенных жидкостей: He—1000 л/сутки, N₂—2000 л/сутки. Общий вид детектора вместе с криогенной системой приведен на рис. 4.1. Для протока жидкого гелия в основной обмотке имеются пазы: в каркасе, между двумя слоями обмотки, между бандажом и поверхностью обмотки. Общий вес соленоида—18 т. Вес обмотки вместе с криостатируемым объемом—12 т. Для охлаждения соленоида необходимо 6 м³ жидкого азота и 15—30 м³ жидкого гелия. Для фиксации обмотки в нужном положении служат 4 вертикальные и 4 горизонтальные регулируемые тяги.

Для удобства сборки и наладки внешний корпус соленоида имеет горизонтальную плоскость разъема с уплотнением на резине. Продольный и поперечный разрезы основного соленоида показаны на рис. 4.2 и 4.3.

4.2. Компенсирующие соленоиды

Компенсирующие сверхпроводящие соленоиды должны иметь поле в центре 80 кГс при длине 250 мм. В настоящее время изготовлен и испытан опытный соленоид с трехслойной обмоткой, имеющий наружный диаметр 180 мм, внутренний диаметр—80 мм и длину—260 мм. Во время испытаний достигнуто поле 86 кГс.

4.3. Квадрупольные линзы

Расчетные параметры сверхпроводящих квадрупольных линз следующие: вписанный диаметр—96 мм, длина—600 мм, градиент—3.1 кГс/см. В настоящее время в производстве находится опытная линза с параметрами: вписанный диаметр—100 мм, длина—450 мм, градиент—2.5 кГс/см.

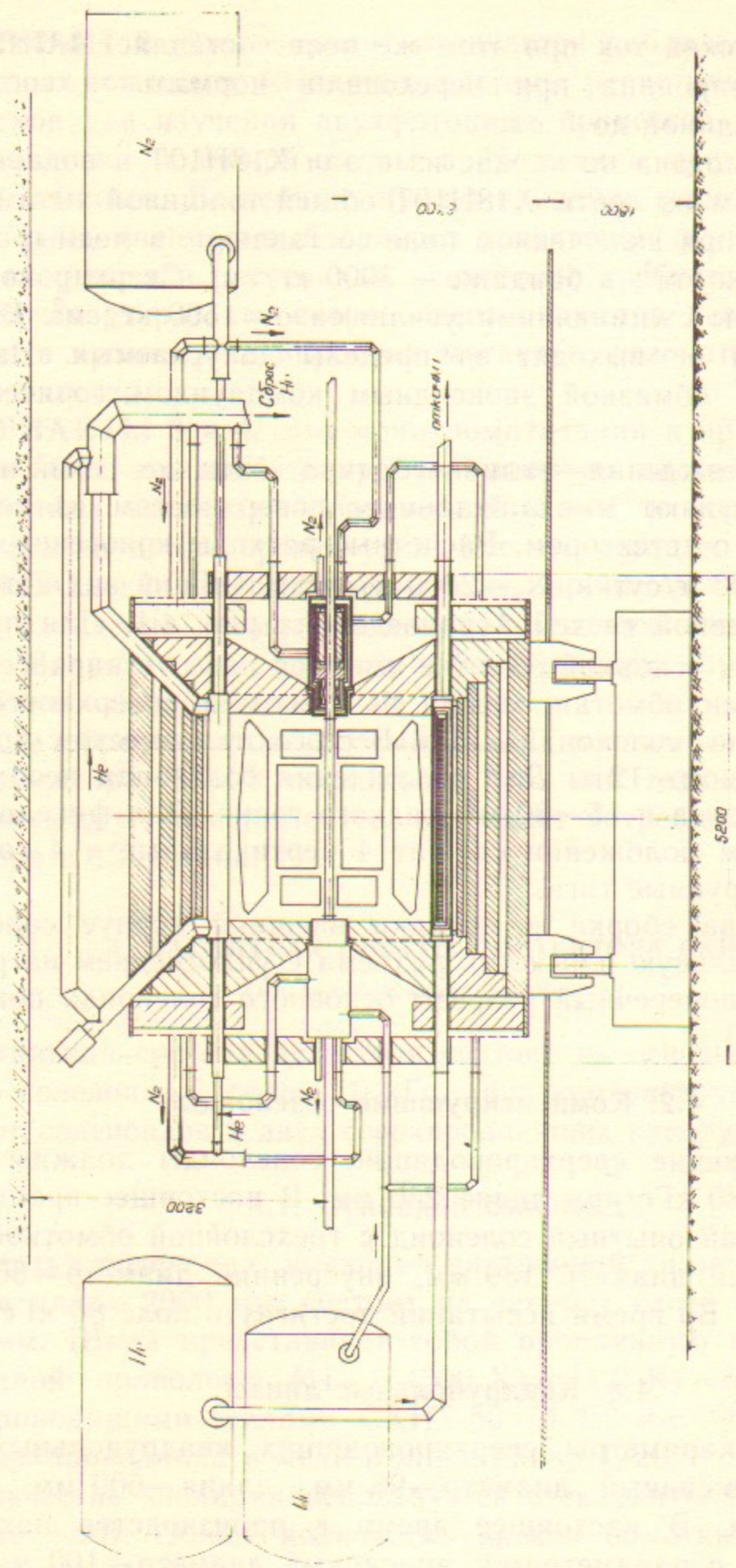


Рис. 4.1. Общий вид детектора вместе с криогенной системой. Компенсирующие магниты и квадрупольные линзы с каждой стороны помещены в общий криостат. Подача гелия в криостат основного соленоида и в криостаты компенсирующих магнитов/линз ведется из различных емкостей.

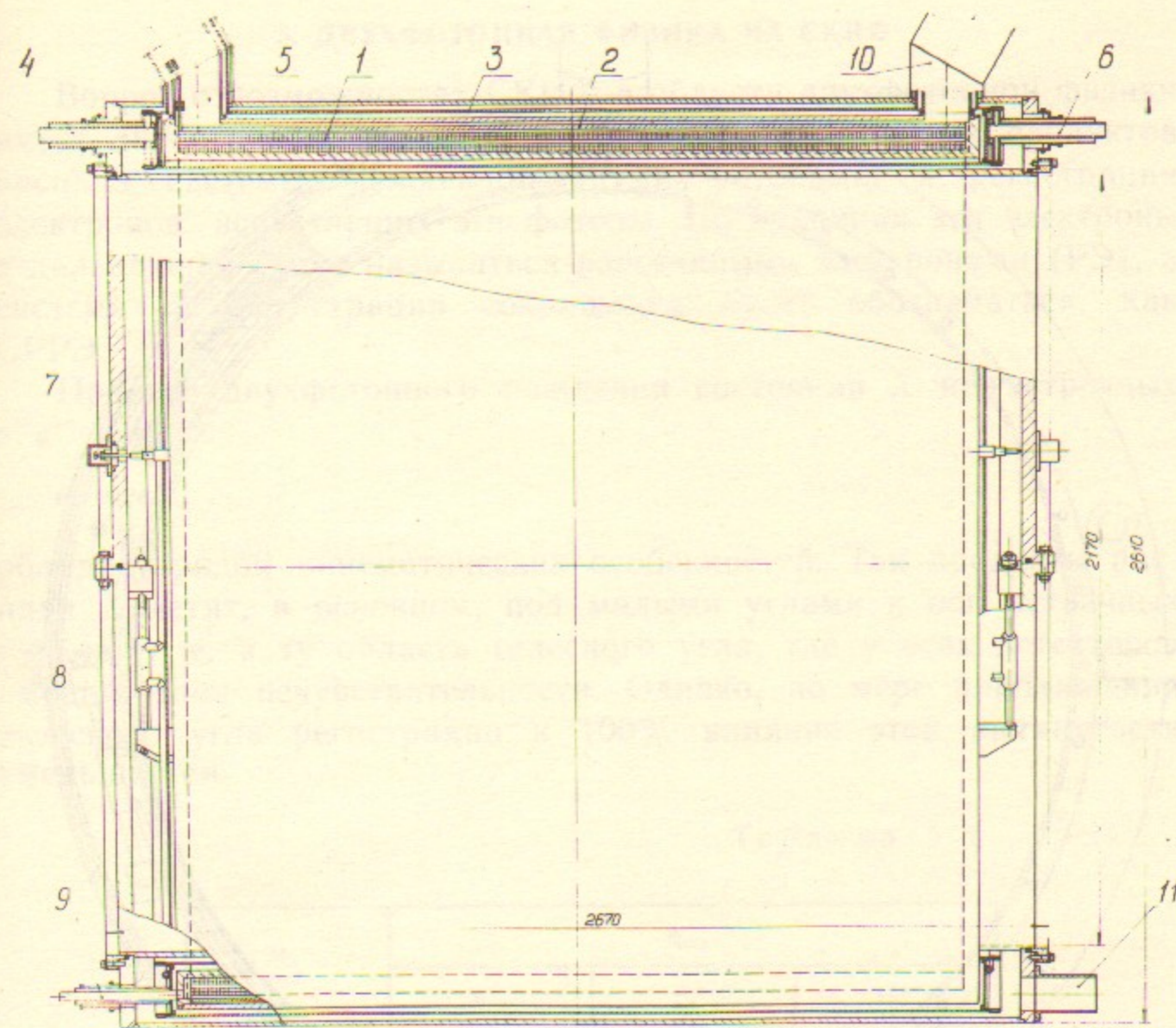


Рис. 4.2. Продольное сечение основного соленоида:

1—сверхпроводящая обмотка; 2—бандаж из нержавеющей стали; 3—азотный экран (медь); 4, 6—трубки для подвода азота; 5—охлаждаемый токоввод; 7—осевая тяга; 8—вертикальная тяга; 9—патрубок для подвода гелия; 10—трубка аварийного сброса гелия; 11—патрубок для откачки объема.

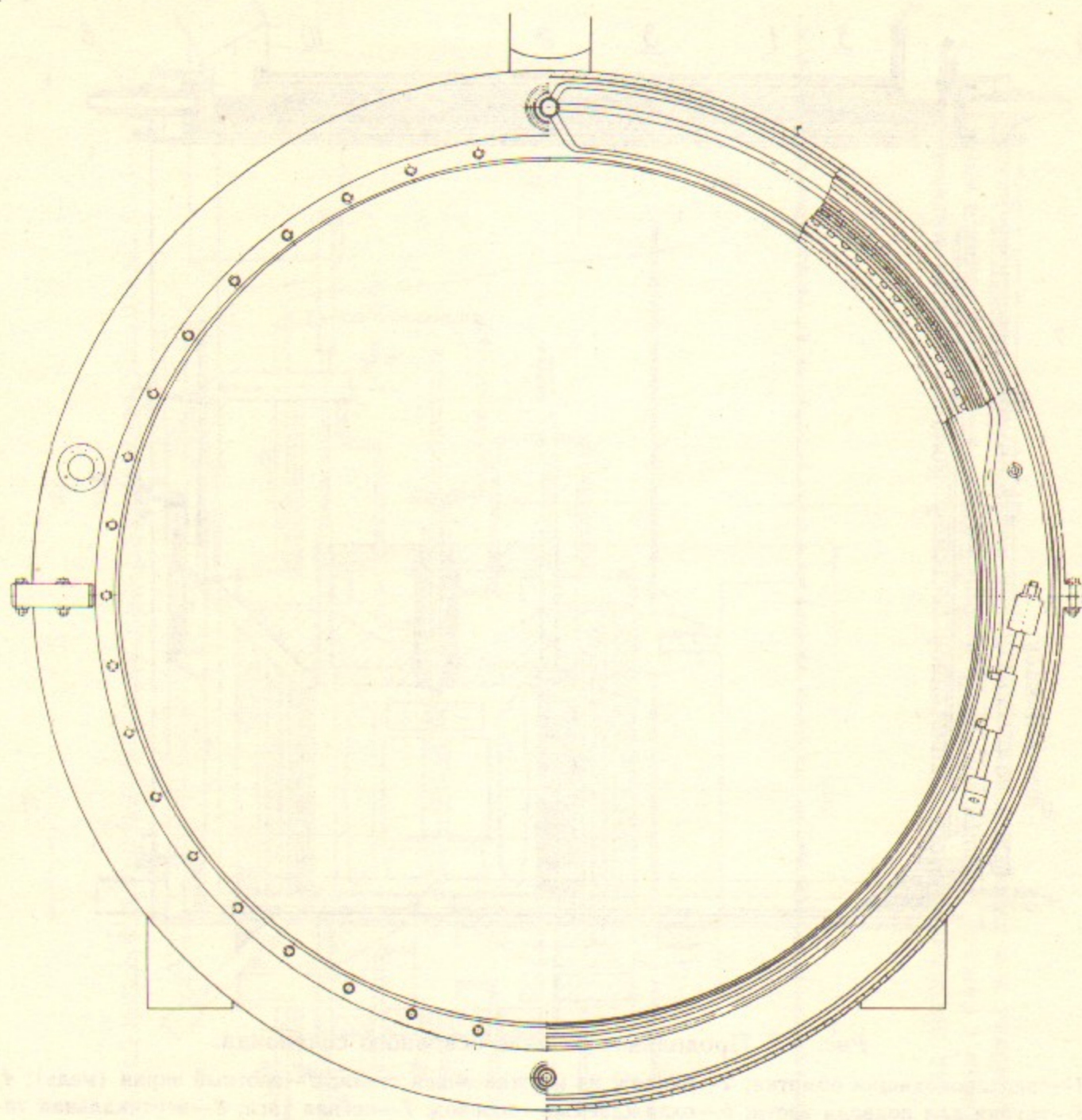
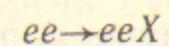


Рис. 4.3. Поперечное сечение основного соленоида.

5. ДВУХФОТОННАЯ ФИЗИКА НА СКИФ

Вопрос о возможностях СКИФ в области двухфотонной физики имеет две стороны: регистрация в основном детекторе продуктов распада системы, рожденной двумя фотонами, и регистрация электронов, испустивших эти фотоны. По традиции эти электроны в дальнейшем будут называться рассеянными электронами (РЭ), а система их регистрации сокращенно будет обозначаться, как СРРЭ.

Процесс двухфотонного рождения состояния X на встречных e^+e^- пучках

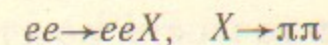


обладает рядом кинематических особенностей. Так продукты распада X летят, в основном, под малыми углами к оси встречных пучков, т. е. в ту область телесного угла, где у всех детекторов имеется зона нечувствительности. Однако, по мере приближения телесного угла регистрации к 100% влияние этой вытянутости уменьшается.

Таблица 5.1

M_x , ГэВ	θ_{\min}		
	6°	10°	15°
0.35	0.71	0.54	0.41
0.5	0.82	0.67	0.51
1.0	0.95	0.84	0.69
1.5	0.96	0.90	0.80
3.0	0.98	0.95	0.91

Кроме того, с ростом массы M_x распределение становится более изотропным и влияние мертвой зоны в области малых углов ослабляется. В табл. 5.1 приведены рассчитанные по методу Монте-Карло вероятности регистрации в центральном детекторе двух пионов от процесса



для различных значений минимального угла θ_{\min} регистрации частиц в детекторе в зависимости от массы состояния X . Из этой таблицы видно, что для СКИФ ($\theta_{\min} \approx 10^\circ$) потери в эффективности регистрации из-за мертвой зоны под малыми углами не слишком

велики, а в области $M_{\gamma\gamma} \gtrsim 1$ ГэВ, где находятся практически все интересные для двухфотонной физики объекты, эти потери становятся и совсем незначительными.

Но наиболее заманчивые возможности для изучения $\gamma\gamma$ -физики открываются при создании высокоэффективной СРРЭ [1, 2]. Богатый опыт создания и эксплуатации систем такого рода, накопленный в нашем институте, и наличие на ВЭПП-4 большого экспериментального промежутка в 13-м здании делают возможным создание для СКИФ системы регистрации РЭ с уникальными параметрами. Описанию проекта этой СРРЭ и посвящена основная часть этого раздела.

Рассеянные электроны вылетают из места встречи пучков под очень малыми углами — больше половины частиц лежат в интервале углов до десяти миллирадиан. При этом с хорошей степенью точности масса $\gamma\gamma$ -системы зависит только от энергии фотонов $\omega_{1,2}$

$$M_{\gamma\gamma} = 4\omega_1\omega_2 = 4(E_0 - E_1)(E_0 - E_2),$$

где E_0 — энергия электронного пучка, а $E_{1,2}$ — энергии соответствующих РЭ. Таким образом, для восстановления $M_{\gamma\gamma}$ необходимо с максимально возможной точностью измерять $E_{1,2}$.

В существующей сегодня на детекторе МД-1 системе [3] это делается следующим образом. Электрон, вылетевший из места встречи под углом θ_0 с энергией E , поворачивается анализирующим магнитом, состоящим из магнита самого МД-1 и доворотного магнита ДМ. На выходе из магнита с помощью системы пропорциональных камер измеряются точка и угол влета электрона.

Легко показать, что, зная точку влета x и угол влета θ_x (все в плоскости равновесной орбиты), можно однозначно восстановить угол вылета θ_0 и кривизну траектории (и тем самым энергию) частицы. При этом оказывается, что решающее влияние на точность измерения энергии РЭ имеет точность измерения угла θ_x . Для хорошего измерения угла θ_x требуется большая база в системе регистрирующих камер и, кроме того, σ_θ ограничено многократным рассеянием в самих камерах и на фольге, разделяющей камеру ускорителя и детектор РЭ. Практически σ_θ трудно сделать меньше 0.3 мрад. В системе регистрации РЭ на МД-1 при этом достигается точность измерения энергии РЭ $\sigma_E/E \approx 1\%$, и точность восстановления массы $\gamma\gamma$ системы $\sigma_M \approx 100$ МэВ. На сегодняшний день эти параметры являются рекордными для систем такого рода.*

* В настоящее время разрабатывается новая СРРЭ для детектора МД-1, которая будет иметь заметно лучшие параметры.

Система регистрации РЭ, предлагаемая для детектора СКИФ, изображена на рис. 5.1. Она использует тот же принцип, но отличается тем, что анализирующий магнит (длина 4 м, поле 6 кГс при $E_0 = 5$ ГэВ) располагается после дублета квадрупольных линз, необходимых для создания малой β -функции в месте встречи пучков. Угол поворота магнита выбран таким, что при энергии 4.7 ГэВ спин частицы поворачивается на 90° .

Регистрирующая система состоит из двух пакетов камер, расположенных непосредственно за магнитом и на расстоянии 5 м от него. Фокусирующее действие линз, расположенных между местом встречи пучков и анализирующим магнитом, приводит к двум положительным эффектам.

Во-первых, с удалением от линз размер пучка вследствие фокусировки уменьшается, а разложение по x частиц с потерянной энергией нарастает. Это позволяет регистрировать частицы с очень малой потерянной энергией $\chi = (E_0 - E)/E_0$. В предлагаемой схеме $\chi_{\min} \approx 3\%$, что позволяет получить хорошую эффективность регистрации РЭ для $M_{\gamma\gamma} \lesssim 1.5$ ГэВ.

Другой эффект фокусировки позволяет резко ослабить влияние σ_θ на энергетическое разрешение σ_E/E . Это явление особенно просто объясняется для случая, когда для некоторой энергии РЭ изображение точки взаимодействия e^+e^- пучков попадает в область камер СРРЭ. Тогда при любых углах вылета θ_0 частицы приходят в одну и ту же точку на камере, и энергия частицы определяется только координатой этой точки x , а измерение угла влета θ_x дает несущественную величину θ_0 .

Большие базы в предлагаемой СРРЭ обеспечивают сильное разложение частиц по x и позволяют даже при относительно скромной точности $\sigma_x \approx 200$ мкм получить $\sigma_E/E \approx 10^{-4}$, т. е. на порядок меньше разброса энергий в пучке ($\delta_0 \approx 10^{-3}$ при $E_0 = 5$ ГэВ), так что этот разброс становится определяющим фактором. Поскольку положение изображения места встречи зависит от энергии РЭ (хроматизм линз), то по мере удаления точки фокусировки от области камер СРРЭ σ_E/E вновь начинает определяться, в основном, σ_θ . Однако, в довольно широком диапазоне χ точность σ_E/E самой СРРЭ по-прежнему остается меньше δ_0 .

В предлагаемой системе дальние от магнита камеры регистрируют частицы с $3\% < \chi < 26\%$, а ближние с $27\% < \chi < 45\%$. Минимум σ_E/E в первой системе находится при $\chi \approx 17\%$, а во второй — при $\chi \approx 40\%$. При приближении к $\chi = 50\%$ разрешение резко ухудшается и данный метод восстановления энергии РЭ перестает

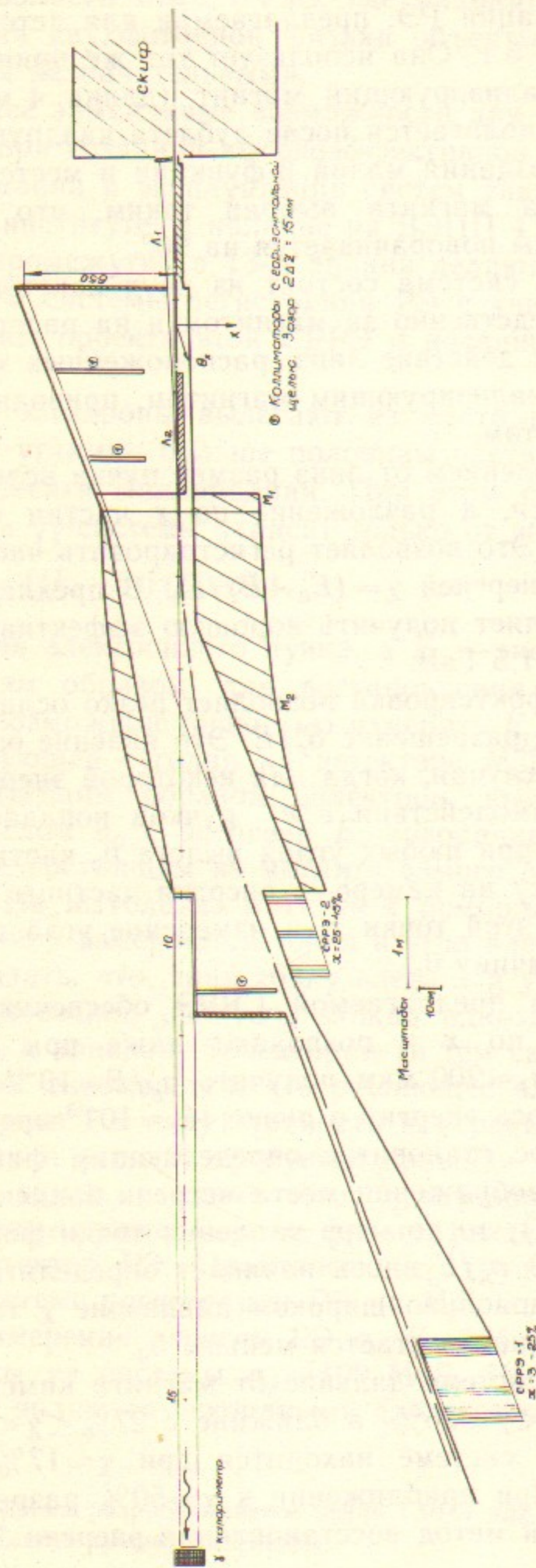


Рис. 5.1. Схема СРРЭ.

Л1 — линза ДУ-140 (диаметр вписанной окружности 140 мм) длиной 1,3 м с градиентом поля $G = -1.3$ кГс/см; Л2 — ДУ-200, $L = 1.3$ м, $G = 0.65$ кГс/см; М1 — «мягкий» магнит, понижающий фон от СИ в районе детектора, $L = 0.3$ м, $H = 2.0$ кГс; М2 — основной анализирующий магнит, $L = 4$ м, $H = 7$ кГс (все поля для $E_0 = 6$ ГэВ). Координата χ отсчитывается перпендикулярно равновесной орбите в медианной плоскости.

работать. На рис. 5.2 показаны σ_E/E в зависимости от χ для обеих систем камер. Приведены также вклады в σ_E/E от размеров места встречи в поперечном ($\sigma_r = 0.5$ мм) и продольном ($\sigma_z = 5$ см) направлениях. Показано, наконец, суммарное разрешение СРРЭ с учетом разброса энергий в пучке, которое в диапазоне $3\% < \chi < 45\%$ оказывается практически постоянным на уровне $\sigma_E/E \approx 10^{-3}$.

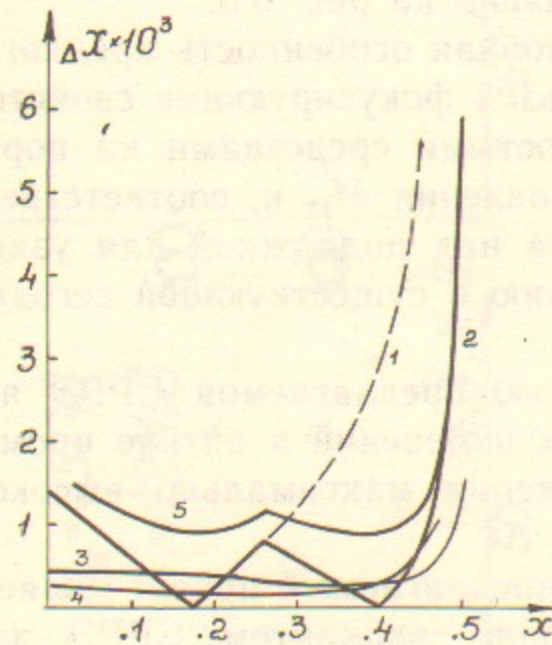


Рис. 5.2. Разрешение СРРЭ по энергии РЭ:

1 — для дальней системы камер; 2 — для ближней системы камер; 3 — вклад от неточности области взаимодействия пучков в поперечном направлении $\sigma_r = 0.5$ мм; 4 — То же для продольного размера $\sigma_z = 5$ см (расчет сделан для угла вылета $\theta_r = 5$ мрад); 5 — Результирующее разрешение с учетом разброса энергий в пучке $\delta_0 = 0.8 \cdot 10^{-3}$; предполагаемые точности в камерах $\sigma_x = 200$ мкм, $\sigma_\theta = 0.3$ мрад.

Следует отметить, что размеры требуемых камер небольшие (40×40 см² для первой системы и 20×20 см² для второй), а заложенные точности $\sigma_x = 200$ мкм и $\sigma_\theta = 0.3$ мрад относительно легко достигаются и, кроме того, не являются определяющими для σ_E/E . Апертура вакуумной камеры также вполне умеренных размеров. В первой линзе характерный диаметр 14 см, а во второй — 20 см при вдвое меньшем градиенте. Апертура анализирующего магнита ± 10 см по z и ± 40 см по x .

На рис. 5.3 показаны спектры $M_{\gamma\gamma}$ в диапазоне от 0.5 до 3 ГэВ. При получении этих спектров сначала по методу Монте-Карло разыгрывался с учетом всех искажений процесс $ee \rightarrow eeX$ и РЭ проводились через СРРЭ. Затем производилось восстановление M_x в предположениях, что начальная энергия электрона $E = E_0$, а точка вылета расположена в центре области взаимодействия пучков.

Как видно из рис. 5.3, разрешение по $M_{\gamma\gamma}$ слабо зависит от $M_{\gamma\gamma}$ и составляет $\sigma_M \approx 10$ МэВ. Таким образом, по сравнению с СРРЭ МД-1 σ_E/E и σ_M улучшаются на порядок и определяются, фактически, физическим пределом — разбросом энергий в пучке.

На рис. 5.4 приведена рассчитанная таким же образом вероятность регистрации двух РЭ в зависимости от $M_{\gamma\gamma}$. Видно, что в области $M_{\gamma\gamma} < 2$ ГэВ, где лежит основная часть С-четных резонансов, эффективность у предлагаемой СРРЭ также заметно выше, чем у сегодняшней СРРЭ МД-1. Эффективность регистрации двух РЭ при выбрасывании области малых z для подавления фона от однократного тормозного излучения показана на рис. 5.5.

В целом можно заключить, что основная особенность предлагаемой СРРЭ состоит в том, что, используя фокусирующие свойства линз, она позволяет относительно простыми средствами на порядок продвинуться по точности восстановления $M_{\gamma\gamma}$ и, соответственно, на порядок увеличить высоту пика над подложкой для узких ($\Gamma_{tot} < 20$ МэВ) резонансов по сравнению с существующей сегодня СРРЭ МД-1.

Другой положительной особенностью предлагаемой СРРЭ является то, что она не требует никаких изменений в оптике промежутка, спроектированной для достижения максимально высокой светимости.

Следует иметь в виду, также, что предлагаемый проект является первым и, по-видимому, простейшим вариантом СРРЭ для СКИФ, опирающимся на хорошо известные методики. Ценой дальнейших усложнений, например, установки дополнительного спектрометра, можно продвинуть аксептанс системы и в область больших масс.

При более детальной проработке возможны и другие варианты усовершенствования предложенной системы.

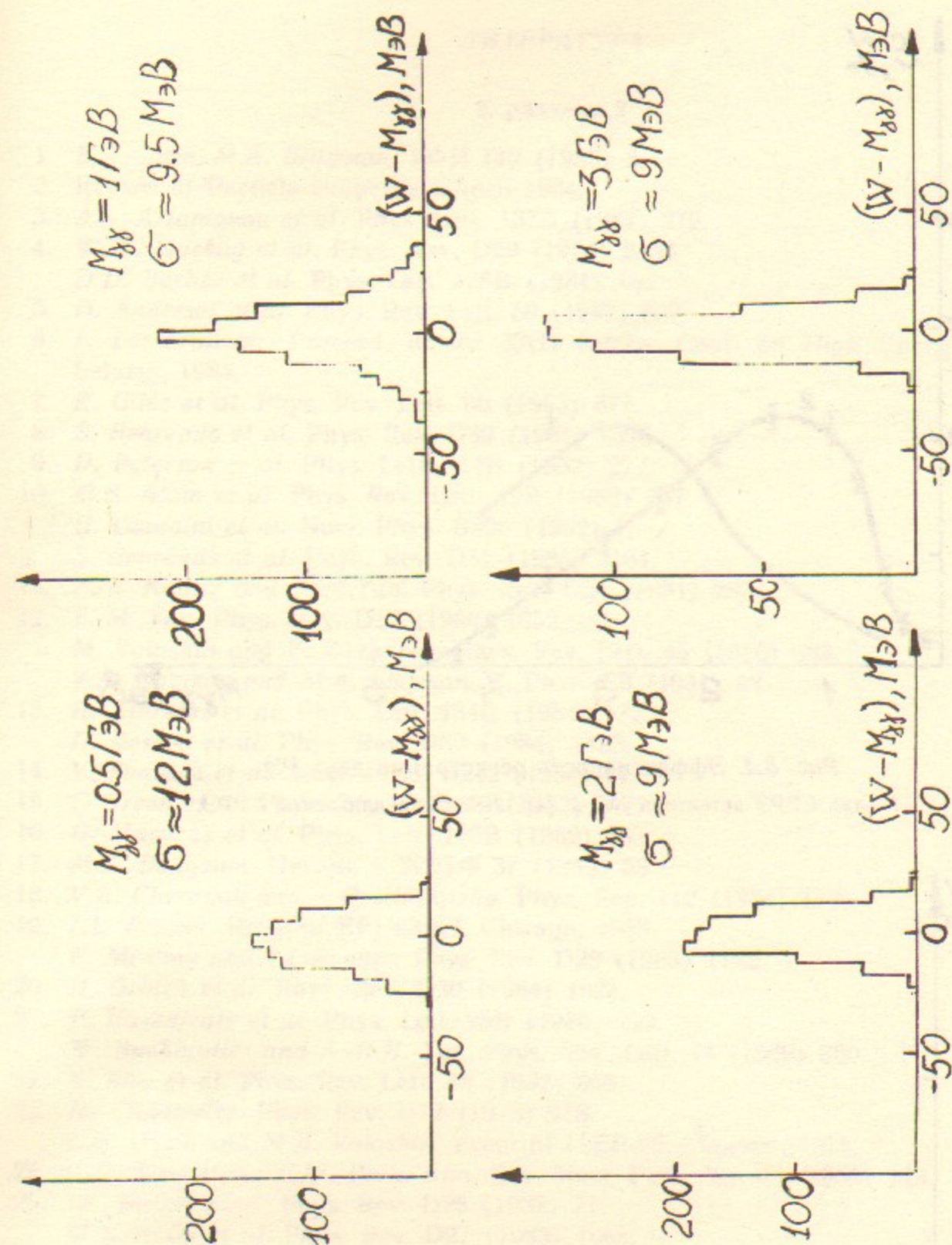


Рис. 5.3. Спектры восстановленной инвариантной массы $\gamma\gamma$ системы W для различных $M_{\gamma\gamma}$ с учетом всех факторов, влияющих на энергетическое разрешение.

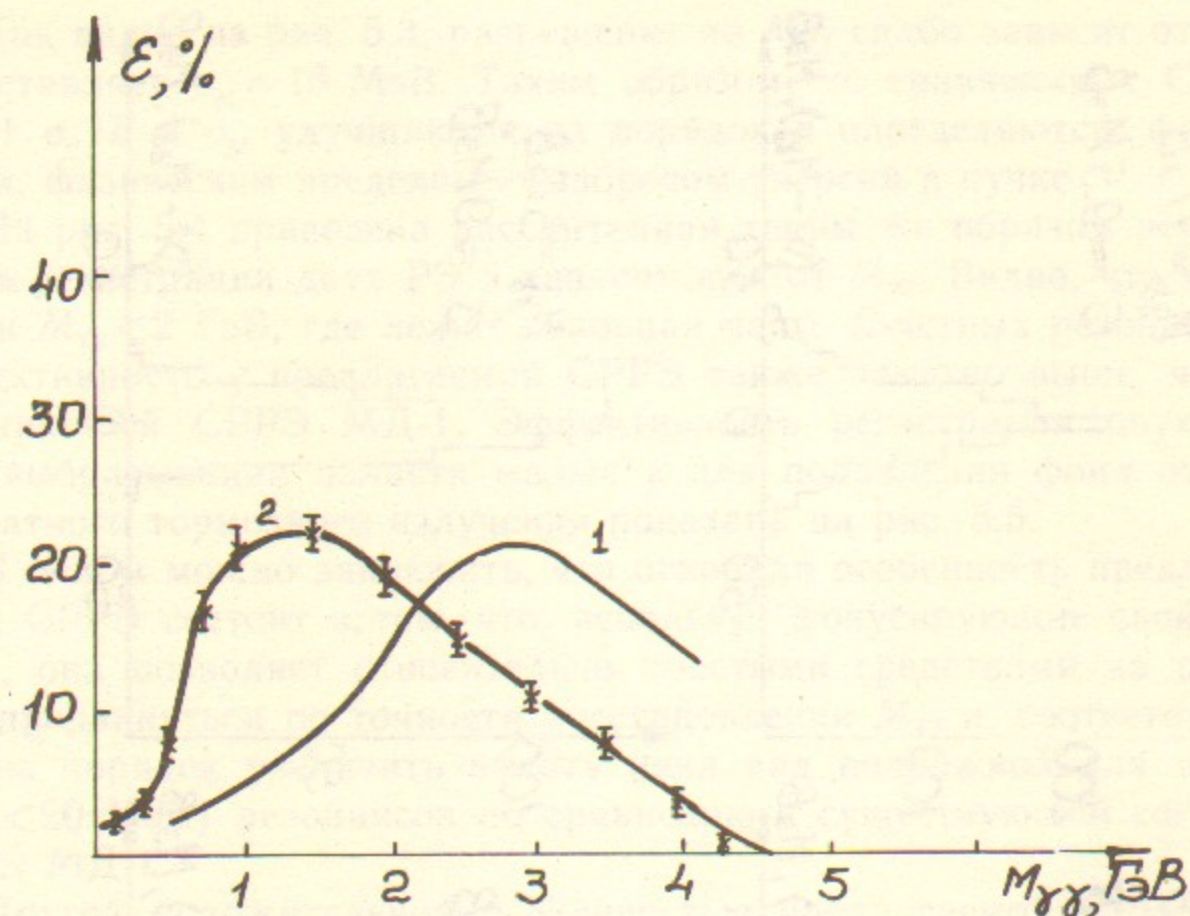


Рис. 5.4. Эффективность регистрации двух РЭ:
1—для СРРЭ детектора МД-1 [4], 2—для предлагаемой СРРЭ.

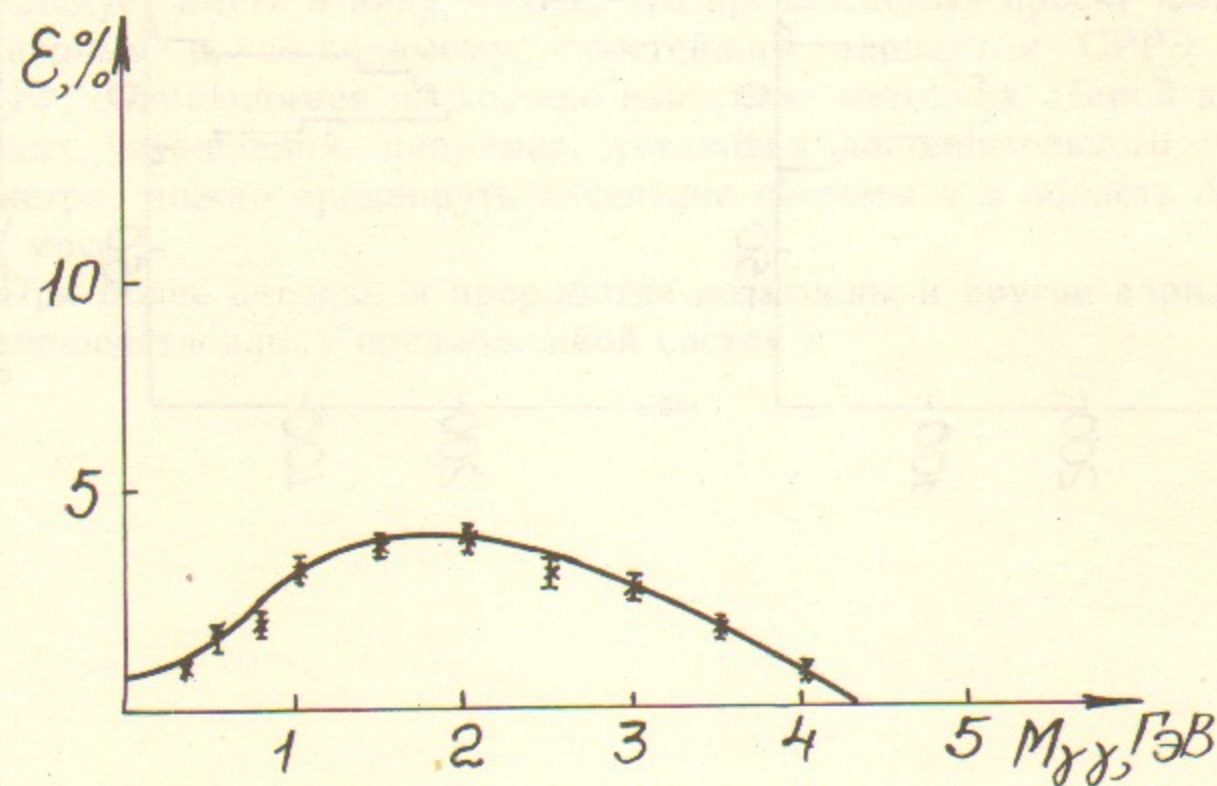


Рис. 5.5. Эффективность регистрации двух РЭ предлагаемой СРРЭ при условиях:
угол вылета $\theta_{0z} > 0.5$ мрад, и координата влета по вертикали $|z| > 1$ мм.

ЛИТЕРАТУРА

К разделу 2

1. В.А. Хозе, М.А. Шифман. УФН 140 (1983) 3.
2. Review of Particle Properties. April 1984.
3. A.S. Artamonov et al. Phys. Lett. 137B (1984) 272.
4. W.W. Mackay et al. Phys. Rev. D29 (1984) 2483.
D.D. Barber et al. Phys. Lett. 135B (1984) 498.
5. D. Andrews et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 807.
6. J. Lee-Franzini. Proceed. of the XXII Intern. Conf. on High Energy Physics. Leipzig, 1984.
7. R. Giles et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 877.
8. S. Behrends et al. Phys. Rev. D30 (1984) 1996.
9. D. Peterson et al. Phys. Lett. 114B (1982) 277.
10. M.S. Alam et al. Phys. Rev. Lett. 49B (1982) 357.
G. Giannini et al. Nucl. Phys. B206 (1982) 1.
S. Behrends et al. Phys. Rev. D31 (1985) 2161.
11. Y.-P. Kuang and T.-M. Yan. Phys. Rev. D24 (1981) 2874.
12. T.-M. Yan. Phys. Rev. D12 (1980) 1652.
M. Voloshin and V. Zakharov. Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 688.
V.A. Novikov and M.A. Shifman. Z. Phys. C8 (1981) 43.
13. H. Albrecht et al. Phys. Lett. 134B (1984) 137.
D. Besson et al. Phys. Rev. D30 (1984) 1433.
14. V. Fonseca et al. Nucl. Phys. B242 (1984) 31.
15. J. Green et al. Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 617.
16. G. Mageras et al. Phys. Lett. 118B (1982) 453.
17. М.Б. Волошин. Письма в ЖЭТФ 37 (1983) 58.
18. V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky. Phys. Rep. 112 (1984) 173.
19. J.L. Rosner. Preprint EFI 83/17. Chicago, 1983.
P. Moxhay and J.L. Rosner. Phys. Rev. D28 (1983) 1132.
20. H. Grotch et al. Phys. Rev. D30 (1984) 1924.
21. P. Hasenfratz et al. Phys. Lett. 95B (1980) 299.
W. Buchmuller and S.-H.H. Tye. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 850.
22. E. Rice et al. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 906.
23. M. Chanowitz. Phys. Rev. D12 (1975) 918.
L.B. Okun and M.B. Voloshin. Preprint ITEP-95. Moscow, 1976.
24. E.D. Bloom and C.W. Peck. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 143.
25. M. Sivertz et al. Phys. Rev. D26 (1982) 717.
M.S. Alam et al. Phys. Rev. D27 (1983) 1665.
26. M. Ogg. Preprint CLNS-84/604. Cornell, 1984.
27. S. Yoessef et al. Phys. Lett. 139B (1984) 332.
28. R.D. Schamberger et al. Phys. Lett. 138B (1984) 225.
29. C. Peck et al. Preprint DESY 84-064, 1984.
30. S. Stone. Proc. of International Symposium on Lepton and Photon Interactions. Cornell, 1983, p.203.
31. A. Chen et al. Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1084.
32. S. Behrends et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 881.
33. H. Fritzsch. Phys. Lett. 86B (1979) 343.
J.H. Kuhn, S. Nussinov and R. Ruckl. Z. Phys. C5 (1980) 117.

34. S.R. Giles et al. Phys. Rev. D30 (1984) 2279.
35. S.E. Czorna et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1894.
36. I.I.Y. Bigi and M. Fukugita. Phys. Lett. 91B (1980) 121.
A. Ali et al. Z. Phys. C1 (1979) 269.
37. A. Chen et al. Phys. Rev. D31 (1985) 2386.
38. K. Hikasa and K. Igi. Phys. Rev. D23 (1981) 2027.
39. D.M.J. Lovelock et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 377.
D. Besson et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 381.
40. J.H. Kuhn and H. Schneider. Phys. Rev. D24 (1981) 2996.
41. Я.И. Азимов и др. Труды XX зимней школы ЛИЯФ, 1985, с.82.
42. F.J. Gilman and S.H. Rhee. Phys. Rev. D31 (1985) 1066.
43. Э.В. Шуряк. Труды XX зимней школы ЛИЯФ, 1985, с.184.
44. А.Г. Грозин. Ядерная Физика 37 (1983) 424.
45. F. Porter et al. UPSTATE proposal. Cornell, 1983.

К разделу 5

1. H. Kolanoski. Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings. Springer Tracts in Modern Physics 105. Berlin-Heidelberg-New-York-Tokyo 1984.
2. A.E. Blinov et al. Preprint INP 85-95. Novosibirsk, 1985.
3. С.Е. Бару и др. Препринт ИЯФ 83-39. Новосибирск, 1983
4. А.Е. Блинов и др. Препринт ИЯФ 82-93. Новосибирск, 1982

СОДЕРЖАНИЕ.

	стр
Введение	3
1. Общее описание детектора	4
2. Физическая программа	8
2.1. Изучение спектроскопии связанных состояний b -кварков	9
2.2. Поиск глюболлов и другой экзотики в радиационных распадах Υ	15
2.3. Исследование мезонов с открытой прелестью	17
2.4. Изучение свойств континуума	22
2.5. Физическая программа для первой очереди СКИФ	23
3. Экспериментальный промежуток	24
3.1. Общая схема промежутка	24
3.2. Магнитная структура промежутка. Апертура	26
3.3. Разведение пучков	27
3.4. Дополнительные элементы в промежутке	28
3.5. Синхротронное излучение и излучение от резонаторов	28
3.6. Светимость, ток, поперечные размеры пучка в месте встречи	29
3.7. Трудоемкость основных работ на промежутке в 15 здании	31
3.8. СКИФ в 13 здании	31
4. Магнитная система детектора СКИФ	32
4.1. Основной соленоид	32
4.2. Компенсирующие соленоиды	33
4.3. Квадрупольные линзы	33
5. Двухфотонная физика на СКИФ	37
Литература	45

Г.А. Аксенов, В.В. Анашин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, А.Е. Бондарь, А.М. Власов, А.Е. Вол-
ков, А.А. Жоленц, Г.М. Колачев, А.С. Кузьмин, Л.М. Курдад-
зе, П.К. Лебедев, М.Ю. Лельчук, Ю.И. Мерзляков, М.Д. Мина-
ков, С.И. Мишнев, В.П. Нагаслаев, А.Б. Номероцкий, В.С.
Охапкин, Г.С. Пискунов, С.И. Редин, Л.В. Романов, А.И. Ро-
манчук, Н.И. Роот, В.Я. Сазанский, В.А. Сидоров, А.Н. Скрин-
ский, В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, В.М. Титов, Г.М. Тумайкин,
Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, П.Л. Храпкин, А.Г. Чилингаров,
Б.А. Шварц, А.И. Шехтман, Б.Н. Шувалов, С.И. Эйдельман,
Ю.И. Эйдельман.

Физический проект детектора СКИФ

1. Физическая программа, место встречи, магнитная система, двухфотонная физика

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 2 октября 1985 г.

Подписано в печать 10 октября 1985 г. МН 06734

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,8 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 125

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.