



**ПРОЕКТ
СУПЕР С-τ ФАБРИКИ
В НОВОСИБИРСКЕ**

Институт Ядерной Физики им. Г.И.Будкера СО РАН
Новосибирск - 2011



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Г.И.БУДКЕРА СО РАН

Супер Charm–Tau фабрика

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ

Новосибирск – 2011

Этот документ описывает проект Супер-ст-фабрики, планируемой в Институте Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск). Установка на встречных электрон-позитронных пучках будет работать в области полных энергий от 2 до 5 ГэВ с беспрецедентно высокой светимостью $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и продольной поляризацией электронов в месте встречи.

Основная цель экспериментов на Супер-ст-фабрике — изучение процессов рождения очарованных кварков и тау-лептонов, используя набор данных, который на 3–4 порядка больше по объему, чем набранный до сих пор в любом другом эксперименте. Мы полагаем, что эти эксперименты будут чувствительны к новым физическим эффектам, не описываемым Стандартной Моделью.

В.В. Анашин, В.М. Аульченко, Е.М. Балдин, А.К. Барладян, А.Ю. Барняков, И.Ю. Басок, О.Л. Белобородова, А.Е. Блинов, В.Е. Блинов, А.В. Бобров, В.С. Бобровников, А.Г. Богданчиков, А.В. Богомягков, А.Е. Бондарь, А.А. Бороденко, А.В. Брагин, А.Р. Бузыкаев, А.Н. Винокурова, П.Д. Воблый, Г.В. Воднев, А.И. Воробьев, В.С. Воробьев, Н.И. Габышев, А.Ю. Гармаш, С.А. Глухов, В.Д. Голубев, Д.Н. Григорьев, В.Р. Грошев, Д.В. Гусев, Н.С. Диканский, Т.В. Димова, А.М. Долгов, В.П. Дружинин, Ф.А. Еманов, Д.А. Епифанов, Л.В. Епштейн, Е.С. Ершов, В.Н. Жилич, В.В. Жуланов, А.С. Зайцев, К.В. Золотарев, С.В. Карпов, П.В. Касьяненко, В.Ф. Казанин, Е.К. Кенжебулатов, В.И. Хазин, С.В. Хрушев, В.А. Киселев, В.И. Кокоулин, В.В. Колмогоров, С.А. Кононов, И.А. Кооп, А.А. Король, Е.А. Кравченко, А.А. Краснов, П.П. Кроковный, В.Н. Кудрявцев, А.С. Кузьмин, В.Ф. Куликов, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Купер, Г.Я. Куркин, А.Е. Левичев, Е.Б. Левичев, Р.Н. Ли, П.В. Логачев, Д.В. Матвиенко, А.С. Медведко, Н.А. Мезенцев, А.И. Мильштейн, А.А. Морозов, Н.Ю. Мучной, С.А. Никитин, И.Б. Николаев, И.Н. Окунев, А.П. Онучин, С.Б. Орешкин, А.А. Осипов, А.С. Осипов, А.В. Отбоев, А.В. Петренко, М.В. Петриченко, В.В. Петров, П.А. Пиминов, А.О. Полуэктов, А.В. Полянский, В.Г. Присекин, Ю.А. Пупков, В.А. Родякин, Г.А. Савинов, С.И. Середняков, С.В. Синяткин, И.В. Сидоров, К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, В.В. Смалюк, А.В. Смалюк, Е.В. Старостина, А.М. Сухарев, А.А. Тальшев, В.И. Тельнов, Ю.А. Тихонов, В.М. Титов, Ю.В. Усов, В.С. Фадин, В.Л. Черняк, В.Я. Чудаев, И.Н. Чуркин, Ю.М. Шатунов, Д.Н. Шатилов, В.Е. Шебалин, Л.И. Шехтман, С.Н. Шмаков, Д.А. Штоль, А.И. Шушаро, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин, А.Н. Юшков
**Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН, пр. Лаврентьева 11,
Новосибирск 630090, Россия**

А.Ф. Данилюк

**Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, пр. Лаврентьева 5, Новосибирск
630090, Россия**

Н.Н. Ачасов, И.Ф. Гинзинбург, Г.Н. Шестаков

**Институт математики им. С.Л.Соболева СО РАН, пр. Академика Коптюга 4,
Новосибирск 630090, Россия**

Г.Л. Коткин, И.Б. Логашенко, Д.А. Максимов, О.И. Мешков, И.О. Орлов, В.Г. Сербо,
Ю.И. Сковпень, А.Г. Харламов

**Национальный исследовательский университет – Новосибирский
государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск 630090, Россия**

М.Ю. Барняков, С.Г. Пивоваров

**Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса,
Новосибирск 630092, Россия**

А.В. Арфеев, Т.А. Аушев, М.В. Данилов, Д.Р. Ливинцев, Р.В. Мижук, Г.В. Пахлова,
П.Н. Пахлов, В.Ю. Русинов, Е.И. Соловьева, Е.И. Тарковский, И.Н. Тихомиров, Т.В. Углов,
К.А. Чиликин, Р.Н. Чистов,

**Государственный Научный Центр Российской Федерации – Институт
Теоретической и Экспериментальной Физики Москва, ул. Большая
Черемушкинская 25, Москва 117218, Россия**

И.Р. Бойко, Д.В. Дедович, Ю.А. Нефедов, А.С. Жемчугов
Объединенный Институт Ядерных Исследований Дубна, ул. Жолио-Кюри 6,
г. Дубна, Московская обл. 141980, Россия

В.Л. Голотцов, Н.В. Грузинский, В.А. Никонов, А.В. Саранцев, Л.Н. Уваров,
В.А. Щегельский, В.И. Яцуро
Петербургский Институт Ядерной Физики, Ленинградская обл., г. Гатчина, Орлова
роща, 188300, Россия

А.Ю. Логинов, В.Н. Стибунов
Национальный исследовательский Томский политехнический университет, пр.
Ленина 30, Томск 634050, Россия

Т.Л. Каравичева, Е.В. Карпешев, А.Б. Курепин, А.Н. Курепин, В.И. Разин, А.И. Решетин,
Н.С. Топильская, Д.А. Финогеев, Е.А. Ющенко
Институт ядерных исследований РАН, пр. 60-летия Октября, Москва 117312, Россия

V. Smakhtin
Weizmann Institute of Science, PO Box 26, Rehovot 76100, Israel

M. Bracko, S. Korpar
University of Maribor, Smetanova 17, SI-2000 Maribor, Slovenia

B. Golob, R. Pestotnik, M. Staric
Jozef Stefan Institute, P.O.B. 3000, SI-1001, Ljubljana, Slovenia

P. Krizan
University of Ljubljana, Jadranska 19, SI-1000, Ljubljana, Slovenia

D. Babusci, G. Venanzoni, M. Zobov
Lab. Nazionali di Frascati dell'INFN, CP 13, via E. Fermi 40, I-00044, Frascati Roma,
Italy

A. Lusiani
Scuola Normale Superiore e INFN, Piazza dei Cavalieri 7, I-56126, Pisa, Italy

M. Mascolo, D. Moricciani
University of Rome Tor Vergata, via della Ricerca Scientifica, 1, I-00133, Roma, Italy

H. Czyz
Institute of Physics, University of Silesia in Katowice, Uniwersytecka 4, PL-40-007
Katowice, Poland

F. Jegerlehner
A.Humboldt University, DESY, Platanenallee 6, D-15738, Zeuthen, Germany

Оглавление

Введение	9
1 Физическая программа	13
1.1 Введение	13
1.2 Чармоний	14
1.3 Спектроскопия состояний из легких кварков	17
1.4 Физика D -мезонов	19
1.4.1 Спектроскопия D -мезонов	20
1.4.2 Распады очарованных мезонов	22
1.4.3 Смешивание в системе нейтральных D -мезонов	24
1.4.4 Поиск CP -нарушения	26
1.4.5 Редкие распады D -мезонов	29
1.5 Очарованные барионы	30
1.6 Физика τ -лептона	33
1.7 Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии от 2 до 5 ГэВ	35
1.8 Двухфотонная физика	37
1.9 Заключение	38
2 Детектор	45
2.1 Введение	45
2.2 Вакуумная камера	46
2.3 Вершинный детектор	46
2.3.1 Время-проекционная камера	48
2.4 Дрейфовая камера	51
2.4.1 Введение	51
2.4.2 Дизайн дрейфовой камеры	51
2.4.3 Проволочная структура	52
2.5 Система идентификации ФАРИЧ	56
2.5.1 Введение	56
2.5.2 Принцип ФАРИЧ	58
2.5.3 Проект системы	59
2.5.4 Численное моделирование ФАРИЧ	59
2.5.5 Испытание прототипа ФАРИЧ	61
2.6 Электромагнитный калориметр	62
2.6.1 Элементы калориметра	64
2.6.2 Фотоприемники	66
2.6.3 Электроника калориметра	68
2.6.4 Радиационная стойкость кристаллов	69

2.6.5	Измерения с прототипом торцевого калориметра	70
2.6.6	Заключение	74
2.7	Мюонная система	75
2.8	Сверхпроводящий соленоид	78
2.8.1	Основные требования и параметры соленоида	78
2.8.2	Конструкция соленоида для детектора	78
2.8.3	Криогенная система соленоида	79
2.9	Триггер	79
2.10	Концепция детекторной электроники	81
2.11	Компьютерное и телекоммуникационное обеспечение	88
2.11.1	Введение	88
2.11.2	Модель процесса сбора, обработки и хранения данных детектора	88
2.11.3	Структура системы обработки и хранения данных детектора	89
2.11.4	Планы развертывания системы обработки и хранения данных детектора	102

3 Коллайдер 110

3.1	Введение	110
3.2	Crab waist метод встречи	111
3.3	Выбор параметров коллайдера	116
3.4	Магнитная структура	121
3.4.1	Общее описание коллайдера	121
3.4.2	Промежуток встречи	123
3.4.3	Магнитная структура накопителя	126
3.4.4	Управление эмиттансом и параметрами затухания	128
3.4.5	Коррекция хроматизма и динамическая апертура	131
3.4.6	Линзы финального фокуса	133
3.5	Эффекты встречи и светимость	137
3.6	Получение продольной поляризации электронов в точке встречи	140
3.6.1	Замкнутая спиновая орбита. Спиновые ротаторы	140
3.6.2	Радиационная релаксация спинов	142
3.6.3	Усредненная по времени степень поляризации	143
3.6.4	Технические аспекты реализации спиновых ротаторов	144
3.7	Время жизни пучков	145
3.8	Коллективные эффекты	148
3.8.1	Коллективные эффекты	148
3.8.2	Удлинение пучка	148
3.8.3	Когерентные потери энергии	151
3.8.4	ТМС-неустойчивость (fast head-tail)	152
3.8.5	Продольная многосгустковая неустойчивость	153
3.8.6	Поперечная многосгустковая неустойчивость	154
3.9	Стабилизация параметров пучка и системы обратной связи	155
3.9.1	Задачи стабилизации	155
3.9.2	Алгоритмы коррекции	156
3.9.3	Расчет передаточных функций	157
3.9.4	Стабилизация орбиты	158
3.9.5	Системы быстрой обратной связи	160

4	Инжекционная система	167
4.1	Инжекция в <i>ст</i> -фабрику	167
4.1.1	Геометрия канала	167
4.1.2	Оптика канала	168
4.1.3	Акцентанс накопителя и параметры инжектируемых пучков	171
4.1.4	Схема инъекции и требование на стабильность параметров пучка	171
4.2	Источник поляризованных электронов	173
4.2.1	Фотокатод	174
4.2.2	Высоковольтный узел	176
4.2.3	Активация катодов	179
4.2.4	Магнито-оптическая система. Спиновый ротатор	179
4.2.5	Мотт-поляриметр	180
4.2.6	Группировка, доускорение и инъекция пучка в линак	180
4.2.7	Основные параметры	180
4.3	Получение интенсивных позитронных пучков на инжекционном комплексе	181
4.3.1	Введение	181
4.3.2	Инжекционный комплекс ВЭПП-5	184
4.3.3	Позитронный источник инжекционного комплекса ВЭПП-5	188
4.3.4	Заключение	202
4.4	Линейный ускоритель	203
4.4.1	Высокочастотная система линейного ускорителя	205
4.4.2	Система фокусировки пучка	210
4.4.3	ВЧ нагрузка	211
4.4.4	Заключение	212
5	Инфраструктура	215
5.1	Инженерно-геологические условия площадки строительства	215
5.2	Основные параметры	218
5.3	Подземные сооружения	219
5.3.1	Строительная часть подземных сооружений	219
5.3.2	Электроснабжение подземных сооружений	220
5.3.3	Отопление и вентиляция подземных сооружений	220
5.3.4	Контур охлаждения оборотной дистиллированной воды подземных сооружений	221
5.3.5	Снабжение сжатым воздухом подземных сооружений	221
5.3.6	Водопровод и канализация подземных сооружений	221
5.3.7	Пожаротушение подземных сооружений	221
5.3.8	Сигнализация, интернет и связь подземных сооружений	221
5.3.9	Радиационная безопасность подземных сооружений	222
5.3.10	Штатный персонал	222
5.3.11	Охрана окружающей среды	222
5.4	Наземные сооружения	222
5.4.1	Строительная часть наземных зданий 27/1/1 и 27/1/2	223
5.4.2	Строительная часть наземных зданий 27/2 и 27/3	226
5.4.3	Внутренние сети зданий 27/1/1, 27/1/2, 27/2 и 27/3.	227
5.4.4	Теплоснабжение, отопление, вентиляция и кондиционирование	228
5.4.5	Сеть охлаждения оборудования оборотной дистиллированной воды	229
5.4.6	Снабжение сжатым воздухом наземных зданий и сооружений	229

5.4.7	Газоснабжение наземных зданий и сооружений	229
5.5	Внутриплощадочные инженерные сети	230
5.5.1	Вертикальная планировка, озеленение и благоустройство	231
5.5.2	Охрана окружающей среды	231
5.5.3	Энергосбережение	231
6	Стоимость проекта	232

Введение

В девяностые годы прошлого столетия в лабораториях мира, занимающихся исследованиями по физике высоких энергий, обсуждалось несколько проектов $ст$ -фабрик. Все эти установки планировались на энергию пучка 1–3 ГэВ и пиковую светимость около 10^{33} см⁻²с⁻¹ [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7], за исключением новосибирского варианта с круглыми пучками, который был рассчитан на светимость 10^{34} см⁻²с⁻¹ [8]. Для изучения узких резонансов рассматривались различные варианты монохроматизации энергии столкновения частиц и возможности получения поперечно поляризованных частиц (для точной калибровки энергии).

Единственным реализованным проектом из “семейства” $ст$ -фабрик 90-х годов в настоящее время является коллайдер ВЕРС II, запущенный в 2009 г. в Пекине в лаборатории ИНЕР [9], с запланированной пиковой светимостью 10^{33} см⁻²с⁻¹.

Возрождение интереса к рассматриваемой тематике и начало работ по проекту Супер- $ст$ -фабрики в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН связано, во-первых, с теми выдающимися результатами, которые были получены на B -фабриках в лабораториях КЕК (Япония) и SLAC (США). Эти работы увенчались присуждением в 2008 году Нобелевской премии по физике М. Кобаяси и Т. Маскаве. Несмотря на то, что высокая светимость B -фабрик позволила, с использованием метода радиационного возврата, предложенного и развитого в ИЯФ, получить интересные результаты и в области энергий $ст$ -фабрик, создание коллайдера-фабрики, нацеленного на изучение физики очарованных частиц и тау-лептона, по-прежнему является чрезвычайно актуальным вопросом.

Во-вторых, рост интереса к созданию $ст$ -фабрики следующего поколения был вызван открытием принципиально нового метода встречи пучков в электрон-позитронном коллайдере, который позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость по сравнению с существующими фабриками сразу на два порядка. Идея была высказана итальянским физиком Панталео Раймонди в 2006 году в связи с изучением возможности создания B -фабрики с высокой светимостью [10]. Позже метод был строго обоснован в совместных работах П. Раймонди, М. Зобова (INFN/LNF, Фраскати) и Д. Шатилова (ИЯФ, Новосибирск) [11, 12] с использованием программы моделирования эффектов встречи LIFETRAC, разработанной Дмитрием Шатиловым. Новый подход, подробно описываемый ниже, получил английское название “*Crab-Waist Collision with Large Piwinski Angle*”, которое может быть переведено на русский язык как “*встреча пучков под большим парметром Пивинского с разворотом перетяжки (минимума вертикальной бетатронной функции) в месте встречи*”. Однако, ввиду громоздкости такого определения, ниже мы будем использовать сокращенное обозначение нового подхода — Crab Waist или CW метод встречи. Кроме Супер- $ст$ -фабрики в Новосибирске, CW метод встречи используется в проектах Super B -фабрики в Италии и SuperКЕК B -фабрики в Японии. Иными словами, на новом подходе основаны проекты всех электрон-позитронных супер-коллайдеров будущего.

В 2008–2009 гг. новый метод встречи пучков был экспериментально проверен на ϕ -фабрике

DAΦNE; результаты экспериментов подтверждают перспективность метода и находятся в хорошем согласии с теорией [13].

Основными научными задачами предлагаемого проекта являются: прецизионное изучение процессов рождения c -кварков и τ -лептонов, поиск четырех- и пятикварковых состояний, глюоболов, гибридных и других экзотических состояний и исследование их свойств. Статистика, набранная на Супер- $c\tau$ -фабрике, на 3–4 порядка превысит объем данных, доступный для анализа в настоящее время. Это позволит изучить такие новые явления как CP -нарушение в распадах D -мезонов, τ -лептона и нарушение закона сохранения лептонного числа в распадах τ -лептона.

Выполнение физической программы потребует разработки универсального магнитного детектора с высоким импульсным разрешением для заряженных частиц, предельным разрешением по энергии фотонов и рекордными параметрами системы идентификации частиц. Высокая светимость требует создания триггерной системы с уникальными характеристиками, которая сможет выделять физические события в условиях очень высокой загрузки детектора, а также современных систем оцифровки и сбора данных, способных обрабатывать события с частотой 300–400 кГц.

Исходя из задач, подробно обсуждаемых в разделе физической программы Супер- $c\tau$ -фабрики, были сформулированы следующие основные требования к ускорительному комплексу:

- Энергия встречи пучков в системе центра масс должна варьироваться от 2 до 5 ГэВ, что позволит вести эксперименты от порога рождения нуклонов и антинуклонов до области семейства ψ -мезонов и очарованных барионов. Кроме того, столь широкий диапазон энергии позволит стыковать экспериментальные данные, полученные в ИЯФ на коллайдерах ВЭПП–2000 и ВЭПП–4 на более низкой и более высокой энергии.
- Светимость фабрики должна быть не ниже 10^{35} см⁻²с⁻¹ в области высоких энергий и $\geq 10^{34}$ см⁻²с⁻¹ в области низких энергий.
- Электронный пучок должен быть продольно поляризован в месте встречи [14].
- Встреча пучков должна производиться с равными энергиями; асимметрия энергий двух пучков не требуется.
- Так как до настоящего времени не удалось найти схему монохроматизации без существенного уменьшения светимости, было принято решение отказаться от монохроматизации, тем более, что высокая светимость позволяет эффективно исследовать узкие резонансные состояния без использования монохроматизации.
- Было принято решение отказаться от поперечной поляризации пучков для прецизионного измерения энергии методом резонансной деполяризации и использовать для калибровки энергии метод обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на частицах циркулирующего пучка. В настоящее время эта методика используется на ВЭПП–4М [15], где достигнута относительная точность измерения $3 \cdot 10^{-5}$, что является достаточным для выполнения физической программы Супер- $c\tau$ -фабрики.

При реализации проекта Супер- $c\tau$ -фабрики предполагается использовать существующий в ИЯФ инжекционный комплекс, проведя его модернизацию, направленную на повышение производительности по позитронам. Для уменьшения стоимости установки в проекте будет использована существующая в ИЯФ инфраструктура, тоннели, здания и объекты энергетики. При создании систем, элементов и узлов комплекса было принято решение опираться

на имеющиеся в институте технические и технологические решения и широко применять, производимые институтом по контрактам устройства: электро- и сверхпроводящие магниты, источник поляризованных электронов, элементы вакуумной камеры и диагностики пучка, электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI, детектор черенковских колец с радиатором из аэрогеля и т.п.

Литература

- [1] C-Tau in Novosibirsk: Conceptual Design Report, BINP, Novosibirsk, 1995
- [2] E. Perelshtein *et al.*, Proc. of the 3rd Workshop on the TC Factory, Marbella, Spain, 1-6 Jun 1993, 557-570
- [3] M.V. Danilov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 455-457
- [4] E. Berger *et al.*, ANL-HEP-TR-94-12, Feb 1994. 28pp
- [5] Yu. Aleksahin, A. Dubrovin, A. Zholents, In EPAC 90 Proc., vol. 1, 398-400
- [6] He-Sheng Chen, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59 (1970) 316-323
- [7] A. Faus-Golfe and J. Le Duff, Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 6-18
- [8] A. N. Skrinsky, “Studies for a Tau-Charm Factory”, SLAC-Report-451, October, 1994
- [9] J. Q. Wang, L. Ma, Q. Qin, C. Zhang, “Status and performance of BEPC II”, Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan, 2010, WEXMH01, p. 2359.
- [10] P. Raimondi, “Status of the SuperB Effort”, presentation at the 2nd Workshop on Super B Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006
- [11] P. Raimondi and M. Zobov, DAΦNE Technical Note G-58, April 2003
- [12] D. Shatilov and M. Zobov, ICFA Beam Dyn. Newslett. **37** (2005) 99
- [13] M. Zobov (INFN LNF), for DAΦNE Collaboration Team, “DAΦNE Operation Experience With Crab Waist Collision”, arXiv:0810.2211v1
- [14] Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский, “О движении спина частиц в накопителе с произвольным полем”, Препринт ИЯФ 70-2 (1970)
см. также Доклады АН СССР, 1970, т. 192, № 6, С. 1255-1258
- [15] N. Yu. Muchnoi, S. Nikitin, V. Zhilich, Proceedings of EPAC 2006, Edinburg, Scotland

Глава 1

Физическая программа

1.1 Введение

Супер- $c\tau$ -фабрикой называется электрон-позитронный коллайдер с энергией в системе центра масс от 3 до 5–6 ГэВ, имеющей высокую светимость, около 10^{35} см⁻²сек⁻¹. В этом диапазоне энергии рождаются практически все состояния чармониев (мезонов, представляющих собою связанные состояния c -кварка и c -антикварка), очарованных мезонов и барионов, содержащих один c -кварк или c -антикварк. Кроме того, при энергии больше $2m_\tau \approx 3.6$ ГэВ начинают рождаться пары τ -лептонов. Такой коллайдер при наличии высокой светимости будет интенсивнейшим источником очарованных частиц и τ -лептонов. Отсюда и название — Супер- $c\tau$ -фабрика (ЦТФ).

Основной целью экспериментов на ЦТФ является изучение процессов с c -кварками и τ -лептонами в конечном состоянии со статистикой на 3–4 порядка превышающей сегодняшнюю, накопленную в экспериментах CLEO c (США) и BESII (Китай). Для оценки возможностей ЦТФ в таблице 1.1 приведено приблизительное распределение интегральной светимости (1 аб⁻¹) по различным энергетическим интервалам. На ЦТФ со светимостью 10^{35} см⁻²сек⁻¹ такую интегральную светимость можно накопить в течение полугода и произвести примерно 10^9 τ -лептонов, 10^9 D -мезонов, и фантастическое число 10^{12} J/ψ -мезонов. Такая статистика позволит провести систематическое изучение практически всех состояний, состоящих из кварков первых двух поколений (u , d , s и c), включая поиск “экзотических” состояний.

Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), в дополнение к обычным мезонам и барионам, состоящим из 2 и 3 кварков, соответственно, предсказывает наличие 4-х и 5-ти кварковых состояний, а также связанных состояний, в состав которых входят глюоны, переносчики сильного взаимодействия [1]. Такая связь возможна из-за того, что глюоны, в отличие, например, от электрически нейтрального переносчика электромагнитных взаимодействий фотона, обладают сильным или цветовым зарядом. КХД предсказывает как гибридные кварк-глюонные состояния, так и состояния, состоящие только из глюонов, глюболы. Гибриды и глюболы представляют собой совершенно новую форму материи, которая

Таб. 1.1: Приблизительное распределение интегральной светимости, накопленной на ЦТФ (1 аб⁻¹), по различным энергетическим интервалам.

E , ГэВ	3.097	3.686	3.770	3.800–5.000
L , фб ⁻¹	300	150	350	200

Таб. 1.2: Количества векторных $c\bar{c}$ мезонов, которые можно будет произвести на ЦТФ при интегральной светимости 1 аб^{-1} . Для оценки физических сечений использованы работы [2, 3, 4].

	J/ψ	$\psi(2S)$	$\psi(3770)$	$\psi(4040)$	$\psi(4160)$	$\psi(4415)$
$M, \text{ ГэВ}$	3.097	3.686	3.771	4.039	4.153	4.421
$\Gamma, \text{ МэВ}$	0.093	0.337	23	80	100	62
$\sigma, \text{ нб}$	~ 3400	~ 640	~ 6	~ 10	~ 6	~ 4
$L, \text{ фб}^{-1}$	300	150	350	10	20	25
N	10^{12}	10^{11}	2×10^9	10^8	10^8	10^8

может формироваться только в сильных взаимодействиях. Одной из задач ЦТФ является обнаружение экзотических состояний и изучение их свойств.

Большая статистика D -мезонов, очарованных барионов и τ -лептонов позволит непосредственно подступиться к исследованию принципиально новых явлений, таких как, CP -нарушение в системе очарованных адронов и распадах τ -лептонов, несохранение лептонного числа.

Структурно физическую программу для ЦТФ можно разделить на следующие подразделы:

1. чармоний,
2. спектроскопия состояний из легких кварков,
3. физика D -мезонов,
4. физика очарованных барионов,
5. физика τ -лептона,
6. измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны,
7. двухфотонная физика.

1.2 Чармоний

На рисунке 1.1 показана схема уровней чармония. Все состояния чармония, находящиеся ниже порога рождения D -мезонов и поэтому распадающиеся в адроны, состоящие из легких u , d и s кварков, обнаружены.

Непосредственно в e^+e^- столкновениях рождаются векторные ($J^{PC} = 1^{--}$) мезоны: J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ и т.д. В таблице 1.2 приведены количества 1^{--} мезонов, которые можно будет произвести на ЦТФ при интегральной светимости 1 аб^{-1} .

В радиационных распадах J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов [2] может быть получено по 10^{10} χ_{cJ} - и η_c - мезонов. Около 10^8 h_c - мезонов может быть произведено в распаде $\psi(2S) \rightarrow h_c\pi^0$, имеющем вероятность около 10^{-3} [5]. Для получения $\eta_c(2S)$ может быть использован редкий, еще не обнаруженный радиационный переход $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S)\gamma$ (ожидаемая вероятность — 5×10^{-4} [1]) или двухфотонное рождение (см. раздел 1.8). Такая статистика позволяет провести систематическое изучение свойств $c\bar{c}$ состояний. Можно выделить следующие пункты:

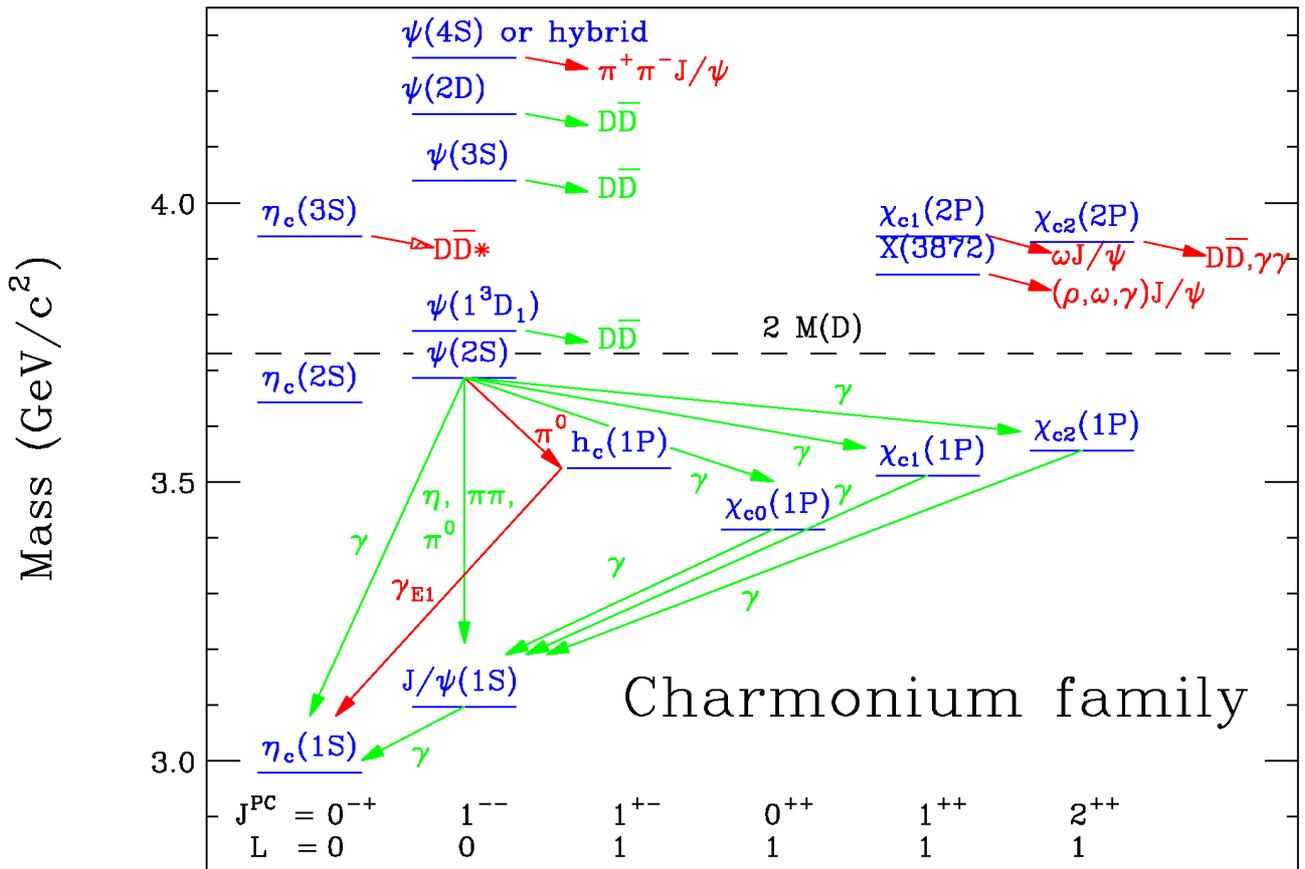


Рис. 1.1: Схема уровней чармония. Красные (темные) стрелки показывают недавно открытые распады и переходы между уровнями. Пунктирная линия показывает порог рождения пары очарованных мезонов.

1. Прецизионное измерение вероятностей переходов между низколежащими уровнями чармония, их масс, полных и лептонных или двухфотонных ширин. Эти параметры вычисляются в потенциальных кварковых моделях и могут быть получены в рамках решеточной КХД. В ближайшем будущем ожидается, что точность решеточных вычислений достигнет уровня 1% и лучше. На ЦТФ можно будет измерить вероятности еще не обнаруженных редких электрических $\eta_c(2S) \rightarrow h_c\gamma$ (2.5×10^{-3}), $\psi(3770) \rightarrow \chi_{c0}\gamma$ (2×10^{-4}) и магнитных дипольных переходов $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S)\gamma$ (5×10^{-4}), $\eta_c(2S) \rightarrow J/\psi\gamma$ (3×10^{-5}), $h_c \rightarrow \chi_{c0}\gamma$ ($\sim 10^{-6}$). В скобках указаны вероятности переходов, ожидаемые в кварковой модели [1]. Из анализа угловых распределений фотонов в распадах $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $\psi(2S) \rightarrow \chi_{cJ}\gamma$ можно будет извлечь амплитуды $M2$ и $E3$ переходов, интерферирующих с доминирующим $E1$ -переходом, и определить примесь D -волнового состояния в $\psi(2S)$ (смотри обзор [6] и ссылки в нем).
2. Информация о распадах низколежащих состояний чармония очень не полна. Для наиболее изученного J/ψ - мезона только около 40% адронных распадов идентифицировано и измерено. Для остальных состояний ситуация еще хуже. Одной из задач ЦТФ станет систематическое измерение вероятностей распадов для всех низколежащих состояний чармония. Эта программа включает, в частности, прецизионное измерение адронных переходов между состояниями чармония с испусканием одного или двух π -мезонов или η -мезона, распадов $\psi, h_c \rightarrow 3\gamma$, спектра фотонов в реакции $\psi \rightarrow \gamma X$, где X — адронное состояние из легких кварков, прямое измерение вероятностей двухфотонных распадов $\eta_c, \chi_{c0}, \chi_{c1} \rightarrow 2\gamma$.
3. За последние несколько лет значительный прогресс достигнут в исследовании состояний чармония выше порога рождения D -мезонов. Обнаружены состояния $X(3873)$, $Z(3930)$, $X(3940)$, $Y(3940)$, $Y(4260)$ (смотри обзоры [6, 7] и ссылки в них). Есть серьезные указания на существование еще трех резонансов: $Y(4361)$ [8], $Y(4664)$ [9] и $Z^+(4430)$ [10]. Причем заряженный чармоний $Z^+(4430)$ явно не вписывается в двухкварковую модель. Четыре новых состояния с массой меньше 4 ГэВ могут иметь положительную C -четность и могут быть ассоциированы с возбужденными $c\bar{c}$ -мезонами, $\eta_c(3S)$ и $\chi_{cJ}(2P)$, хотя некоторые свойства $X(3873)$ мезона очень трудно объяснить в рамках двухкварковой гипотезы. На ЦТФ для идентификации и изучения свойств $\chi_{cJ}(2P)$ -мезонов могут быть использованы распады $\psi(4040), \psi(4160), \psi(4415) \rightarrow \chi_{cJ}(2P)\gamma$. Для этого значительная статистика должна быть накоплена на резонансах $\psi(4040), \psi(4160)$ и $\psi(4415)$ (смотри таблицу 1.2). Вероятности электрических дипольных переходов $\psi \rightarrow \chi'_{cJ}(2P)\gamma$ предсказываются на уровне 10^{-3} [11].
Состояния $Y(4260), Y(4361), Y(4664)$ имеют квантовые числа 1^{--} и могут рождаться непосредственно в e^+e^- — соударениях. Характерные сечения рождения этих резонансов около 50 пб. Для детального изучения их свойств требуется сканирование энергетического диапазона 3.8–5.0 ГэВ с интегральной светимостью около 100 фб $^{-1}$. Такая программа может быть реализована только на ЦТФ.
4. Относительно малая ширина J/ψ -резонанса и огромная статистика, обеспечиваемая ЦТФ, позволяет наблюдать слабые распады J/ψ . Полная вероятность слабых распадов J/ψ -мезона за счет перехода $c \rightarrow sW^+$ составляет $(2-4) \times 10^{-8}$ [12]. Полулептонные $J/\psi \rightarrow D_s^* l\nu, D_s l\nu$ и адронные моды $J/\psi \rightarrow D_s^+ \rho^-, D_s^{*+} + \pi^-$ имеют вероятности $(3-4) \cdot 10^{-9}$ [12, 13] и вполне измеримы на ЦТФ. В стандартной модели распады с $\Delta S = 0$ подавлены. Например, вероятности распадов $J/\psi \rightarrow D^0 \rho^0$ и $J/\psi \rightarrow D^0 \pi^0$ предсказываются на уровне 2×10^{-11} и 0.6×10^{-11} [13], соответственно. Это делает эти распады

чувствительными к проявлениям новой физики, не описываемой Стандартной моделью (СМ), в частности, к существованию нейтрального тока с изменением аромата (переход $c \rightarrow u$) [14].

Другой тип слабых процессов ($c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}$) с обменом W -бозоном приводит к появлению распадов, нарушающих сохранение C -четности, таких, например, как $J/\psi \rightarrow \phi\phi$. Ожидаемая вероятность этого распада достаточно велика ($\sim 10^{-8}$ [15]) для его наблюдения на ЦТФ.

5. Большая статистика распадов ψ -мезонов позволит осуществить поиск явлений, не описываемых в рамках Стандартной модели, таких как несохранение CP -четности и лептонного числа. Несохранение лептонного числа может наблюдаться в процессах $J/\psi \rightarrow l\bar{l}'$, где $l, l' = e, \mu, \tau$. Вероятности этих процессов могут быть модельно-независимым образом связаны с вероятностями распадов μ и τ в три лептона [16]. Для существующих пределов $B(\mu \rightarrow ee^+e^-) < 10^{-12}$ [2] и $B(\tau \rightarrow \mu e^+e^-) < 2.7 \times 10^{-8}$ [17] можно получить $B(J/\psi \rightarrow \mu e) < 2 \times 10^{-13}$ и $B(J/\psi \rightarrow \tau l) < 6 \times 10^{-9}$. Предел на распад $\tau \rightarrow \mu e^+e^-$ был получен на статистике 5×10^8 пар τ -лептонов. Таким образом на ЦТФ распады J/ψ могут оказаться более чувствительным методом поиска несохранению лептонного числа, чем распады τ -лептонов.

Одним из проявлений физики, не описываемой стандартной моделью, является наличие ненулевого электрического дипольного момента (ЕДМ) кварков или лептонов, которое ведет, в частности, к несохранению CP -четности. Распады J/ψ -мезона обеспечивают наилучшую возможность для получения информации о ЕДМ c -кварка. Для поиска несохранения CP -четности можно использовать трехчастичные распады, например, $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$. В этом случае из импульсов конечных частиц и начального электрона можно составить CP -нечетную комбинацию и определить параметр, описывающий CP -асимметрию и пропорциональный ЕДМ. При статистике 10^{12} J/ψ по распаду $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ можно получить чувствительность к ЕДМ c -кварка на уровне 10^{-15} е·см [18]. Двухчастичный распад $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, в котором поляризации конечных барионов могут быть измерены по распаду $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, также может быть использован для поиска несохранения CP -четности. При статистике 10^{12} J/ψ из этого распада может быть получено ограничение на ЕДМ Λ -гиперона на уровне 5×10^{-19} [19], что более, чем на два порядка улучшает существующий предел.

1.3 Спектроскопия состояний из легких кварков

Состояния чармония, имеющие массу меньше удвоенной массы D -мезона, распадаются в адроны, состоящие из легких u -, d - и s -кварков. Выбирая специфические моды распадов $c\bar{c}$ -мезонов можно выделять и изучать состояния практически с любыми квантовыми числами. Таким образом, ЦТФ предоставляет уникальную возможность для исследования спектра мезонов, состоящих из легких кварков, с массами до 3 ГэВ.

Особый интерес представляет поиск связанных состояний двух глюонов, глюоболов, и гибридных состояний, $q\bar{q}g$. С вероятностью около 9% J/ψ -мезон распадается по каналу $J/\psi \rightarrow \gamma gg$ с последующей адронизацией двух глюонов. Таким образом, радиационные распады J/ψ -мезона являются одним из наилучших источников для производства глюоболов. Решеточные КХД расчеты [20, 21] предсказывают, что самые легкие глюоболы с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$, 2^{++} , и 0^{-+} имеют массы меньше 3 ГэВ. Спектр глюоболов, полученный в работе [20], приведен на рисунке 1.2.

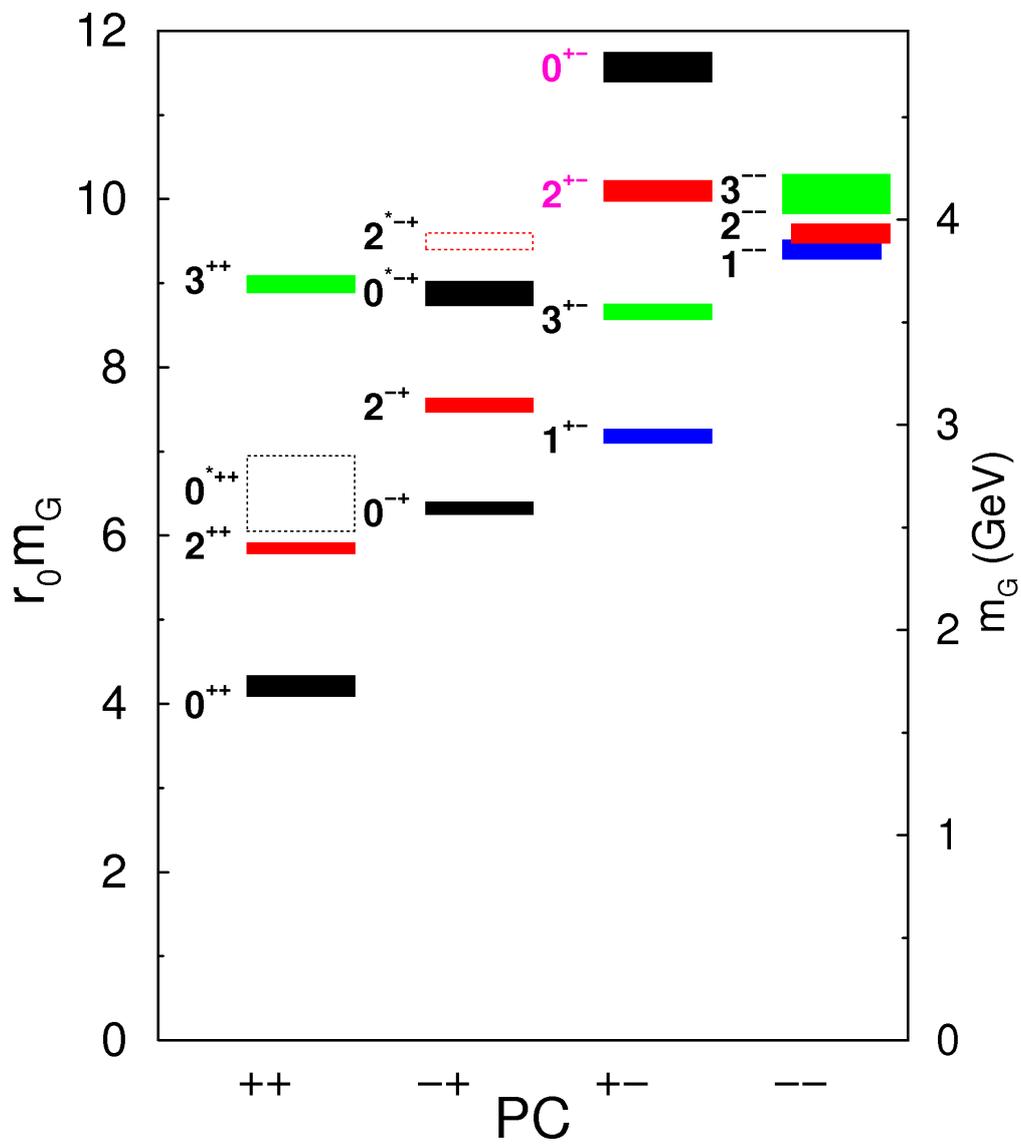


Рис. 1.2: Спектр масс глюболов [20].

Таб. 1.3: Максимальные сечения реакций $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^{(*)}$ и $e^+e^- \rightarrow D_s\bar{D}_s^{(*)}$ по данным работ [22, 23]. E — энергия, при которой сечение максимально.

	D^+D^-	$D^0\bar{D}^0$	$D\bar{D}^*$	$D_s^+D_s^-$	$D_s^+D_s^{*-}$
$E, \text{ ГэВ}$	3.77	3.77	4.02	4.01	4.17
$\sigma, \text{ нб}$	2.9	3.7	~ 6.7	~ 0.25	~ 0.9

Одним из признаков, по которому можно отличить глюбол от обычного двухкваркового мезона, является аномально малая двухфотонная ширина. Поэтому программа поиска глюболов в распадах J/ψ -мезона должна быть дополнена программой изучения рождения мезонов в двухфотонных соударениях (см. раздел 1.8). Поиск глюболов в предыдущих экспериментах не дал однозначного результата. По-видимому в реальном физическом мире реализуется сценарий, когда глюболы не рождаются в чистом виде, а смешиваются с двухкварковыми мезонами. Для определения доли глюонной составляющей в мезонах требуется детальное изучение их свойств в различных реакциях и различных каналах распада. Так, например, для систематизации по кварковому и глюонному составу семейства скалярных мезонов (f_0, a_0, K_0^*), требуется измерение с высокой точностью реакций $J/\psi \rightarrow f_0\gamma, f_0\phi, f_0\omega, a_0\rho, K^*(892)K_0^*$ и $\gamma\gamma \rightarrow f_0, a_0$ в различных каналах распада скалярных мезонов $f_0, a_0, K_0^* \rightarrow PP, VP, VV, V\gamma$, где V — векторный, а P — псевдоскалярный мезон. Глюонная компонента будет проявляться в необычном для двухкварковых мезонов соотношении вероятностей распадов и появлении лишнего f_0 -мезона, не вписывающегося в схему двухкварковых состояний. Следует отметить, что кроме глюонных и двухкварковых состояний, КХД предсказывает существование экзотических четырехкварковых мезонов и молекулярных состояний из двух мезонов. Наличие таких состояний и их смешивание с двухкварковыми состояниями еще более усложняет картину уровней скалярных мезонов. Задача детальной систематизации мезонов требует очень большой статистики распадов J/ψ и двухфотонных событий, которая может быть накоплена только на ЦТФ.

Поиск гибридных состояний облегчается тем, что состояние с наименьшей массой 1.3–2.2 ГэВ имеет экзотические квантовые числа $J^{PC} = 1^{-+}$, не реализуемые в двухкварковой системе (смотри обзор [7] и ссылки в нем). В настоящее время имеется два кандидата для гибрида из легких кварков $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$. Свойства этих состояний исследованы плохо, и само их существование требует дополнительных подтверждений. Состояния π_1 наблюдались, в основном, в дифракционных экспериментах $\pi^- N \rightarrow \pi_1^- N$. ЦТФ позволяет исследовать совершенно другие механизмы образования: S -волновой распад $\chi_{c1} \rightarrow \pi\pi_1$, и P -волновой распад $J/\psi \rightarrow \rho\pi_1$. Следует исследовать основные ожидаемые моды распада гибридного состояния: $\rho\pi, b_1\pi, f_1\pi, \eta\pi, \eta'\pi$. Ожидается, что наимизшее состояние гибрида с неэкзотическими квантовыми числами 0^{-+} также находится в области масс около 2 ГэВ. Поиск этого состояния может быть проведен в распаде $\chi_{c0} \rightarrow \pi\pi_1$, а также в распадах ψ -мезонов.

1.4 Физика D -мезонов

В таблице 1.3 приведены сечения аннигиляции в пару D мезонов. При интегральной светимости 1 аб^{-1} , распределенной по энергии, как показано в таблице 1.1, на ЦТФ можно будет произвести по 10^9 пар заряженных и нейтральных D -мезонов, а также около 2×10^7 пар D_s -мезонов.

Эти числа не превышают количества D -мезонов, произведенных на B -фабриках РЕР-И (США) и КЕКВ (Япония) при энергии 10.58 ГэВ. Имеется, однако, целый ряд отличий между событиями с D -мезонами при энергиях 10.58 ГэВ и 3.77 ГэВ, которые делают предпочтительным изучение D -мезонов при низкой энергии и позволяют получать более точные результаты несмотря на меньшую статистику:

- Множественность заряженных и нейтральных частиц приблизительно в два раза ниже в распадах $\psi(3770)$, чем в распадах $\Upsilon(4S)$.
- В отличие от ситуации на $\Upsilon(4S)$, где совместно с D -мезонами рождается много других частиц, вблизи порога рождаются чистые $D\bar{D}$ -события. Это позволяет использовать дополнительные кинематические ограничения для реконструкции событий, в частности, реконструировать нейтрино по недостающей массе при изучении лептонных и полулептонных распадов. Можно использовать метод двойного мечения, когда один из D -мезонов полностью реконструируется, а для второго D -мезона проводятся измерения, например, вероятности распада. Этот метод сильно уменьшает уровень фона и позволяет проводить прецизионное измерение абсолютных вероятностей распада.
- D и \bar{D} на пороге рождаются в квантово-механически когерентном состоянии, например, в реакции $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}(J^{PC} = 1^{--})$. Когерентность начального состояния позволяет использовать простые методики для изучения смешивания состояний D и \bar{D} , несохранения CP -четности, измерения сильных фаз и вероятностей распадов в состояния с определенной CP -четностью.

На ЦТФ предполагается провести систематическое изучение свойств D -мезонов.

1.4.1 Спектроскопия D -мезонов

Существует три типа очарованных мезонов: заряженные D^\pm -мезоны с кварковой структурой (cd) , нейтральные D^0 - и \bar{D}^0 -мезоны со структурой (cu) и D_s^\pm -мезоны со структурой (cs) . Схема классификации низколежащих уровней D -мезонов показана на рисунке 1.3. Из шести показанных состояний два нижних имеют $L = 0$, а четыре оставшихся — $L = 1$. В системе легкого и тяжелого кварков сохраняющимся квантовым числом являются полный момент легкого кварка (j_q). По этому параметру P -волновые состояния (D_J) разбиваются на 2 мультиплетта с $j_q = 1/2$ и $j_q = 3/2$. D_J -мезоны переходят в D и D^* с испусканием π -мезона. Мезоны с $j_q = 3/2$ распадаются в D -волне и являются поэтому более узкими. Такая классификация применима для всех трех типов D -мезонов. Известные на сегодняшний день низколежащие состояния D - и D_s -мезонов [2] приведены в таблице 1.4. Экспериментальная информация о D_J - и D_{sJ} -мезонах не полна. Большинство из них не имеет достоверно установленных квантовых чисел. Вероятности распадов в различные моды практически не измерены. Более того, массы D_{sJ} -мезонов лежат значительно ниже предсказаний кварковой модели [24]. Для объяснения этого расхождения выдвигаются гипотезы об их, например, молекулярной или шестикварковой структуре. На ЦТФ D_J - и D_{sJ} -мезоны могут рождаться в реакциях: $e^+e^- \rightarrow D_0^*\bar{D}^*$, $D_1^{(j)}\bar{D}^{(*)}$, $D_2^*\bar{D}^{(*)}$, пороги которых лежат в диапазоне 4.3–4.7 ГэВ, а сечения составляют около 1 нб [25, 26]. Интегральная светимость около 50 фб⁻¹, набранная в диапазоне 4.3–5.0 ГэВ, достаточна для тщательного изучения свойств D_J - и D_{sJ} -мезонов. Детальный промер эксклюзивных сечений рождения очарованных мезонов до энергии 5–6 ГэВ позволил бы наблюдать уже открытые возбужденные состояния D - и D_s -мезонов ($D_{sJ}(2632)$ [27], $D_{sJ}(2708)$ [28], $D_{sJ}(2860)$ [29]), а также обнаружить новые частицы этого семейства.

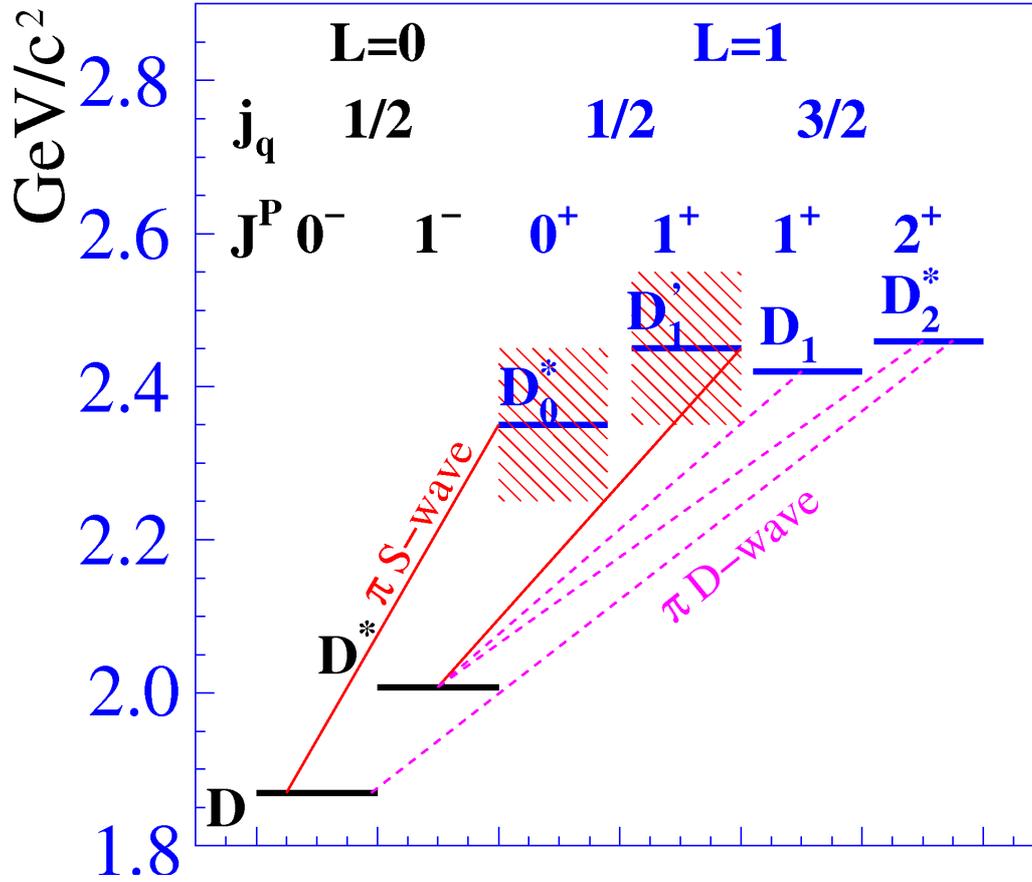


Рис. 1.3: Схема уровней D -мезонов.

Таб. 1.4: Параметры D и D_s -мезонов. Массы и ширины состояний приведены в МэВ.

заряд		D	D^*	D_0^*	D_1'	D_1	D_2^*
\pm	M	1869.60 ± 0.16	2010.25 ± 0.14	2403 ± 38		2423.4 ± 3.1	$2460.1_{-3.5}^{+2.6}$
	Γ	1040 ± 7 фс	0.096 ± 0.022	283 ± 40		25 ± 6	37 ± 6
0	M	1864.83 ± 0.14	2006.96 ± 0.16	2318 ± 29	2427 ± 36	2422.0 ± 0.6	$2462.8 \pm 1.$
	Γ	410.1 ± 1.5 фс	< 2.1	267 ± 40	384 ± 120	20.4 ± 1.7	43 ± 4
заряд		D_s	D_s^*	D_{s0}^*	D_{s1}'	D_{s1}	D_{s2}^*
\pm	M	1968.47 ± 0.33	2112.3 ± 0.5	2317.8 ± 0.6	2459.5 ± 0.6	2535.29 ± 0.20	2572.6 ± 0.9
	Γ	500 ± 7 фс	< 1.9	< 3.8	< 3.5	< 2.3	20 ± 5

Таб. 1.5: Вероятности лептонных распадов D - и D_s -мезонов, полученные на детекторе CLEO.

	D^+	D_s^+
$e^+\nu$	$< 8.8 \times 10^{-6}$ [31]	$< 1.2 \times 10^{-4}$ [32]
$\mu^+\nu$	$(3.82 \pm 0.32 \pm 0.09) \times 10^{-4}$ [31]	$(5.65 \pm 0.45 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ [32]
$\tau^+\nu$	$< 1.2 \times 10^{-3}$ [31]	$(6.42 \pm 0.81 \pm 0.18) \times 10^{-2}$ [32]

1.4.2 Распады очарованных мезонов

Распады очарованных мезонов являются уникальным источником для изучения динамики сильных взаимодействий. ЦТФ позволяет провести детальное изучение распадов D - и D_s -мезонов: измерить с высокой точностью вероятности распадов, исследовать распределения Далица для трехчастичных распадов и динамику четырехчастичных распадов. Ожидается, что многие параметры, извлекаемые из распадов D - и D_s -мезонов, такие как константы распада f_D - и f_{D_s} , формфакторы полулептонных распадов, в ближайшее время будут рассчитаны с высокой точностью в рамках решеточной КХД (LQDC). Прецизионное измерение распадов D -мезонов обеспечит контроль расчетов и возможность их экстраполяции в область B -мезонов. Непосредственным приложением этих расчетов будет существенное уменьшение теоретической ошибки в определении элементов СКМ-матрицы V_{cd} , V_{cs} , V_{td} , V_{ts} , V_{ub} и V_{cb} . Для прецизионного измерения угла треугольника унитарности γ (ϕ_3), на будущей Супер- τ -фабрике также требуются данные о нейтральных D -мезонах, такие как параметры смешивания в системе $D^0 - \bar{D}^0$, относительные амплитуда и сильная фаза между распадами D^0 и \bar{D}^0 в $K^+\pi^-$, распределения Далица для трехчастичных адронных распадов, например, в конечное состояние $K_S\pi^+\pi^-$ [30]. Все эти данные могут быть получены на ЦТФ. Ниже более подробно обсуждаются современное состояние и возможности ЦТФ для лептонных и полулептонных распадов.

В Стандартной модели ширина лептонного распада D -мезона дается выражением:

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

Аналогичная формула с заменой V_{cd} на V_{cs} используется для распада D_s -мезона. Наиболее точные экспериментальные данные по лептонным распадам, полученные на детекторе CLEO [31, 32], приведены в таблице 1.5. Вероятности распадов $D^+(D_s^+) \rightarrow e^+\nu$ ожидаются на уровне $10^{-8}(10^{-7})$ и вряд ли могут быть измерены даже на ЦТФ. Ожидаемая вероятность распада $D^+ \rightarrow \tau^+\nu$, около 1.2×10^{-3} находится на уровне верхнего предела, установленного CLEO.

В Стандартной модели с использованием ограничений, накладываемых унитарностью, элементы СКМ-матрицы V_{cd} на V_{cs} могут быть вычислены с высокой точностью: $|V_{cd}| = 0.2251(8)$, $|V_{cs}| = 0.9735(2)$ [33]. Поэтому из измеренных вероятностей распадов могут быть извлечены значения распадных констант и их отношения, которые приведены в таблице 1.6. Во второй колонке таблицы приведены результаты наиболее точного на сегодняшний день расчета, выполненного в рамках решеточной КХД [34]. Видно, во-первых, что заявленная точность теоретических расчетов уже вышла на уровень 1–2%, во-вторых, измеренное значение f_D согласуется с расчетом, тогда как отличие от расчета для f_{D_s} составляет 2.3 стандарт-

Таб. 1.6: Экспериментальные значения констант распада D - и D_s -мезонов [31, 32] в сравнении с теоретическим расчетом в рамках LQCD [34].

	эксперимент	теория
f_D , МэВ	$205.8 \pm 8.5 \pm 2.5$	208 ± 4
f_{D_s} , МэВ	$259.5 \pm 6.6 \pm 3.1$	241 ± 3
f_{D_s}/f_D	$1.26 \pm 0.06 \pm 0.02$	1.162 ± 0.009

ных отклонения. Очевидно, что в настоящий момент требуется независимое теоретическое подтверждение вычисления [34]. Поскольку для извлечения констант распада используются формулы Стандартной модели отличие между экспериментом и расчетом может сигнализировать о наличии вкладов, не описываемых Стандартной моделью. Дополнительным тестом Стандартной модели в данном случае может быть проверка лептонной универсальности, т.е. сравнение ширин распадов D_s -мезона в конечные состояния $\tau\nu$ и $\mu\nu$. Текущее экспериментальное значение этого отношения 11.4 ± 1.7 [32] согласуется с расчетным значением 9.76.

На ЦТФ ожидаемая статистика D - и D_s -мезонов примерно на три порядка больше, чем в эксперименте CLEO, что позволит провести измерение констант распада с точностью не хуже 0.5%. Такая же точность будет достигнута в ближайшее время и в теоретических расчетах.

Полные вероятности полулептонных распадов D -мезонов, измеренные в эксперименте CLEO [35], составляют $B(D^0 \rightarrow Xe^+\nu) = (6.46 \pm 0.17 \pm 0.13)\%$, $B(D^+ \rightarrow Xe^+\nu) = (16.13 \pm 0.20 \pm 0.33)\%$. Для D_s -мезона эта вероятность измерена с плохой точностью и составляет около 8%. Одной из целей ЦТФ является изучение с большой статистикой различных эксклюзивных мод распада, исследование распределений Далица, извлечение формфакторов, описывающих процесс адронизации кварков, образующихся в распадах D -мезонов.

Наиболее изученными являются полулептонные распады D -мезона в псевдоскалярные π - и K -мезоны. С хорошей точностью эти распады описываются одним формфактором. Для распада $D \rightarrow Ke\nu$, например, вероятность распада пропорциональна:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} \propto |f_+(q^2)|^2 |V_{cs}|^2,$$

где q — разность четырех-импульсов D - и K -мезонов. Из эксперимента извлекается зависимость формфактора от q^2 и произведение $f_+(0)|V_{cs}|$. Формфактор $f_+(0)$ может быть вычислен теоретически в рамках, например, LQCD. В настоящее время точность расчетов не велика, около 10%. Теоретические значения формфакторов $f_+^\pi(0) = 0.64(3)(6)$, $f_+^K(0) = 0.73(3)(7)$ [36] согласуются с экспериментальными значениями. Наиболее точное измерение формфакторов было проведено на детекторе CLEO [37]: $f_+^\pi(0) = 0.666(19)(5)$, $f_+^K(0) = 0.739(7)(5)$. Для получения экспериментальных значений использовались элементы СКМ-матрицы, удовлетворяющие условию унитарности [2]. Ожидается, что в ближайшие годы точность теоретических расчетов улучшится до уровня 1%. В этом случае полулептонные распады можно будет использовать для измерения элементов V_{cs} и V_{cd} и проверки соотношений унитарности.

Остальные полулептонные моды распада D - и D_s -мезонов, за исключением распадов $D \rightarrow K^*l\nu$, измерены с низкой точностью. Для их детального изучения нужна большая статистика доступная только на ЦТФ. Например, интегральная светимость около 100 фб^{-1} требуется для измерения вероятностей распадов $D \rightarrow \rho e\nu$ со статистической точностью 0.5%, и в 10

раз большая статистика нужна, по-видимому, для прецизионного измерения параметров трех формфакторов, описывающих этот распад.

1.4.3 Смешивание в системе нейтральных D -мезонов

Изучение смешивания в системе нейтральных D -мезонов является одной из основных задач ЦТФ. Наличие взаимодействий меняющих квантовое число очарование (чарм) на две единицы $\Delta C = 2$, приводит к переходам $D^0 \Leftrightarrow \bar{D}^0$. В результате собственными состояниями D -мезонов, обладающими определенными массами, являются комбинации:

$$|D_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle),$$

$$|D_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle).$$

В случае CP -инвариантных взаимодействий $p = q$, и состояния $|D_1\rangle$ и $|D_2\rangle$ обладают определенной CP -четностью. Для описания смешивания обычно используют два безразмерных параметра:

$$x \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma}, \quad y \equiv \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma},$$

где Δm и $\Delta\Gamma$ — разности масс и ширин состояний $|D_2\rangle$ и $|D_1\rangle$, а Γ — средняя ширина D^0 -мезона. В Стандартной модели величины этих параметров определяются взаимодействиями на больших расстояниях (переходами через промежуточные мезонные состояния) и поэтому предсказываются с плохой точностью [38]. Значения x и y могут достигать величин ~ 0.01 . Наиболее точная экспериментальная информация о смешивании D -мезонов была получена в экспериментах на B -фабриках. Усреднение всех имеющихся на сегодняшний день данных выполненное HFAG [39] в предположении сохранения CP -четности дает следующие результаты:

$$x = 0.0100_{-0.0026}^{+0.0024}, \quad y = 0.0076_{-0.0018}^{+0.0017}.$$

На ЦТФ для изучения смешивания можно использовать то обстоятельство, что D^0 - и \bar{D}^0 -мезоны рождаются в квантово-когерентном состоянии с отрицательной C -четностью в реакциях $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0(n\pi^0)$ и с положительной — в реакции $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0\gamma(n\pi^0)$. В случае симметричной ЦТФ (энергии сталкивающихся электронов и позитронов равны) изучение временной эволюции $D^0\bar{D}^0$ системы невозможно из-за относительно малого времени жизни D -мезона. Поэтому ниже будут анализироваться только проинтегрированные по времени величины. Следуя [40], рассмотрим распады в следующие категории конечных состояний:

- адронные конечные состояния, не имеющие определенной CP -четности, f и \bar{f} , например, $K^-\pi^+$, которые получаются в Кабиббо-разрешенных (CF) распадах D^0 или дважды Кабиббо-подавленных (DCF) распадах \bar{D}^0 ;
- Полулептонные или лептонные конечные состояния, l^+ и l^- , которые в отсутствие смешивания, однозначно определяют аромат D^0 -мезона;
- Состояния с определенной CP -четностью, S_+ и S_- .

В предположении CP -инвариантности, вероятности появления в распадах пары D^0 -мезонов различных комбинаций этих состояний зависит от следующих параметров: x , y , амплитуд $A_f = \langle f|D^0\rangle$, $A_l = \langle l^+|D^0\rangle$, $A_{S_\pm} = \langle S_\pm|D^0\rangle$, модуля и фазы отношения DCF- и CF-амплитуд $r_f e^{-\delta_f} = -\langle f|\bar{D}^0\rangle/\langle f|D^0\rangle$. Введем также параметры $R_M \equiv (x^2 + y^2)/2$, $z_f \equiv 2 \cos \delta_f$,

Таб. 1.7: Отношения вероятностей распадов $D^0\bar{D}^0$ -системы в различные конечные состояния. Оставлены только главные члены разложения по степеням r_f^2 , x и y .

	$C = -1$	$C = +1$
$(1/4) \cdot (\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-})$	y	$-y$
$(\Gamma_{fl-}/4\Gamma_f) \cdot (\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-} - \Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+})$	y	$-y$
$(\Gamma_{f\bar{f}}/4\Gamma_f) \cdot (\Gamma_{S_-}/\Gamma_{\bar{f}S_-} - \Gamma_{S_+}/\Gamma_{\bar{f}S_+})$	$y + r_f z_f$	$-(y + r_f z_f)$
$(\Gamma_f\Gamma_{S_+S_-}/4) \cdot (1/\Gamma_{fS_-}\Gamma_{S_+} - 1/\Gamma_{fS_+}\Gamma_{S_-})$	$y + r_f z_f$	0
$(\Gamma_{\bar{f}}/2) \cdot (\Gamma_{S_+S_+}/\Gamma_{\bar{f}S_+}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{S_-S_-}/\Gamma_{\bar{f}S_-}\Gamma_{S_-})$	0	$y + r_f z_f$
$\Gamma_{ff}/\Gamma_{f\bar{f}}$	R_M	$2r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{fl+}/\Gamma_{fl-}$	r_f^2	$r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{l\pm l\pm}/\Gamma_{l+l-}$	R_M	$3R_M$

$w_f \equiv 2 \sin \delta_f$. В таблице 1.7 приведены отношения вероятностей распадов системы $D^0\bar{D}^0$ в различные конечные состояния. Символ Γ_{jk} означает, что D^0 распадается в состояние j , а \bar{D}^0 — в состояние k . Символ Γ_j означает, что D^0 распадается в состояние j , а \bar{D}^0 — в любое конечное состояние.

Из таблицы видно, что наблюдение события типа $D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-\pi^+)(K^-\pi^+)$ и $D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-e^+\nu)(K^-e^+\nu)$ в распадах $\psi(3770)$ -мезона возможно только при наличии смешивания. При 10^9 $D^0\bar{D}^0$ пар и при $R_M = 0.8 \times 10^{-4}$, вычисленном по измеренным значениям x и y , ожидается зарегистрировать около 150 событий этих классов. Для оценки эффективностей регистрации использовались данные работы [40], соответствующие геометрии детектора CLEO. Таким образом статистическая чувствительность к параметру R_M только по двум модам распада около 5×10^{-6} . Систематика будет определяться главным образом качеством идентификации частиц в детекторе.

Инклюзивная вероятность распада $D^0\bar{D}^0$ -пары в конечное состояние $S_{\pm}X$ пропорциональна $(1 \mp y)$ [40]. Это дает возможность провести измерение параметра y . В двойных отношениях приведенных в первых двух строках таблицы 1.7 значительная часть систематических ошибок, связанных с неточным моделированием эффективности восстановления треков или идентификации частиц, сокращается. Статистическая точность измерения y по отношению $(1/4) \cdot (\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-})$ оценена в [41] и составляет $26/\sqrt{N_{DD}}$, где N_{DD} — число рожденных $D^0\bar{D}^0$ пар. При $N_{DD} = 10^9$ точность составляет 0.0008, что в 2.5 раза лучше существующей экспериментальной точности.

Величина сильной фазы δ_f для конечного состояния $K^-\pi^+$, которая важна, в частности, для измерения смешивания в системе $D^0\bar{D}^0$ на B -фабриках, может быть измерена с использованием отношений, приведенных в третьей и четвертой строках таблицы 1.7. Ожидаемая статистическая точность измерения $\cos \delta_f$ оценивается как $444/\sqrt{N_{DD}} = 0.014$ [41], что соответствует точности 0.05 для δ_f . Среднемировое значение этого параметра в настоящее время $0.39^{+0.17}_{-0.18}$.

Измерения, которые могут быть выполнены с системой $D^0\bar{D}^0$ в C -четном состоянии обладают лучшей чувствительностью к параметру y . Так для измерения y по отношению $\Gamma_{fl+}/\Gamma_{fl-}$ с точностью 0.0008 требуется 3×10^8 $D^0\bar{D}^0$ пар. Это же измерение чувствительно к величине параметра x . Такое количество C -четных $D^0\bar{D}^0$ пар может быть произведено в

реакции $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} \rightarrow D^0\bar{D}^0\gamma$ при интегральной светимости 250 фб^{-1} , набранной при энергии 4.02 ГэВ . Как видно из таблицы 1.7 чувствительность измерений к параметру x уступает чувствительности к y из-за малости δ_f . В недавней работе [42] было показано, что эта проблема может быть решена в случае трехчастичного распада D^0 мезона, например, в конечные состояния $K_S\pi^+\pi^-$ и $K^+\pi^-\pi^0$. Важным свойством предложенного метода является то, что для C -нечетного состояния $D^0\bar{D}^0$ -системы эффекты смешивания, влияющие на плотность событий в распределении Далица, сокращаются в первом порядке по x и y , тогда как для C -четного состояния эффекты смешивания удваиваются по сравнению со случаем некогерентного рождения D^0 -мезонов. Таким образом, в экспериментах на ЦТФ имеется возможность измерения параметров x и y путем сравнения распределений Далица для C -четных и C -нечетных состояний системы $D^0\bar{D}^0$. В работе [42] показано, что статистические ошибки x и y ожидаются приблизительно равными, а значительная часть систематических ошибок измерения сократится из-за того, что состояния с противоположной зарядовой точностью будут рождаться одновременно.

Приведенные выше оценки показывают, что при интегральной светимости около 1 аб^{-1} можно достичь точностей в определении параметров смешивания не хуже, чем на Super B -фабрике при интегральной светимости 10 аб^{-1} [43].

1.4.4 Поиск CP -нарушения

Поиск CP -нарушения в D -мезонах является одним из наиболее интересных экспериментов на ЦТФ. Стандартная модель предсказывает очень малую CP -асимметрию в реакциях с очарованными частицами. Максимальный эффект $\sim 10^{-3}$ ожидается в Кабиббо-подавленных (SCS) распадах D -мезонов [38]. Наблюдение практически любой CP -асимметрии в CS и DCS распадах или асимметрии величиной $> 10^{-3}$ в SCS распадах будет однозначно свидетельствовать о наличии проявлений физики, не описываемой в рамках Стандартной модели. Исключением являются распады с K_S - или K_L -мезонами в конечном состоянии, например, $D \rightarrow K_S\pi$ в которых CP -асимметрия может возникать из-за того, что K_S -мезон не является чистым CP -состоянием. Для распада $D^\pm \rightarrow K_S\pi^\pm$ CP -асимметрия предсказывается с высокой точностью, $(3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ [38].

Можно выделить три типа CP -нарушения:

- Прямое CP -нарушение в переходах с $\Delta C = 1$ проявляется в том, что амплитуда распада D -мезона (A_f) в состояние f не равна соответствующей CP -сопряженной амплитуде. Нарушение этого типа может наблюдаться, когда амплитуда распада является суммой двух амплитуд с разными слабыми и сильными фазами:

$$A_f = |A_1|e^{i(\delta_1+\phi_1)} + |A_2|e^{i(\delta_2+\phi_2)}.$$

Слабая фаза меняет ($\phi_i \rightarrow -\phi_i$) знак при CP -преобразовании а сильная (δ_i) не меняет, поэтому $|\bar{A}_f| \neq |A_f|$.

- CP -нарушение в смешивании за счет переходов с $\Delta C = 2$ проявляется в отличии параметра $R_m = |p/q|$ от 1.
- В распадах нейтральных D -мезонов CP -нарушение проявляется также в интерференции между распадом без смешивания $D^0 \rightarrow f$ и распадом со смешиванием $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f$. Этот вид CP -нарушения характеризуется параметром

$$\varphi = \arg \lambda_f = \arg \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right).$$

Таб. 1.8: Текущие экспериментальные значения CP -асимметрии в распадах D -мезонов.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$0.005 \pm 0.004 \pm 0.009$ [44]	$D^+ \rightarrow K_S \pi^+$	$-0.013 \pm 0.007 \pm 0.003$ [44]
$D^0 \rightarrow K_S \pi^0$	$+0.001 \pm 0.013$ [45]	$D^+ \rightarrow K_S K^+$	$-0.002 \pm 0.015 \pm 0.009$ [44]
$D^0 \rightarrow K^+ K^-$	-0.0017 ± 0.0031 [2]	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$-0.005 \pm 0.004 \pm 0.009$ [22]
$D^0 \rightarrow K_S K_S$	-0.23 ± 0.19 [45]	$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$	$+0.003 \pm 0.009 \pm 0.003$ [22]
$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.002 ± 0.004 [2]	$D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$	$+0.003 \pm 0.006$ [2]
$D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$+0.001 \pm 0.048$ [45]	$D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	-0.017 ± 0.042 [48]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$+0.002 \pm 0.004 \pm 0.008$ [22]	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$+0.010 \pm 0.009 \pm 0.009$ [22]
$D^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$	$-0.009 \pm 0.021^{+0.016}_{-0.057}$ [46]	$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$+0.001 \pm 0.011 \pm 0.006$ [22]
$D^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	$-0.0100 \pm 0.0167 \pm 0.0025$ [47]	$D^+ \rightarrow K_S K^+ \pi^+ \pi^-$	$+0.001 \pm 0.011 \pm 0.006$ [50]
$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$+0.0031 \pm 0.0041 \pm 0.0017$ [47]		
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$+0.007 \pm 0.005 \pm 0.009$ [22]		
$D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	-0.018 ± 0.044 [49]		
$D^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$-0.082 \pm 0.056 \pm 0.047$ [50]		

CP -нарушение в смешивании приводит к неодинаковости ширин полулептонных распадов с неправильным знаком лептона $\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow l^+ X) \neq \Gamma(D^0 \rightarrow l^- X)$. В распадах $\psi(3770)$ можно, например, измерять

$$A_{SL} = \frac{\Gamma_{l^+l^+} - \Gamma_{l^-l^-}}{\Gamma_{l^+l^+} + \Gamma_{l^-l^-}} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}.$$

При 10^9 $D^0 \bar{D}^0$ -пар ожидается около $N = 60$ событий типа $(K^\pm e^\mp \nu)(K^\pm e^\mp \nu)$, что соответствует точности определения параметра $|q/p|$ около 6%. Современное экспериментальное значение для этого параметра $0.86^{+0.17}_{-0.15}$.

Прямое CP -нарушение в чистом виде может наблюдаться в распадах заряженных D -мезонов по разности ширин распадов

$$A_{\pm}^{CP} = \frac{\Gamma(D^- \rightarrow f^-) - \Gamma(D^+ \rightarrow f^+)}{\Gamma(D^- \rightarrow f^-) + \Gamma(D^+ \rightarrow f^+)}.$$

В аналогичный параметр для нейтральных D -мезонов дают вклад все три типа смешивания. Текущие экспериментальные значения CP -асимметрии в распадах D -мезонов приведены в таблице 1.8.

В работе [22] значения CP -асимметрии получены на детекторе CLEO по данным, содержащим 10^6 $D^+ D^-$ -пар. На ЦТФ статистическая ошибка в асимметрии для многих распадов может быть уменьшена до уровня 10^{-3} - 10^{-4} . В систематической ошибке доминируют вклады эффективности реконструкции треков и идентификации частиц. Эти эффективности различны для пионов и каонов разных знаков. Поскольку значения эффективностей обычно не воспроизводятся в моделировании с достаточной точностью, для их измерения используются экспериментальные данные, и связанная с ними систематика также уменьшается с увеличением статистики. На ЦТФ уровень систематической ошибки порядка 10^{-3} кажется вполне достижимым. Например, в экспериментах BABAR и Belle на B -фабриках при измерении асимметрии в распадах $D^0/\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$, $\pi^+ \pi^-$ [51, 52] систематическая ошибка из-за разницы в эффективностях к π^+ и π^- -мезонам, используемым для мечения D -мезонов,

была уменьшена до уровня 0.001. Задача уменьшения систематической погрешности может быть облегчена, если минимизировать количество вещества перед и внутри трековой системы детектора.

CP -асимметрия в распаде нейтральных D -мезонов выражается суммой трех членов. Например, для распада в состояние с определенной CP -четностью $\eta_f^{CP} = \pm 1$ [53]:

$$\begin{aligned} A_f^{CP} &= a_f^d + a_f^m + a_f^i, \\ a_f^m &= -\eta_f^{CP} \frac{y}{2} (R_m - R_m^{-1}) \cos \varphi, \\ a_f^i &= \eta_f^{CP} \frac{x}{2} (R_m + R_m^{-1}) \sin \varphi, \end{aligned}$$

где a_f^d — CP -асимметрия в распаде, а φ — относительная слабая фаза между амплитудами распадов $D^0 \rightarrow f$ и $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f$. Величина второго члена a_f^m определяется, главным образом, CP -нарушением в смешивании. В третьем члене a_f^i доминирует CP -нарушение в интерференции. Наличие смешивания приводит к разнице во временных зависимостях вероятностей распадов для D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов. Это позволяет изолировать и измерить вклады второго и третьего членов. В экспериментах на B -фабриках [54, 55] для конечных состояний K^+K^- и $\pi^+\pi^-$ получено значение:

$$\delta Y = a_f^m + a_f^i = (-0.12 \pm 0.25) \times 10^{-2}.$$

Приведенная выше формула справедлива для некогерентного рождения D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов. На ЦТФ такого сорта асимметрия может наблюдаться для распадов D^0 -мезонов из реакции $e^+e^- \rightarrow D^{*-}D^+ \rightarrow \pi^-D^0D^+$. При когерентном рождении $D^0\bar{D}^0$ выражение для A^{CP} модифицируется и зависит от распада используемого для мечения. Это дает возможность разделить различные вклады в CP -асимметрию без изучения временной зависимости. Так реакция $D^0\bar{D}^0 \rightarrow f_1f_2$, где f_1, f_2 — состояния с одинаковой CP -четностью, запрещена на $\psi(3770)$ -резонансе при сохранении CP -четности. Вероятность распада описывается следующей формулой [56]:

$$\Gamma_{f_1f_2} = \frac{1}{2R_m^2} [(2 + x^2 - y^2)|\lambda_{f_1} - \lambda_{f_2}|^2 + (x^2 + y^2)|1 - \lambda_{f_1}\lambda_{f_2}|^2] \Gamma_{f_1}\Gamma_{f_2}.$$

Поскольку члены, соответствующие вкладу смешивания, квадратичны по параметрам x и y , в этой реакции измеряется разница между прямыми CP -нарушениями в распадах $D^0 \rightarrow f_1$ и $D^0 \rightarrow f_2$. На ЦТФ при 10^9 D^+D^- -пар можно достигнуть чувствительности к разности CP -асимметрий между, например, конечными состояниями K^+K^- и $\pi^+\pi^-$ на уровне 10^{-3} . Аналогичное измерение может быть проведено с использованием реакции $e^+e^- \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0 \rightarrow \gamma D^0\bar{D}^0$. В этом случае измеряется разница между CP -асимметриями для состояний с противоположными CP -четностями.

Другим примером является измерение CP -асимметрии

$$A_{fl}^{CP} = \frac{\Gamma(l^-X, f) - \Gamma(l^+X, f)}{\Gamma(l^-X, f) + \Gamma(l^+X, f)}.$$

Здесь один D -мезон распадается в полулептонную моду, а другой в состояние с определенной CP -четностью. В пренебрежении прямым CP -нарушением [57]

$$A_{fl}^{CP} = (1 + \eta)(a_f^m + a_f^i),$$

где η зарядовая четность $D^0\bar{D}^0$ -пары. Видно, что при $\eta = -1$, т.е. в распадах $\psi(3770)$, смешивание не дает вклада в измеряемую асимметрию, а при $\eta = 1$, т.е. в реакции $e^+e^- \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0 \rightarrow \gamma D^0\bar{D}^0$, вклад в асимметрию от смешивания в два раза больше, чем для D^0 -мезонов, рожденных некогерентно. Измерения, проведенные в двух этих реакциях, позволяют разделить вклады прямого и непрямого CP -нарушений.

Существуют и другие мощные методы для поиска CP -нарушения. В работе [58] предлагается использовать разность между вероятностями распадов немеченых D^0 мезонов в зарядово-сопряженные состояния, например, $K^-\pi^+$ и $K^+\pi^-$, чтобы извлечь параметр $\sin\varphi$. Анализ распределения Далица для трехчастичных распадов позволяет измерить CP -асимметрии для различных резонансных промежуточных состояний (см., например, результаты анализа [59]). Возможная интерференция между CP -сохраняющими и CP -нарушающими амплитудами в распределении Далица может повысить чувствительность к поиску CP -нарушения. В четырехчастичных распадах для поиска CP -нарушения можно использовать T -нечетные моменты [60] или тройные произведения импульсов [61]. С использованием перечисленных методов на ЦТФ CP -асимметрия в распадах D -мезонов может быть измерена с точностью порядка 10^{-3} как для прямого так и непрямого механизмов CP -нарушения.

1.4.5 Редкие распады D -мезонов

Редкие распады D -мезонов являются инструментом для поиска проявлений физики, не описываемой Стандартной моделью. Можно выделить три типа распадов D -мезонов, подходящих для этой цели:

1. распады за счет слабого нейтрального тока, обеспечивающего переход c -кварка в u -кварк (FCNC),
2. распады с несохранением лептонного аромата (LFV),
3. распады с несохранением лептонного числа (LV).

Последние два типа распадов запрещены в Стандартной модели. Распады за счет $c \rightarrow u$ перехода в Стандартной модели описываются петлевыми диаграммами и сильно подавлены. Так, например, вероятности распадов $c \rightarrow ul^+l^-$ и $c \rightarrow u\gamma$ оцениваются на уровне 10^{-8} . При рассмотрении конкретных эксклюзивных распадов D -мезонов следует, однако, учитывать вклады динамики на больших расстояниях. Например, доминирующий вклад в распад $D^+ \rightarrow \pi^+l^+l^-$ дает переход через промежуточное состояние $\pi^+\phi$ с последующим распадом $\phi \rightarrow e^+e^-$. В результате вероятности распадов $D \rightarrow X\gamma$ и $D \rightarrow Xl^+l^-$, где X — адронное состояние, возрастают до уровня 10^{-5} – 10^{-6} . Два распада этих типов измерены и имеют вероятности согласующиеся с оценками в Стандартной модели: $B(D^0 \rightarrow \phi\gamma) = (2.4_{-0.6}^{+0.7}) \times 10^{-5}$ [63] и $B(D^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-) = (1.8 \pm 0.5 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ [64].

Вклады динамики на больших расстояниях, точный расчет которых в Стандартной модели затруднен, приводят к тому, что распады типа $D \rightarrow X\gamma$ становятся малочувствительными к проявлениям новой физики. Однако даже для этих распадов можно найти ряд наблюдаемых величин, обладающих чувствительностью. Так, например, в работе [65] предлагается измерять разность $R = B(D^0 \rightarrow \rho^0\gamma)/B(D^0 \rightarrow \omega\gamma) - 1$, которая в Стандартной модели ожидается на уровне $(6 \pm 15)\%$. В минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) при некоторых значениях параметров вероятность перехода $c \rightarrow u\gamma$ может достигать 6×10^{-6} и величина R может быть порядка 1 [65].

В распадах типа $D \rightarrow Xl^+l^-$ можно анализировать спектр инвариантных масс пары лептонов и выделять области, чувствительные к вкладам динамики на малых расстояниях.

Таб. 1.9: Текущие экспериментальные значения верхних пределов на редкие распады D - и D_s -мезонов в единицах 10^{-6} .

$D^0 \rightarrow \gamma\gamma$	26 [68]	$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	7.4 [71]
$D^0 \rightarrow e^+ e^-$	1.2 [69]	$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	3.9 [64]
$D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.3 [69]	$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \mu^-$	10.8 [72]
$D^0 \rightarrow \mu^+ e^-$	0.81 [69]	$D^+ \rightarrow \rho^+ \mu^+ \mu^-$	560 [73]
$D^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	45 [70]		
$D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$	100 [70]	$D_s^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$	6.6 [72]
$D^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \mu^-$	86 [70]	$D_s^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$	25.4 [72]
$D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ \mu^-$	49 [70]	$D_s^+ \rightarrow K^+ e^+ \mu^-$	3.6 [72]

На рисунке 1.4, взятом из работы [66], приведены спектры масс лептонной пары для распадов $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ и $D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$ в Стандартной модели и MSSM. Ограничения на параметры MSSM могут быть получены при чувствительности к распаду на уровне 10^{-6} . Предсказания для распадов типа $D \rightarrow X l^+ l^-$, полученные в различных расширениях Стандартной модели, могут быть найдены в работах [62, 66, 67].

Другой класс распадов с $c \rightarrow u$ переходом — это распады нейтрального D -мезона в пару фотонов или лептонов. Стандартная модель предсказывает $B(D^0 \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 3.5 \times 10^{-8}$ и $B(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sim 10^{-12}$ [66]. Для вероятности распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в суперсимметричных моделях с нарушением R -четности предсказывается величина до 3.5×10^{-6} . Эти же модели дают большую величину распадов, несохраняющих лептонный аромат $B(D^0 \rightarrow \mu^+ e^-) < 10^{-6}$, $B(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-) < 3 \times 10^{-5}$, $B(D^0 \rightarrow \rho^0 \mu^+ e^-) < 1.4 \times 10^{-5}$.

В таблице 1.9 приведены существующие экспериментальные верхние пределы на редкие распады D - и D_s -мезонов. На ЦТФ может быть достигнута чувствительность к редким распадам порядка 10^{-8} .

1.5 Очарованные барионы

Очарованные барионы, которые могут рождаться на ЦТФ в реакции $e^+ e^- \rightarrow B_c \bar{B}_c$, состоят из двух легких кварков (u, d, s) и тяжелого c -кварка. Пара легких кварков образует два $SU(3)$ мультиплетта: асимметричный по аромату кварков антитриплет и симметричный секступлет. В S -волновых низколежащих барионах симметрия по аромату и спину связаны: суммарный спин легких кварков равен 0 в антитриплете и 1 в секступлете. Объединяясь с тяжелым кварком антитриплет дает три состояния со спином 1/2 ($\Lambda_c^+, \Xi_c^+, \Xi_c^0$), а секступлет — шесть состояний со спином 1/2 ($\Sigma_c^{+++,0}, \Xi_c^{'+}, \Xi_c'^0, \Omega_c^0$) и шесть со спином 3/2 ($\Sigma_c^{*+++,0}, \Xi_c^{*+}, \Xi_c^{*0}, \Omega_c^{*0}$). Все пятнадцать S -волновых очарованных барионов обнаружены. Их параметры приведены в таблице 1.10.

Ожидается существование большого количества возбужденных очарованных барионов. В частности, кварковая модель предсказывает 63 P -волновых состояния [74]. Шестнадцать возбужденных состояний с массами в диапазоне от 2.6 до 3.1 ГэВ обнаружено [2, 75].

В последние годы физика очарованных барионов бурно развивается, в основном, уси-

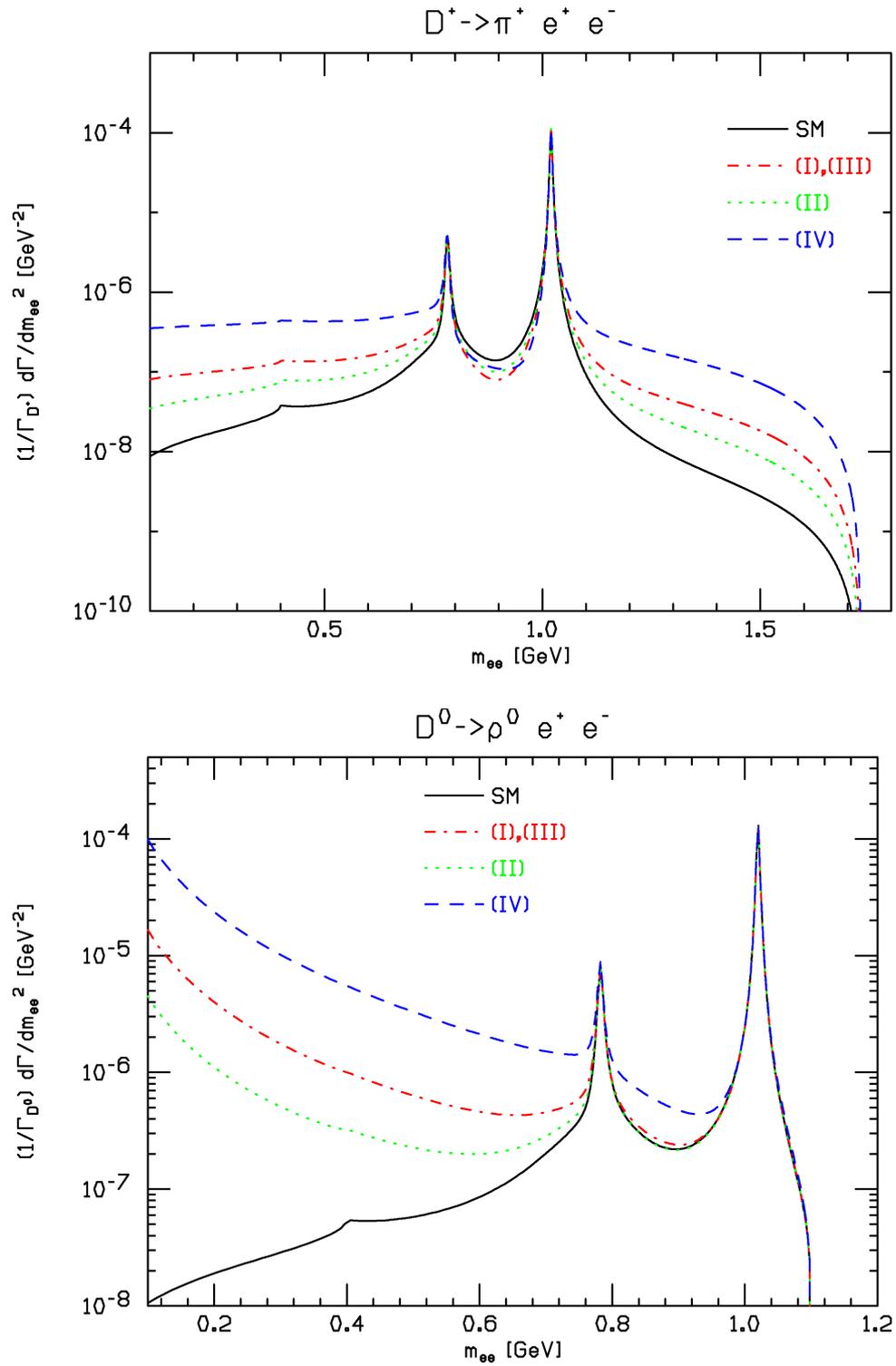


Рис. 1.4: Спектры инвариантных масс лептонной пары для распадов $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ (слева) и $D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$ (справа). Сплошная линия показывает предсказание Стандартной модели, пунктирные линии предсказание MSSM с различными значениями параметров.

Таб. 1.10: Параметры S -волновых очарованных барионов [2]

	состав	J^P	масса, МэВ	ширина, МэВ	распад
Λ_c^+	udc	$(1/2)^+$	2286.46 ± 0.14	(200 ± 6) фс	слабый
Ξ_c^+	usc	$(1/2)^+$	2467.9 ± 0.4	(442 ± 26) фс	слабый
Ξ_c^0	dsc	$(1/2)^+$	2471.0 ± 0.4	112_{-10}^{+13} фс	слабый
Σ_c^{++}	uuc	$(1/2)^+$	2454.02 ± 0.18	2.23 ± 0.30	$\Lambda_c^+ \pi^+$
Σ_c^+	udc	$(1/2)^+$	2452.9 ± 0.4	< 4.6	$\Lambda_c^+ \pi^0$
Σ_c^0	ddc	$(1/2)^+$	2453.76 ± 0.18	2.2 ± 0.4	$\Lambda_c^+ \pi^-$
$\Xi_c'^+$	usc	$(1/2)^+$	2575.6 ± 3.1	—	$\Xi_c^+ \gamma$
$\Xi_c'^0$	dsc	$(1/2)^+$	2577.9 ± 2.9	—	$\Xi_c^0 \gamma$
Ω_c^0	ssc	$(1/2)^+$	2695.2 ± 1.7	(69 ± 12) фс	слабый
Σ_c^{*++}	uuc	$(3/2)^+$	2518.4 ± 0.6	14.9 ± 1.9	$\Lambda_c^+ \pi^+$
Σ_c^{*+}	udc	$(3/2)^+$	2517.5 ± 2.3	< 17	$\Lambda_c^+ \pi^0$
Σ_c^{*0}	ddc	$(3/2)^+$	2518.0 ± 0.5	16.1 ± 2.1	$\Lambda_c^+ \pi^-$
Ξ_c^{*+}	usc	$(3/2)^+$	2645.9 ± 0.6	< 3.1	$\Xi_c \pi$
Ξ_c^{*0}	dsc	$(3/2)^+$	2645.9 ± 0.5	< 5.5	$\Xi_c \pi$
Ω_c^{*0}	ssc	$(3/2)^+$	2765.9 ± 2.0	—	$\Omega_c^0 \gamma$

лиями B -фабрик. Несмотря на большое количество произведенных очарованных барионов (например, на B -фабриках произведено примерно 10^7 Λ_c) их свойства изучены недостаточно хорошо. Практически отсутствует экспериментальная информация о квантовых числах и абсолютных значениях вероятностей распадов. Возможности ЦТФ по изучению очарованных барионов сильно зависят от величин сечений реакций $e^+e^- \rightarrow B_c\bar{B}_c$. Для реакции $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ сечение было измерено в работе [76]. Максимум сечения находится при энергии около 4.65 ГэВ и составляет около 0.5 нб. Такая большая величина сечения связана с наличием $c\bar{c}$ -резонанса вблизи порога рождения пары $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$. При интегральной светимости 200 fb^{-1} можно будет произвести 10^8 пар $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ и провести детальное изучение свойств Λ_c барионов с использованием методики двойного мечения. Большой интерес представляет также поиск CP -нарушения в распадах Λ_c . Поскольку Λ_c -барионы являются фермионами, чувствительность к CP -асимметрии может быть существенно повышена при использовании на ЦТФ продольно-поляризованных пучков.

Для остальных очарованных барионов экспериментальные данные по сечению реакции $e^+e^- \rightarrow B_c\bar{B}_c$ отсутствуют. В отсутствие резонансного усиления ожидается, что сечение не превышает 10 пб. Программа изучения очарованных барионов сильно зависит от максимальной энергии ЦТФ. Наиболее интересной задачей представляется изучение слабых распадов очарованных барионов $\Lambda_c^+(2286)$, $\Xi_c^+(2468)$, $\Xi_c^0(2471)$, $\Omega_c^0(2698)$. Требуемые максимальные энергии ЦТФ составляют 4.7, 5.1 и 5.5 ГэВ.

1.6 Физика τ -лептона

Источником τ -лептонов на ЦТФ является процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Сечение этого процесса быстро растет от 0.1 нб на пороге рождения пары $\tau^+\tau^-$ ($2E = 3.55$ ГэВ) до 2.5 нб вблизи порога рождения D -мезонов ($2E \approx 3.7$ ГэВ) и достигает максимума 3.5 нб при $2E = 4.25$ ГэВ. За время работы ЦТФ будет рождено около 10^{10} пар τ -лептонов, что на порядок превосходит статистику τ -лептонов, накопленную на B -фабриках, но уступает статистике, ожидаемой на супер- B -фабриках, около 5×10^{10} .

Следует отметить, что точность измерения многих параметров τ -лептона, например, таких, как ширины лептонных и адронных распадов, ограничивается не статистикой, а систематикой. Для прецизионного измерения вероятностей распадов и адронных спектральных функций предполагается провести специальный заход вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. На пороге τ -лептоны рождаются в покое, что позволяет использовать для подавления фона дополнительное условие на кинематику адронных распадов: $2m_\tau E_{had} = m_\tau^2 + m_{had}^2$, где E_{had} и m_{had} — энергия и инвариантная масса адронной системы. Использование этого условия даст возможность применить методику мечения. Остающийся фон можно измерить, набрав статистику при энергии ниже порога рождения τ -лептонов. При интегральной светимости 1 ab^{-1} , накопленной вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, можно будет произвести 10^8 пар τ -лептонов.

Результаты по измерению вероятностей адронных распадов и их спектральных функций можно будет использовать для определения константы сильных взаимодействий α_s [77] (смотри также ссылки в [78]). Данные по адронным распадам с $\Delta S = 1$ используются для определения массы s -кварка m_s и элемента матрицы СКМ V_{us} [79]. Распады τ -лептонов потенциально являются источником наиболее точного измерений параметров α_s , m_s и V_{us} .

Прецизионное измерение вероятностей лептонных распадов τ -лептона, а также распадов $\tau^+ \rightarrow \pi^+\nu_\tau$ и $\tau^+ \rightarrow K^+\nu_\tau$ позволит значительно улучшить точность проверки лептонной универсальности во взаимодействиях W -бозона с заряженным лептонным током.

Для прецизионных тестов стандартной модели и проверки лептонной универсальности требуется знание массы τ -лептона. Наиболее точным методом определения массы является измерение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ вблизи ее порога. Задача измерения массы требует высокоточной энергетической калибровки коллайдера методом резонансной деполяризации или обратного Комpton-эффекта.

Важным тестом стандартной модели является изучение Лоренц-структуры амплитуды лептонного распада $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$. Статистика, набранная вблизи порога рождения пар τ -лептонов, позволит провести практически безфоновое измерение спектра лептонов в этом распаде. Спектр параметризуется с помощью четырех параметров Мишеля [80], для определения двух из которых требуется знать поляризацию τ -лептонов. Поляризация может быть измерена через распад второго τ , например, по каналу $\tau \rightarrow \rho\nu$. Наличие продольной поляризации начальных пучков в коллайдере позволило бы более эффективно использовать набранную статистику и минимизировать систематическую ошибку измерения параметров, зависящих от поляризации.

Распады τ -лептона с изменением аромата лептона (LFV), такие как $\tau \rightarrow l\gamma$, $\tau \rightarrow ll'l'$, или $\tau \rightarrow lh$, где l, l' — электрон или мюон, а h — адронная система, чувствительны к проявлениям новой физики. Различные модели, выходящие за рамки Стандартной модели, предсказывают вероятности этих распадов на уровне 10^{-7} – 10^{-10} (смотри, например, [81]). Экспериментальные верхние пределы на вероятности LVF-распадов, установленные на B -фабриках, лежат в диапазоне от 10^{-7} до 2×10^{-8} [2] и уже ограничивают параметры некоторых моделей. Для большинства распадов значительное продвижение по чувствительности ожидается в будущих экспериментах на супер- B -фабриках. Для некоторых распадов, для которых верхний предел на вероятность распада определяется наличием фона, чувствительность на ЦТФ может оказаться выше, чем на супер- B -фабриках, несмотря на меньшую статистику. Это прежде всего относится к очень важному с точки зрения поиска новой физики распаду $\tau \rightarrow \mu\gamma$. На B -фабриках верхний предел на этот распад определяется фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$. На ЦТФ этот источник фона не существует.

Измеренное CP -нарушение в кварковом секторе не объясняет наблюдаемой барионной асимметрии вселенной, поэтому целесообразно проводить поиски этого эффекта в лептонном секторе, в частности, в распадах τ -лептона. CP -нарушение может наблюдаться в адронных распадах τ при наличии двух интерферирующих амплитуд с разными сильными и слабыми фазами. CP -преобразование переводит $e^{i\delta_w+i\delta_s}$ в $e^{-i\delta_w+i\delta_s}$, где δ_w и δ_s относительные слабая и сильная фазы двух амплитуд, что приводит, например, к неравенству ширин CP -сопряженных распадов. Асимметрия $A_{CP} = (\Gamma(\tau^+ \rightarrow f+) - \Gamma(\tau^- \rightarrow f-))/(\Gamma(\tau^+ \rightarrow f+) + \Gamma(\tau^- \rightarrow f-))$ пропорциональна $\sin \delta_s \sin \delta_w$. В Стандартной модели распады τ -лептонов описываются единственной амплитудой с обменом W -бозоном. Поэтому наблюдение CP -асимметрии явилось бы явным проявлением физики, выходящей за рамки Стандартной модели. Исключением является распад $\tau \rightarrow \pi K_{S(L)}\nu$, где CP -асимметрия на уровне 3×10^{-3} [82] возникает в рамках Стандартной модели из-за CP -нарушения в каонах. Предложения по использованию различных распадов для наблюдения CP -нарушения рассмотрены в работах [83, 84, 85, 86, 87, 88]. Наиболее перспективными для наблюдения CP -нарушения считаются распады $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0 \nu$, $\tau \rightarrow \rho \pi \nu$, $\tau \rightarrow \omega \pi \nu$, $\tau \rightarrow a_1 \pi \nu$. Кроме измерения асимметрии в ширине распада A_{CP} , определенной выше, предлагается использовать так называемую модифицированную асимметрию, когда экспериментальные дифференциальные распределения конечных адронов интегрируются со специально выбранной весовой функцией по ограниченной области фазового объема, или асимметрию в тройном произведении $\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$, где $\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 — вектор поляризации τ -лептона и импульсы двух конечных адронов. Следует отметить, что асимметрия в тройном произведении пропорциональна $\cos \delta_s \sin \delta_w$, т.е. для ее наблюдения не

требуется ненулевая разность сильных фаз для двух амплитуд.

Поиск CP -нарушения проводился в эксперименте CLEO на статистике 10^7 пар τ -лептонов для распадов $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu$ [89] и $\tau^\pm \rightarrow K_S \pi^\pm \nu$ [90]. Следующее продвижение по чувствительности следует ожидать по результатам обработки статистики, набранной на B -фабриках, а затем на супер- B -фабриках и ЦТФ. Наличие продольной поляризации начальных пучков существенно увеличивает чувствительность по поиску CP -нарушения в распадах τ -лептонов.

1.7 Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии от 2 до 5 ГэВ

Результат измерения полного сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны обычно представляют в виде энергетической зависимости параметра R , который определяется как отношение борновского сечения реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны (т.е. сечения, из которого, удалены квантово-электродинамические вклады высших порядков, в частности, от излучения фотонов из начального состояния) к борновскому сечению реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$R = \frac{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Измерения R могут быть использованы для проверки вычислений в рамках пертурбативной КХД и измерения константы сильных взаимодействий α_s [92]. Правила сумм КХД позволяют извлечь из экспериментальных данных по R такие важные параметры, как массы кварков, величины вакуумных кварковых и глюонных конденсатов и Λ_{QCD} [93]. С помощью дисперсионных соотношений измерения R могут быть использованы для вычисления адронных поправок для таких фундаментальных величин, как аномальный магнитный момент мюона $(g_\mu - 2)/2$ [94], бегущая константа электромагнитных взаимодействий $\alpha(s)$ [95], величина сверхтонкого расщепления в мюонии [96] и др. Для разных величин разные интервалы энергий дают наиболее существенный вклад в адронную поправку. Например, для $(g_\mu - 2)/2$ область низких энергий меньше 2 ГэВ дает около 92% адронной поправки. Вклад энергетического диапазона ЦТФ, от 2 до 5 ГэВ, составляет около 7%. Для бегущей константы $\alpha(s)$ соответствующие вклады в адронную поправку равны 19.0% и 18.1%.

Область e^+e^- -энергий в системе центра масс от 3 до 5 ГэВ является почти асимптотической для легких кварков. При этих энергиях уже не существует резонансов, состоящих из u -, d -, и s -кварков. Однако эта же область является резонансной для состояний, содержащих c -кварки. Полное сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны в этом энергетическом интервале измерялось во многих экспериментах: Crystal Ball [98], PLUTO [99], DASP [100], Mark-I [101, 102], BES [103, 104]. В целом измерения различных экспериментальных групп согласуются с друг другом. Наиболее точное измерение R проведено детектором BES: в работе [103] значения R были получены в 6 точках между 2.6 и 5.0 ГэВ с систематической ошибкой, меняющейся от 5.9% до 8.4%, в более поздней работе [104] измерения были сделаны в 85 точках между 2 и 5 ГэВ со средней систематической неопределенностью 7%. Такая точность не является достаточной для прецизионных проверок предсказаний Стандартной модели. Ожидается, что в ближайшем будущем потребуется точность измерения сечения на уровне 1%. Чтобы достичь этой цели, нужно будет провести детальное сканирование всего энергетического диапазона, доступного на ЦТФ, с шагом несколько МэВ и интегральной светимостью в точке около 10 пб^{-1} , или около 10 фб^{-1} в сумме.

Данные об эксклюзивных сечениях, необходимые для определения параметров широких состояний чармония, отсутствовали до последнего времени. Свойства резонансов определя-

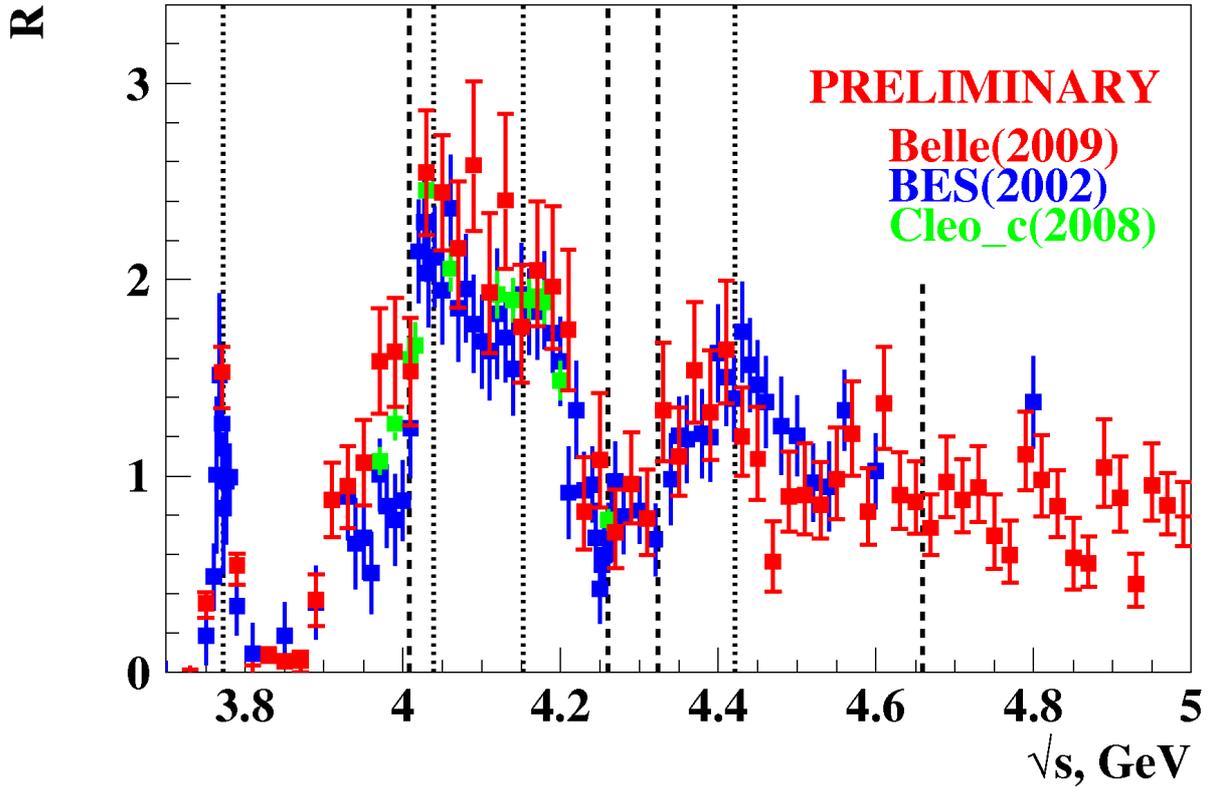


Рис. 1.5: Сравнение измерений полного сечения $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ на в экспериментах BES, CLEO и Belle.

лись по старым измерениями полного сечения детекторами DASP [100] и Mark-I [101]. Некоторый прогресс был достигнут при аппроксимации [105, 106] данных BES [103, 104] вместе с данными с Crystal Ball [98]. Настоящий прорыв произошел недавно после появления результатов детектора CLEO по сканированию диапазона энергий от 3.77 до 4.26 ГэВ [107], а также данных с детекторов Belle и BaBar, использующих метод радиационного возврата для измерения эксклюзивных сечений с D , D^* , D_s , и D_s^* в конечном состоянии в диапазоне энергий от 3 до 5 ГэВ (полная библиография может быть найдена в работе [108]). Важным результатом этих измерений является то, что сумма измеренных эксклюзивных сечений рождения различных D -мезонных состояний насыщает полное сечение аннигиляции в очарованные адроны, полученное из измерения BES [103, 104] вычитанием вклада легких кварков (см. рисунок 1.5). Тем не менее, ситуация со спектроскопией широких резонансов семейства ψ остается в значительной степени неопределенной. Более точные измерения эксклюзивных сечений в диапазоне энергий от 3 до 5 ГэВ, а также улучшение методов теоретической интерпретации полученных результатов требуются для определения параметров ψ -резонансов и измерения их распадов.

Важно отметить, что для ряда приложений, например, для определения массы кварков необходимо знать вклады в R , идущие от определенных типов кварков, особенно в энергетической области вблизи порога рождения этих кварков. Для эксперимента это достаточно сложная задача. Один из феноменологических подходов к этой проблеме описывается в работе [109], в которой определяется масса c -кварка. В диапазоне энергий от 3.73 до 4.8 ГэВ авторы используют энергетическую зависимость полного R (R_{tot}), измеренную на детекторе

BES [104]. Чтобы получить вклад c -кварков R_{cc} , они сначала определяют вклад в R легких кварков R_{nc} , аппроксимируя измерения в четырех точках ниже 3.73 ГэВ, а затем вычитают его из R_{tot} , предполагая его независимость от энергии. Для того, чтобы оценить ошибку получившегося с помощью этого метода R_{cc} , требуется сложный анализ экспериментальных неопределенностей. Другая возможность измерения R_{cc} состоит в измерении всех эксклюзивных реакций, содержащих частицы с соответствующим кварком. Например, можно предположить, что вблизи порога рождения чарма R_{cc} насыщается вкладами конечных состояний $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$, $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$. Как обсуждалось выше, это предположение подтверждается экспериментально, хотя точность измерений пока не велика. Ясно также, что с улучшением точности потребуется добавлять все новые и новые эксклюзивные каналы. Эта методика требует большой интегральной светимости. Так что значительный прогресс возможен только на будущих установках, в частности, на ЦТФ.

Для энергий ниже 3 ГэВ полное сечение с 1% точностью может быть измерено с помощью методики радиационного возврата или с помощью прямого сканирования диапазона от 2 до 3 ГэВ, где на ЦТФ легко может быть накоплена интегральная светимость по крайней мере на два порядка большая, чем во всех предыдущих экспериментах [110, 111, 112, 103, 104]. Поскольку число возможных каналов реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны в этой области энергий сравнительно невелико, полное адронное сечение может быть получено как сумма измеренных эксклюзивных сечений в различные адронные каналы. Эта методика позволит также детально изучить промежуточные механизмы для различных конечных состояний из легких кварков, провести поиск экзотических состояний КХД, таких как гибриды, глюболы и четырехкварковые состояния, а также исследовать возбужденные состояния ρ , ω и ϕ мезонов.

Кроме того, набор статистики на ЦТФ вблизи порога рождения барион-антибарионных пар ($p\bar{p}$, $n\bar{n}$, $\Lambda\bar{\Lambda}$, ...) в режиме с поляризацией позволит измерить барионное формфакторы в уникальной постановке эксперимента [113]. Особенно это интересно для рождения Λ -гиперонов, где поляризация конечных частиц может быть определена по угловому распределению в распаде $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

1.8 Двухфотонная физика

Двухфотонная физика сегодня превратилась из дополнения к встречным e^+e^- пучкам в самостоятельную часть физики элементарных частиц. По сути, это физика для фотонных коллайдеров, о возможности создания которых много говорится. Вместе с тем, у встречных пучков, как источника двухфотонной физики, есть одно преимущество. Оно состоит в том, что один или оба сталкивающихся фотона могут быть глубоко виртуальными. Это создает новые возможности, которых нет у коллайдеров с реальными фотонами.

Физические задачи включают в себя прежде всего изучение C -четных резонансов, включая резонансы из легких кварков и состояния чармония с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$, 0^{-+} , 2^{-+} , 2^{++} . В случае, когда один из фотонов глубоко виртуален, становится возможным рождение частиц с $J = 1$, в том числе имеющих экзотические квантовые числа $J^{PC} = 1^{-+}$. Высокая светимость ЦТФ позволит не только измерять двухфотонные ширины резонансов, но и изучать их редкие каналы распада. Отдельной задачей, также требующей высокой светимости, является измерение переходных формфакторов $\gamma^* \rightarrow \gamma M$ и $\gamma^* \rightarrow \gamma^* M$, где M — C -четный резонанс.

Следует отметить важность измерения полного сечения процессов обратной аннигиляции — перехода двух фотонов в адроны, а также отдельных каналов, таких как $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$, $p\bar{p}$, $\phi\phi$, f_0f_0 и других. На ЦТФ может быть достигнута точность измерения сечений $\sim 1\%$.

Для подавления фона к двухфотонным процессам от e^+e^- аннигиляции в адроны требуется хорошая герметичность детектора, а также наличие системы регистрации рассеянных электронов под малыми углами.

1.9 Заключение

Следует отметить, что ЦТФ имеет существенное отличие от B -фабрик в SLAC и KEK и ϕ -фабрики во Фраскати. Отличие состоит в том, что упомянутые коллайдеры работают практически в одной точке по энергии, в то время как для ЦТФ такой выделенной точки не существует. Коллайдер должен работать в широком диапазоне энергии. Эта особенность усложняет экспериментальные установки, как коллайдер, так и детектор, но, конечно же, расширяет физическую программу.

И совсем общего характера вывод. Несмотря на существование Стандартной модели, ее предсказательная сила, особенно в области адронного сектора невелика. Стоит вспомнить об открытии таких частиц как $Y(4260)$ или $X(2150)$, которые были обнаружены случайно. До сих пор не имеется однозначной интерпретации необычных свойств этих состояний. Поэтому экспериментальный метод изучения элементарных частиц остается наиболее важным. Большое количество имеющихся проблем может быть решено в ходе реализации проекта ЦТФ.

Литература

- [1] N. Brambilla *et al.* [Quarkonium Working Group], arXiv:hep-ph/0412158; N. Brambilla *et al.* [Quarkonium Working Group], arXiv:1010.5827; G.V. Pakhlova, P.N. Pakhlov and S.I. Eidelman, Phys. Usp. **53**, 219 (2010).
- [2] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [3] D. Besson *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 092002 (2006) [arXiv:hep-ex/0512038].
- [4] M. Ablikim *et al.* [BES Collaboration], Phys. Lett. B **660**, 315 (2008) [arXiv:0705.4500 [hep-ex]].
- [5] J. L. Rosner *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 102003 (2005) [arXiv:hep-ex/0505073]; P. Rubin *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **72**, 092004 (2005) [arXiv:hep-ex/0508037]; S. Dobbs *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 182003 (2008) [arXiv:0805.4599 [hep-ex]]; G. S.Adams *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **80**, 051106 (2009) [arXiv:0906.4470 [hep-ex]].
- [6] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke and J. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. **80**, 1161 (2008) [arXiv:hep-ph/0701208].
- [7] E. Klempt and A. Zaitsev, Phys. Repts. **454**, 1 (2007) [arXiv:0708.4016 [hep-ph]].
- [8] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 212001 (2007) [arXiv:hep-ex/0610057].
- [9] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007) [arXiv:0707.3699 [hep-ex]].
- [10] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008) [arXiv:0708.1790 [hep-ex]].
- [11] T. Barnes, Int. J. Mod. Phys. A **21**, 5583 (2006) [arXiv:hep-ph/0608103].
- [12] M. A. Sanchis-Lozano, Z. Phys. C **62**, 271 (1994).
- [13] K. K. Sharma and R. C. Verma, Int. J. Mod. Phys. A **14**, 937 (1999) [arXiv:hep-ph/9801202].
- [14] A. Datta, P. J. O'Donnell, S. Pakvasa and X. Zhang, Phys. Rev. D **60**, 014011 (1999) [arXiv:hep-ph/9812325].
- [15] G. Goggi and G. Penso, Nucl. Phys. B **165**, 429 (1980).
- [16] W. J. Huo, T. F. Feng and C. x. Yue, Phys. Rev. D **67**, 114001 (2003) [arXiv:hep-ph/0212211].

- [17] Y. Miyazaki *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. B **660**, 154 (2008) [arXiv:0711.2189 [hep-ex]].
- [18] J. P. Ma, R. G. Ping and B. S. Zou, Phys. Lett. B **580**, 163 (2004) [arXiv:hep-ph/0311012].
- [19] X. G. He, J. P. Ma and B. McKellar, Phys. Rev. D **47**, 1744 (1993) [arXiv:hep-ph/9211276].
- [20] C. J. Morningstar and M. J. Peardon, Phys. Rev. D **60**, 034509 (1999) [arXiv:hep-lat/9901004].
- [21] A. Hart, C. McNeile, C. Michael and J. Pickavance [UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **74**, 114504 (2006) [arXiv:hep-lat/0608026].
- [22] S. Dobbs *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **76**, 112001 (2007) [arXiv:0709.3783 [hep-ex]].
- [23] R. Poling, *In the Proceedings of 4th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2006), Vancouver, British Columbia, Canada, 9-12 Apr 2006, pp 005* [arXiv:hep-ex/0606016].
- [24] E. S. Swanson, Phys. Rept. **429**, 243 (2006) [arXiv:hep-ph/0601110].
- [25] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 062001 (2008) [arXiv:0708.3313 [hep-ex]].
- [26] T. J. Burns, F. E. Close and C. E. Thomas, Phys. Rev. D **77**, 034008 (2008) [arXiv:0709.1816 [hep-ph]].
- [27] A. V. Evdokimov *et al.* [SELEX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004) [arXiv:hep-ex/0406045].
- [28] J. Brodzicka *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 092001 (2008) [arXiv:0707.3491 [hep-ex]].
- [29] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 222001 (2006) [arXiv:hep-ex/0607082].
- [30] A. Bondar and A. Poluektov, Eur. Phys. J. C **47**, 347 (2006) [arXiv:hep-ph/0510246].
- [31] B. I. Eisenstein *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 052003 (2008) [arXiv:0806.2112 [hep-ex]].
- [32] J. P. Alexander *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 052001 (2009) [arXiv:0901.1216 [hep-ex]].
- [33] CKM Fitter Group Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter>
- [34] E. Follana, C. T. H. Davies, G. P. Lepage and J. Shigemitsu [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 062002 (2008) [arXiv:0706.1726 [hep-lat]].
- [35] N. E. Adam *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 251801 (2006) [arXiv:hep-ex/0604044].
- [36] C. Aubin *et al.* [Fermilab Lattice Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 011601 (2005) [arXiv:hep-ph/0408306].

- [37] D. Besson [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **80**, 032005 (2009) [arXiv:0906.2983 [hep-ex]].
- [38] S. Bianco, F. L. Fabbri, D. Benson and I. Bigi, Riv. Nuovo Cim. **26**, 1 (2003) [arXiv:hep-ex/0309021].
- [39] Heavy Flavor Averaging Group Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [40] D. M. Asner and W. M. Sun, Phys. Rev. D **73**, 034024 (2006) [arXiv:hep-ph/0507238].
- [41] X. D. Cheng, K. L. He, H. B. Li, Y. F. Wang and M. Z. Yang, Phys. Rev. D **75**, 094019 (2007) [arXiv:0704.0120 [hep-ex]].
- [42] A. Bondar, A. Poluektov, V. Vorobiev, Phys. Rev. D **82**, 034033 (2010) [arXiv:1004.2350].
- [43] M. Bona *et al.*, arXiv:0709.0451 [hep-ex].
- [44] H. Mendez *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 052013 (2010) [arXiv:0906.3198 [hep-ex]].
- [45] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **63**, 071101 (2001).
- [46] D. M. Asner *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 091101 (2004).
- [47] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 051102 (2008) [arXiv:0802.4035 [hep-ex]].
- [48] E. M. Aitala *et al.* [E791 Collaboration], Phys. Lett. B **403**, 377 (1997).
- [49] X. C. Tian *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 231801 (2005).
- [50] J. M. Link *et al.* [FOCUS Collaboration], Phys. Lett. B **622**, 239 (2005).
- [51] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 061803 (2008) [arXiv:0709.2715 [hep-ex]].
- [52] M. Staric *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. B **670**, 190 (2008) [arXiv:0807.0148 [hep-ex]].
- [53] Y. Grossman, A. L. Kagan and Y. Nir, Phys. Rev. D **75**, 036008 (2007) [arXiv:hep-ph/0609178].
- [54] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 011105 (2008) [arXiv:0712.2249].
- [55] M. Staric *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007) [arXiv:hep-ex/0703036].
- [56] A. A. Petrov, arXiv:0711.1564 [hep-ph].
- [57] D. s. Du, Eur. Phys. J. C **50**, 579 (2007) [arXiv:hep-ph/0608313].
- [58] A. A. Petrov, Phys. Rev. D **69**, 111901 (2004) [arXiv:hep-ph/0403030].
- [59] D. M. Asner *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 091101 (2004) [arXiv:hep-ex/0311033].

- [60] I. I. Bigi, arXiv:0710.2714 [hep-ph].
- [61] A. Datta and D. London, Int. J. Mod. Phys. A **19**, 2505 (2004) [arXiv:hep-ph/0303159].
- [62] G. Burdman and I. Shipsey, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 431 (2003) [arXiv:hep-ph/0310076].
- [63] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 101803 (2004) [arXiv:hep-ex/0308037].
- [64] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 101801 (2008) [arXiv:0708.2094 [hep-ex]].
- [65] S. Prelovsek and D. Wyler, Phys. Lett. B **500**, 304 (2001) [arXiv:hep-ph/0012116].
- [66] G. Burdman, E. Golowich, J. L. Hewett and S. Pakvasa, Phys. Rev. D **66**, 014009 (2002) [arXiv:hep-ph/0112235].
- [67] S. Fajfer, N. Kosnik and S. Prelovsek, Phys. Rev. D **76**, 074010 (2007) [arXiv:0706.1133 [hep-ph]].
- [68] T. E. Coan *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90**, 101801 (2003) [arXiv:hep-ex/0212045].
- [69] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 191801 (2004) [arXiv:hep-ex/0408023].
- [70] A. Freyberger *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **76**, 3065 (1996) [Erratum-ibid. **77**, 2147 (1996)].
- [71] Q. He *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 221802 (2005) [arXiv:hep-ex/0508031].
- [72] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], arXiv:hep-ex/0607051.
- [73] K. Kodama *et al.* [E653 Collaboration], Phys. Lett. B **345**, 85 (1995).
- [74] D. Pirjol and T. M. Yan, Phys. Rev. D **56**, 5483 (1997) [arXiv:hep-ph/9701291].
- [75] R. Mizuk, arXiv:0712.0310 [hep-ex].
- [76] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008) [arXiv:0807.4458 [hep-ex]].
- [77] E. Braaten, S. Narison and A. Pich, Nucl. Phys. B **373**, 581 (1992).
- [78] S. Bethke, arXiv:0908.1135 [hep-ph].
- [79] E. Gamiz, M. Jamin, A. Pich, J. Prades and F. Schwab, JHEP **0301**, 060 (2003) [arXiv:hep-ph/0212230]; Phys. Rev. Lett. **94**, 011803 (2005) [arXiv:hep-ph/0408044].
- [80] L. Michel, Proc. Phys. Soc. A **63**, 514 (1950); C. Bouchiat and L. Michel, Phys. Rev. **106**, 170 (1957).

- [81] J. R. Ellis, J. Hisano, M. Raidal and Y. Shimizu, Phys. Rev. D **66**, 115013 (2002) [arXiv:hep-ph/0206110]; T. Fukuyama, T. Kikuchi and N. Okada, Phys. Rev. D **68**, 033012 (2003) [arXiv:hep-ph/0304190]; A. Brignole and A. Rossi, Phys. Lett. B **566**, 217 (2003) [arXiv:hep-ph/0304081].
- [82] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Phys. Lett. B **625**, 47 (2005) [arXiv:hep-ph/0506037].
- [83] Y. S. Tsai, SLAC-PUB-5003
- [84] Y. S. Tsai, Phys. Rev. D **51**, 3172 (1995) [arXiv:hep-ph/9410265].
- [85] J. H. Kuhn and E. Mirkes, Phys. Lett. B **398**, 407 (1997) [arXiv:hep-ph/9609502].
- [86] A. Datta, K. Kiers, D. London, P. J. O'Donnell and A. Szynekman, Phys. Rev. D **75**, 074007 (2007) [Erratum-ibid. D **76**, 079902 (2007)] [arXiv:hep-ph/0610162].
- [87] D. Delepine, G. Faisl, S. Khalil and G. L. Castro, Phys. Rev. D **74**, 056004 (2006) [arXiv:hep-ph/0608008].
- [88] K. Kiers, K. Little, A. Datta, D. London, M. Nagashima and A. Szynekman, Phys. Rev. D **78**, 113008 (2008) [arXiv:0808.1707 [hep-ph]].
- [89] P. Avery *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 092005 (2001) [arXiv:hep-ex/0104009].
- [90] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88**, 111803 (2002) [arXiv:hep-ex/0111095].
- [91] V. P. Druzhinin, arXiv:0710.3455 [hep-ex].
- [92] J. Kühn and M. Steinhauser, Nucl. Phys. B **619** (2001) 588; Erratum-ibid, B640 (2002) 415.
- [93] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147** (1979) 385.
- [94] M. Davier, S. Eidelman, A. Höcker, Z. Zhang, Eur. Phys. J. C **31** (2003) 503.
- [95] B. Pietrzyk and H. Burkhardt, Phys. Lett. B **513** (2001) 46.
- [96] A. Czarnecki, S.I. Eidelman and S.G. Karshenboim, Phys. Rev. D **65** (2002) 053004.
- [97] M. Davier *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2004) 127.
- [98] A. Osterheld *et al.*, SLAC-PUB-4160, 1986.
- [99] J. Burmeister *et al.*, Phys. Lett. **66B** (1977) 395.
- [100] R. Brandelik *et al.*, Phys. Lett. **76B** (1978) 361.
- [101] J.L. Siegrist *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 700.
- [102] J.L. Siegrist *et al.*, Phys. Rev. D **26** (1982) 969.
- [103] J.Z.Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 594 (2000).
- [104] J.Z.Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 101802 (2002).
- [105] K.K. Seth *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 017501 (2005).

- [106] M. Ablikim *et al.*, Phys. Lett. B **660**, 315 (2008).
- [107] D. Cronin-Hennessy *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 072001 (2009).
- [108] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1534.
- [109] A.H. Hoang and M. Jamin, Phys. Lett. **B594** (2004) 127.
- [110] G. Cosme *et al.*, Nucl. Phys. B **152**, 215 (1979).
- [111] A. Antonelli *et al.*, Phys. Lett. B **365**, 427 (1996).
- [112] C. Bacci *et al.*, Phys. Lett. B **86**, 234 (1979).
- [113] A. Bondar *et al.*, Phys. Lett. B **697**, 159 (2011).

Глава 2

Детектор

2.1 Введение

Физическая программа экспериментов на Супер-ст-фабрике с пиковой светимостью $10^{35} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в диапазоне энергий $2E = 2 \div 5 \text{ГэВ}$ нацелена на изучение редких распадов D мезонов и τ лептона, $D^0 \bar{D}^0$ осцилляций, поиске распадов τ лептона с нарушением лептонной универсальности, в особенности $\tau \rightarrow \mu\gamma$.

Для выполнения данной программы требуется универсальный магнитный детектор с полем 1 Тл. Детектор должен удовлетворять следующим параметрам:

- отличное импульсное разрешение для заряженных частиц и хорошее энергетическое разрешение для фотонов;
- практически рекордные параметры системы идентификации частиц в сравнении с уже существующими и разрабатываемыми детекторами. Для изучения редких распадов D мезонов требуется разделение K/π на уровне достоверности заметно выше, чем 3σ . Для выделения распада $\tau \rightarrow \mu\gamma$ и подавления фона от π мезонов требуется надежное разделение μ/π в диапазоне импульсов до 1.2 ГэВ/ c ;
- оцифровывающая электроника и система сбора данных должны быть способны считывать события с частотой 300–400 кГц при средней длине события 30 кБ;
- уникальный триггер, способный выделять события и подавлять фон при очень высоких нагрузках детектора.

Для достижения высокой эффективности сбора данных и в целях минимизации времени, требуемого для обслуживания детектора, в конструкцию детектора закладываются следующие принципы:

- оцифровывающая электроника должна находиться внутри детектора, для передачи данных будут использоваться 10 Гбит оптические линии связи;
- конструкция детектора должна обеспечивать быстрый доступ к подсистемам для ремонта и замены оборудования, время требуемое на процедуру разборка–ремонт–сборка не должно превышать 12–24 часов;
- ввод (вывод) магнитного поля детектора не должен превышать 2–3 часов;

- для обеспечения быстрого доступа к подсистемам детектора требуется подвижная радиационная защита, которая должна обеспечивать возможность работы персонала рядом с детектором одновременно с работой коллайдера.

Конструкция универсального магнитного детектора основывается на собственном опыте создания детекторов в ИЯФ СО РАН, а также использует опыт международного сотрудничества с коллаборациями BaBar и Belle.

Детектор (Рис. 2.1) включает в себя стандартный набор подсистем:

- вакуумная камера,
- вершинный детектор,
- дрейфовая камера,
- система идентификации на основе детектора черенковских колец с многослойным аэрогелевым радиатором (*Фокусирующий РИЧ — ФАРИЧ*),
- электромагнитный калориметр на основе кристаллов чистого CsI,
- сверхпроводящая катушка использующая традиционную технологию,
- ярмо магнита с расположенной внутри мюонной системой.

2.2 Вакуумная камера

Пучки сталкиваются в центре вакуумной камеры из бериллия с радиусом 20 мм и длиной 600 мм. Толщина стенки 1 мм. Для подавления фона от синхротронного излучения внутренняя поверхность камеры покрыта медной фольгой толщиной 0.05 мм. Такая конструкция обеспечивает малое количество вещества $\sim 0.6\%$ радиационной длины при нормальном падении частиц.

2.3 Вершинный детектор

Вершинный детектор расположен между дрейфовой камерой и вакуумной камерой ускорителя и увеличивает перекрываемый координатной системой телесный угол до 98%. Вершинный детектор имеет цилиндрическую форму, его длина — 60 см, внутренний и внешний радиусы — 5 см и 40 см, соответственно. Основной задачей вершинного детектора является измерение длины пробега короткоживущих частиц, таких как K_S^0 или Λ . Помимо этого вершинный детектор дополняет дрейфовую камеру при измерении импульса заряженных частиц. Так как вершинный детектор расположен в непосредственной близости от места встречи, то он должен быть способен работать с потоком частиц высокой плотности, который ожидается при работе коллайдера на проектной светимости $10^{35}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Кроме того в задачу этого устройства входит регистрация вторичных вершин от распадов сравнительно долгоживущих частиц, таких как K_S^0 или Λ .

При работе в составе детектора информация с вершинного детектора обрабатывается, как совместно с данными дрейфовой камеры, что существенно улучшает импульсное разрешение координатной системы детектора, так и автономно, для реконструкции вершины события.

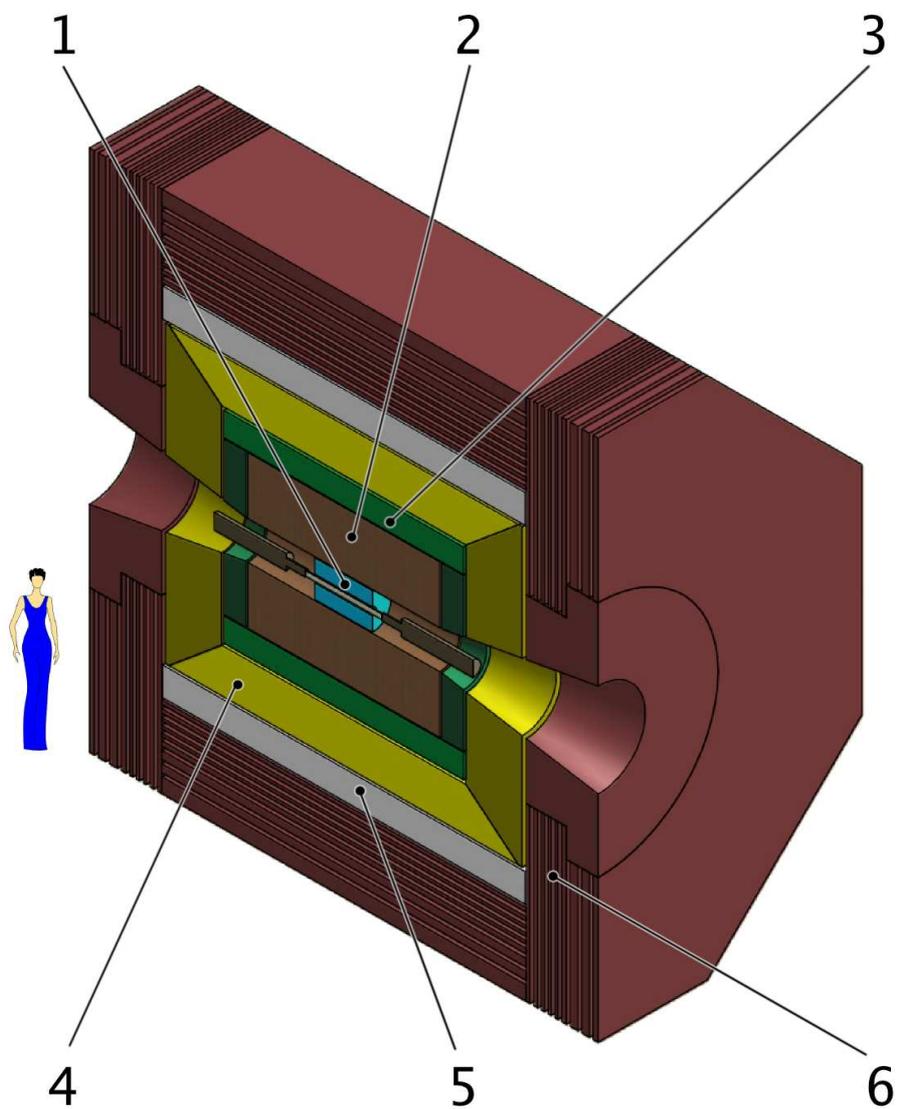


Рис. 2.1: Универсальный магнитный детектор: 1 – вершинный детектор; 2 – дрейфовая камера; 3 – система идентификации ФАРИЧ; 4 – калориметр; 5 – сверхпроводящая катушка; 6 – ярмо магнита и мюонная система.

В настоящее время рассматриваются два варианта вершинной камеры: время-проекционная камера (англ. Time Projection Chamber или TPC), с регистрацией ионизационных треков с помощью микроструктурных детекторов, и многослойный кремниевый детектор, выполненный по традиционной технологии.

2.3.1 Время-проекционная камера

Время-проекционная камера [1] представляет из себя комбинацию дрейфовой и пропорциональной камер (см. Рис. 2.2). В дрейфовом объеме, заполненном рабочей газовой смесью, например Ar/CO_2 80/20, с помощью дополнительных электродов создается равномерное аксиальное электрическое поле между двумя вертикальными плоскостями, ограничивающими объем камеры и сеточным катодом, расположенным в центре.

Заряженная частица, пересекающая чувствительный объем камеры, оставляет в нём трек в виде цепочки кластеров ионизированного газа. Число кластеров на единицу длины зависит от газа. Так, для аргона при атмосферном давлении, оно равно примерно 30. В электрическом поле электроны из кластеров ионизации начинают дрейфовать к торцам камеры, образуя электронные лавины в сильном электрическом поле, которое создаётся вблизи чувствительных электродов, регистрирующих поперечные координаты кластеров. Продольная координата вычисляется путём перемножения времени дрейфа на скорость дрейфа, постоянную по всему объёму. Несмотря на то что длина дрейфа достаточно велика и составляет около 30 см, это не приводит к значительному расплыванию трека и, как следствие, к ухудшению поперечного пространственного разрешения, поскольку камера находится в продольном магнитном поле величиной 1 Тл, что подавляет поперечную диффузию почти на два порядка (см. Рис. 2.3). Поэтому пространственное разрешение в поперечной плоскости X-Y может достигать величин порядка 50-100 мкм. В продольном направлении разрешение несколько хуже и составляет примерно 300 мкм из-за большей продольной диффузии.

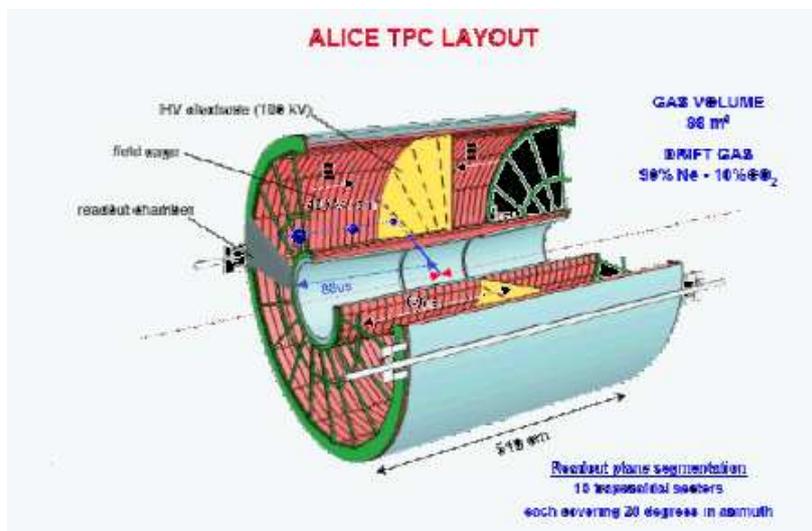


Рис. 2.2: Время-проекционная камера детектора ALICE (ЦЕРН).

В настоящее время во время-проекционных камерах для регистрации кластеров ионизации применяются многопроволочные пропорциональные камеры. Такие камеры не могут работать в непрерывном режиме из-за обратного потока заряженных ионов, который

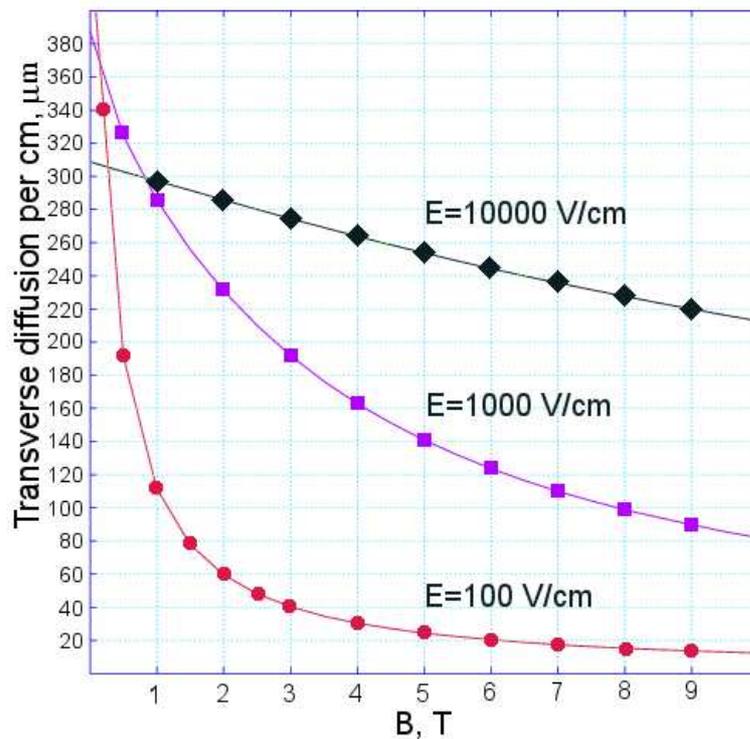


Рис. 2.3: Изменение диффузии с ростом магнитного поля для газовой смеси Ar/C_2H_4 80/20 для разных напряженностей электрического поля.

приводит к появлению пространственного заряда в объёме время-проекционной камеры и, как следствие, к искажению электрического поля. В свою очередь это ведёт к потере пространственного разрешения. Для предотвращения этого эффекта в существующих камерах установлена защитная сетка, открывающая доступ к многопроволочным камерам только по сигналу внешнего триггера. В свою очередь это приводит к появлению большого мёртвого времени и потере событий.

В новых поколениях коллайдеров, в частности на Супер-ст-фабрике, время между событиями будет мало, что делает невозможным использование время-проекционных камер старого типа. Поэтому предложено несколько новых схем усиления и считывания сигнала, основанных на передовых разработках в области микроструктурных детекторов. Так коллаборация $\bar{P}ANDA$ разрабатывает время-проекционную камеру [5] с использованием газовых электронных умножителей (ГЭУ) [2], для усиления сигнала. Подобная камера [6] разрабатывается и для детектора для будущего международного линейного коллайдера (коллаборация LC TPC). Помимо ГЭУ коллаборация LC TPC исследует возможность использования Micromegas [3] в качестве усилителя сигнала (см. Рис 2.4). Необходимо отметить, что оба этих устройства уменьшают обратный ионный поток более чем в тысячу раз. Это позволяет время-проекционной камере, оснащённой одним из таких устройств, работать в непрерывном режиме.

При испытаниях прототипов с разными типами микроструктурных детекторов было получено хорошее пространственное разрешение, близкое к максимально достижимому уровню. Для тестов использовалась “горячая” газовая смесь $Ar/CF_4/iC_4H_{10}$ в пропорции 95/3/2.

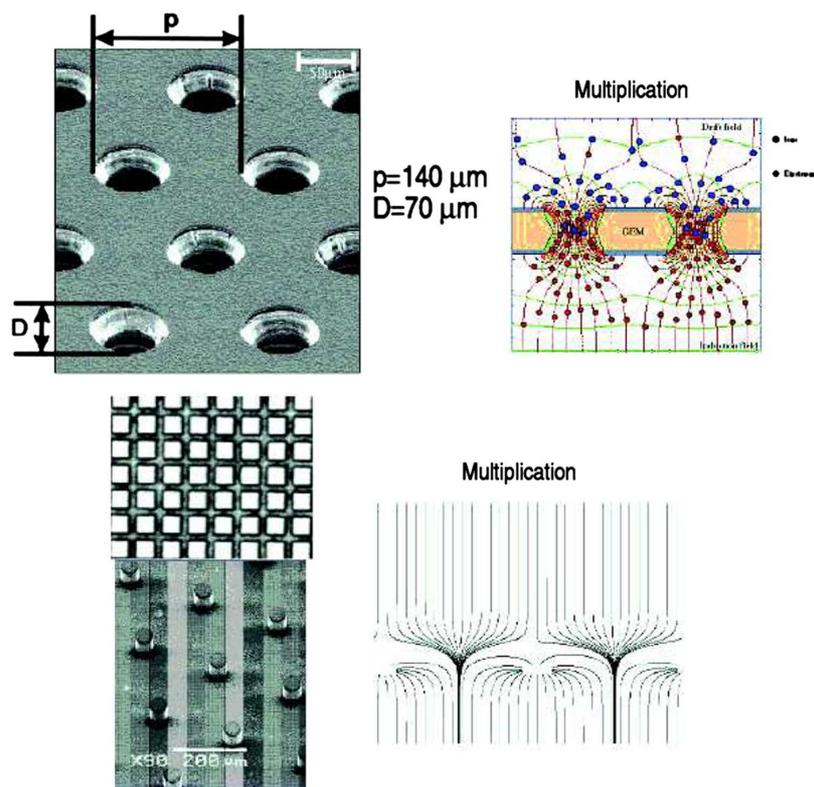


Рис. 2.4: Внешний вид и принцип работы ГЭУ (верхний ряд) и Micromegas (нижний ряд). Рисунок взят из [4]

При этом значения разрешения для камер с ГЭУ и Micromegas в магнитном поле 1 Тл, параллельном силовым линиям электрического поля, оказались примерно одинаковым. Для прототипа с ГЭУ разрешение, на расстоянии 5 см от торца камеры, составило — 52 мкм, а с использованием Micromegas — 55 мкм для той же длины дрейфа.

Дальнейшее улучшение пространственного разрешения возможно за счёт уменьшения размеров чувствительных элементов. В приведённых выше примерах они составили $1.2 \times 5.4 \text{ мм}^2$ для варианта с ГЭУ и $3.2 \times 7 \text{ мм}^2$ в случае использования Micromegas. Необходимо отметить, что в последнем случае чувствительные элементы были покрыты специальным резистивным слоем для распределения заряда по большей площади для улучшения пространственного разрешения. В настоящее время ведутся эксперименты по прямой регистрации сигнала с помощью пиксельных кремниевых детекторов с размерами пикселей порядка $50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Ожидается, что это позволит достичь пространственного разрешения на уровне $\sim 40 \text{ мкм}$ вблизи плоскости регистрации.

Помимо съёма координатной информации, время-проекционную камеру можно использовать и для идентификации заряженных частиц по их энергетическим потерям. В самом деле, при типичном размере чувствительной площадки порядка 2 мм, на каждом треке, пересекающем камеру вдоль радиуса, будет около 70 измерений ионизационных потерь, что обеспечит разрешение по dE/dx на уровне нескольких процентов.

При конструировании время проекционной камеры важной задачей является уменьшение толщины боковых стенок, которые должны выдерживать разность потенциалов в несколько десятков киловольт. Такие высокие напряжения необходимы для создания внутри камеры электрического поля с напряжённостью порядка 200 – 300 В/см, обеспечивающего скорость

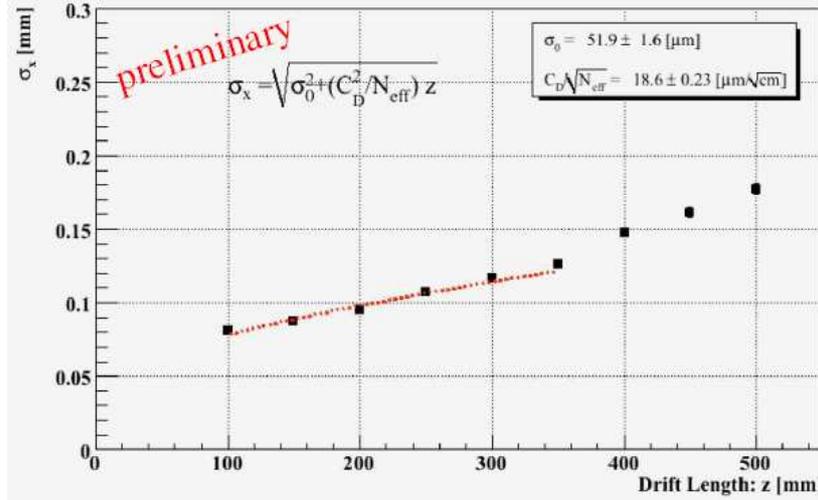


Рис. 2.5: Пространственное разрешение прототипа ТРС с использованием ГЭУ.

дрейфа электронов около 5 см/мкс.

В настоящее время ведётся компьютерное моделирование вершинной камеры с помощью пакетов Geant4 и Root. Это позволит выбрать оптимальную конструкцию детектора.

2.4 Дрейфовая камера

2.4.1 Введение

Дрейфовая камера (ДК) является основным трековым детектором и служит для измерения импульса заряженных частиц, а также измерения потерь энергии для идентификации частиц. Конструкция камеры основана на ДК детектора ВаВаг, которая описана в оригинальной публикации [7].

2.4.2 Дизайн дрейфовой камеры

Дрейфовая камера имеет цилиндрическую форму диаметром 1800 мм и длиной 2000 мм. Торцевые пластины изготовлены из алюминия толщиной 24 мм и несут осевую нагрузку 31800 кН. В них просверлены отверстия, в которых закреплены пластиковые направляющие с металлическими вставками — пинами — для крепления проволочек. Проволочки крепятся в пинах методом обжима. Максимальная деформация торцевых пластин под нагрузкой от натянутых проволочек составляет около 2 мм при удлинении проволочек при натяжении равном 7 мм. Внутренний цилиндр ДК изготовлен из углепластика толщиной 1.5 мм, внешний цилиндр — из стеклотекстолита (СТЭФ) толщиной 5 мм. Внутренний цилиндр ДК несет 40% нагрузки от проволочек, а внешний — 60%. Для упрощения сборки дрейфовой камеры и натяжения проволочек внешняя обечайка ДК состоит из двух половинок цилиндра. Основной структурный элемент изготовлен из 5 мм СТЭФ. Внешняя обечайка ДК выдерживает изменения давления в 30 мбар и перепады температуры $\pm 20^\circ\text{C}$. Эти требования возникают при транспортировке и эксплуатации ДК. На внутреннюю поверхность внешней обечайки нанесена алюминиевая фольга толщиной 25 мкм, а на внешнюю поверхность внутренней обечайки — 100 мкм. Фольга имеет электрический контакт с торцевыми пластинами и слу-

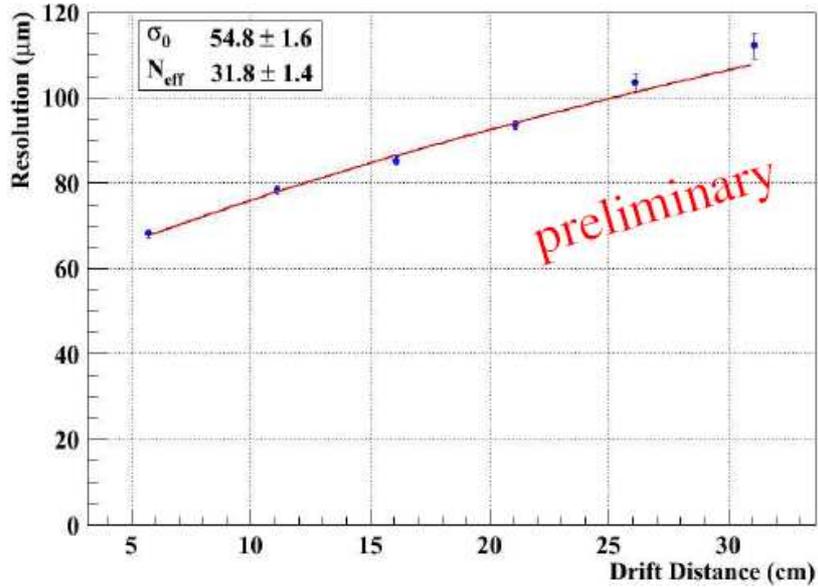


Рис. 2.6: Пространственное разрешение прототипа ТРС с использованием Micromegas.

жит в качестве экрана. Полная толщина материала ДК при нормальном падении частицы составляет $1.08\%X_0$, из которых газ и проволочки составляют $0.2\%X_0$, внутренний цилиндр $0.28\%X_0$.

Проволочная структура дрейфовой камеры сформирована из 40 слоев, состоящих из 7104 гексагональных ячеек.

2.4.3 Проволочная структура

2.4.3.1 Расположение слоев

Слой ячеек сгруппированы в 10 суперслоев по четыре ячейки в каждом. Каждый слой суперслоя содержит одинаковое число ячеек, при этом каждый последующий слой сдвинут на половину ячейки. Такое расположение позволяет восстанавливать сегмент трека внутри одного суперслоя даже если одна из четырех анодных проволочек не сработает. Дрейфовая камера содержит четыре аксиальных суперслоя (А) с проволочками, параллельными оси ДК и шесть стерео суперслоев с проволочками наклоненными к оси ДК. Стереугол между суперслоями меняет знак между аксиальными (А) и стерео (U, V) парами, в порядке AUVVAUVA, как показано на рисунке 2.7. Стереугол изменяется от ± 45 мрад до ± 76 мрад и выбран так, чтобы структура отверстий для проволочек для обоих торцов совпала. Координаты отверстий имеют 16-ти кратную азимутальную симметрию для удобства разделения считывающей и триггерной электроники.

Выбранный порядок расположения суперслоев является оптимальным для трехмерной реконструкции треков в дрейфовой камере.

2.4.3.2 Тип ячейки

Ячейка, используемая в ДК, имеет гексагональную форму. Размер ячейки в радиальном направлении равен 11.9 мм, а в азимутальном — 19 мм. Гексагональная форма ячейки обеспечивает круговую симметрию электрических полей на большей части ячейки. Вариация

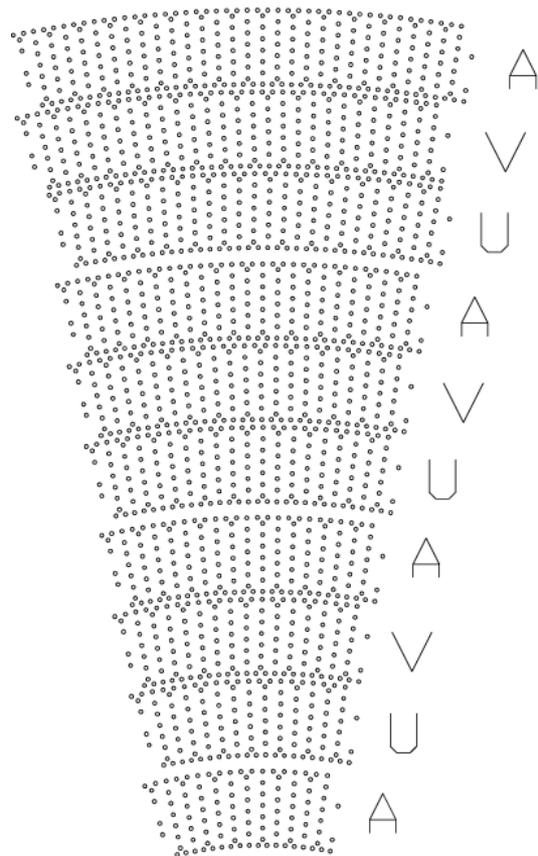


Рис. 2.7: Проволочная структура ДК. Показана 1/16 часть всей камеры, указаны аксиальные (A) и стерео (U, V) суперслои.

размеров сторон ячейки в каждом слое позволила расположить 40 слоев ячеек в ограниченном по радиусу пространстве, отведенном в детекторе для дрейфовой камеры. Каждая ячейка состоит из одной анодной проволоочки, окруженной шестью полевыми, расположенными на радиусе около 10 мм.

Анодные проволоочки диаметром 20 мкм изготовлены из вольфрам-рениевого сплава и натянуты с усилием 30 г. Их гравитационный прогиб равен 200 мкм на середине длины проволоочки. Вольфрам-рениевый сплав имеет большее линейное удельное сопротивление (290 Ом/м), чем чистый вольфрам (160 Ом/м), но заметно прочнее и обеспечивает лучшее качество поверхности проволоочки, что и явилось определяющим при выборе материала проволоочки.

Высокое положительное напряжение приложено к анодной проволоочке, полевые проволоочки заземлены. Для уменьшения вклада многократного рассеяния на газе в импульсное разрешение ДК в камере предполагается использовать газовую смесь He/изобутан 80/20 с большой радиационной длиной. Для этой смеси He/изобутан 80/20 рабочий коэффициент газового усиления 5×10^4 достигается при напряжении 1960 В.

Натяжение анодных и полевых проволоочек в ДК выбрано так, чтобы их гравитационные провисания были равны. Для этого натяжение алюминиевых проволоочек необходимо выбрать равным 155 г. Эта нагрузка меньше половины предела упругой деформации. Моделирование электростатических и гравитационных смещений проволоочек в ячейке показало, что выбранная конфигурация не имеет проблем со стабильностью. При рабочем напряжении 1960 В смещение проволоочек составляет менее 60 мкм.

В ячейки внешнего и внутреннего слоев суперслоя добавлено по две дополнительные защитные проволоочки для улучшения формы электростатических полей, а также для повышения однородности коэффициента газового усиления в пределах суперслоя. На внутреннем краю первого слоя и на внешнем краю последнего слоя добавлены две дополнительных проволоочки на каждую ячейку для сбора заряда, вызванного фотоэффектом на материале стенок камеры.

Для крепления и позиционирования анодных, полевых и дополнительных проволоочек используются три разных типа направляющих, которые показаны на рисунке 2.8. Внутри направляющих расположены металлические пины для точного позиционирования и закрепления концов проволоочек. Пины для крепления анодных проволоочек изготовлены из меди и покрыты золотом, а пины для крепления полевых проволоочек изготовлены из золоченого алюминия. Выбор материала и толщина стенок в местах обжима были выбраны так, чтобы обеспечить допустимую деформацию пина около 150 мкм в месте обжима и не допустить обрыва проволоочек.

2.4.3.3 Форма изохрон

Расчетная форма изохрон и линий дрейфа ионов для ячеек третьего и четвертого слоя ячеек в суперслое показаны на рисунке 2.9. Изохроны имеют круглую форму вблизи сигнальной проволоочки, но сильно искажаются вблизи полевых проволоочек. Ионы, образовавшиеся в зазоре между суперслоями, собираются в крайних ячейках с задержкой в несколько микросекунд. При этом задержанные ионы не оказывают влияния на измерение времени дрейфа, но влияют на измерение ионизационных потерь.

2.4.3.4 Наведенные сигналы

Наличие емкостной связи между проволоочками дрейфовой камеры приводит к тому, что при срабатывании одной анодной проволоочки наводится сигнал противоположной полярности на

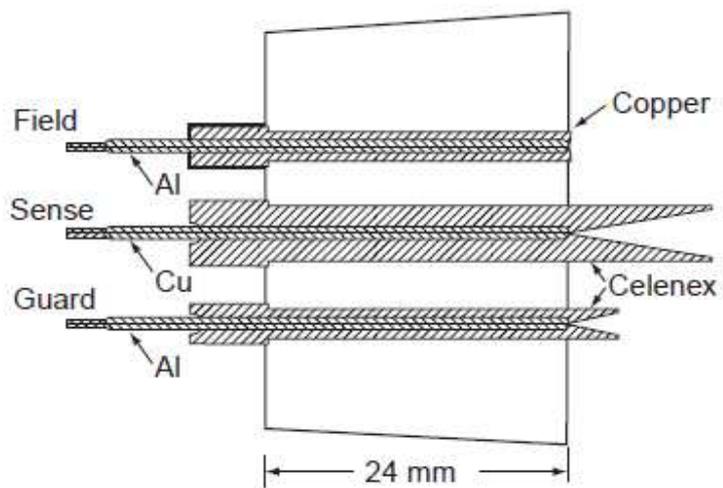


Рис. 2.8: Три типа направляющих в 24 мм торцевой пластине ДК.

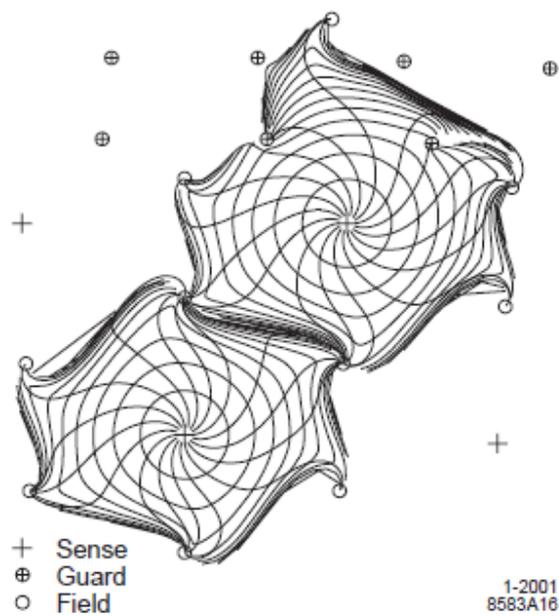


Рис. 2.9: Изохроны для ячеек третьего и четвертого слоя в аксиальном суперслое.

соседних проволочках. Этот эффект максимален для близкорасположенных ячеек в суперслое и составляет от -0.5% для внешних слоев до -2.7% для внутренних слоев ячеек в суперслое. Для ячеек одного слоя наведенный сигнал составляет от -0.8% до -1.8% .

2.4.3.5 Газовая система

Дрейфовая камера работает на газовой смеси, состоящей из 80% Не и 20% изобутана. Для повышения радиационной стойкости ДК в смесь подмешивается 3500 ppm паров воды. В результате этого в газовую смесь попадает около 100 ppm кислорода, который, тем не менее, не приводит к существенному понижению коэффициента газового усиления. Давление в камере поддерживается на уровне 4 мбар выше атмосферного с помощью циркуляционного насоса. В процессе работы в ДК постоянно добавляется свежая газовая смесь для компенсации потерь на утечки.

2.4.3.6 Характеристики дрейфовой камеры

Наш выбор типа дрейфовой камеры детектора Супер-*с*т-фабрики обусловлен тем, что похожая по конструкции дрейфовая камера детектора ВаВаг за более чем 10 лет работы в эксперименте показала отличные рабочие характеристики. Импульсное разрешение ДК, полученное с космическими частицами, составило:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_T + (0.45 \pm 0.03)\%$$

Среднее пространственное разрешение, полученное по всем ячейкам ДК, составило 125 мкм, а в области наиболее однородного электрического поля в ячейке разрешение равно 100 мкм.

Электроника ДК предназначена для измерения времени дрейфа с точностью 1 нс и заряда, собранного с анодной проволочки. Электронное усиление каждого канала электроники калибруется и нормируется на газовое усиление соответствующего слоя ДК. Среднее значение dE/dx для каждого трека вычисляется методом усеченного среднего с выбрасыванием 20% максимальных амплитуд. Зависимость ионизационных потерь в камере для различных типов частиц от импульса показана на рисунке 2.11. Для электронов от процесса упругого рассеяния получено $\sigma(dE/dx)/(dE/dx) \leq 7.5\%$.

2.5 Система идентификации ФАРИЧ

2.5.1 Введение

Для достижения физических целей эксперимента существенным является высокое качество идентификации лептонов и адронов во всем диапазоне импульсов из распадов τ -лептона и состояний с c -кварком. В частности, поиск нарушения лептонного аромата в канале распада $\tau \rightarrow \mu\gamma$ с чувствительностью порядка 10^{-9} требует хорошего разделения мюонов и пионов с импульсом около 1 ГэВ/с. Другой пример — поиск CP -нарушения в распадах D -мезона, что требует идентификацию всех частиц для полной реконструкции конечного состояния и для мечения аромата второго D -мезона в событии.

Идентификация лептонов выполняется электромагнитным калориметром и мюонной системой, а по измерениям ионизационных потерь энергии в дрейфовой камере (dE/dx) можно идентифицировать заряженные адроны. Однако последний метод не позволяет разделить пионы и каоны с импульсами выше 0.7 ГэВ/с. Разделение пионов и мюонов с импульсом

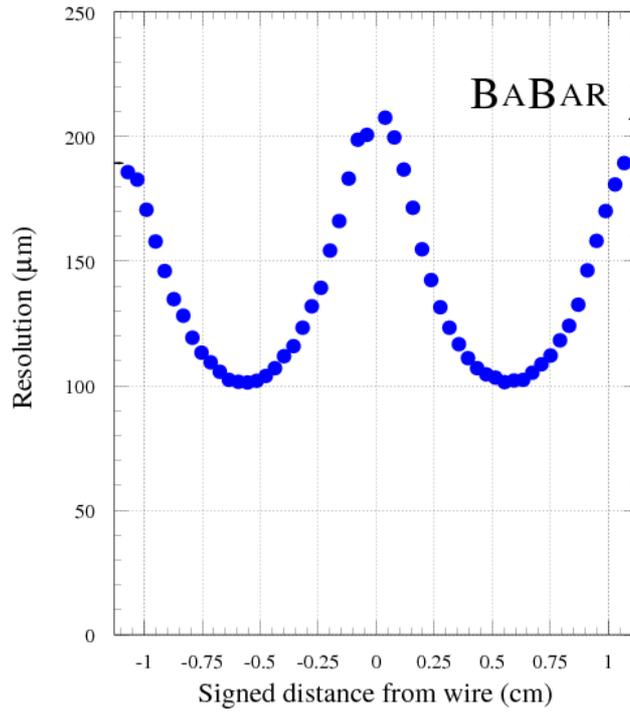


Рис. 2.10: Зависимость пространственного разрешения в ячейке ДК ВаБар от расстояния до анодной проволочки.

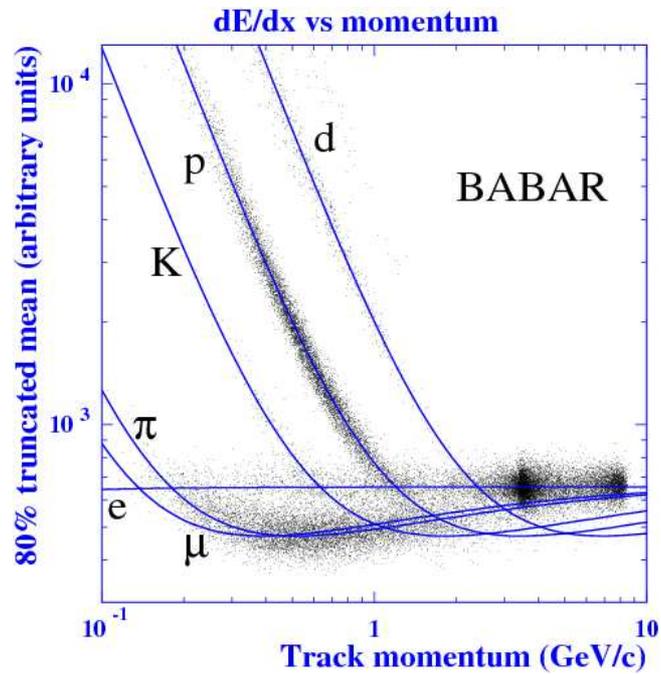


Рис. 2.11: Зависимость ионизационных потерь в камере для различных типов частиц от импульса.

менее 1 ГэВ/с представляет сложную задачу для существующих пробегных мюонных систем. Так, например, эффективность детектора ВаВаг (SLAC) к мюонам составила 64% при вероятности ложной идентификации пионов 2% для импульса частиц 1 ГэВ/с, что соответствует разделению 2.4 сигмы [8]. На системе KLM детектора Belle при той же вероятности ложной идентификации пионов получена несколько большая эффективность к мюонам — 78%, что соответствует разделению 2.8 сигмы [9]. При уменьшении импульса достоверность μ/π -разделения быстро падает на обоих детекторах.

В качестве системы идентификации на Супер-ст-фабрике предлагается применить детектор черенковских колец на основе «фокусирующего» аэрогеля — ФАРИЧ. Он способен обеспечить высокое μ/π -разделение для импульсов ниже и около 1 ГэВ/с, а также $\pi/K/p$ -разделение для больших импульсов, не достижимых с помощью измерения ионизационных потерь. В разделе 2.5.4 приведены результаты моделирования разделяющей способности ФАРИЧ.

Аэрогель представляет собой пористый диоксид кремния с размерами пор меньше длины волны видимого света. Показатель преломления аэрогеля варьируется в пределах от 1.006 до 1.2. Аэрогель с хорошей прозрачностью применяется в качестве черенковского радиатора для частиц с импульсом несколько ГэВ/с.

Впервые детектор черенковских колец с радиатором из аэрогеля был применен в эксперименте HERMES [10]. Затем аэрогель применили в RICH1 детектора LHCb [11]. Оба детектора использовали аэрогель в дополнение к газовому радиатору, который работал при больших импульсах, а также фокусирующие зеркала для формирования изображения кольца от обоих радиаторов.

В детекторах черенковских колец со схемой “proximity focusing” фотонный координатно-чувствительный детектор отделен от слоя жидкого или твердого радиатора некоторым промежутком. При прохождении частицы на фотодетекторе образуется черенковское кольцо, радиус которого пропорционален длине промежутка, а ширина — толщине радиатора. Эта схема позволяет делать более компактные детекторы без применения фокусирующих зеркал. Эта методика с использованием радиаторов из аэрогеля и фторида натрия (NaF) была применена в детекторе для будущего эксперимента на Международной Космической Станции AMS-02 [12].

2.5.2 Принцип ФАРИЧ

В компактных детекторах черенковских колец конечная толщина радиатора черенковского излучения является одним из определяющих факторов, ограничивающих точность измерения черенковского угла. В работах [13, 14, 15] было предложено использовать в качестве радиатора несколько слоев аэрогеля, чтобы преодолеть это ограничение. Толщина слоев и показатель преломления в каждом слое подбираются таким образом, чтобы черенковские кольца от всех слоев совпадали в плоскости детектирования, или были четко отделены друг от друга (Рис. 2.12). Оба варианта позволяют уменьшить ошибку связанную с неопределенностью точки испускания фотона. Такой радиатор называется «фокусирующим», а детектор, использующий этот радиатор — ФАРИЧ (FARICH — Focusing Aerogel RICH).

В Новосибирске в 2004 году впервые был получен образец многослойного аэрогеля [14]. Он имел четыре слоя с показателями преломления и толщинами, которые совпали с проектными значениями с хорошей точностью. В настоящее время имеются блоки аэрогеля с 2–4 слоями в одно-кольцевом варианте и размерами до $115 \times 115 \times 40$ мм³.

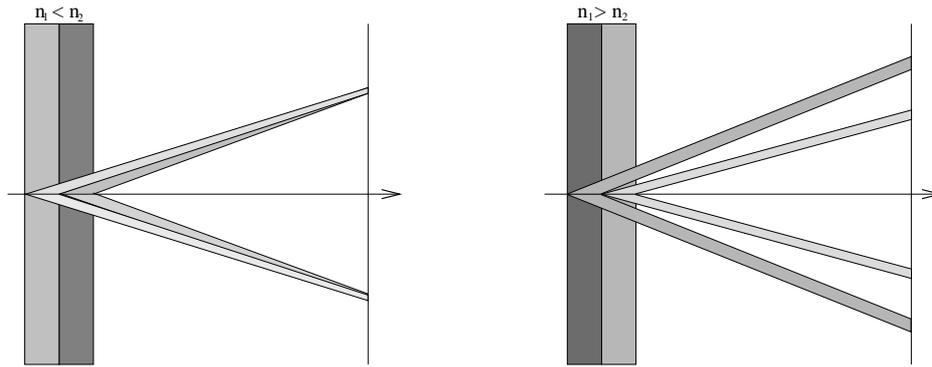


Рис. 2.12: ФАРИЧ в одно-кольцевом (слева) и много-кольцевом (справа) вариантах.

2.5.3 Проект системы

Система ФАРИЧ для Супер-ст-фабрики должна покрывать почти полный телесный угол и идентифицировать мюоны и заряженные адроны с импульсами примерно до 2 ГэВ/с. Система будет работать в магнитном поле детектора 1 Тл, что налагает серьезное ограничение на выбор фотонного детектора. На сегодняшний день существует единственный фотонный детектор видимого спектра способный работать в сильном магнитном поле с любой ориентацией. Это многопиксельный лавинный фотодиод, работающий в гейгеровском режиме, (Г-ЛФД) называемый также кремниевым фотоумножителем [16]. Г-ЛФД практически нечувствителен к магнитному полю, имеет усиление порядка 10^6 , высокую эффективность регистрации фотонов, низкое напряжения питания и малый размер. Главный недостаток кремниевого фотоумножителя — высокая частота темновых одноэлектронных шумов при комнатной температуре (~ 1 МГц/мм²). Эти устройства производятся множеством компаний, как российских, так и зарубежных: ЦПТА (Москва), МИФИ/Пульсар (Москва), Hamamatsu Photonics (Япония), Zecotek (Сингапур-Канада), FBK-irst (Италия) и другими.

На Рис. 2.13 представлена схема системы идентификации ФАРИЧ. Она состоит из барельной и двух торцевых частей. Система занимает 98% от полного телесного угла. Общая площадь радиатора — 17 м², площадь фотонных детекторов — 21 м². Количество кремниевых фотоумножителей и каналов электроники составляет примерно 1 миллион.

Такое большое число каналов электроники и их высокая плотность потребуют разработки детекторной электроники, основанной на специализированных интегральных схемах (ASIC). При этом оцифровка должна производиться внутри детектора.

2.5.4 Численное моделирование ФАРИЧ

Для выбранной конфигурации системы было проведено моделирование детектора ФАРИЧ с использованием программного пакета Geant4 со следующими условиями:

- расстояние между радиатором и плоскостью фотодетектора — 200 мм,
- одно-кольцевой аэрогелевый радиатор из 4-х слоёв общей толщиной 35 мм и с максимальным показателем преломления $n_{\max} = 1.07$,
- фотодетектор — кремниевый фотоумножитель МРРС (Hamamatsu Photonics) с размером чувствительной площадки 3x3мм², эффективностью регистрации фотонов 30% при $\lambda = 500$ нм, геометрическим фактором — 53%.

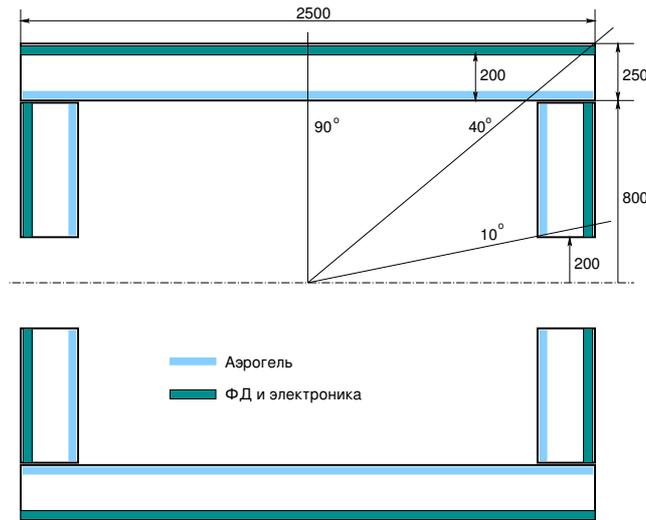


Рис. 2.13: Система идентификации FARICH для детектора Супер- σ -фабрики

Моделирование учитывает процессы излучения, рассеяния и поглощения черенковского излучения. Остальными видами взаимодействия заряженных частиц с веществом пренебрегается за исключением многократного рассеяния, которое существенно при импульсах ниже ~ 0.5 ГэВ/с. Моделируется прохождение частиц в магнитном поле 1 Тл. Влияние шумов фотоумножителя и фоновой загрузки детектора при настоящем рассмотрении не учитывается.

Результаты моделирования показывают, что число фотоэлектронов для релятивистской частицы составляет 25 и более (Рис. 2.14а), что достаточно для надежной реконструкции черенковского кольца. Точность измерения скорости частиц достигает $5 \cdot 10^{-4}$ от скорости света (Рис. 2.14б). В диапазоне импульсов от порога K -мезонов в аэрогеле (1.3 ГэВ/с) до 2 ГэВ/с достоверность π/K -разделения, определенная из разрешения по скорости, превышает 10 сигм (Рис. 2.14в). В реальном эксперименте достоверность разделения будет определяться другими возможными процессами: распады K -мезонов, шумы фотодетектора, фоновая загрузка и др. Разделение π -мезонов и мюонов возможно на уровне более 3 сигм в диапазоне импульсов от 0.4 до 1.7 ГэВ/с (Рис. 2.14г).

В настоящее время в лаборатории линейного ускорителя в Стэнфорде (SLAC) ведется разработка модернизированного детектора ДИРК [17] с использованием фокусирующих зеркал и быстрых много-анодных фотоумножителей. Для улучшения разрешения по черенковскому углу будет производиться коррекция эффекта дисперсии показателя преломления радиатора по измерению времени прихода черенковских фотонов. Проектное π/K -разделение будущего ДИРК показано на Рис. 2.14в в сравнении с характеристикой ФАРИЧ. Из этих данных нами получено соответствующее разрешение по скорости частиц — $2 \cdot 10^{-3}$, (Рис. 2.14б) и μ/π -разделение, которое равно 2 сигмы для импульса 1 ГэВ/с (Рис. 2.14г).

Рассматриваются возможные методы расширения рабочего диапазона импульсов ФАРИЧ ниже черенковского порога в аэрогеле (1.3 ГэВ/с для K -мезонов). Это может быть, либо применение порогового режима работы, либо использование дополнительного радиатора с более высоким показателем преломления, такого как кристалл NaF ($n = 1.33$). Оба подхода требуют уменьшения влияния шумов кремниевых фотоумножителей. Этого можно добиться уменьшением временного разрешения до ~ 100 псек, что потребует применения довольно сложной и дорогой электроники с большим потреблением энергии. Другой способ — снижение частоты шумов ниже 1 МГц/канал с помощью охлаждения кремниевых фотоумножителей. В этом

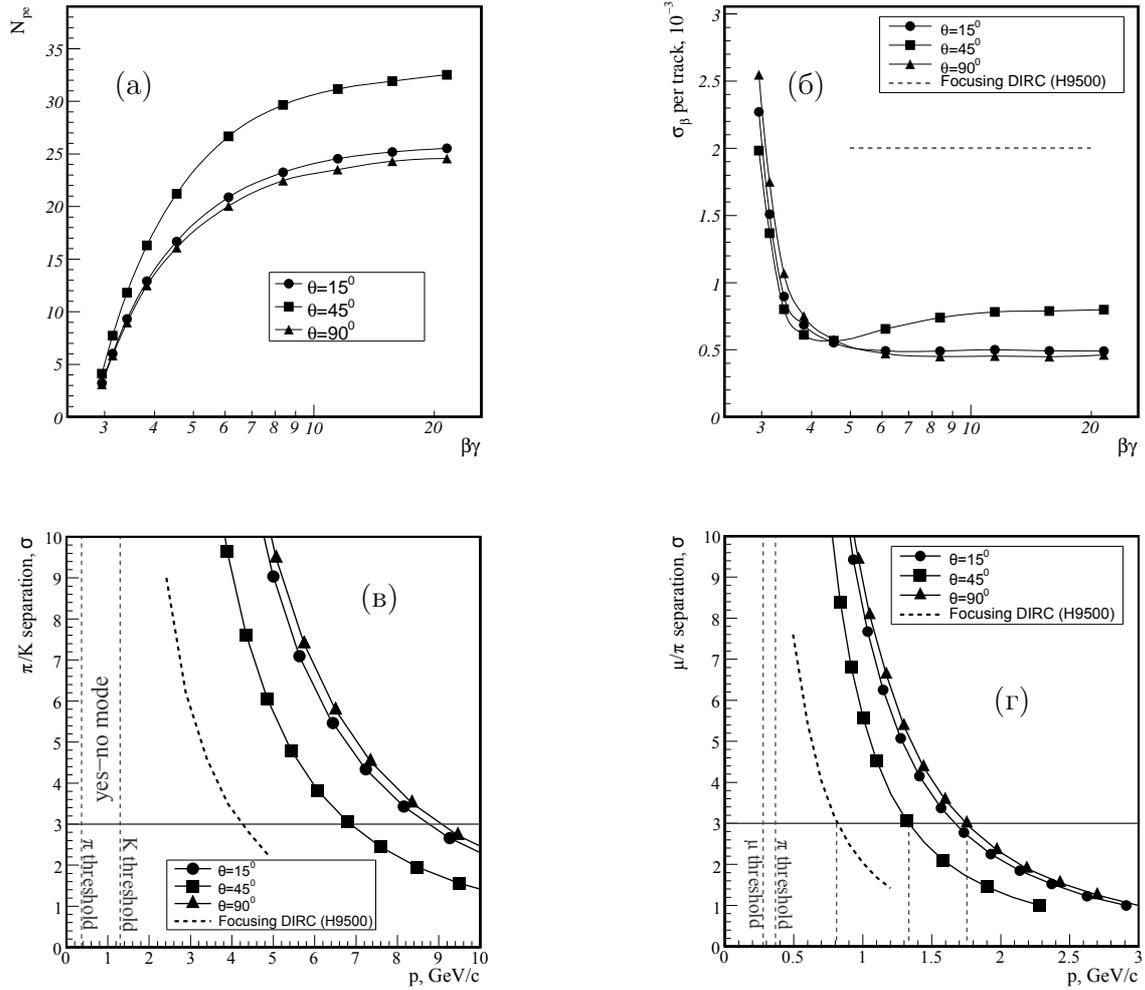


Рис. 2.14: Результаты моделирования ФАРИЧ для трех полярных углов частиц: число фотоэлектронов (а), разрешение по скорости (б), π/K -разделение (в) и μ/π -разделение (г). Для сравнения показаны характеристики фокусирующего ДИРК.

случае потребуется разработка эффективной системы охлаждения с низкой радиационной толщиной.

2.5.5 Испытание прототипа ФАРИЧ

В настоящее время проводится испытание прототипа ФАРИЧ. Для прототипа используются 32 кремниевых фотоумножителя производства компании ЦПТА с размером чувствительной площадки $2.1 \times 2.1 \text{ мм}^2$, 16-канальные дискриминаторы со встроенными предусилителями и 64-канальный многохитовый ВЦП V1190В производства CAEN с временным дискретом 100 пс.

Испытания прототипа проводятся на выведенном пучке электронов на ускорителе ВЭПП-4М. С прототипом планируется измерить однофотонное разрешение по черенковскому углу и среднее число фотоэлектронов для нескольких образцов многослойного аэрогеля и сравнить

результаты с моделированием. Также будут проверены возможность одновременного считывания кремниевых фотоумножителей при большой шумовой нагрузке и подавление влияния шумов по времени срабатывания.

Первую фазу испытаний прототипа планируется завершить в мае 2011 г.

2.6 Электромагнитный калориметр

Важным элементом детектора для экспериментов на Супер-*с*-фабрике является электромагнитный калориметр. Он предназначен для решения следующих задач:

- регистрация и измерение энергии γ -квантов в широком диапазоне от 1 МэВ до 2 ГэВ;
- определение координат фотонов;
- разделение электронов и адронов;
- формирование сигнала для нейтрального триггера детектора.

Так как основная доля фотонов, возникающих в распадах адронов в этих экспериментах, имеет энергию несколько сот МэВ, важной характеристикой калориметра является энергетическое разрешение в этой области энергии.

Одной из важных задач для Супер-*с*-фабрики является поиск распада $\tau \rightarrow \mu\gamma$, в котором не сохраняется лептонный аромат. Этот распад должен давать узкий пик в спектре инвариантных масс $\mu\gamma$, ширина которого определяется энергетическим разрешением калориметра. Соответственно, чувствительность к этому распаду определяется энергетическим и пространственным разрешением калориметра.

В настоящее время лучшее энергетическое разрешение для фотонов с энергией до 1 ГэВ получено с калориметрами на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) [18, 19], $\sigma_E/E \approx 1.8\%$ при энергии 1 ГэВ и около 3% при энергии фотона 100 МэВ. Пространственное разрешение этих калориметров составляет около $6 \text{ мм}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$. Следует также отметить, что в ИЯФ накоплен большой опыт работ по методике калориметров на основе сцинтилляционных щелочно-галогидных кристаллов.

Достоинством сцинтилляционных калориметров является их высокая стабильность и небольшие эксплуатационные расходы. Кристаллы CsI(Tl) имеют высокий световыход (до 50000 фотонов/МэВ) и спектр высвечивания с максимумом около 550 нм, хорошо согласующийся с областью чувствительности кремниевых фотоприемников. Примером такого калориметра является калориметр детектора Belle, который включает 8736 счетчиков на основе кристаллов CsI(Tl) длиной 30 см ($16.1 X_0$) со считыванием света двумя полупроводниковыми фотодиодами размером $20 \times 10 \text{ мм}^2$. Сигналы с фотодиодов поступает на входы зарядочувствительных предусилителей, расположенных на счетчике. Выходные сигналы предусилителей передаются на платы усилителей-формирователей, расположенные вблизи детектора. В них поступающий импульс формируется, проходя каскад дифференцирования и 4 каскада интегрирования с временем формирования $\tau = 1 \text{ мкс}$. Оцифровка сигналов выполняется с помощью модулей, расположенных в крейтах типа FASTBUS. Полная величина сигнала на входе предусилителя составляет приблизительно 5000 фотоэлектронов на 1 МэВ выделенной в кристалле энергии при неоднородности коэффициента светосбора лучше 10%. Уровень шумов электронного тракта канала калориметра – около 1000 электронов, что соответствует 200 кэВ.

5 x 5 matrix with 0.5 MeV threshold

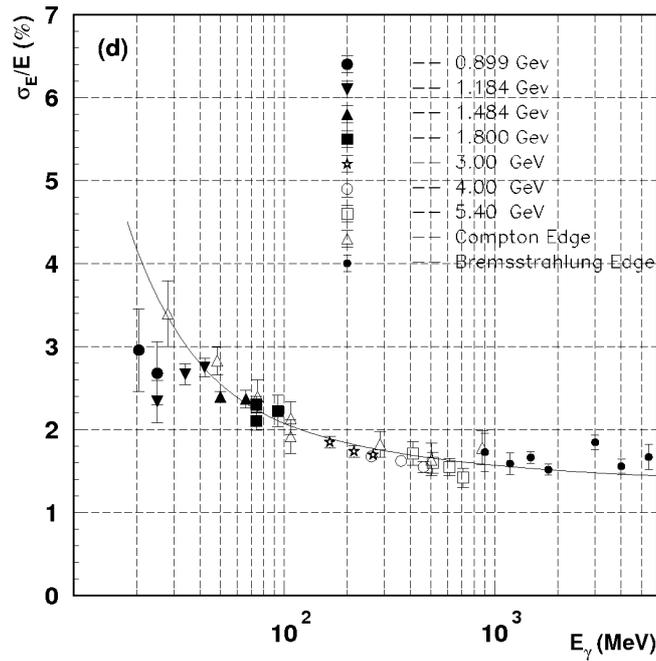


Рис. 2.15: Энергетическое разрешение калориметра детектора Belle, измеренное с прототипом калориметра 5×5 счетчиков [20].

Энергетическое разрешение калориметра, измеренное с прототипом на тестовом пучке меченых фотонов [20], представлено на Рис. 2.15.

Десятилетний опыт эксплуатации калориметров на основе кристаллов CsI(Tl) в экспериментах на B -фабриках показал их высокую надежность и стабильность характеристик. Радиационная стойкость кристаллов достаточно высока для работы на e^+e^- -коллайдерах. Так например, на детекторе Belle общая поглощенная доза для кристаллов, расположенных ближе всего к вакуумной камере, составила около 500 рад за 10 лет работы. На Супер- $ст$ -фабрике при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ поглощенная доза может составить порядка 1 крад за 5 лет экспериментов, при этом, согласно измерениям, выполненным в [21], кристаллы CsI(Tl) теряют лишь около 20% световыхода.

Однако время высвечивания этих кристаллов составляет около 1 мкс, что при высоких фоновых нагрузках (порядка 100 кГц и более на кристалл) приводит к высокой вероятности наложения фонового и полезного импульсов. Естественным решением этой проблемы является использование более быстрых кристаллов. В качестве такого сцинтиллятора может быть использован чистый CsI, материал достаточно хорошо известный в экспериментах по физике высоких энергий. Время высвечивания быстрой компоненты сцинтилляций этих кристаллов составляет около 30 нс. Именно чистый CsI предполагается использовать в торцевых калориметрах детектора Belle-2 [22], разработка которого активно ведется в последние годы группой физиков ИЯФ СО РАН [23]. Следует однако отметить, что световыход этих кристаллов на порядок ниже чем кристаллов CsI(Tl), что приводит к необходимости использования фотоприемников с усилением, работающих в магнитном поле. Максимум спектра высвечивания чистого CsI находится на длине волны 310 нм, что накладывает дополнительные требования на фотоприёмник. Помимо быстрой компоненты, имеется и медленная компонента сцинтилляций чистого CsI со временем высвечивания более 1 мкс. При использо-

вании этих кристаллов в экспериментах по физике высоких энергий обычно накладывалось требование, чтобы доля света в быстрой компоненте составляла не менее 70-80%.

Учитывая большой опыт работы с чистым CsI, накопленный группой ИЯФ, вариант калориметра на основе таких кристаллов принят в качестве базового для данного проекта, и ему посвящено дальнейшее описание. Технология роста таких кристаллов имеется у нескольких крупных производителей, таких как Amcryst (Украина), Saint Gobai (США), Hamamatsu Photonics (Япония-Китай), и, таким образом, имеется возможность в течении 2–3 лет организовать производство необходимого числа кристаллов.

Следует отметить, что в последние годы активно разрабатываются новые кристаллические сцинтилляторы с высоким световыходом и коротким временем высвечивания [24], такие как ортосиликат лютеция (LSO), алюминат лютеция (LuAP), бромид лантана (LaBr₃), активированные церием, и другие. Однако, несмотря на высокую перспективность этих кристаллов, стоимость их в настоящее время весьма высока (в 5–10 раз выше, чем CsI(Tl)), что делает проблематичным их использование в больших объемах. В то же время, активные работы по изучению возможности использования новых кристаллов в экспериментах по физике высоких энергий и тесное взаимодействие с производителями таких сцинтилляторов может привести к усовершенствованию и удешевлению технологии их выращивания, как это произошло в свое время с кристаллами CsI и NaI.

2.6.1 Элементы калориметра

Так как калориметр для Супер-ст-фабрики должен иметь высокое энергетическое разрешение для фотонов ($\sim 1.5\%$ при $E_\gamma=1$ ГэВ), в активном веществе калориметра должно выделяться не менее 95% энергии фотона. Для этого толщина калориметра должна составлять 16-18 радиационных длин или 30–34 см. Поперечные размеры элемента калориметра определяются поперечными размерами ливня и выбираются обычно для CsI в пределах от 4 до 7 см. Меньшие поперечные размеры кристаллов позволяют улучшить пространственное разрешение, но приводят к увеличению числа каналов электроники и большему суммарному пространству зазоров между кристаллами.

Вариант компоновки калориметра показан на Рис. 2.16. Калориметр состоит из цилиндри-

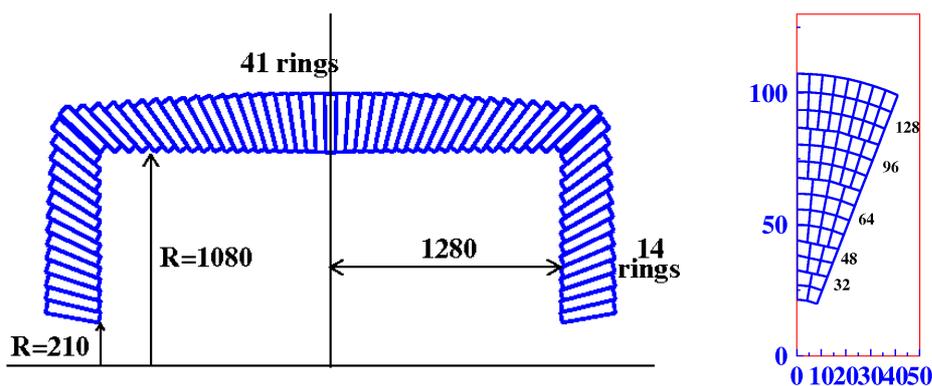


Рис. 2.16: Расположение счетчиков в калориметре: Z-проекция (слева), сектор торцевого калориметра (справа).

ческой части и двух торцевых калориметров. Цилиндрическая часть состоит из 128 секторов в азимутальной проекции, каждый из которых включает 41 кристалл 21-го типо-размера. Общее число счётчиков в такой компоновке — 5248, а полная масса кристаллов составляет 26 или 31 т в случае, когда длина кристаллов 30 или 34 см, соответственно.

Торцевой калориметр состоит из 16 секторов, каждый из которых включает 68 кристаллов, расположенных в 14 дуговых слоях, как показано на Рис. 2.16. Число кристаллов в каждом слое приведено в таблице 2.1. Полный вес CsI в каждом торцевом калориметре составляет 5(6) т в случае, когда длина кристаллов 30(34) см.

Таб. 2.1: Распределение кристаллов в торцевом калориметре

номер слоя	число кр-в в секторе	число кр-в в калориметре	число типоразмеров
1	2	32	1
2	2	32	2
3	3	48	3
4	3	48	3
5	4	64	4
6	4	64	1
7	4	64	1
8	4	64	2
9	6	96	3
10	6	96	1
11	6	96	3
12	8	128	4
13	8	128	1
14	8	128	1
всего	68	1088	30

Элемент калориметра представляет собой кристалл, покрытый диффузным отражателем — слоем пористого тефлона толщиной 200 мкм и внешней оболочкой из алюминизированного полиэтилена толщиной 25+25 мкм. Такая упаковка обеспечивает хорошую свето- и электроизоляцию счётчиков друг от друга и позволяет получить высокий коэффициент светосбора и хорошую однородность светосбора счетчиков.

Световыход кристаллов CsI имеет заметную зависимость от температуры: $-1.5\%/^{\circ}C$. Для получения разрешения на процентном уровне потребуется обеспечение измерения карты температуры внутри калориметра с точностью $0.1\ ^{\circ}C$ и обеспечения термостабилизации внутри объема калориметра.

2.6.2 Фотоприемники

В качестве фотоприемников, обеспечивающих работу в магнитном поле, могут быть использованы вакуумные фотопентоды (ВФП) диаметром 50 мм, разработанные Hamamatsu Photonics. Фотография такого фотоприемника показана на Рис. 2.17. Такие фотоприемники имеют малую выходную емкость (10 пФ), коэффициент усиления без магнитного поля 150-250, квантовую чувствительность в области 310 нм 15-25 %, как показано на Рис. 2.18.

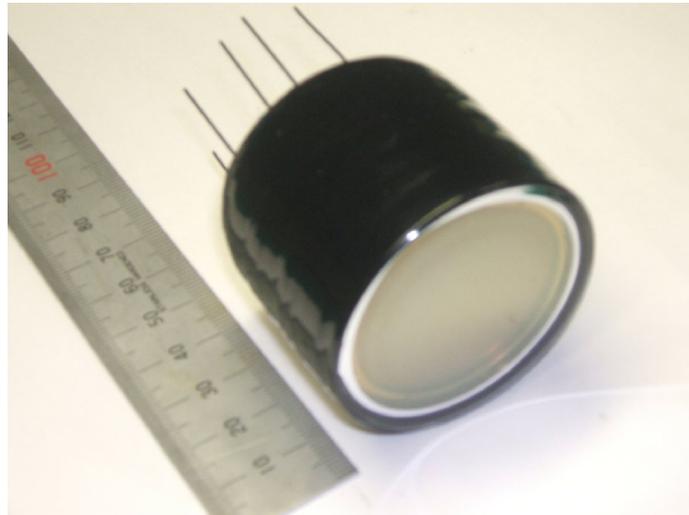


Рис. 2.17: Вакуумный фотопентод типа R2185UV-MOD2 диаметром 2 дюйма, производства (Hamamatsu Photonics).

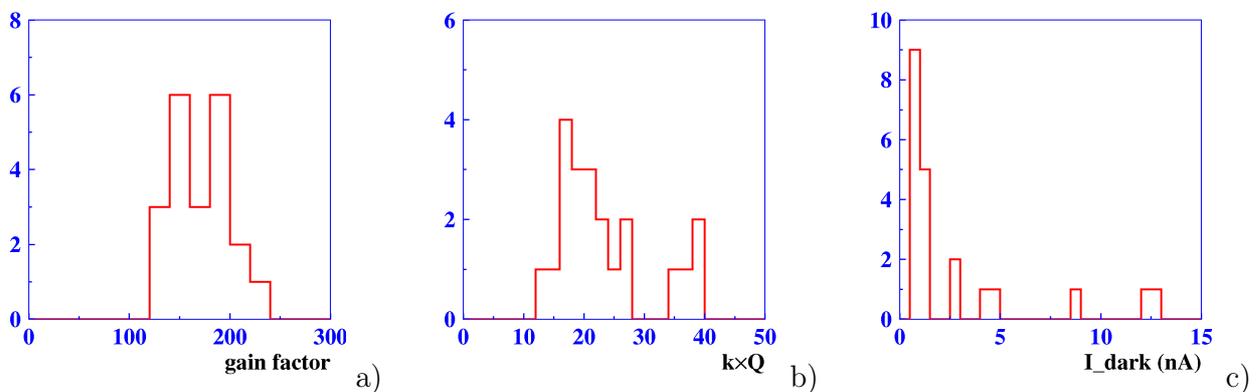


Рис. 2.18: а) Коэффициент усиления; б) произведение квантовой чувствительности (%) на коэффициент усиления; с) темновой ток фотопентодов без магнитного поля. $U=1000$ В.

Зависимость коэффициента усиления фотопентодов от приложенного напряжения близка к линейной, как показано на Рис. 2.19 а).

Зависимость коэффициента усиления от величины магнитного поля, направленного вдоль оси ВФП, показана на Рис. 2.19 б). Как видно из рисунка, в магнитном поле 1.5 Тл усиление ВФП падает приблизительно в 3.5 раза. Как видно из рисунка 2.19 с), фотоприемник остается работоспособным при углах между направлением магнитного поля и осью фотоприёмника

до 45° , при этом при углах $20\text{--}30^\circ$ сигнал с фотоприемника увеличивается приблизительно на 20 %. Счетчик, собранный на основе кристаллов чистого CsI и фотопентода позволяет

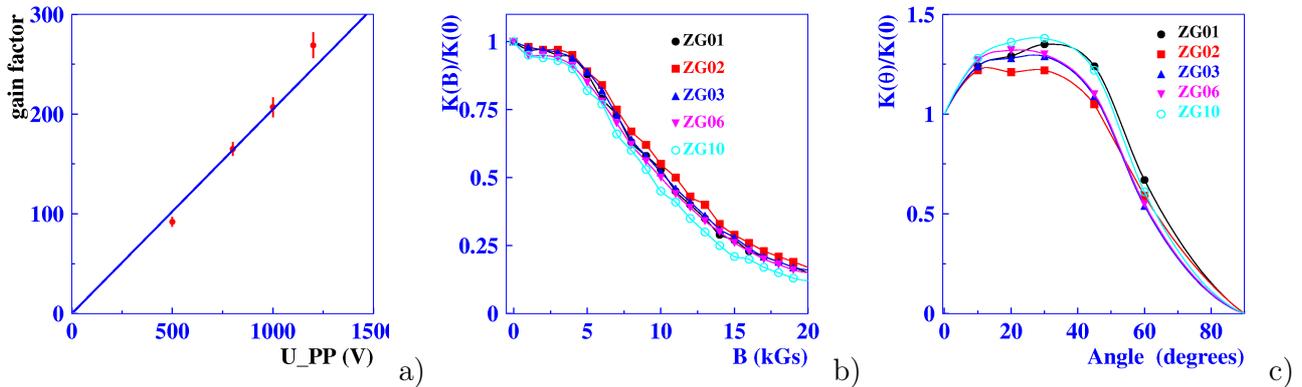


Рис. 2.19: а) Зависимость коэффициента усиления фотопентодов от приложенного напряжения. б) Коэффициент усиления в зависимости от магнитного поля, параллельного оси фотопентода. в) Сигнал с фотопентода в зависимости от угла между направлением магнитного поля и осью фотоприемника. $B=1.5$ Тл. $U=1000$ В.

получить энергетический эквивалент шумов около 50 кэВ без магнитного поля, что согласно нашим измерениям, в магнитном поле 1.5 Тл даст 170 кэВ.

Калориметр будет работать в условиях высокой радиационной загрузки. Поэтому очень важным является сохранение работоспособности фотоприемников в течение всего эксперимента, который будет длиться около 10 лет. Наиболее существенными характеристиками являются долговременная стабильность фотоприемников и зависимость квантовой чувствительности и коэффициента усиления от полного заряда прошедшего через прибор. Для изучения стабильности было собрано 2 счетчика на основе кристаллов чистого CsI и фотопентодов. В течение 3 лет с этими счетчиками периодически измерялся спектр энергвыделения космических частиц. С точностью лучше 3 % не наблюдалось изменения сигналов. Кроме того на специальном стенде изучалась стабильность квантовой эффективности и коэффициента усиления фотопентодов. Для этого в течение продолжительного времени измерялась величина произведения квантовой эффективности на коэффициент усиления ВФП при засветке фотокатода прибора с помощью светодиода. Измерение показали небольшой (около 10 %) рост этой величины по мере накопления анодного заряда, который прекращается после прохождения полного заряда 15 Кл. В дальнейшем не наблюдалось видимых изменений чувствительности. Измерения проводились до заряда 140 Кл, что в 5 раз больше величины, ожидаемой на Супер-ст-фабрике.

Недостатком использования вакуумных фотоприёмников является необходимость расположения фотоприемников под небольшим ($< 45^\circ$) углом к магнитному полю. Возможное решение этой проблемы в цилиндрической части калориметра состоит в использовании призмённых световодов, что приведет к некоторому падению световыхода и значительному усложнению конструкции счетчика и калориметра.

Другой возможный фотоприемник для рассматриваемого калориметра — это полупроводниковый лавинный фотодиод (ЛФД). Коэффициент усиления таких диодов составляет 50–100 и не зависит от величины магнитного поля. Однако емкость ЛФД значительно больше чем у ВФП. Для приборов площадью 5×5 мм она составляет около 80 пФ, что приводит к значительно большим электронным шумам. Квантовая чувствительность существующих

ЛФД в области 310 нм составляет около 15 %, но в настоящее время ведутся разработки ЛФД чувствительных в ультрафиолетовой области. Для оценки параметров калориметра с использованием ЛФД в качестве фотоприемников необходима значительная работа по моделированию и измерению характеристик счетчиков с использованием прототипов.

2.6.3 Электроника калориметра

Схема электронного тракта калориметра показана на Рис. 2.20 [25]. Сигнал с фотоприёмника

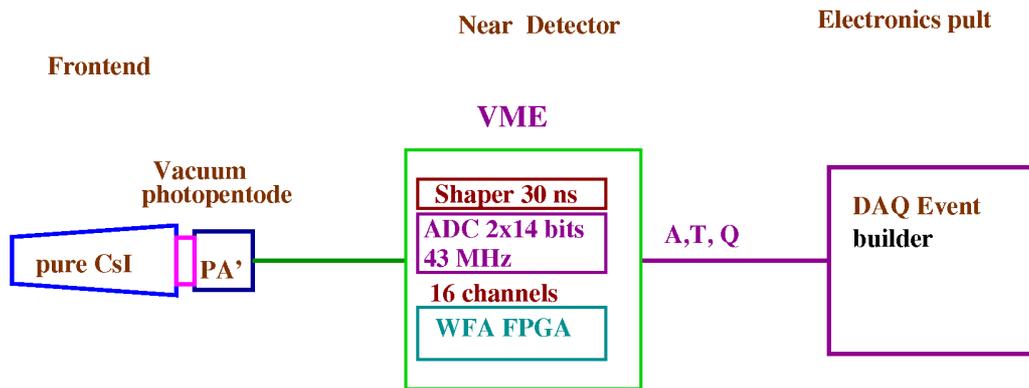


Рис. 2.20: Схема электронного тракта калориметра.

поступает на зарядо-чувствительный предусилитель, на выходе которого преобразуется в парафазный сигнал и поступает на плату формирователя-оцифровщика-анализатора (ФОА), находящуюся в крейте, расположенном вблизи детектора. Каждый из 16 каналов, размещенных на плате, содержит формирователь, включающий каскад дифференцирования и 4 каскада интегрирования со временем формирования 30 нс каждый, а также оцифровщик – “Flash ADC”. Оцифровка проводится непрерывно с частотой 40 МГц с использованием 14-ти разрядных аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Для увеличения динамического диапазона оцифровка ведется на двух АЦП: с каждого канала оцифровывается прямой и в 8 раз ослабленный сигналы. Такая схема позволяет получить цену канала 50 кэВ при максимально регистрируемом энерговыделении 2 ГэВ.

По приходу сигнала триггера данные с 16-ти каналов АЦП считываются в буфер программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС). Для каждого канала записывается 31 измерение по времени. В ПЛИС производится отбраковка сигналов с амплитудой ниже порога обработки и анализ формы импульса с помощью аппроксимации измеренных значений стандартной кривой со свободными параметрами. Подгонка выполняется в 3 итерации в целочисленной арифметике в соответствии с алгоритмом, представленным на Рис. 2.21. На последней итерации определяется качество подгонки.

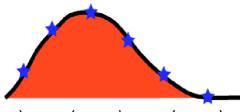
В результате подгонки определяются уровень подложки, амплитуда импульса, время его появления и качество подгонки. Вместе с номером соответствующего канала калориметра эти данные упаковываются и передаются в систему сбора данных в том случае, если амплитуда сигнала превышает определенный порог. Такая система позволяет проводить обработку событий при частоте первичного триггера 30 кГц в случае 30 %-й загрузке каналов.

Algorithm details

$$\chi^2(A, p, t_0) = \sum_{i,j} (y_i - Af(t_i - t_0) - p) S_{ij}^{-1} (y_j - Af(t_j - t_0) - p) \rightarrow \min$$

$$S_{ij} = \overline{(y_i - \bar{y})(y_j - \bar{y})}$$

$f(t)$ – counter response



$$Af(t_i - t_1 - \Delta t) = Af(t_i - t_1) - A\Delta f'(t_i - t_1) = Af(t_i - t_1) + Bf'(t_i - t_1)$$

where t_1 – initial time (trigger time)

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{i,j} f_i S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \\ \sum_{i,j} f_i' S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \\ \sum_{i,j} S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \begin{array}{l} A = \sum_i \alpha_i y_i \\ B = \sum_i \beta_i y_i \Rightarrow \Delta t = -B/A \\ p = \sum_i \gamma_i y_i \end{array}$$

Рис. 2.21: Алгоритм восстановления амплитуды и времени прихода сигналов

2.6.4 Радиационная стойкость кристаллов

Радиационная стойкость сцинтиллятора является важной характеристикой с точки зрения работоспособности калориметра в течение всего времени экспериментов. Поэтому было проведено изучение радиационной стойкости полноразмерных кристаллов чистого CsI [26]. Для облучения образцов использовался широкий пучок тормозных γ -квантов ускорителя электронов ЭЛВ-6 в ИЯФ СО РАН с максимальной энергией 1.4 МэВ. Еще одной особенностью данной работы является использование сцинтилляционного детектора поглощенной дозы, изготовленного из того же материала, CsI, что исключает необходимость пересчета при определении дозы и ее зависимости от реального спектра излучения.

Относительная величина световыхода определялась с использованием гамма-квантов коллимированного радиоактивного источника ^{137}Cs с возможностью сканирования вдоль оси кристалла. Амплитудный спектр измерялся с помощью ФЭУ. Стабильность схемы контролировалась по амплитуде сигнала от эталонного кристалла, который не подвергался облучениям.

Как было отмечено выше, световыход кристаллов существенно зависит от температуры. Чтобы обеспечить точность и повторяемость измерений в пределах 1–2%, вводилась поправка для величины световыхода на температуру кристалла в соответствии с формулой:

$$L = L_m(1 - 0.013(t - t_0)), \quad (2.1)$$

где t — температура кристалла, t_0 — эталонная температура, выбранная равной 17°C, L_m — измеренный световыход. После введения температурной поправки точность измерений составляет 1.5–2%.

В дополнение к четырем испытуемым кристаллам облучению подвергался и счетчик, собранный на основе кристалла чистого CsI и вакуумного фототетрода. Для определения световыхода счетчика использовался спектр энерговыделения космических частиц (Рис. 2.22) при горизонтальном расположении счетчика. В спектре виден пик, соответствующий прохождению частицы с пересечением верхней и нижней граней счетчика, и спадающая функция, соответствующая пересечению частицей одной из боковых граней. Спектр вблизи пика аппроксимировался суммой логарифмического-нормального распределения и подложки, представленной полиномом третьей степени. Световыход определялся по положению пика.

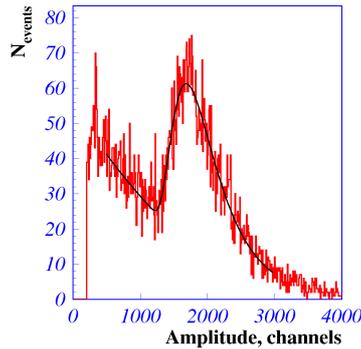


Рис. 2.22: Спектр энерговыделений космических частиц в кристалле.

Световой выход счетчика определялся с применением температурной поправки, вычисляемой также по формуле 2.1. Всего было собрано два таких счетчика, один из которых не подвергался облучениям и служил эталонным. Повторяемость измерений с ним оказалась лучше 1.5%.

Мощность дозы облучения задавалась током ускорителя и полная доза — временем облучения. Мощность дозы измерялась специальным датчиком дозы, собранным на основе кристалла CsI(Tl), чтобы минимизировать пересчет при определении дозы. Датчик представлял собой кристалл CsI(Tl) $1 \times 2 \times 2$ см³, на одной из граней которого располагался полупроводниковый фотодиод в оптическом контакте с торцевой гранью кристалла. Ток, возникающий в фотодиоде, пропорционален частоте и интенсивности сцинтилляций, т. е. энерговыделению в кристалле, которое в свою очередь пропорционально мощности дозы.

Была проведена серия облучений дозами от 250 до 30000 рад. До и после каждого облучения проводились ежедневные измерения световых выходов кристаллов и счетчика. Полученные зависимости световых выходов исследованных образцов от времени представлены на Рис. 2.23(a,b,c,d,f). На графиках видно существенное уменьшение световых выходов непосредственно после облучения и его частичное восстановление в течение нескольких дней. Установившиеся значения световых выходов использовались для построения зависимостей световых выходов кристаллов от дозы облучения (Рис. 2.23(f)).

Как видно из графиков, при дозе облучения 15 крад уменьшение световых выходов изученных образцов составило менее 15%. Радиационная стойкость одного из кристаллов оказалась недостаточно высокой. Наличие кристаллов с низкой радиационной стойкостью требует разработки процедуры для выявления таких кристаллов при входном контроле. Изменений в соотношении амплитуд короткой и длинной компонент обнаружено не было в пределах точности измерений порядка 3%

2.6.5 Измерения с прототипом торцевого калориметра

Для измерения характеристик калориметра был изготовлен прототип из 20 счетчиков на основе кристаллов CsI и вакуумных фототетродов. Кристаллы имели размеры блоков торцевого калориметра детектора Belle и были изготовлены компанией АМКРИС. Световой выход кристаллов соответствовал 150—200 фотоэлектронам с фотокатода на 1 МэВ, доля света в быстрой компоненте составляла не менее 70%. Каждый счетчик был упакован, как это было описано в разделе 2.6.1. К большому торцу кристалла присоединялся фототетрод. Для

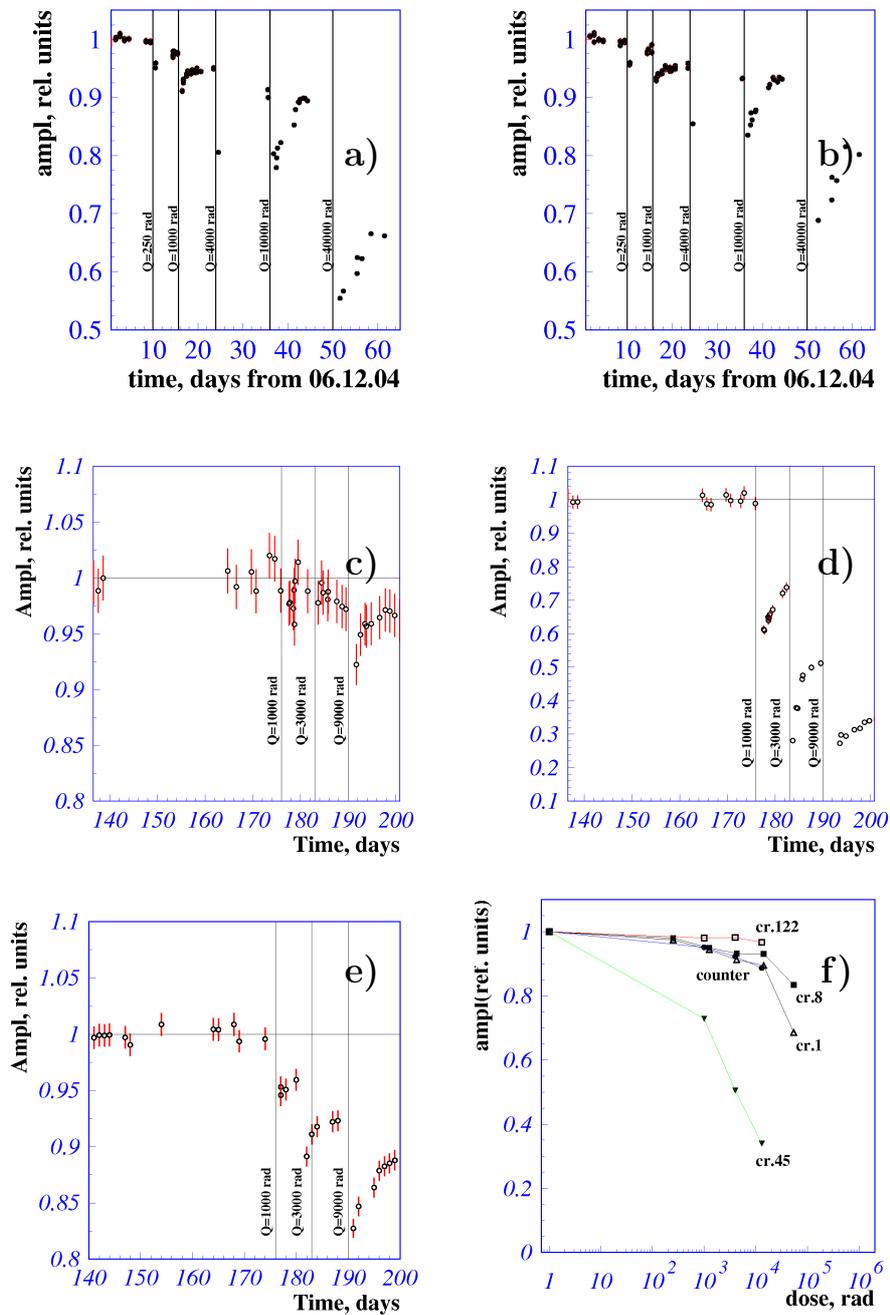


Рис. 2.23: Временные зависимости световых выходов для различных кристаллов (a),(b), (c),(d) и собранного счетчика (e). Зависимости световых выходов от поглощенной дозы (f).

обеспечения оптического контакта использовалась оптическая смазка. На торце кристалла также размещались делитель напряжения и предусилитель. Схема и внешний вид счётчика показаны на Рис. 2.24

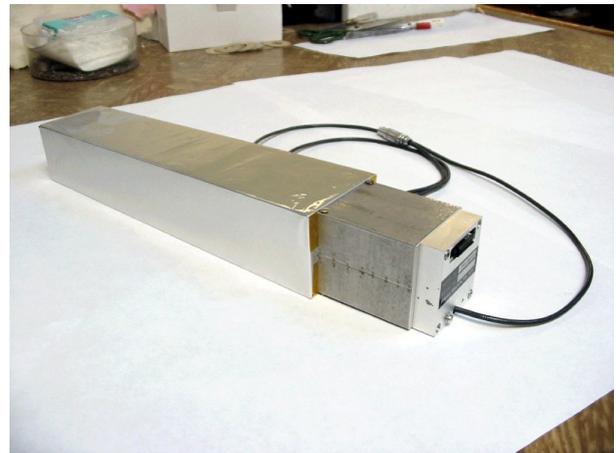
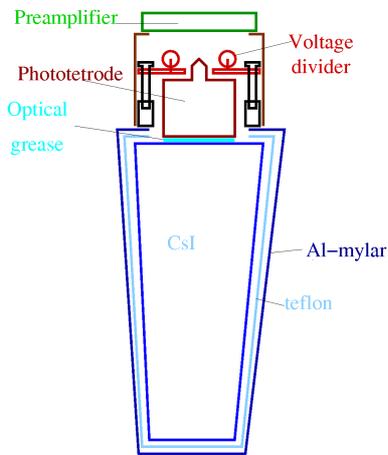


Рис. 2.24: Схема и внешний вид счетчика.

Для считывания сигнала был разработан электронный модуль в стандарте CAMAC. Схема модуля показана на Рис. 2.25. Концептуально модуль соответствует тракту электроники, описанному в разделе 2.6.3. Калибровка изготовленных счётчиков проводилась с помощью

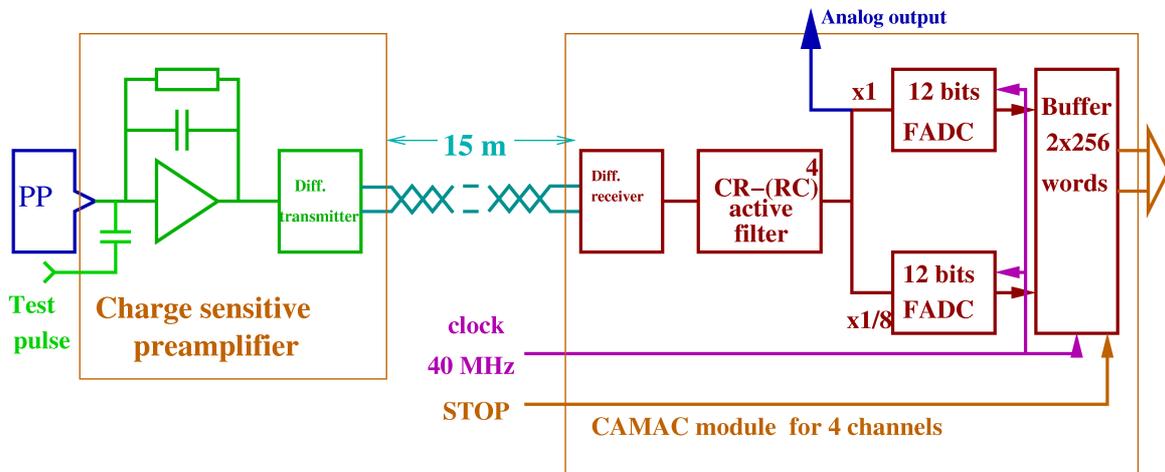


Рис. 2.25: Схема электронного тракта прототипа.

космических частиц, а энергетический эквивалент шумов, определенный по ширине распределения пьедестала, составил 43 кэВ.

Было проведено сравнение шумов наложения для собранных счётчиков и счётчиков калориметра детектора Belle на основе кристаллов CsI(Tl). Шум наложения имитировался γ -квантами от радиоактивного источника ^{60}Co (1.17 МэВ и 1.33 МэВ). Частота фотонов, попадающих в счётчики, варьировалась изменением расстояния от радиоактивного источника до измеряемых счётчиков. На Рис. 2.26 показаны схема измерения и результаты измерения шумов наложения для счётчиков на основе чистого и активированного таллием кристаллов

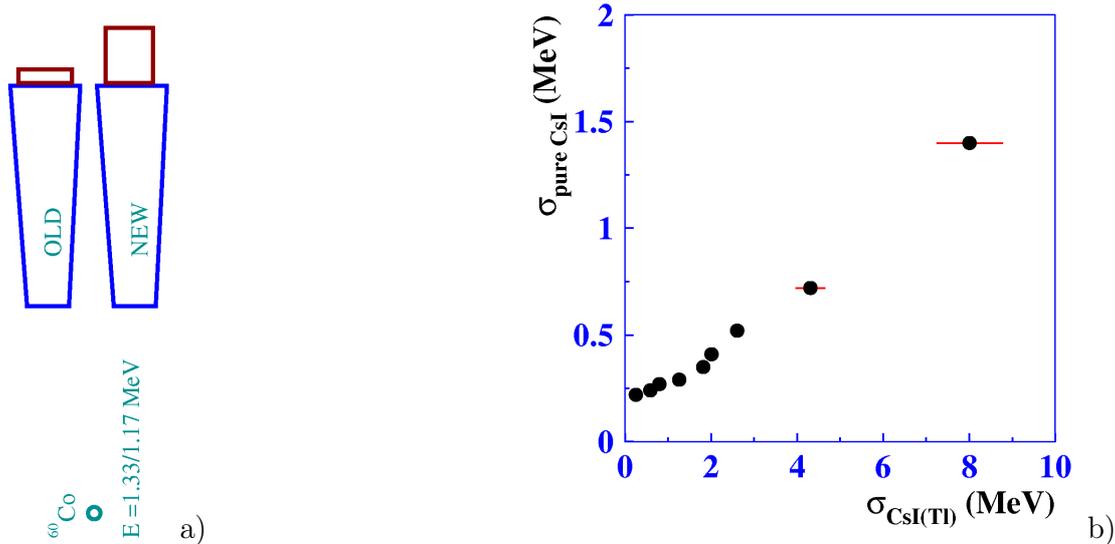


Рис. 2.26: Схема измерения (а) и результаты измерения шумов наложения для счетчиков на основе чистого и активированного таллием кристаллов CsI (b).

CsI. Результаты согласуются с оценкой, полученной из соотношения длительностей сцинтилляционных вспышек $\sqrt{\tau_{\text{Tl}}/\tau_{\text{pure}}} = \sqrt{1000\text{ нс}/30\text{ нс}} \approx 5.5$.

20 счётчиков были собраны в матрицу 4×5 имитирующую часть торцевого калориметра как показано на Рис. 2.27.

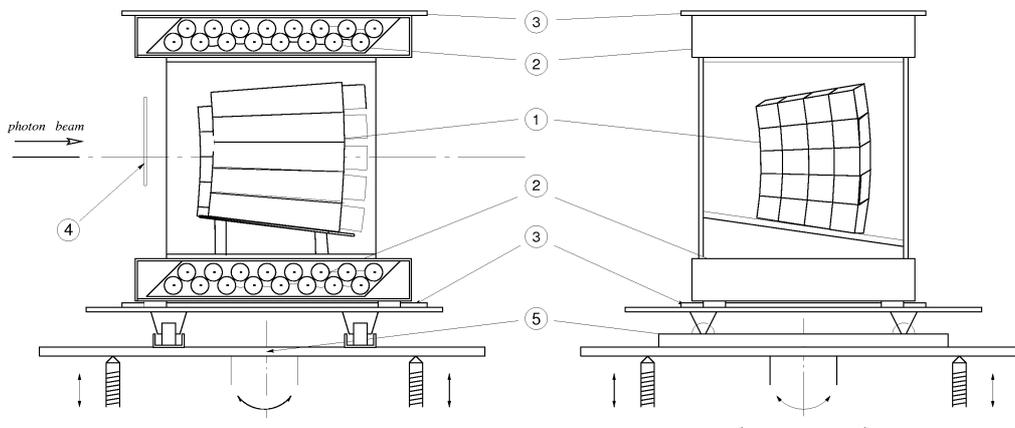


Рис. 2.27: Схема организации счетчиков прототипа

Прототип облучался на фотонном пучке установки РОКК-1М на накопительном кольце ВЭПП-4М в ИЯФ СО РАН. Схема установки РОКК-1М показана на Рис. 2.28. Фотоны ультрафиолетового лазера с энергией $\omega_0 = 2.34\text{ эВ}$, рассеиваясь на пучке электронов накопителя ВЭПП-4М, создают пучок обратно-рассеянных фотонов. Энергия фотонов лежит в пределах от ω_0 до максимальной энергии $\omega_{\text{max}} = \frac{4(E_{\text{beam}}/m_e)^2\omega_0}{(1 + 4E_{\text{beam}}\omega_0/m_e^2)}$ с характерным спектром комптоновского рассеяния, показанным на Рис. 2.29(а). Такой спектр имеет характерный резкий правый край спектра при максимальной энергии. Для энергии электронов $E_{\text{beam}} = 1.5 \sim 2.2\text{ ГэВ}$ максимум спектра составляет $\omega_{\text{max}} = 70 \sim 160\text{ МэВ}$. Размытие реального спектра (см.

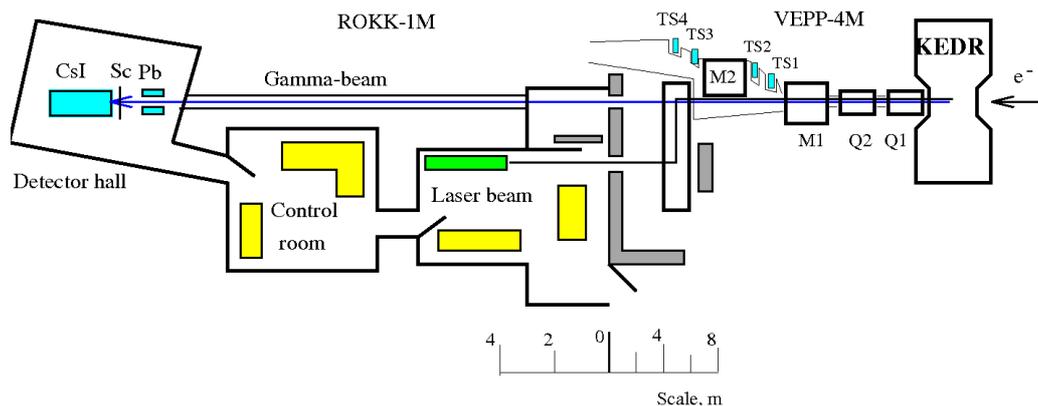


Рис. 2.28: Схема установки РОКК-М.

Рис. 2.29(b)) энергии определяется энергетическим разрешением. Подгоняя измеренное распределение энергии сверткой комптоновского спектра и логарифмически-нормальной функцией, мы получаем величину энергетического разрешения. Полученное энергетическое разрешение показано на Рис. 2.30(a). Экспериментальные данные согласуются с результатами моделирования и данными полученными с прототипом калориметра Belle [20].

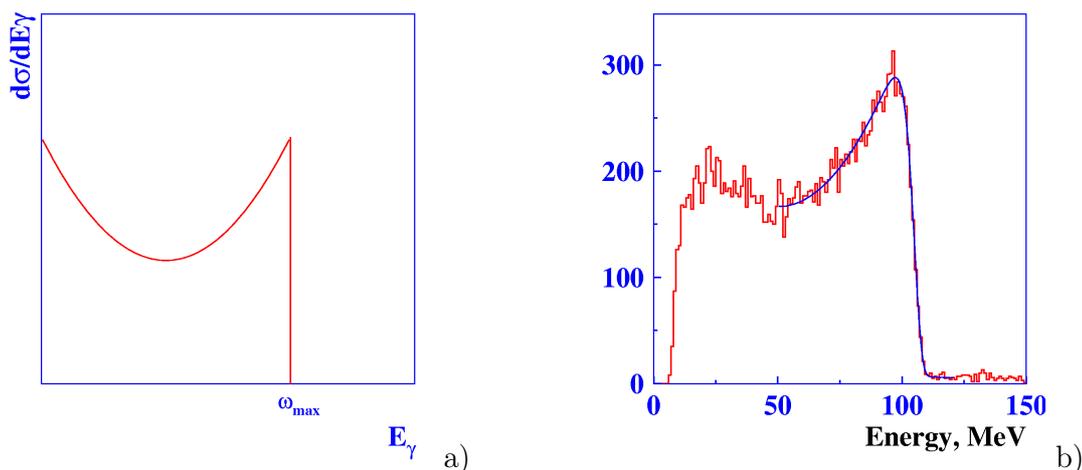


Рис. 2.29: а) Спектр фотонов обратного комптоновского рассеяния. б) Спектр энергии фотонов, измеренный с прототипом.

Временное разрешение калориметра в зависимости от энерговыделения в счетчике показано на Рис. 2.30(b). При энерговыделении более 20 МэВ полученное временное разрешение лучше 1 нс. В магнитном поле ожидаемый сигнал в 3.5 раза меньше и такое же разрешение будет достигаться при энергиях в 3.5 раза больше. Использование временной информации позволит существенно подавлять события пучкового фона.

2.6.6 Заключение

Калориметр на основе чистого CsI и вакуумных фотопентодов удовлетворяет основным требованиям, предъявляемым к электромагнитному калориметру детектора для экспериментов

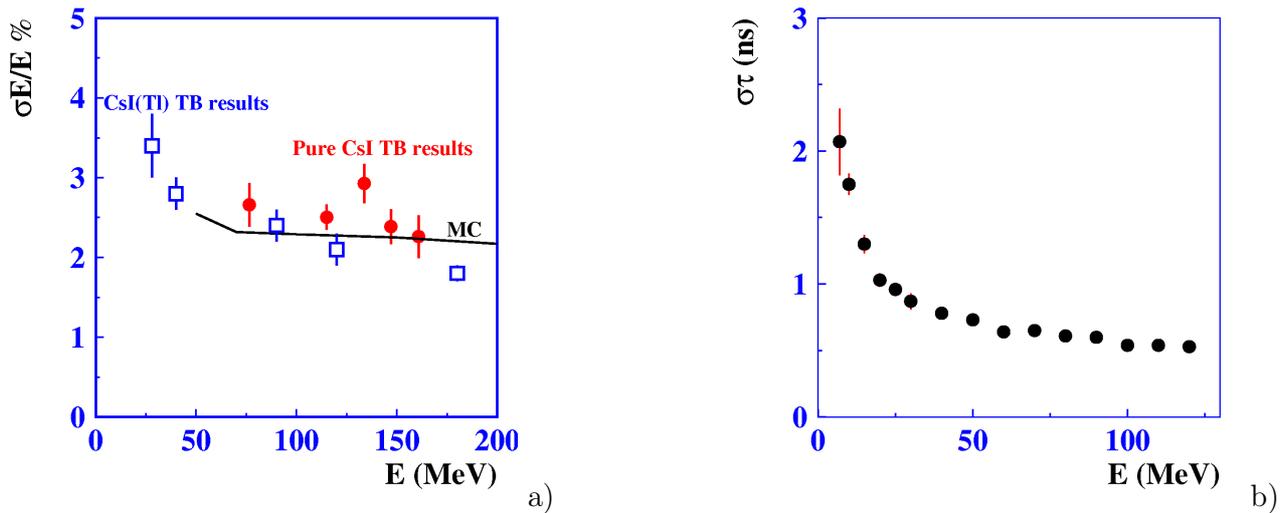


Рис. 2.30: а) Энергетическое разрешение, полученное с прототипом детектора на основе чистого CsI. б) Временное разрешение полученное с прототипом.

на Супер-ст-фабрике. Хотя стоимость рассмотренной системы достаточно высока, в настоящем момент нет другого, более дешевого и хорошо проработанного варианта, который гарантировал бы достижение необходимых параметров. Возможным компромиссом в варианте с CsI кристаллами является использование кристаллов неактивированного CsI в торцевых частях калориметра, где фоновая загрузка высока и более дешевых кристаллов CsI(Tl) в цилиндрической части, где фон на порядок ниже. При этом можно было бы увеличить длину кристаллов в цилиндрической части калориметра, что улучшило бы энергетическое разрешение в области энергии фотона 1–2 ГэВ. Разумеется, методические работы по другим вариантам калориметра (другие кристаллы и фотоприемники) также крайне желательны.

2.7 Мюонная система

Мюонная система состоит из 9 регистрирующих слоёв в баррельной части и 8 слоёв в торцевой. Баррельная часть закрывает телесный угол $64\% \times 4\pi$ ($50^\circ < \Theta < 130^\circ$), торцевая — $30\% \times 4\pi$ ($20^\circ < \Theta < 50^\circ$ и $130^\circ < \Theta < 160^\circ$). Измеряющие координату пролёта частицы детекторы располагаются в зазорах стального ярма магнита, которое служит поглотителем адронов.

Главной задачей мюонной системы является отделение мюонов от большого числа адронов, возникающих в e^+e^- -аннигиляции. Мюоны идентифицируются посредством измерения глубины их проникновения в поглотитель (пробега). Пробеги мюонов и адронов определяются главным образом двумя процессами: ионизационные потери энергии заряженных частиц и ядерные взаимодействия адронов с атомами поглотителя. При одинаковых импульсах мюоны имеют большую кинетическую энергию, чем пионы и каоны, и, таким образом, могут потратить больше энергии на ионизацию и пройти большее расстояние в веществе. С другой стороны, ядерное взаимодействие адронов с веществом ведёт к дополнительному поглощению и дальнейшему уменьшению их пробега.

Из-за закругления треков частиц в магнитном поле детектора мюонная система начинает регистрировать частицы начиная с импульса 0.4–0.5 ГэВ/с. На практике трудно добиться

уверенной идентификации мюонов при импульсах ниже 0.8 ГэВ/с. Пион может имитировать мюон за счёт флуктуации пробега или в результате распада на мюон и нейтрино, в особенности в том случае, когда мюон летит в том же направлении, что и исходный пион. При импульсах выше 0.8 ГэВ/с эффективность идентификации мюонов достигает 95–98 %, а вероятность ошибочной идентификации пиона находится на уровне ~ 5 %, что соответствует примерно 20-кратному подавлению пионов. Для достижения основных целей физической программы ЦТФ желательно подавлять пионы не хуже, чем в 100 раз. Поэтому мюонная система будет работать совместно с идентификационной системой ФАРИЧ. Кроме того, система ФАРИЧ может быть использована для калибровки мюонной системы.

В современных экспериментах по физике высоких энергий в мюонных системах, как правило, используются следующие типы детекторов: плоские резистивные камеры [27], стримерные газовые детекторы [28], сцинтилляционные счётчики [29]. Для окончательного выбора типа детектора потребуются изучить их способность стабильно и долговременно работать в условиях ЦТФ. Другим определяющим фактором будет стоимость мюонной системы. Суммарная площадь детекторов будет составлять более 1000 м².

В настоящее время в качестве «рабочего» варианта мюонной системы предлагается использовать координатные детекторы, подобные детекторам на основе стримерных трубок, используемым в детекторе КЕДР [30]. Стримерные трубки сгруппированы в блоки. Каждый блок состоит из двух слоёв трубок, сдвинутых относительно друг друга на половину шага. При таком расположении трубок пролетающая частица в любом случае пересечёт как минимум одну из них. Один канал электроники обслуживает несколько трубок, соединённых последовательно. Трубки соседних каналов расположены через одну, чтобы уменьшить вероятность пересечения частицей сразу нескольких трубок одного канала.

На торцах блока находятся дюралюминиевые матрицы, фиксирующие тонкостенные трубки из нержавеющей стали. Трубки закрываются капронитовыми пробками. В пробке имеется два отверстия — для анодной проволоочки и для подачи рабочей газовой смеси. Анодная проволоочка натягивается с усилием 300 г и фиксируется в отверстии пробки медным пинном. Используется позолоченная молибденовая проволока диаметром 100 мкм.

Схема канала электроники приведена на Рис. 2.31. Продольная координата определяется по разности времён прихода сигнала на концы цепочки трубок. На каждом конце цепочки установлены формирователи с регулируемым порогом дискриминаторов. Чтобы исключить отражение сигнала, к концам цепочки присоединены согласующие сопротивления. Логические сигналы «старт» и «стоп» с выходов формирователей подаются на экспандер, при этом сигнал «стоп» проходит через линию задержки, чтобы приходил на экспандер всегда позже, чем «старт». Экспандер генерирует парафазный логический сигнал, длительность которого примерно в 40 раз больше разности времён между «стартом» и «стопом». Выходные сигналы передаются по кабелям из экранированной витой пары на время-цифровой преобразователь (ВЦП).

Длительность выходного сигнала соответствует месту пролёта частицы через цепочку трубок. Восстановление продольной координаты производится в линейном приближении с учётом межтрубочных соединений. Среднее разрешение по продольной координате составляет около 4 см. Поперечная координата определяется по местоположению сработавшей трубки. Возможно и более точное измерение поперечной координаты по времени дрейфа ионизации, но этого не требуется, поскольку многократное рассеяние в веществе детектора существенно больше.

Для работы в стримерном режиме требуется газовая смесь, содержащая компоненту с сильным поглощением ультрафиолетовых фотонов. В качестве рабочего газа выбрана взрывобезопасная смесь 70%Ar : 23%CO₂ : 7%н-пентан.

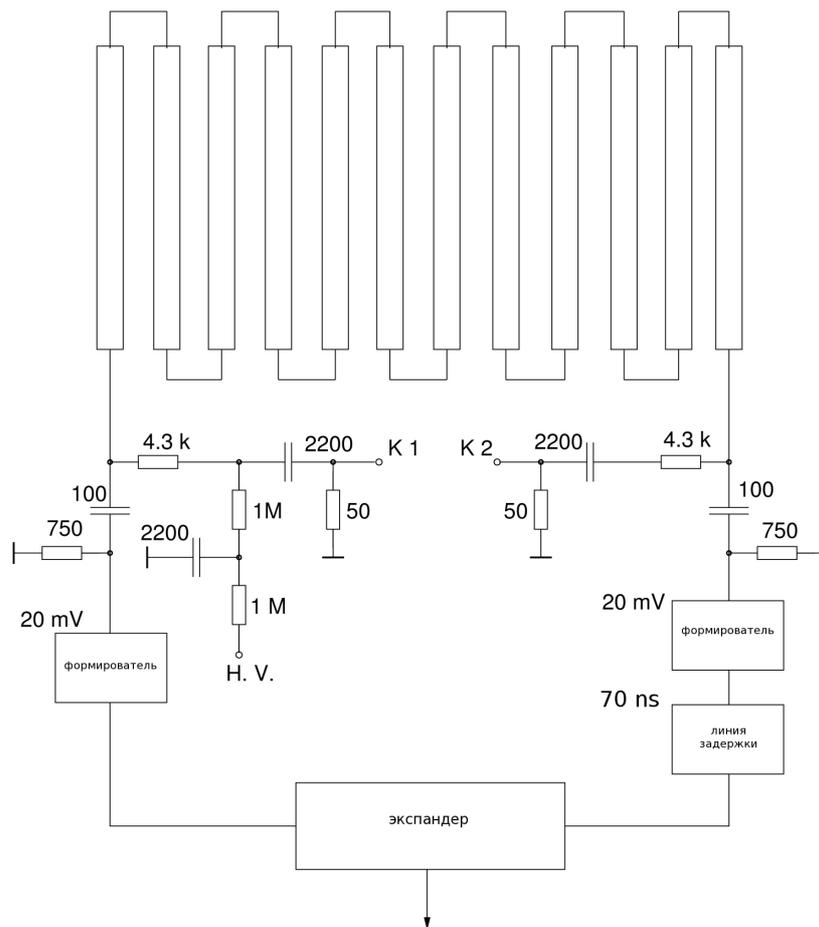


Рис. 2.31: Канал электроники мюонной системы.

Таб. 2.2: Основные проектные параметры соленоида.

Длина	4 м
Внутренний диаметр	3.2 м
Магнитное поле в центре	1 ÷ 1.2 Тл
Запасенная энергия	28.8 МДж
Время подъема тока	< 4 часа

2.8 Сверхпроводящий соленоид

2.8.1 Основные требования и параметры соленоида

Сверхпроводящий соленоид предназначен для создания аксиального магнитного поля в детекторе, которое позволит измерять импульс элементарных частиц. Поскольку соленоид расположен снаружи основных систем детектора, то к нему не предъявляются требования минимальной радиационной толщины. Основные параметры соленоида приведены в Таб. 2.2.

2.8.2 Конструкция соленоида для детектора

Аналогичные соленоиды разрабатывались европейскими и японскими компаниями в течение последнего десятилетия. Для защиты этих соленоидов использовался сверхпроводящий кабель, содержащий стабилизатор из сверхчистого алюминия. Данный стабилизатор из сплава А5 (Al 99.999 %) со стоимостью порядка \$1000/кг даёт основной вклад в стоимость соленоида.

Основное назначение стабилизатора в конструкции соленоида — защита соленоида при преждевременном переходе в нормальное состояние. Он существенно уменьшает тепловыделение в сверхпроводящем кабеле, которое определяется как ρJ^2 , где J — плотность тока, ρ — удельное сопротивление стабилизатора. Использование стабилизатора было проанализировано на основе следующего:

1. электрические и тепловые свойства сплавов Al 99.999 % и Al 99.99 % отличаются в диапазоне от 2 до 5 раз, при этом стоимость этих сплавов отличается в более чем в 100 раз;
2. тепловыделения в стабилизаторе могут быть уменьшены за счет увеличения количества стабилизатора;
3. в современных соленоидах, работающих на БАК (ЦЕРН), используется активная система защиты.

Таким образом, конструкция соленоида предусматривает использование сверхпроводящего кабеля с использованием стабилизатора из сплава А4 (Al 99.99 %). Также будет использоваться активная система защиты на основе нагревателей для ускорения распространения нормальной зоны. Предлагаемый подход позволяет сэкономить \$1–2 миллионов на изготовление соленоида.

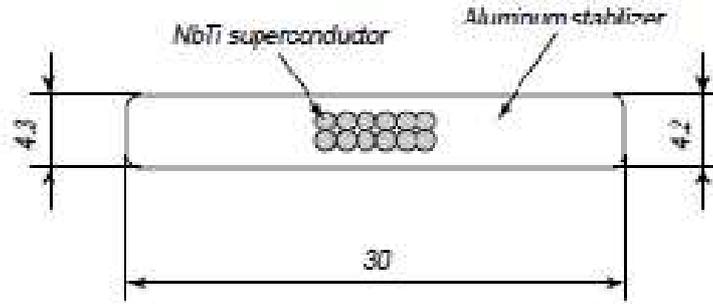


Рис. 2.32: СП кабель использованный в соленоиде детектора ATLAS.

Предварительные расчеты показывают, что сверхпроводящий кабель может иметь аналогичные размеры как и кабель центрального соленоида детектора ATLAS (БАК), см. рис. 2.32. Этот кабель был изготовлен в Японии фирмой Hitachi Co.

2.8.3 Криогенная система соленоида

Криогенная система должна обеспечивать работоспособность соленоида и сверхпроводящих магнитов финального фокуса накопителя при температуре 4.5 К. Криогенная система будет основана на использовании рефрижератора с производительностью не менее 100 Вт при 4.5 К.

2.9 Триггер

Триггер детектора Супер-ст-фабрики будет построен по принципу “открытого триггера”, который позволяет отбирать и сохранять 100% полезных событий. Этот принцип подразумевает, что отбор событий основан на универсальных критериях, таких как: наличие и топология треков в координатной системе, полное энерговыделение в калориметре, топология выделения энергии и количество кластеров в калориметре, отклик мюонной системы. “Открытый триггер” не предназначен для отбора конкретных событий. Этот подход обусловлен очень широкой и разнообразной физической программой Супер-ст-фабрики и задачей поиска “новой физики”, которую невозможно предсказать заранее. Недостатком такого подхода является то, что на уровне триггера невозможно разделить полезные события и события нерезонансного рождения адронов.

В таблице 2.3 представлены загрузки полезных событий и событий упругого рассеяния (Vhabha) при различных энергиях, а также загрузка от космических частиц. Сечение нерезонансного рождения адронов при этих энергиях составляет примерно ~ 20 нб, что соответствует скорости счета 20 кГц при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В настоящий момент тяжело оценить частоту срабатывания триггера от фоновых событий связанных с потерями пучка и взаимодействием пучка с остаточным газом. Опыт работы на *B*-фабриках в КЕК и SLAC и текущие разработки Super*B*-фабрики в Италии указывают, что эта частота срабатывания будет на уровне нескольких десятков килогерц.

Из данных в таблице 2.3 следует, что максимальная скорость чтения событий будет достигать 300–400 кГц. Средний размер события оценивается в 30 кБ.

Чтобы достигнуть такой высокой скорости чтения предполагается использовать метода и подходы детектора ВаВаг и проекта Super*B*.

Таб. 2.3: Светимость, физическое сечение, загрузки полезных событий, Vhabha событий при различных энергиях и загрузка от космических частиц

	J/ψ	$\psi(2S)$	$\tau\bar{\tau}$	$\psi(3770)$	$\tau\bar{\tau}$	$\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$
E_{cm} , МэВ	3097	3686	3700	3770	4250	4650
L , $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	7.7	9.2	9.2	9.4	10	10
σ , нб	~ 3400	~ 640	2.5	~ 6	3.5	0.5
f , кГц	260	60	2.3	5.6	3.5	0.5
Vhabha, кГц	~ 90	~ 80	~ 80	~ 80	~ 60	~ 50
Космика, кГц	~ 2					

- Все сигналы систем детектора непрерывно оцифровываются в электронике расположенной непосредственно на детекторе (FrontEnd электроника). Данные сохраняются в цифровой конвейерной памяти на несколько микросекунд. Время хранения определяется временем принятия решения триггером первого уровня (L1).
- Электроника дрейфовой камеры, калориметра и мюонной системы выдает дополнительные “быстрые” сигналы, которые передаются в L1 триггер.
- После получения сигнала от L1 триггера, данные из FrontEnd электроники передаются по высокоскоростным оптическим линкам (10 Гбит/с) в процессоры чтения (ReadOut processors - ROP), которые расположены снаружи детектора. Процессоры чтения выполняют предварительную обработку данных (вычисления амплитуд и времен импульсов) чтобы уменьшить объем передаваемой информации. Также на этом уровне выполняется дополнительное фильтрование данных на основе топологической и временной информации.
- Данные из процессоров чтения от каждой системы передаются в “event builder”, представляющий собой ферму из компьютеров, где информация синхронизируется и обрабатывается триггером верхнего уровня.
- L1-триггер использует “быстрые” сигналы от систем детектора для поиска полезных событий. Он основан на специализированном конвейерном процессоре с программируемой логикой поиска событий. Это логика использует топологию треков в координатной системе, полное энергосодержание, топологию выделения энергии и количество кластеров в калориметре, а также данные мюонной системы. Максимальная частота срабатывания L1-триггера 500 кГц, эффективное мертвое время не превышает 100 нс. Время принятия решения L1-триггера составляет несколько микросекунд.
- Триггер верхнего уровня является программным. Чтобы получить информацию о координатах, импульсах и энергии всех вторичных частиц, выполняется быстрая предварительная реконструкция событий. На этом этапе выполняется эффективная отбраковка фоновых событий от пучковых взаимодействий и космических частиц. Чтобы уменьшить количество записываемой информации, должно применяться прореживание событий Vhabha рассеяния. Триггер верхнего уровня будет работать на ферме компьютеров, состоящей из нескольких сотен процессоров.

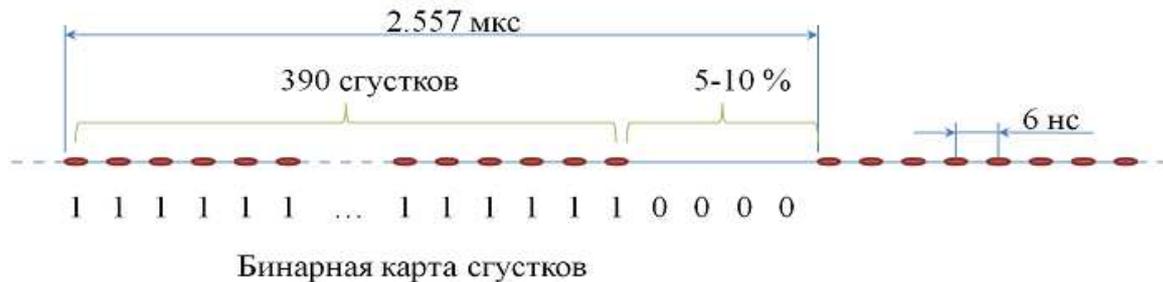


Рис. 2.33: Распределение сгустков и бинарная карта.

2.10 Концепция детекторной электроники

Электроника, наряду с компьютерным и телекоммуникационным оборудованием детектора, является одним из ключевых элементов детектора для Супер-ст-фабрики.

Параметры ускорителя, важные для построения, электроники приведены ниже:

- Частота генератора ВЧ около 508 МГц.
- Период обращения пучка 2.557 мкс, в который укладывается 1300 сепаратрис.
- Заполняется каждая третья сепаратриса, что дает время между сгустками около 6 нс (более точно 5.9 нс).
- Рассматривается возможный режим работы с заполнением каждой четвертой сепаратрисы, что дает 8 нс между сгустками.
- Всего в трейне содержится 390 сгустков.
- Обязательный разрыв в последовательности примерно на 5-10% (130 сепаратрис) для подавления ионной неустойчивости.

Для точных временных измерений необходимо будет знать распределение сгустков в трейне. Поэтому предполагается использовать бинарную карту сгустков (Рис. 2.33). Особенно это будет важно на начальных этапах работы, пока не все 390 сгустков будут заполнены.

Синхронизирующий импульс “фаза” необходимо вырабатывать один раз на оборот пучка.

Все аналого-цифровые преобразования будут проводиться внутри детектора во FrontEnd-электронике. Информация будет передаваться по оптическим линкам с больших групп каналов. Для достижения требуемой плотности каналов и снижения потребления энергии необходимо применение ASIC чипов. Охлаждение FrontEnd электроники будет водяным с давлением в магистрали ниже атмосферного для предотвращения протечек. Электроника будет максимально унифицирована для упрощения производства и обслуживания.

В Табл. 2.4 показано количество каналов электроники для различных систем детектора, геометрический размер канала и оценка потребляемой мощности FrontEnd электроники. Кроме того, представлен вариант использования сигналов от систем детектора в триггере и виды требуемой информации (А – амплитуда, Т – время, Р – позиция сработавшего канала).

Таб. 2.4: Параметры детектора.

Детектор	Кол-во каналов	Размер канала	Потребляемая мощность	Участие в триггере	Тип информации
ВД-GEM	56 К	$2 \times 2 \text{ мм}^2$	1 кВт	Возможно	А, Т, Р
ВД-Pixel	10 М	$150 \times 150 \text{ мкм}^2$			
ДК	7.1 К	$12 \times 20 \text{ мм}^2$	2 кВт	Да	А, Т, Р
ФАРИЧ	1 М	$4.5 \times 4.5 \times 50 \text{ мм}^3$	100 кВт (21 м^2)	Нет	Т, Р
Калориметр	7.5 К	$(40 - 70)^2 \text{ мм}^2$	2 кВт	Да	А, Т, Р
МС	4-44 К	20 мм	1-9 кВт	Да	Т, Р

Таб. 2.5: Параметры сигналов и Front-end электроники.

Детектор	Загрузка канала	Длительность сигналов	Частота оцифровки	Разрядность АЦП (ВЦП)	Временная точность
ВД	33 кГц	Фронт 25 нс	от 20 МГц до 80 МГц	10-12 бит АЦП	1 нс
ДК	50 кГц	Фронт 100-200нс, спад - 300 нс	50МГц (обычный) 200-300 МГц (кластер)	10 бит АЦП 10 бит АЦП	1 нс 1 нс
ФАРИЧ	10 МГц	5-10 нс	ВЦП	6 бит (8 нс) ВЦП	200 пс
Калориметр	15 кГц	30 нс для чистого CsI	40-50 МГц	18 бит АЦП	1 нс
МС	100 кГц	30-200 нс	ВЦП	11-12 бит ВЦП	60 пс

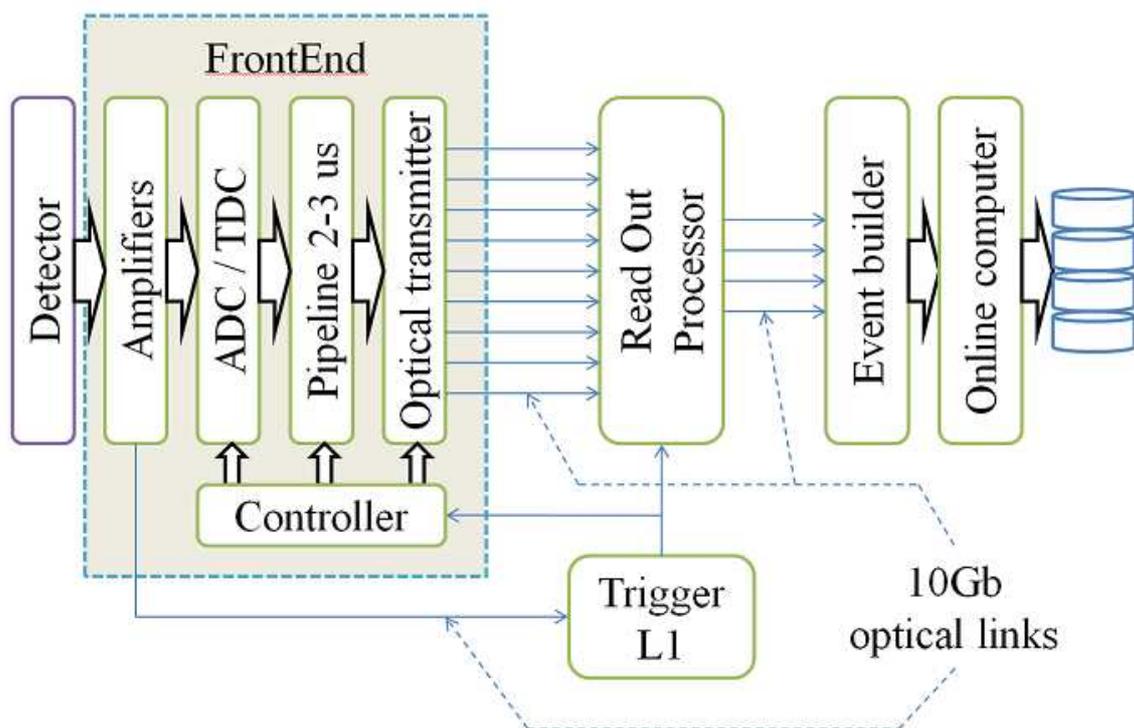


Рис. 2.34: Блок-схема электроники.

В Табл. 2.5 приведены максимальные загрузки каналов детекторов, длительности сигналов, требуемые частоты аналого-цифровых преобразований, разрядность АЦП и ВЦП и необходимая точность временных измерений.

На Рис. 2.34 представлена общая блок-схема считывающей электроники. FrontEnd электроника включает в себя усилители, АЦП или ВЦП, обязательный цифровой Pipeline на время работы триггера первого уровня, контроллер, который управляет работой и организует передачу данных по оптическому линку. Оптические линки с пропускной способностью 10 Гб/с связывают FrontEnd электронику и ReadOut процессоры, которые расположены на антресолях возле детектора. В ReadOut процессорах происходит вычисление амплитуд и времен из сырых данных, возможна дополнительная отбраковка информации по сигналам от триггера первого уровня. После чего информация передается в EventBuilder-ы и on-line компьютеры, расположенные в машинном зале.

Триггер первого уровня также размещен также на антресолях. Он получает быстрые сигналы от FrontEnd электроники по 10 Гб оптическим линкам.

Там, где это возможно планируется сделать FrontEnd электронику модульной, чтобы можно было оперативно заменять вышедшие из строя блоки. Этот подход удачно реализован на дрейфовой камере детектора ВаВаг (Рис. 2.35). Вся электроника разделена на 16 секторов по φ и три кольца по радиусу. Таким образом, получается 48 сборок FrontEnd электроники, которые довольно быстро можно заменить в случае поломки. Все платы сборки помещены в алюминиевый корпус, который помимо экранировки от наводок выполняет теплоотводящую функцию. Все микросхемы имеют термический контакт с корпусом через теплопроводящую резину (Рис. 2.36). Сборки крепятся на бронзовых направляющих, которые имеют водяной канал для охлаждения. Таким образом, 1.5 кВт мощности, которые выделяет электроника, выводятся из детектора.

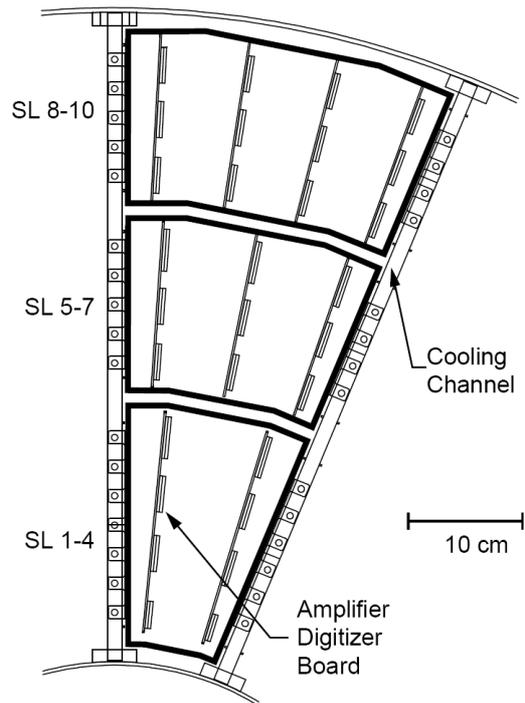


Рис. 2.35: Сборки FrontEnd электроники дрейфовой камеры детектора BaBar.

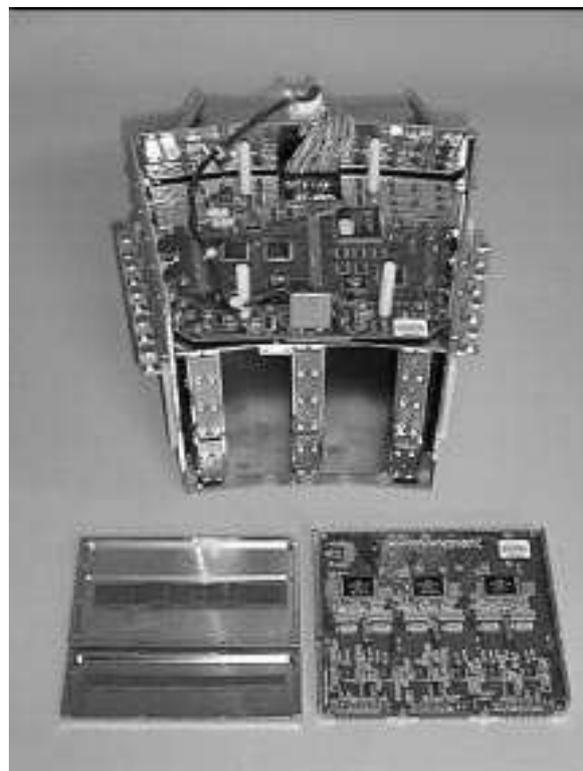


Рис. 2.36: Фотография одной сборки FrontEnd электроники дрейфовой камеры детектора BaBar.

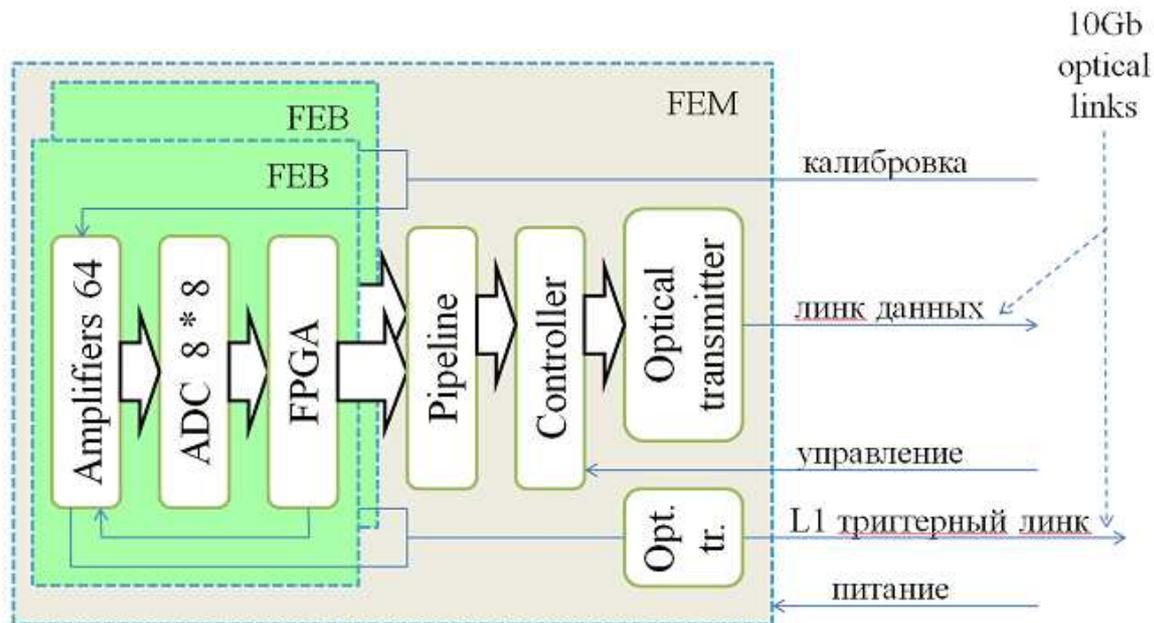


Рис. 2.37: Блок-схема модуля FrontEnd электроники дрейфовой камеры.

FrontEnd электроника дрейфовой камеры (Рис. 2.37), сделанная по такому принципу, будет иметь 48 модулей трех типов. Они будут содержать от 128 до 192 каналов, от 2 до 4 FrontEnd плат и одну плату чтения. На FrontEnd плате будет расположено от 48 до 64 каналов усилителей и АЦП. Плата чтения содержит общий Pipeline и контроллер, который по сигналам от триггера передает данные в ReadOut процессоры.

После оценки потоков данных с FrontEnd электроники систем детектора и удобства компоновки, была составлена таблица (Табл. 2.6) с предполагаемым количеством оптических линков для передачи данных и триггерной информации. Количество 10 Гб линков для всех систем детектора, кроме FАRICH, указано с большим запасом. Всего получается 1168 линков данных и 168 триггерных линков.

ReadOut процессор принимает данные с 8-ми оптических линков (Рис. 2.38). Таким образом, всего потребуется 146 ReadOut процессоров. Этот блок вычисляет амплитуды и времена из сырых данных, поступающих с FrontEnd электроники. Он использует информацию от

Таб. 2.6: Оптические каналы передачи данных.

Детектор	Кол-во каналов	Кол-во линков данных	Кол-во триггерных линков
ВД-GEM	56 К	56	56
ВД-Pixel	10 М	n/a	n/a
ДК	7.1 К	48	48
ФАРИЧ	1 М	1000	0
Калориметр	7.5 К	32	32
МС	4 – 44 К	32	32

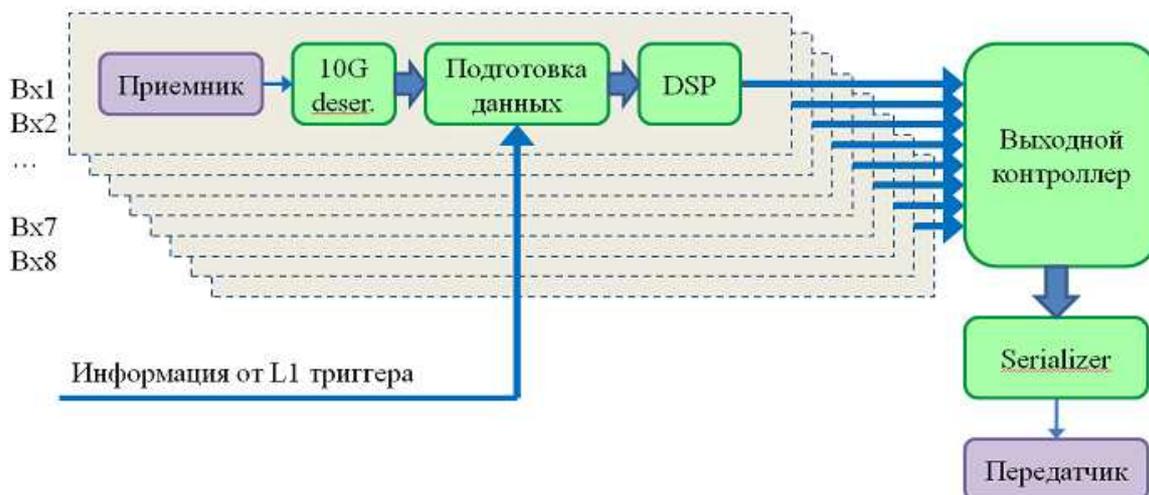


Рис. 2.38: Блок-схема ReadOut процессора.

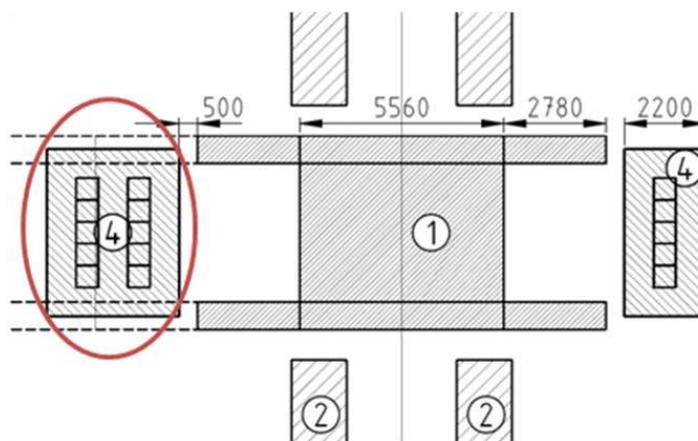


Рис. 2.39: Расположение стоек ReadOut процессоров на антресолях детектора.

триггера первого уровня, чтобы обрабатывать только так называемые “области интересов” – места в детекторе, отмеченные триггером, где произошло срабатывания каналов. Полученные значения передаются в машинный зал в Event Builder-ы для последующей обработки.

146 ReadOut процессоров размещаются в 10 VME кретах, которые занимают 4-5 стоек. Предполагаемое потребление одного крейта будет около 900 Вт, а стойки 1.8 – 2.7 кВт. Располагаться они будут на антресолях возле детектора (Рис. 2.39).

Триггер первого уровня представляет собой конвейерную систему. Он получает информацию от дрейфовой камеры, CsI калориметра, мюонной системы и, возможно, от вершинного детектора (Рис. 2.40). Препроцессоры трековых детекторов вычисляют количество треков и их топологию. Для калориметра вычисляется количество кластеров, их топология и энерговыделение. Также есть информация о срабатывании мюонной системы. Полученные данные передаются в центральный процессор триггера, где на их основе принимается решение.

Сигнал решения триггера передается во FrontEnd электронику. Области интересов – в ReadOut процессоры. А промежуточная информация работы триггера – в систему сбора

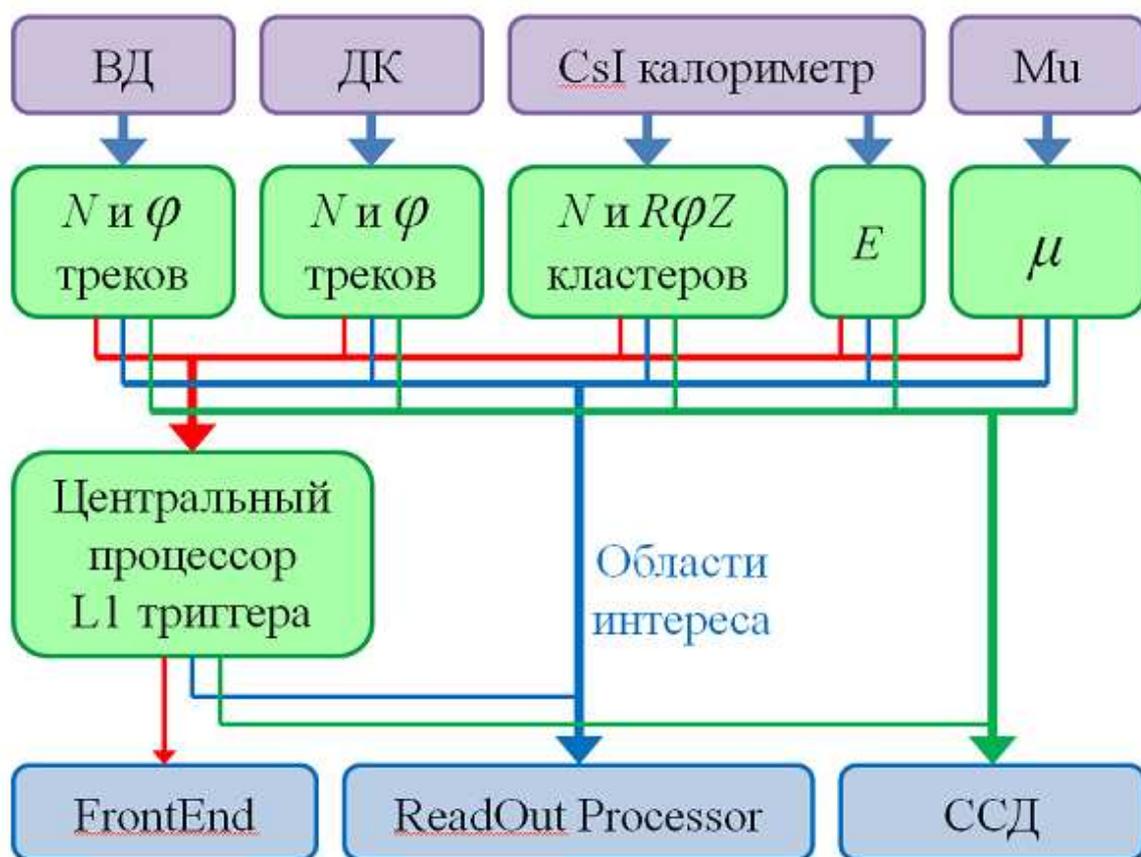


Рис. 2.40: Блок-схема триггера первого уровня.

данных.

Триггер первого уровня будет занимать 2 стойки, которые будут установлены на антресолях.

2.11 Компьютерное и телекоммуникационное обеспечение

2.11.1 Введение

Компьютерная и телекоммуникационная инфраструктура является одной из ключевых подсистем детектора для Супер-ст-фабрики, создание и эксплуатацию которого предполагается осуществить в ИЯФ СО РАН в период с 2014–2015 по 2025–2026 гг. В данном разделе подробно рассматриваются вопросы проектирования, построения и эксплуатации данной подсистемы детектора, а также создания прототипов ее основных компонентов.

Параграф 2.11.2 содержит краткое описание модели процесса сбора, обработки и длительного хранения данных, набранных в экспериментах с детектором за весь период его существования, а также общие сведения об архитектуре вычислительных систем и систем хранения данных, которые предполагается использовать для осуществления этих процессов.

В параграфе 2.11.3 подробно рассматривается предлагаемая к реализации архитектура системы обработки и хранения данных детектора и обсуждаются варианты решения инженерно-технических вопросов, непосредственно связанных с созданием и эксплуатацией предложенных к реализации систем. В данном разделе также кратко затрагиваются вопросы, связанные с архитектурой среды исполнения программного обеспечения детектора, и обсуждаются способы привлечения к обработке данных детектора географически удаленных ресурсных центров ГРИД-систем и суперкомпьютерных центров.

Параграф 2.11.4 содержит оценки необходимых ресурсов и предварительные планы развертывания компонентов системы обработки и хранения данных детектора, а также обзор направлений работ по созданию прототипов важнейших элементов его компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры. Здесь же приведены оценки суммарной стоимости оборудования этих систем.

2.11.2 Модель процесса сбора, обработки и хранения данных детектора

Система сбора, обработки и длительного хранения данных детектора для Супер-ст-фабрики будет состоять из следующих крупных блоков.

1. Собственно, система сбора данных (TDAQ), включающая в себя:
 - (а) двухуровневый аппаратно-программный триггер, рассчитанный на максимальную частоту срабатывания 0.5 МГц и средний размер экспериментального события 30 кБ, что дает максимальную величину потока данных через эту систему равную 120 Гбит/с,
 - (б) систему формирования событий,
 - (в) буфер обмена данными с системой offline-обработки.
2. Система управления и мониторинга детектора, включающая в себя:

- (a) информационную систему детектора,
 - (b) систему контроля доступа, безопасности и контроля окружающей среды детектора и его инженерной инфраструктуры,
 - (c) средства медленного контроля подсистем детектора,
 - (d) специализированные пультовые помещения.
3. Система offline-обработки и моделирования экспериментальных событий детектора.
 4. Многоуровневая гетерогенная система хранения данных детектора.

На Рис. 2.41 показана блочная схема системы обработки и хранения данных детектора, а также схема организации потоков данных между основными её компонентами. На Рис. 2.42 приведена детализированная схема потоков данных, идущих от системы сбора данных детектора к его системе длительного хранения данных, с указанием основных характеристик всех задействованных в этом процессе компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента. Там же, на Рис. 2.42, приведены проектные значения емкости задействованных в ней систем хранения данных, а также пропускной способности линий связи, соединяющих отдельные компоненты системы. Приведенные значения получены в результате поиска компромисса между производительностью предлагаемого решения и ожидаемой стоимостью его развертывания и эксплуатации, вопросам оценки которой посвящен параграф 2.11.4.1.

Важно отметить, что в предложенной конфигурации система сбора и хранения данных позволяет, при необходимости, сохранять для дальнейшей обработки весь поток данных, имеющийся на выходе первичного триггера детектора. Более подробные сведения об архитектуре обсуждаемых здесь систем содержатся в параграфе 2.11.3.1.

2.11.3 Структура системы обработки и хранения данных детектора

2.11.3.1 Основные компоненты системы

В структуре системы сбора данных и компьютерного обеспечения детектора для Супер-ст-фабрики выделяются следующие блоки, обособленные как по функциональности, так и по предполагаемому расположению на территории ИЯФ СО РАН (условные обозначения блоков приведены в начале каждого элемента списка):

1. **[FrontEnd1,2]** Блоки front-end электроники, размещенные непосредственно на подсистемах детектора, установленного в детекторной яме, и перемещающиеся вместе с ним.
2. **[ReadOut1,2]** Электронное оборудование, размещенное на антресолях детектора, расположенное в непосредственной близости от детектора, и перемещающееся вместе с ним:
 - (a) источники питания front-end электроники,
 - (b) системы считывания фрагментов событий с front-end электроники (readout),
 - (c) первичный триггер детектора (Low Level Trigger, LLT),
 - (d) система сборки фрагментов событий для передачи по волоконно-оптическим линиям связи на третичный триггер для дальнейшей обработки.

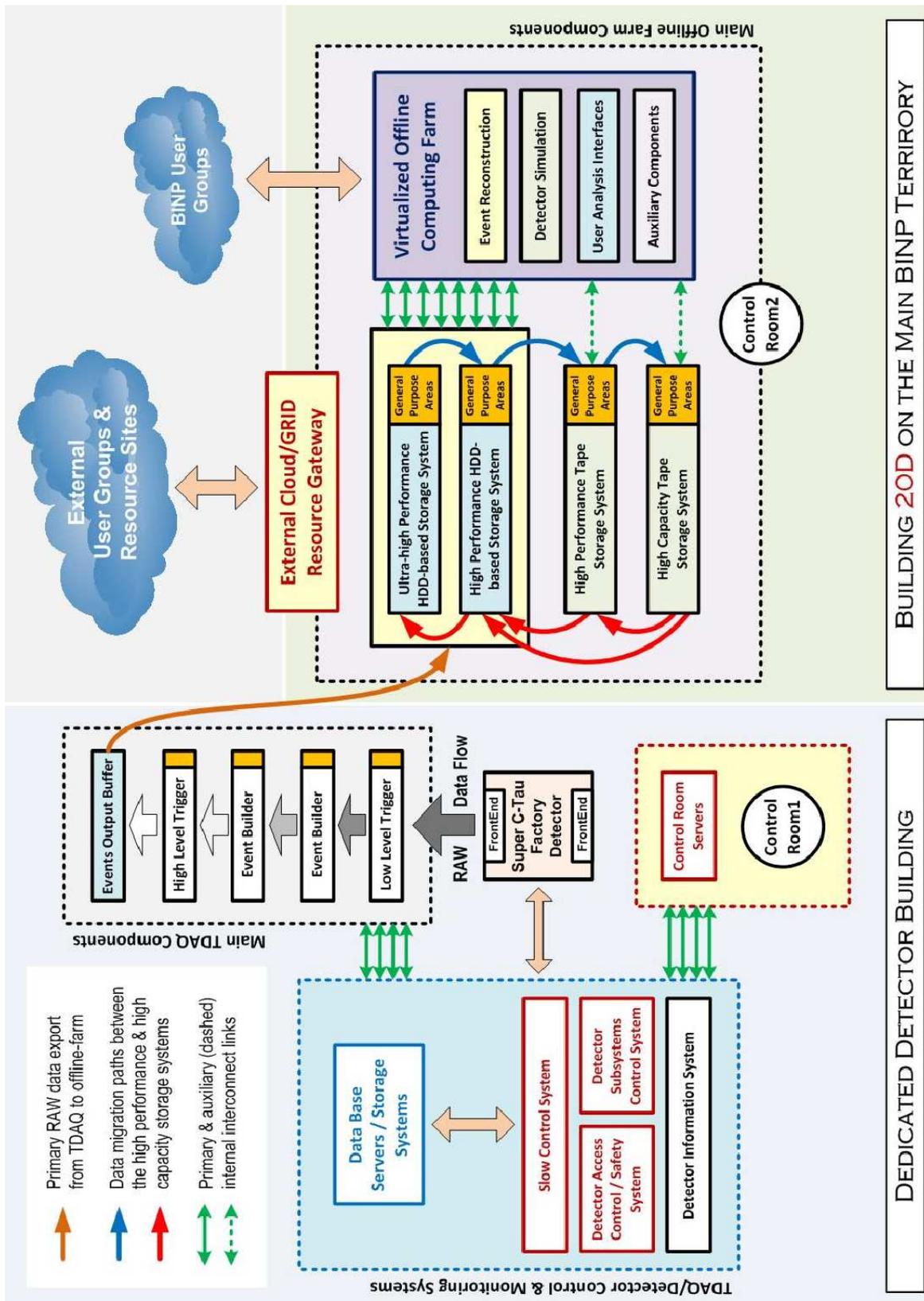


Рис. 2.41: Общая схема организации потоков данных между основными компонентами системы сбора, обработки и хранения данных детектора для Супер-ст-фабрики.

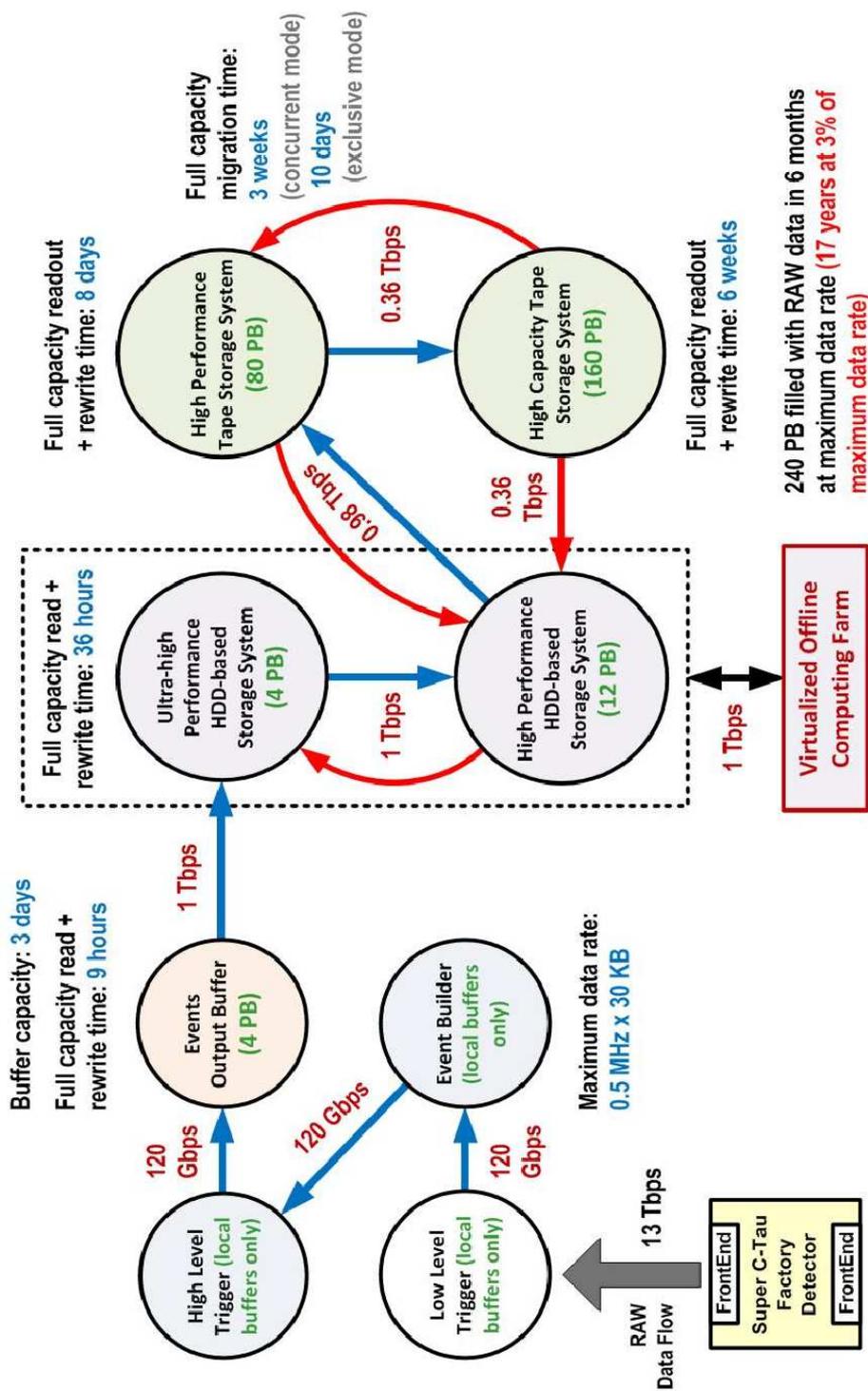


Рис. 2.42: Детализированная схема потоков данных, идущих от системы сбора данных детектора к его системе длительного хранения данных, с указанием основных характеристик всех задействованных в этом процессе компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента. (Значения пропускной способности каналов связи и интерфейсов систем хранения приведены всюду для полнодуплексного режима работы.)

3. **[FiberTray1(a,b)]** Волоконно-оптический ввод в детекторную яму от узла пассивной оптической коммутации **[FiberCross1(a,b)]**, расположенного вблизи ее края, до антресоли детектора, состоящий из трех частей:
- (a) защищенной от механических повреждений неподвижной части, проложенной по одной из вертикальных стен детекторной ямы в специальных коробах;
 - (b) подвижной части на участке от стены детекторной ямы до одной из антресолей детектора, выполненной в виде поворачивающегося кабельного лотка, либо в виде специальной системы автоматического разматывания и натяжения оптических кабелей;
 - (d) неподвижной радиационно-защищенной части, проложенной по многим независимым путям от антресолей детектора до блоков front-end электроники **[FrontEnd1,2]** (варианты обеспечения радиационной защиты этого участка ВОЛС обсуждаются ниже в параграфе 2.11.3.2).

Данный оптический ввод предполагается скомпоновать из 16-и 24-жильных многокамерных оптических кабелей для внутриобъектовой прокладки (192 пар волокон SMF 9/125). В целях обеспечения высокой живучести системы, коммутационный узел **[FiberCross1(a,b)]** должен быть выполнен в виде двух или более независимых оптических боксов, разнесенных не менее чем на 10 м друг от друга в детекторной яме, с соответствующим разделением путей оптических кабелей, идущих на антресоль детектора.

4. **[FiberTray2(a,b)]** Волоконно-оптическая магистраль, соединяющая узел пассивной коммутации **[FiberCross1(a,b)]** с пассивным оптическим распределительным узлом **[FiberCross2]**, расположенным в помещении 114 здания детектора. Коммутационный узел будет оборудован 8-ю оптическими патч-панелями на 24 пары волокон каждый, разнесенными по 4-м коммутационным стойкам. Суммарная эффективная протяженность ВОЛС на участке от блока (блоков) **[ReadOut1,2]** до блока **[FiberCross2]** не должна превысить 200 м.

5. **[DataCenter1]** Машинный зал в помещении 114 здания детектора, содержащий:
- (a) оптический коммутационный узел **[FiberCross2]**,
 - (b) оборудование систем считывания фрагментов событий (Event Fragment Input) и формирования событий (Event Builder),
 - (c) оборудование третичного триггера (High Level Trigger, HLT) детектора,
 - (d) буферная система хранения выходного потока данных с третичного триггера,
 - (e) пассивный оптический распределительный узел **[FiberCross3]** для оптической магистрали **[FiberTray3]**, соединяющий объекты **[DataCenter1,2]**,
 - (f) серверы управления и контроля подсистем детектора,
 - (g) серверы систем мониторинга окружающей среды и безопасности здания детектора,
 - (h) серверы основной пультовой детектора **[ControlRoom1]**,
 - (i) терминальные серверы для обеспечения удаленного доступа к ресурсам объекта **[DataCenter1]**.

На Рис. 2.44 показана схема расположения помещений центра обработки данных **[DataCenter1]** в здании детектора, компонентов его инженерной инфраструктуры, находящихся на прилегающей к зданию территории, а также схема расположения основного пультового помещения детектора **[ControlRoom1]**.

На Рис. 2.45 приведена детализированная схема размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных **[DataCenter1]**, а также схема компоновки помещений и размещенного в них оборудования в вертикальной плоскости. Сводка основных проектных характеристик объекта **[DataCenter1]** приведена в Таб. 2.7.

6. **[DataCenter1Inf]** Элементы инфраструктурного обеспечения объекта **[DataCenter1]**, расположенные в помещениях 113, 113а, 115, 115а, 116 здания детектора и на прилегающей к нему территории:
 - (а) оборудование силовых вводов 10 кВ,
 - (б) трансформаторная подстанция на отдельном фундаменте,
 - (в) чиллерная группа внешнего водяного контура на отдельном фундаменте,
 - (г) грузовые подъезды к порталам помещений 113 и 115 здания детектора.
7. **[ControlRoom1]** Основная пультовая детектора, расположенная в помещении 112 здания детектора, совмещающая в себе функции управления
 - (а) всеми подсистемами детектора и его инженерной инфраструктурой,
 - (б) оборудованием, размещенным в машинном зале **[DataCenter1]** и его инженерной инфраструктурой, включая системы безопасности и контроля доступа.
8. **[FiberTray3]** Оптическая магистраль эффективной протяженностью не более 2 км, соединяющая объекты **[DataCenter1,2]**, скомпонованная из 4-х 48-жильных многокамерных оптических бронированных кабелей для межобъектовой прокладки (192 пар волокон SMF 9/125).
9. **[DataCenter2]** Машинный зал ОВС ИЯФ СО РАН, содержащий:
 - (а) узел пассивной оптической коммутации **[FiberCross4]** с приходящими в него вводами оптической магистрали **[FiberTray3]**,
 - (б) центральный коммутационный узел ИЯФ, обеспечивающий внешнюю коннективность площадки,
 - (в) оборудование фермы offline обработки данных детектора,
 - (г) систему длительного хранения данных в виде нескольких специализированных групп ленточных роботов,
 - (д) серверы централизованных баз данных подсистем детектора, в том числе и систем медленного контроля,
 - (е) централизованную систему резервного копирования данных, обслуживающую все серверы на обеих площадках **[DataCenter1,2]**,
 - (з) терминальные серверы для обеспечения удаленного доступа к ресурсам объекта **[DataCenter1]**.

На Рис. 2.46 приведена детализированная схема размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных [DataCenter2] в предполагаемой итоговой конфигурации (по состоянию на 2020 г.). Сводка основных проектных характеристик объекта [DataCenter2] приведена в Таб. 2.7.

10. [DataCenter2Inf] Элементы инфраструктурного обеспечения объекта [DataCenter2], расположенные в непосредственной близости от него.
11. [ControlRoom2] Пультовая машинного зала [DataCenter2], расположенная в смежном с ним помещении, и совмещающая в себе функции управления
 - (а) оборудованием, размещенным в машинном зале [DataCenter2],
 - (б) инженерной инфраструктурой машинного зала [DataCenter2], его системами безопасности и контроля доступа.

В структуре сетей, обслуживающих телекоммуникационную инфраструктуру детектора выделяются следующие крупные блоки, физически отделенные друг от друга:

1. Сети общего назначения, имеющие как внутреннюю коннективность с внутренними сетями ИЯФ, так и внешнюю коннективность с объектами и организациями за пределами ИЯФ,
2. Сети специального назначения, имеющие ограниченную внутреннюю коннективность (часть линий связи, проложенные между объектами [DataCenter1,2]),
3. Закрытые сети, не имеющие коннективности с объектами, не входящими в состав телекоммуникационной инфраструктуры детектора (большая часть линий связи, проложенных между объектами [DataCenter1,2], линии связи между пультовым помещением [ControlRoom1] и объектами в здании детектора, и пр.),
4. Вспомогательные сети, обслуживающие системы мониторинга, контроля доступа и безопасности детектора и его инженерной и телекоммуникационной инфраструктуры.

На Рис. 2.43 приведена схема взаимного расположения и коммутации перечисленных выше блоков за исключением пультовых помещений [ControlRoom1,2], с указанием их основных характеристик. Более подробная информация по основным компонентам системы обработки данных приведена в последующих разделах.

Возможные расширения представленной здесь минимальной схемы организации компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента, связанные с возможным использованием удаленных центров обработки и хранения данных, обсуждаются в параграфе 2.11.3.3.

2.11.3.2 Особенности оптических линий связи, проложенных в непосредственной близости от детектора

Как уже отмечалось ранее в параграфе 2.11.3.1, для отдельных участков волоконно-оптической линии [FiberTray1], проложенных в непосредственной близости от детектора, а также внутри него, необходимо предусмотреть средства радиационной защиты, которые могли бы повысить долговечность оптоволокна и позволить тем самым эксплуатировать данный участок ВОЛС без выполнения регулярных ремонтных работ. Для повышения надежности предлагается использовать следующие меры:

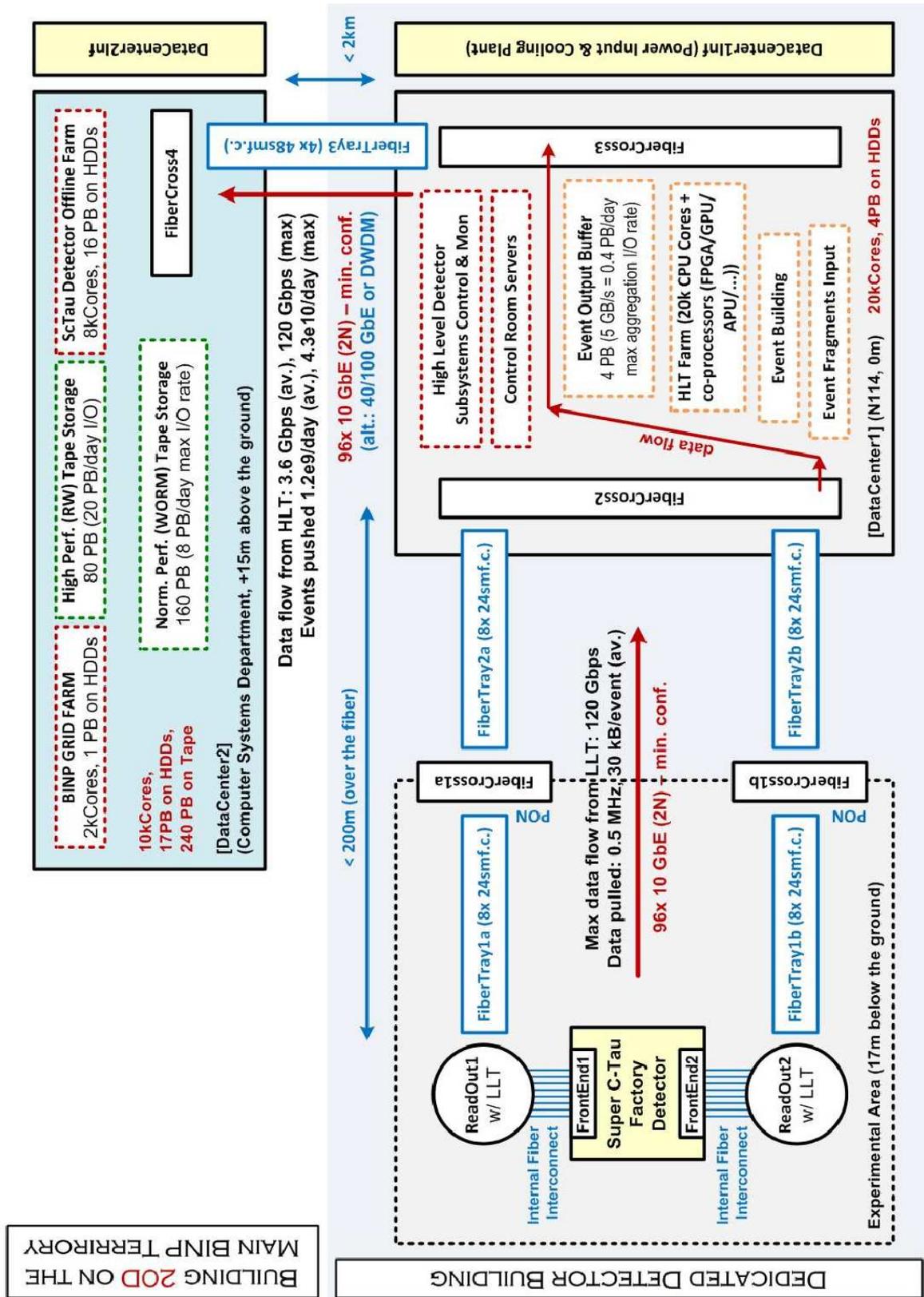


Рис. 2.43: Схема взаимного расположения и коммутации основных блоков систем сбора, обработки и хранения данных детектора для Супер-ст-фабрики, расположенных в здании детектора и на территории ИЯФ.

1. локализация участков с наиболее высокой ожидаемой радиационной загрузкой в объеме детектора, размещения в которых компонентов ВОЛС следует избегать (на основе полного моделирования);
2. использование защиты групп оптических волокон на уровне кабельного канала (на периферии детектора и вне объема детектора);
3. использование специализированного радиационно-стойкого оптического волокна с экранирующей оболочкой (по аналогии с разработками [53]–[57]) на участках, где применение первых двух мер невозможно или недостаточно эффективно (стыковку участков радиационно-стойкого и обычного оптического волокна предполагается осуществлять в этом случае средствами пассивной оптической коммутации).

Выбор оптимального решения для радиационно-стойкого участка ВОЛС [**FiberTray1**] предполагается осуществить на основе опыта работы с его прототипом, описание которого приведено в параграфе 2.11.4.2.

2.11.3.3 Обеспечение внешней коннективности вычислительных комплексов детектора и способы взаимодействия с географически удаленными центрами обработки данных

Все средства обеспечения внешней коннективности объектов компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры детектора, а также средства обеспечения безопасности внешних каналов связи института в целом, и объектов телекоммуникационной инфраструктуры детектора, в частности, предполагается сосредоточить на площадке [**DataCenter2**].

На Рис. 2.47 показана предполагаемая схема внешней коннективности экспериментов в области физики высоких энергий, осуществляемых в ИЯФ, на момент начала создания телекоммуникационной инфраструктуры детектора для Супер-ст-фабрики из которой видно, что уже на первом этапе работ компоненты ИТ инфраструктуры детектора будут иметь высокоскоростной доступ к ресурсам суперкомпьютерной сети Новосибирского научного центра (NSC/SCN) [58] через выделенную линию связи пропускной способностью не менее 10 Gbps. В более отдаленной перспективе возможно также обеспечение высокоскоростного доступа (линиями связи с пропускной способностью не менее 1 Gbps) к ресурсам географически удаленных суперкомпьютерных центров, а также ресурсам международных научных сетей, в частности, Geant3 (GN3) [59] и международных ГРИД-систем, в частности WLCG [60].

При наличии внешних каналов связи достаточной пропускной способности возможно будет также выполнить расширение представленной в параграфе 2.11.3.1 компоновки вычислительных систем детектора следующими способами:

1. создание географически удаленной резервной копии данных, набранных в ходе экспериментов на Супер-ст-фабрике, существенно повышающее катастрофоустойчивость системы длительного хранения данных,
2. создание географически распределенной группы центров обработки и хранения данных, поддерживающей эксперименты на Супер-ст-фабрике, а именно специализированной региональной ГРИД-системы, либо виртуальной организации в одной из уже существующих ГРИД-систем.

Использование ресурсов коммерческих cloud-платформ, к примеру, Amazon EC2 [61], главным образом, для моделирования экспериментальных событий, также возможно, но в отдаленной перспективе: на начальном этапе реализации проекта привлечение их нецелесообразно, ввиду сохраняющейся высокой удельной стоимости услуг подобных систем.

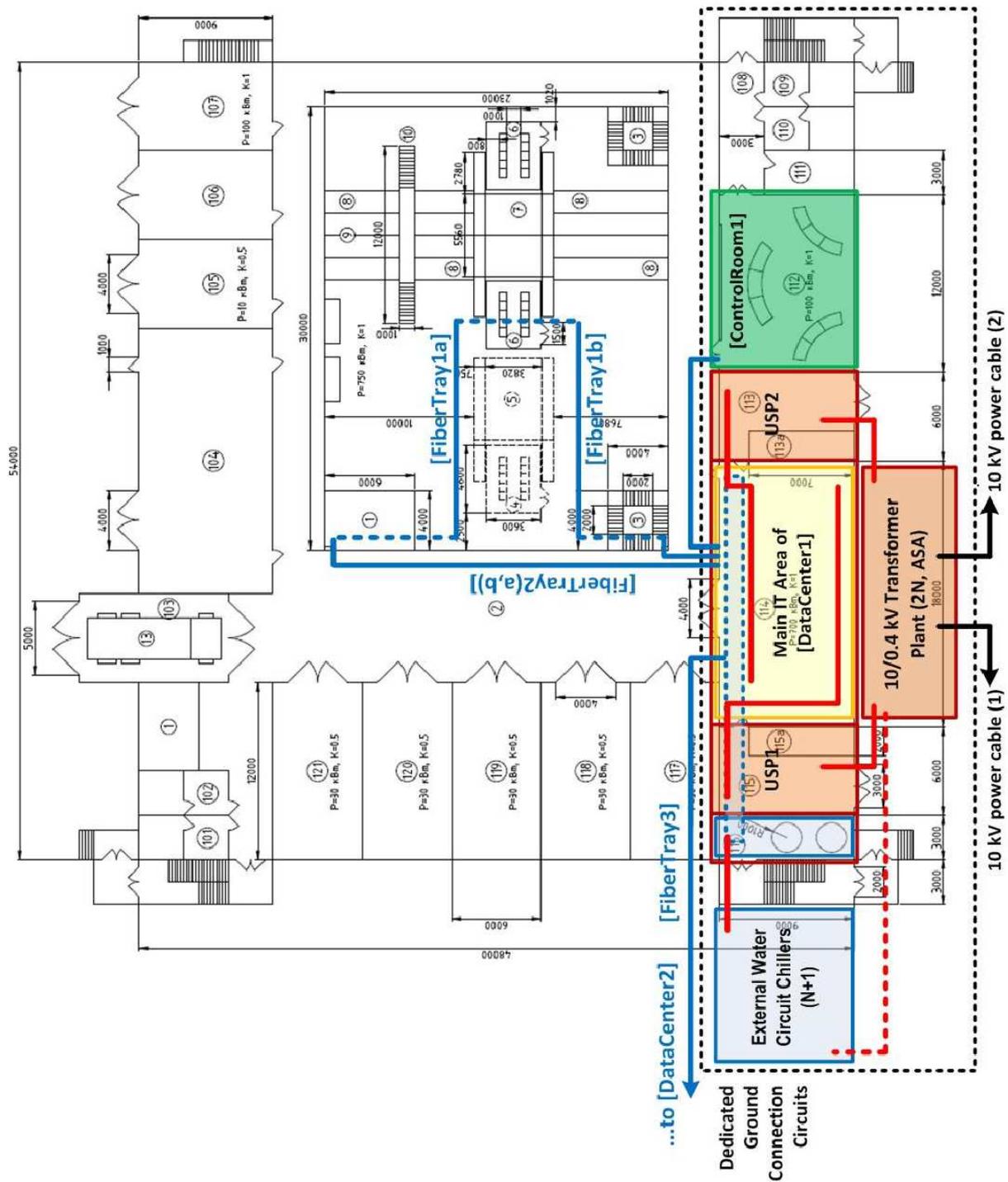


Рис. 2.44: Схема расположения помещений центра обработки данных [DataCenter1] в здании детектора, компонентов его инженерной инфраструктуры, находящихся на прилегающей к зданию территории, а также основного пультового помещения [ControlRoom1].

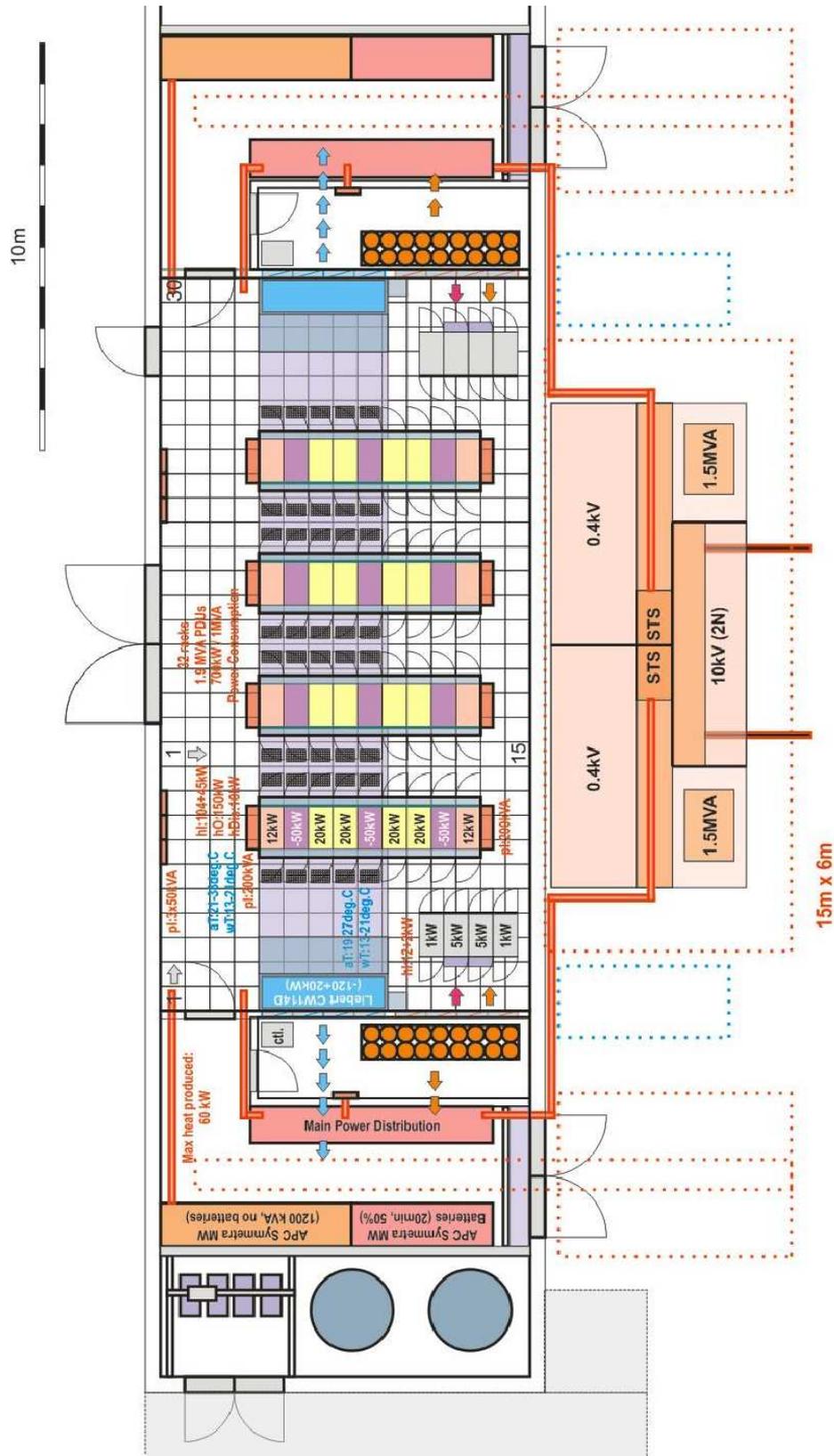


Рис. 2.45: Детализированная схема размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных [DataCenter1].

BINP IT FACILITY MAP

Alexander S. Zaytsev <A.S.Zaytsev@inp.nsk.su>

2020

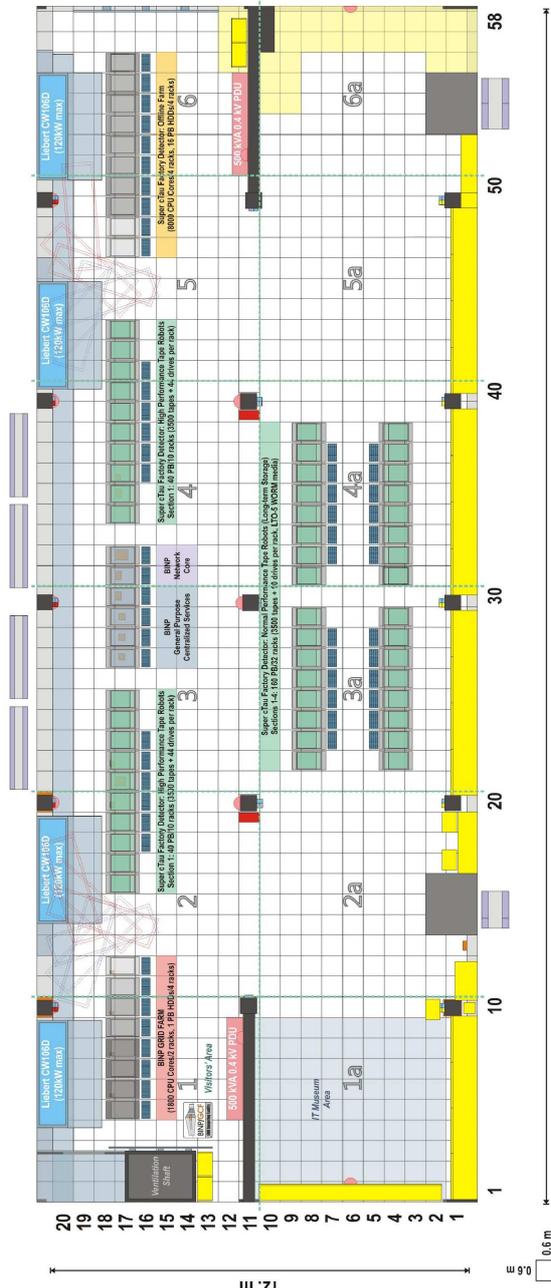
False Floor Plate Counters
 Full size plates (0.36m²): 973
 Half size plates (0.18m²): 65
 1/4 size plates (0.10m²): 24
 1/8 size plates (0.05m²): 37

Area Estimates

Total usable area: 366.2m² (of 440m² within the outline)
 Legacy hardware zone area: 85.4m² (23%)

- Legacy Free Standing Servers
- Legacy Open Frame Rack
- Legacy Compartment
- AFC Open Frame Rack (43U)
- HP ESL-E Tape Library (42U)
- Floor Plates To Be Replaced

480 kW (max)
 N+1 (heat rm.)
 465 kVA (max)
 2N (UPS)
 300 kW (max)
 heat produced



- Solid Wall
- Edge False Floor Plate
- Complete False Floor Plate
- Uncovered Solid Floor Sector
- Incomplete False Floor Plate
- Wall Mounted Temperature and Humidity Sensors (Series 1, 2 & 3)
- Fire Fighting Device (CO₂)
- Free Standing UPS/UPS Battery
- Power Distribution Compartment
- Free Standing Network Printer
- Camera
- Ramp
- Doors
- Window
- Parking Zones
- Table
- Open Frame Storage Compartment
- Custom Storage Compartments
- Closed Storage Compartment
- Legacy Hardware Recuperation Area
- Legacy Water Cooled Air Conditioner (7kW)
- Legacy Water Cooled Air Conditioner (7kW, Spare)
- Downflow Water Cooled Air Conditioner
- False Floor Integrated Air Distribution Outlets
- Water Cooling and Recycling Areas

Рис. 2.46: Детализированная схема размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных [DataCenter2] в предполагаемой итоговой конфигурации (по состоянию на 2020 г.).

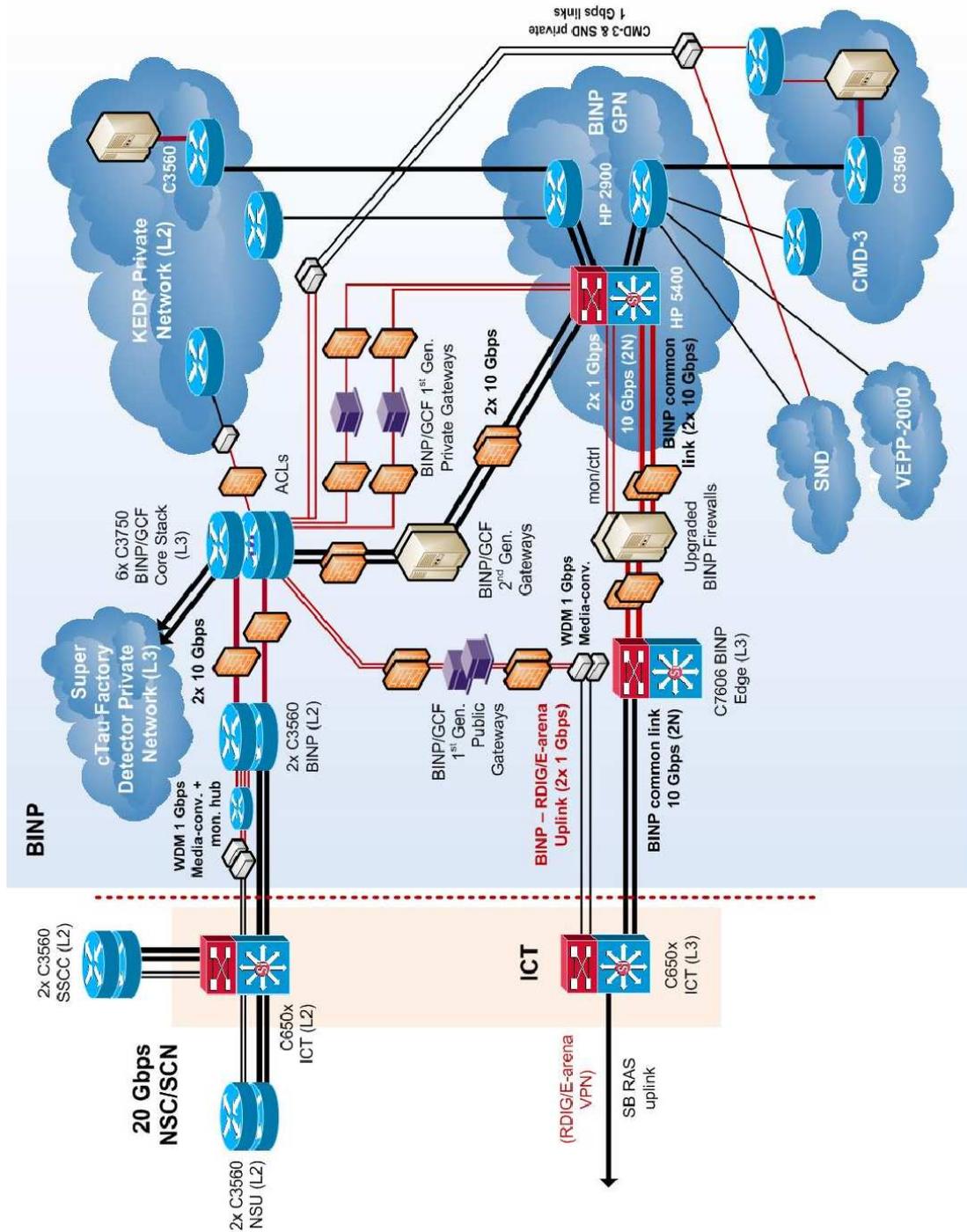


Рис. 2.47: Предполагаемая схема внешней коннективности экспериментов в области физики высоких энергий, осуществляемых в ИЯФ, на момент начала создания телекоммуникационной инфраструктуры детектора для Супер-ст-фабрики.

Таб. 2.7: Сводка проектных характеристик центров обработки данных [DataCenter1,2].

Наименование характеристики	[DataCenter1]	[DataCenter2]
Полная площадь (полезная площадь), м ²	300 (160)	360 (220)
Максимальная распределенная нагрузка на фальшпол, не менее, т/м ²	≤ 2	≤ 2
Полезная стоечная емкость, шт.(в единицах 1U)	32 (1344)	76 (2432)
Максимальное тепловыделение шкафа с полезной нагрузкой, кВт	20	12
Максимальное суммарное тепловыделение полезной нагрузки, кВт	600	300
Максимальная холодопроизводительность системы охлаждения полезной нагрузки, кВт (схема резервирования внутреннего контура охлаждения)	800 (N+1)	480 (N+1)
Максимальная холодопроизводительность системы охлаждения внешнего контура охлаждения, кВт (схема резервирования внешнего контура охлаждения)	1500 (N+1)	600 (N+1)
Время работы внутреннего контура охлаждения от резервного источника охлажденной воды, мин	15	Нет
Максимальная подводимая к площадке электрическая мощность, кВА (схема резервирования силовых вводов)	1500 (2N)	500 (2N)
Мощность централизованной системы ИБП, кВА (схема резервирования системы ИБП)	1200 (2N)	465 (2N)
Время работы систем от ИБП при максимальной полезной нагрузке / полезной нагрузке в 50 от максимальной / полезной нагрузке в 10% от максимальной, мин	20 / 40 / 150	
Внешняя коннективность площадки, Gbps (схема резервирования внешних каналов связи)	Нет	40 (2(2N))
Пропускная способность линий связи между площадками [DataCenter1,2], Gbps (схема резервирования внутренних линий связи)	960 (2N)	
Режим мониторинга/обслуживания площадки	365 × 24 × 7	

2.11.3.4 Архитектура среды исполнения программного обеспечения

Стандартную среду исполнения программного обеспечения детектора (ПО) для реконструкции и моделирования экспериментальных событий, мониторинга и управления подсистемами детектора предполагается реализовать с интенсивным использованием технологий виртуализации вычислительных ресурсов, что позволит обеспечить:

1. высокую надежность решения и малое время восстановления системы после сбоев,
2. изоляцию различных групп сервисов, на уровне среды исполнения ПО,
3. точную воспроизводимость условий исполнения ПО на всех этапах его эволюции, в том числе и на больших промежутках времени, сравнимых со временем жизни эксперимента,
4. поддержку распределенных гетерогенных систем, в том числе выполненных с использованием технологии облачных вычислений, которая должна будет предельно упростить использование привлекаемых извне вычислительных ресурсов в случае необходимости.

В качестве стандартной операционной системы эксперимента предполагается использовать ОС Scientific Linux [62], а в качестве стандартной платформы виртуализации – некоммерческие платформы XEN [63] или KVM [64]. Предполагается разработать собственные высокоуровневые средства управления виртуальной инфраструктурой всех локально размещенных вычислительных комплексах, обсуживающих детектор Супер-ст-фабрики. В случае построения системы обработки данных детектора с использованием ГРИД-технологий, для ее создания предполагается использовать компоненты промежуточного программного обеспечения gLite [68].

2.11.4 Планы развертывания системы обработки и хранения данных детектора

2.11.4.1 План развертывания аппаратных ресурсов системы

Как уже отмечалось ранее в параграфе 2.11.2, максимальная частота считывания событий на входе третичного триггера детектора равна 0.5 МГц при среднем размере считываемого экспериментального события около 30 кВ. Таким образом, максимальный ожидаемый входной поток данных на эту подсистему составляет $15 \text{ GBps} = 120 \text{ Gbps}$ (что эквивалентно 1.24 PB/сут или 470 PB/год), что дает полную оценку сверху на максимальный объем входных данных 2.4 EB за 5 лет непрерывной работы системы сбора данных детектора.

В том случае, если период активной работы детектора при максимальной светимости Супер-ст-фабрики придется на 2018-2023 гг., получим, что период развертывания основной вычислительной мощности фермы offline обработки данных, необходимых для обработки накапливаемого массива данных, придется на период 2015-2017 гг., а дисковой емкости и емкости системы долговременного хранения данных (ленточных библиотек) – на 2016-2021 гг. (равномерно, по мере накопления массива данных). Таким образом, IT решение для фермы offline-обработки данных необходимо будет детально прорабатывать в 2014 г., а затем адаптировать его к изменившимся условиям в 2017 г.

Для дальнейших оценок примем для временного периода 2015-2021 гг. следующие предположения:

1. Значение оптимального отношения суммарной вычислительной мощности HLT к суммарной дисковой емкости в offline ферме и третичном триггере детектора будем считать равным 25 TFlops/PB и неизменным в течение всего периода ее существования.
2. Положим отношение проектной емкости системы долговременного хранения данных (ленточного хранилища), оптимизированной для произвольного доступа к данным (многократные операции чтения/записи), к емкости системы хранения фермы offline обработки данных равным 4.0 и неизменным в течение всего рассматриваемого периода времени.
3. Будем считать отношение удельной стоимости (на единицу емкости) ленточного хранилища к удельной стоимости системы хранения данных offline фермы равным 0.45 и неизменным в течение всего периода ее существования.

Компьютерное обеспечение эксперимента, в процессе своего развертывания и эксплуатации, должно будет пройти следующие основные фазы развития:

1. период создания прототипов, проверки заложенных в дизайн системы концепций и развертывания инженерной инфраструктуры центров обработки данных детектора (2011-2014 гг.),
2. основной период развертывания оборудования центров обработки данных (2015-2017 гг.),
3. период эксплуатации системы в процессе набора и обработки экспериментальных данных с детектора (2018-2026 гг.).

Оценка полной стоимости вычислительного комплекса и его инженерной инфраструктуры (без учета эксплуатационных расходов), имеющего в своем составе

- вычислительные узлы суммарной мощностью 0.5 PFlops (предполагаемый период развертывания: 2013-2017 гг.),
- высокопроизводительные системы хранения данных offline-фермы и системы сбора данных детектора суммарной емкостью 20 PB (период развертывания: также 2013-2017 гг.),
- хранилище данных на основе ленточных библиотек емкостью 80 PB (предполагаемый период развертывания: 2015-2021 гг.),

примерно в 12 MЕuro, при этом мощность, потребляемая ИТ оборудованием комплекса в итоговой конфигурации, составит около 0.95 МВт по состоянию на 2021 г. (точность оценки не превышает 15-20% вследствие трудностей, связанных с прогнозированием эволюции ИТ технологий на столь длительных промежутках времени).

По мере заполнения емкости системы хранения ленточных библиотек до уровня 70-80%, предполагается приступить к развертыванию на территории центра обработки данных **[DataCenter2]** дополнительной группы ленточных библиотек проектной емкостью 160 PB, оптимизированной для задач длительного (10-15 лет) хранения больших объемов данных, доступных, главным образом, только для чтения. Стоимость данной системы не включена в приведенные здесь оценки.

Таб. 2.8: Полная стоимость компьютерного обеспечения детектора в зависимости от момента начала основного периода развертывания оборудования с учетом стоимости инженерной инфраструктуры задействованных в ней вычислительных центров (без учета эксплуатационных расходов).

Период развертывания							
Начало	2013.5	2014	2014.5	2015	2015.5	2016	2016.5
Окончание	2015.5	2016	2016.5	2017	2017.5	2018	2018.5
Итого, МЕвро	15.9	14.3	12.8	11.6	10.6	9.8	8.9

В Таб. 2.8 приведены оценки ожидаемого изменения полной стоимости в зависимости от момента начала основного периода развертывания оборудования в окрестности предполагаемого оптимального значения (2015 г.) с учетом ожидаемой эволюции аппаратного обеспечения вычислительных систем и систем хранения данных на ближайшие 15 лет.

Создание offline фермы детектора в принятых здесь предположениях позволит сохранять для долговременной обработки в среднем не менее 3% от максимально возможного потока экспериментальных событий, отобранных первичным триггером детектора. Таким образом, средняя частота срабатываний третичного триггера детектора может быть принята в этих предположениях за 20 кГц, что соответствует примерно $3 \cdot 10^{12}$ сохраненных для длительной обработки экспериментальных событий за 5 лет непрерывной работы детектора.

2.11.4.2 Создание прототипов основных компонентов системы обработки и хранения данных

Проверку предложенных выше решений для основных компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры предполагается осуществить путем создания прототипов. Работу по их созданию предполагается вести по следующим направлениям:

1. Высокопроизводительные системы хранения данных на основе дисков HDD/SSD:
 - (a) высоконадежные системы хранения данных на основе групп RAID-массивов,
 - (b) отработка технологий работы с распределенными и параллельными файловыми системами (Lustre [65], PVFS2 [66], Hadoop [67] и т.п.),
 - (c) средства организации многоуровневой буферизации потоков записи и чтения данных с использованием высокопроизводительных устройств SSD [43], [44].
2. Автоматизированные ленточные библиотеки и системы длительного хранения данных:
 - (a) детальное изучение решений, представленных на рынке модульных роботизированных ленточных систем хранения [45]–[50],
 - (b) тестирование и пробная эксплуатация отдельных компонентов этих систем.
3. Высокопроизводительные вычислительные системы на основе универсальных CPU [38]–[40].
4. Гибридные архитектуры с использованием GPU/FPGA и других специализированных вычислительных устройств [31]–[37], [41], [42]:

- (a) отработка решений для систем формирования (Event Builder) и программной фильтрации экспериментальных событий (High Level Trigger),
 - (b) отработка решений для увеличения производительности программных решений для моделирования и реконструкции событий в ферме offline-обработки данных.
5. Сети высокой пропускной способности:
- (a) сети передачи данных на основе технологий 40/100 Gigabit Ethernet и IPoIB,
 - (b) сети хранения данных на основе технологий Fiber Channel и FCoE,
 - (c) концевое оборудование DWDM.
6. Отработка решений для радиационно-стойких оптоволоконных линий связи (параграф 2.11.3.2).
7. Специализированные системы мониторинга окружающей среды, а также средства мониторинга и управления инженерной инфраструктурой вычислительных комплексов:
- (a) системы дискретных датчиков, по аналогии с разработками [69],
 - (b) системы распределенных датчиков на основе оптоволоконна со считыванием информации с его концов, по аналогии с разработками, описанными в [70],
 - (c) гибридные системы распределенных и дискретных датчиков на основе оптоволоконна со считыванием информации с его концов, по аналогии с разработками [71], [72].

Литература

- [1] W.Lepeltier, Review on TPC's, J. Phys.: Conf. Ser. 65 012001, 2007.
- [2] F.Sauli, NIM 386, 531, 1997.
- [3] I.Giomataris et al., Nucl. Instrum. Methods 376, 29, 1996.
- [4] Klaus Dehmelt for LP TPC Collaboration, A large prototype of a time projection chamber for a linear collider detector, NIM A, in press, 2010.
- [5] W.Erni, I.Keshelashvili, B.Krusche et al., Physics Performance Report for PANDA, <http://arxiv.org/abs/0903.3905v1>, 2009.
- [6] M.Dixit et al., Micromegas TPC studies at high magnetic fields using the charge dispersion signal, NIM A 581, 254-257, 2007.
- [7] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], "The BaBar detector," Nucl. Instr. Methods Phys. Res., Sect. A 479, 1 (2002).].
- [8] C.O. Vuosalo, A.V. Telnov, K.T. Flood, BABAR Analysis Document #1853, 2010.
- [9] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **491** (2002) 69.
- [10] N. Akopov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 511 [arXiv:physics/0104033].
- [11] [LHC-B Collaboration], CERN-LHCC-2000-037, LHCb TDR 3, 7 September 2000.
- [12] M. Buenerd [AMS RICH Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **502** (2003) 158 [arXiv:astro-ph/0211645].
- [13] T. Iijima *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **548** (2005) 383-390,
S. Korpar *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **553** (2005) 64-69,
P. Krizan, S. Korpar, T. Iijima, Nucl. Instrum. Meth. A **565** (2006) 457-462.
- [14] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **553** (2005) 70-75.
- [15] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **595** (2008) 100-103.
- [16] Г.Б.Бондаренко и др., "Новый тип кремниевого фотодетектора с гейгеровским режимом усиления", Сб. тр. науч. сессии МИФИ-98, т.3, с.23-25. М., МИФИ, 1998.
G. Bondarenko *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **442** (2000) 187.
Z. Sadygov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **504** (2003) 301.
- [17] J. Benitez *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **595** (2008) 104.

- [18] A. Abashian *et al.* Nucl. Instr. Meth. A **479** 117 (2002).
- [19] B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **479** 1 (2002).
- [20] H. Ikeda *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A 441** (2000) 401.
- [21] D.M. Beylin *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A541** (2005) 501.
- [22] T. Abe *et al.*, Belle II technical design report, KEK report 2010-1, Tsukuba, Japan (2010).
- [23] B. Shwartz, *Nucl. Inst. Meth.* **A598** (2009) 220.
- [24] C.L.Melcher and Schweitzer, *IEEE Trans on Nucl. Sci.* **39** (1992) 502,
M. Balcerzyk *et al.*, *IEEE Trans on Nucl. Sci.* **47** (2000) 1319,
E.V.D. van Loef *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth.* **A 486** (2002) 254,
BrilliantCe Scintillators Performance Summary, Scintillation Products Technical Note, Saint-Gobain Crystals, (2009).
- [25] A. Kuzmin, *Nucl. Inst. Meth.* **A623** (2010) 252.
- [26] I. Bedny *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A598** (2009) 273.
- [27] Y.Yusa, Belle muon identification, Nucl. Instr. and Meth. A598 (2009) 183.
- [28] V.Smakhtin *et al.*, Thin GAP Chambre upgrade for SLHC:Position resolution in a test beam, Nucl. Instr. and Meth. A598 (2009) 196.
- [29] MINIOS collaboration, TDR on scintillator, ch.5, http://www-numi.fnal.gov/minwork/info/tdr/mintdr_5.pdf
- [30] В.М.Аульченко и др. Мюонная система детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 2000-48.
- [31] NVidia Fermi Architecture: http://www.nvidia.ru/object/fermi_architecture_ru.html
- [32] Xilinx 7th series FPGA Products: <http://www.xilinx.com/technology/roadmap/7-series-fpgas.htm>
- [33] Convey Hybrid Computing Platform: <http://www.conveycomputer.com/products.html>
- [34] Convey HC-1 Family Products: http://www.conveycomputer.com/Resources/Convey_HC1_Family.pdf
- [35] Nallatech FPGA Socket Fillers: <http://www.nallatech.com/intel-xeon-fsb-fpga-socket-fillers.html>
- [36] Nallatech PCI Express Cards: <http://www.nallatech.com/pci-express-cards.html>
- [37] AMD Fusion Family of APUs: <http://sites.amd.com/us/fusion/APU/Pages/fusion.aspx>
- [38] Intel Product Roadmap: <http://download.intel.com/products/roadmap/roadmap.pdf>
- [39] List of Intel Microprocessors: http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_Intel_microprocessors
- [40] List of AMD Microprocessors: http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_AMD_microprocessors

- [41] SKIF-4 Supercomputer Platform: <http://skif.pereslavl.ru/psi-info/rcms-skif/index.en.html>
- [42] SKIF-4 Architecture: <http://skif.pereslavl.ru/psi-info/rcms-skif/skif-ppt.rus/2009/2009-04-01-pavt2009.ppt>
- [43] FusionIO ioDRIVE DUO Products: <http://www.fusionio.com/products/iodriveduo/>
- [44] FusionIO ioXTREME Products: <http://www.fusionio.com/products/ioxtreame/>
- [45] HP StorageWorks ESL E-series Products:
<http://h10010.www1.hp.com/wwpc/ru/ru/sm/WF25a/12169-304612-304631-304631-304631-392031.html>
- [46] HP StorageWorks MSL Products:
<http://h10010.www1.hp.com/wwpc/ru/ru/sm/WF25a/12169-304612-304622-304622-304622-3936307.html>
- [47] ORACLE StorageTek Tape Storage Products:
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/index.html>
- [48] ORACLE StorageTek SL3000 Modular Library System:
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/029140.htm>
- [49] ORACLE StorageTek SL8500 Modular Library System:
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/029139.htm>
- [50] Fujitsu Scalar 10K Series Modular Tape Libraries:
http://ts.fujitsu.com/products/storage/tape/scalar/scalar_10k.html
https://globalsp.ts.fujitsu.com/dmsp/docs/ds_scalar10k.pdf
- [51] APC Symmetra MW Products: <http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=185>
- [52] APC InRow Chilled Water Products:
<http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=339>
- [53] <http://www.optolink.ru/ru/catalog/p5/>
- [54] http://www.optolink.ru/pdf/fiber_ru.pdf
- [55] <http://www.optolink.ru/pdf/RSF.pdf>
- [56] <http://fotonexpress.ru/pdf/st/004-010.pdf>
- [57] <http://fotonexpress.ru/pdf/st/011-019.pdf>
- [58] A. Zaytsev et al., “Building a High Performance Computing Infrastructure for Novosibirsk Scientific Center” (contribution presented at CHEP2010 conference: 18-22/10/2010, Taipei, Taiwan): <http://indico2.twgrid.org/MaKaC/materialDisplay.py?contribId=29&sessionId=110&materialId=slides&confId=3>
- [59] Geant3 Network (GN3): <http://www.geant.net>
- [60] WLCG Project: <http://cern.ch/lcg>
- [61] Amazon Elastic Compute Cloud (EC2): <http://amazon.com/ec2/>

- [62] <https://www.scientificlinux.org>
- [63] <http://www.xen.org>
- [64] <http://www.linux-kvm.org>
- [65] <http://www.lustre.org>
- [66] <http://www.pvfs.org>
- [67] <http://hadoop.apache.org>
- [68] gLite Middleware: <http://cern.ch/glite>
- [69] APC NetBotz Sensors: <http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=400>
- [70] “Optical Fibre based Distributed Sensor for Temperature Measurement”
<http://www.igcar.ernet.in/benchmark/Tech/19-tech.pdf>
- [71] F. Rodríguez-Barrios et al., “Distributed Brillouin Fiber Sensor Assisted by First-Order Raman Amplification”:
http://infoscience.epfl.ch/record/150155/files/JLT_28_2162_2010_1st
- [72] L. Zou et al., “Distributed fiber Brillouin strain and temperature sensor with centimeter spatial resolution by coherent probe-pump technique”:
http://net04.isis.umanitoba.ca/activeshm/ReferencePage/Reference/Bao/spie5855_zou_a.pdf
- [73] S. Kolos et al., “Online Remote Monitoring Facilities for the ATLAS Experiment” (contribution presented at CHEP2010 conference: 18-22/10/2010, Taipei, Taiwan):
<http://indico2.twgrid.org/MaKaC/materialDisplay.py?contribId=174&sessionId=51&materialId=slides&confId=3>

3 КОЛЛАЙДЕР

3.1 Введение

В девяностые годы прошлого столетия в лабораториях мира, занимающихся исследованиями по физике высоких энергий, обсуждалось несколько проектов $e\tau$ -фабрик. Все эти установки планировались на энергию пучка $1\div 3$ ГэВ и пиковую светимость около 10^{33} см⁻²с⁻¹ [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Для изучения узких резонансов рассматривались различные варианты монохроматизации энергии столкновения частиц и (для точной калибровки энергии) возможность получения поперечно поляризованных частиц. Единственным проектом, реализованным из «семейства» $e\tau$ -фабрик 90-х годов, в настоящее время является коллайдер ВЕРС II, запущенный в 2009 г. в Пекине в лаборатории ИНЕР [9]. Его планируемая пиковая светимость составляет 10^{33} см⁻²с⁻¹.

Возрождение интереса к рассматриваемой тематике и начало работ по проекту $e\tau$ -фабрики в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН связано, во-первых, с теми выдающимися результатами, которые были получены на В-фабриках в лабораториях КЕК (Япония) и SLAC (США). Эти работы увенчались присуждением в 2008 году Нобелевской премии по физике И.Намбу, М.Кобаяши и Т.Маскаве. Несмотря на то, что высокая светимость В-фабрик позволила, с использованием метода радиационного возврата (предложенного и развитого в ИЯФ), получить интересные результаты и в области низких энергий, создание коллайдера-фабрики, специализированного на изучении физики очарованных частиц и тау-лептона по-прежнему является чрезвычайно актуальным вопросом.

Во-вторых, рост интереса к созданию $e\tau$ -фабрики следующего поколения был вызван открытием принципиально нового метода встречи пучков в электрон-позитронном коллайдере, который позволяет, без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость, по сравнению с существующими фабриками, сразу на два порядка. Идея была высказана итальянским физиком Панталео Раймонди в 2006 году в связи с изучением возможности создания В-фабрики с высокой светимостью [10]. Позже метод был строго обоснован в совместных работах П.Раймонди, М.Зобова (INFN/LNF, Фраскати) и Д.Шатилова (ИЯФ, Новосибирск) [11, 12] с использованием программы моделирования эффектов встречи LIFETRAC, разработанной Дмитрием Шатиловым. Новый подход, подробно описываемый ниже, получил английское название "*Crab-Waist Collision with Large Piwinski Angle*", которое может быть переведено на русский язык как «*встреча пучков под большим углом Пивинского с разворотом перетяжки* (минимума вертикальной бетатронной функции) *в месте встречи*». Однако, ввиду громоздкости такого определения, ниже мы будем использовать сокращенное обозначение нового подхода – Crab Waist или CW метод встречи. Кроме $e\tau$ -фабрики в Новосибирске, CW метод встречи используется в проектах SuperB фабрики в Италии и SuperKEKB фабрики в Японии. Иными словами, на новом подходе основаны проекты всех электрон-позитронных циклических супер-коллайдеров будущего.

В 2008-2009 гг. новый метод встречи пучков был экспериментально проверен на Ф-фабрике DAΦNE; результаты экспериментов подтверждают перспективность метода и находятся в хорошем согласии с теорией [13].

Исходя из задач, подробно обсуждаемых в разделе физической программы $e\tau$ -фабрики, были сформулированы следующие основные требования к ускорительному комплексу:

- Энергия встречи пучков в системе центра масс должна варьироваться от 2 ГэВ до 5 ГэВ, что позволит вести эксперименты от энергии рождения нуклонов и антинуклонов до области семейства ψ -мезонов и очарованных барионов. Кроме того, столь широкий диапазон энергии позволит использовать результаты, полученные в ИЯФ на коллайдерах ВЭПП-2000 и ВЭПП-4.

- Светимость фабрики должна быть не ниже $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в области высоких энергий и $\geq 10^{34}$ в области низких энергий.
- Электронный пучок должен быть продольно поляризован в точке встречи [14, 15].
- Встреча пучков должна производиться с равными энергиями; асимметрия энергий двух пучков не требуется.
- Поскольку за прошедшее время не удалось найти схему монохроматизации встречи без существенного уменьшения светимости, было принято отказаться от монохроматизации, тем более, что высокая светимость позволяет эффективно исследовать узкие резонансные состояния без сложных монохроматизационных решений.
- Было принято отказаться от необходимости иметь поперечно поляризованные пучки для прецизионной калибровки энергии. Измерение энергии будет вестись с помощью обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на частицах циркулирующего пучка. Такая методика была реализована в последние годы на ВЭПП-4М [16] и показала относительную точность измерения лучше $\sim 10^{-4}$, что представляется достаточным для задач новой e^+e^- -фабрики.

В числе других требований к новому проекту можно упомянуть возможность использования, после необходимой модернизации для увеличения производительности позитронов, находящегося в стадии запуска в ИЯФ инжекционного комплекса. Для уменьшения стоимости установки при проектировании широко используется существующая в ИЯФ инфраструктура, тоннели, здания и помещения. При создании систем, элементов и узлов комплекса было принято решение опираться на имеющиеся в институте технические и технологические решения и широко адаптировать устройства (электро- и сверхпроводящие магниты, источник поляризованных электронов, элементы вакуумной камеры и диагностики пучка и т.п.), разработанные в ИЯФ, поставленные в другие лаборатории или работающие в институте.

3.2 Crab waist метод встречи

При столкновении двух плоских встречных пучков одним из основных условий получения высокой светимости является достижение малого значения вертикальной бета-тронной функции в точке встречи β_y . Однако, из-за расходимости пучка, β_y ограничена продольным размером сгустка частиц σ_z , (т.н. *hour-glass* эффект), который не может быть сделан очень малым из-за роста коллективных эффектов. В настоящее время для характерных токов пучка $1 \div 2 \text{ А}$, получаемая длина сгустка электронов равна $\sim 6 \div 10 \text{ мм}$, что и ограничивает минимальную вертикальную бета-функцию в месте встречи, а следовательно, и светимость традиционных электрон-позитронных коллайдеров.

Данная проблема может быть решена с помощью недавно предложенной схемы Crab Waist столкновений двух сгустков, которая позволяет существенно (до двух порядков) увеличить светимость e^+e^- коллайдеров без уменьшения длины сгустка или увеличения его интенсивности [10]. Новый подход включает в себя две принципиальные идеи.

Первая идея состоит в организации встречи двух пучков под углом в горизонтальной плоскости θ , так, чтобы величина т.н. угла Пивинского

$$\phi = \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \tan \frac{\theta}{2} \approx \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \frac{\theta}{2}, \quad (3.1)$$

была достаточно большой, где σ_z – длина сгустка, а σ_x – его среднеквадратичный размер в поперечном направлении. Схематично такая встреча пучков показана на рис. 3.1.

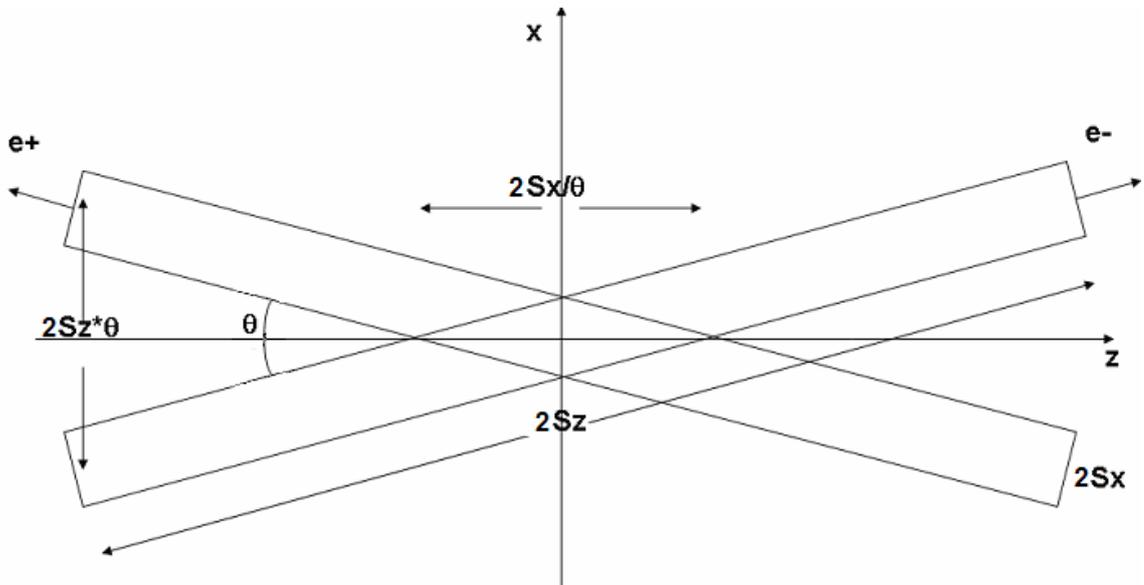


Рис. 3.1: Встреча пучков с большим углом Пивинского.

Из рис. 3.1 легко видеть, что теперь вертикальная бетатронная функция ограничивается не длиной сгустка σ_z , а размером области взаимодействия пучков: $\beta_y \approx \sigma_x / 2\theta$, и, при условии малости поперечного размера пучка σ_x , также может быть сделана весьма малой.

В общем случае светимость и параметры пространственного заряда могут быть записаны как [12]

$$L \propto \frac{N \xi_y}{\beta_y}, \quad \xi_y \propto \frac{N \beta_y}{\sigma_x \sigma_y \sqrt{1 + \phi^2}} \quad \text{и} \quad \xi_x \propto \frac{N}{\varepsilon_x (1 + \phi^2)}. \quad (3.2)$$

Из этих формул видно, что для $\phi = 0$ мы не можем увеличивать светимость, ни уменьшая вертикальную бета-функцию (ограничения по *hour-glass* эффекту), ни увеличивая число частиц в сгустке N (ограничения по параметру встречи $\xi_y \sim 0.1$). Если же $\phi \gg 1$, то, во-первых, область взаимодействия пучков (и, следовательно, β_y) может стать весьма малой (доли миллиметра), а уменьшение размеров пучка компенсируется большим ϕ так, что величина ξ_y остается в требуемых пределах. Более того, горизонтальный параметр пространственного заряда ξ_x уменьшается как ϕ^{-1} , что также является позитивным фактором.

Отметим, что выражение для светимости (3.2) выглядит так же, как и для лобового столкновения пучков, а зависимость от угла пересечения вошла только в параметры пространственного заряда. Рис. 3.2 иллюстрирует встречу пучков с малым и большим углом Пивинского.

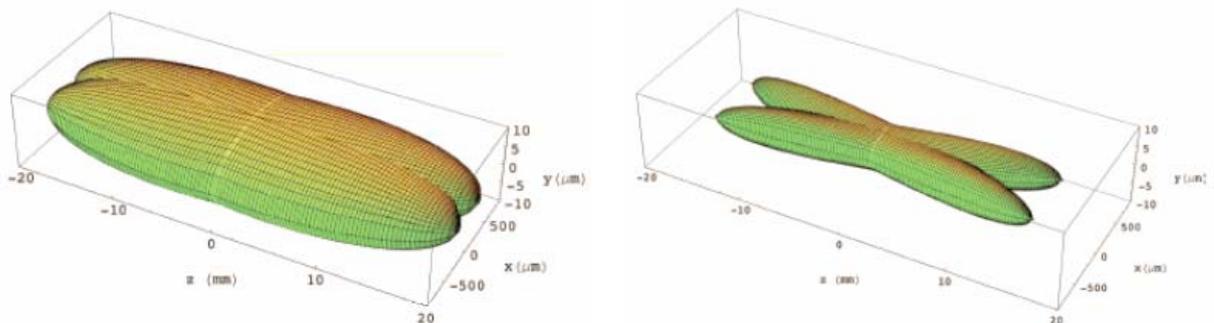


Рис. 3.2: Встречные пучки с малым (слева) и большим углом Пивинского. Поперечный масштаб для наглядности сильно увеличен по сравнению с продольным.

Для этого с двух сторон от точки встречи размещаются два секступольных магнита. Преобразование вертикальных координаты и импульса через первый (по ходу пучка) «тонкий» секступольный магнит с интегральной силой (ml)

$$y = y_0, \quad y' = y'_0 + (ml) \cdot x_0 y_0,$$

можно формально рассматривать как вертикальную фокусировку пучка с фокусным расстоянием, зависящим от горизонтальной координаты

$$y' = y'_0 + K(x_0) \cdot l \cdot y_0, \quad \text{где} \quad K(x_0) = m \cdot x_0.$$

Тогда положение минимума вертикальной бетатронной функции меняется в зависимости от горизонтальной координаты частицы. Другими словами, минимум вертикальной бета-функции (waist) разворачивается, как это показано на рис. 3.4.

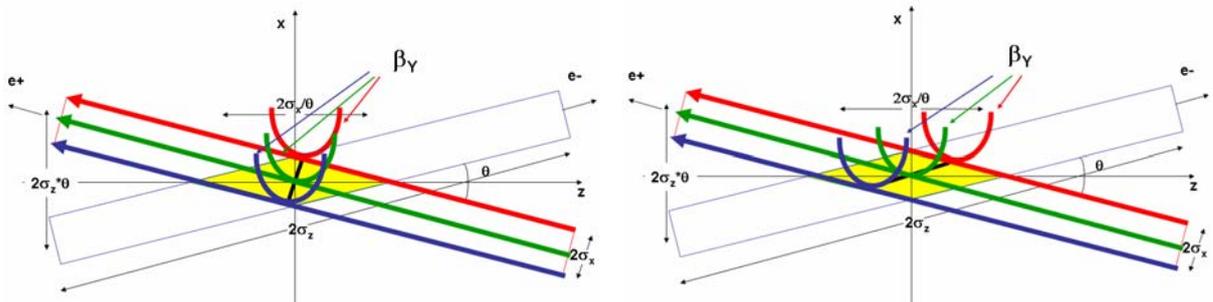


Рис. 3.4: Положение минимума вертикальной бетатронной функции до (слева) и после (справа) CW преобразования.

При определенном набеге бетатронной фазы между «крабовой» секступольной линзой и местом встречи ($\Delta\mu_x = n \cdot \pi$, $\Delta\mu_y = (2m + 1) \cdot \pi / 2$, где n и m – целые), и интегральной силой линзы

$$(m \cdot l) = \frac{1}{2\theta} \frac{1}{\beta_y^* \beta_y} \sqrt{\frac{\beta_x^*}{\beta_x}}, \quad (3.3)$$

где β^* и β обозначают бета-функцию в месте встречи и на азимуте «крабового» секступоля соответственно, минимум вертикальной бетатронной функции разворачивается таким образом, что зависимость вертикальной бетатронной фазы в точке встречи от горизонтальной координаты тестовой частицы оказывается подавлена, что эффективно подавляет как бетатронные резонансы связи, так и их синхробетатронные спутники.

На рис. 3.5 приведен скан светимости в зависимости от положения невозмущенной бетатронной частоты для случая, когда «крабовое» преобразование выключено (справа) или включено (слева). Видно, что в последнем случае многие резонансы связи подавлены, и область «хорошей» светимости существенно увеличена.

Crab Waist – концепция встречи была экспериментально проверена в Италии на Фабрике DAΦNE [13]. Путем относительно небольших переделок была организована встреча пучков под большим углом Пивинского, и вокруг места встречи поставлены секступольные линзы, обеспечивающие CW-преобразование. Однако получение малой вертикальной бетатронной функции было невозможно ввиду недостаточной гибкости существующей оптики кольца. Тем не менее, подавление эффектов встречи из-за разворота перетяжки вертикальной беты само по себе позволило увеличить светимость в ~ 3 раза по сравнению с лучшими результатами предыдущей конфигурации коллайдера (зеленые точ-

ки на рис. 3.6 должны сравниваться с желтыми и красными). Выключение «крабовых» секступолей (синие точки на графике рис. 3.6) приводило к уменьшению светимости и невозможности работы с большими токами из-за эффектов встречи. Эксперимент ярко продемонстрировал справедливость и потенциальные возможности Crab Waist – концепции встречи.

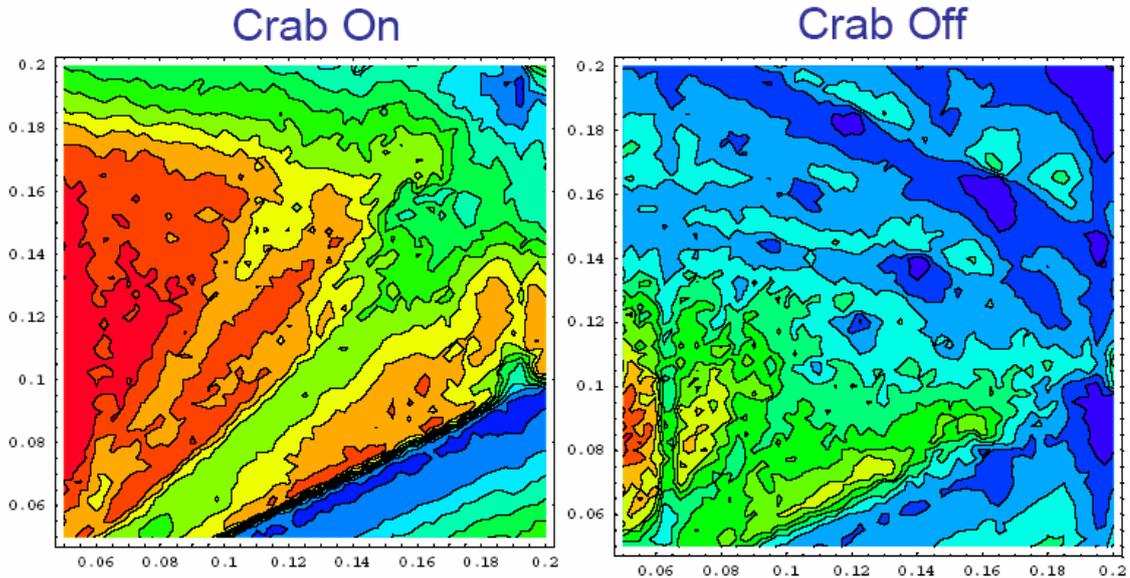


Рис. 3.5: Светимость, как функция рабочей точки бетатронных частот (горизонтальная и вертикальная оси соответствуют нецелой части соответствующей частоты). Красный и синий цвета показывают большую и малую светимость.

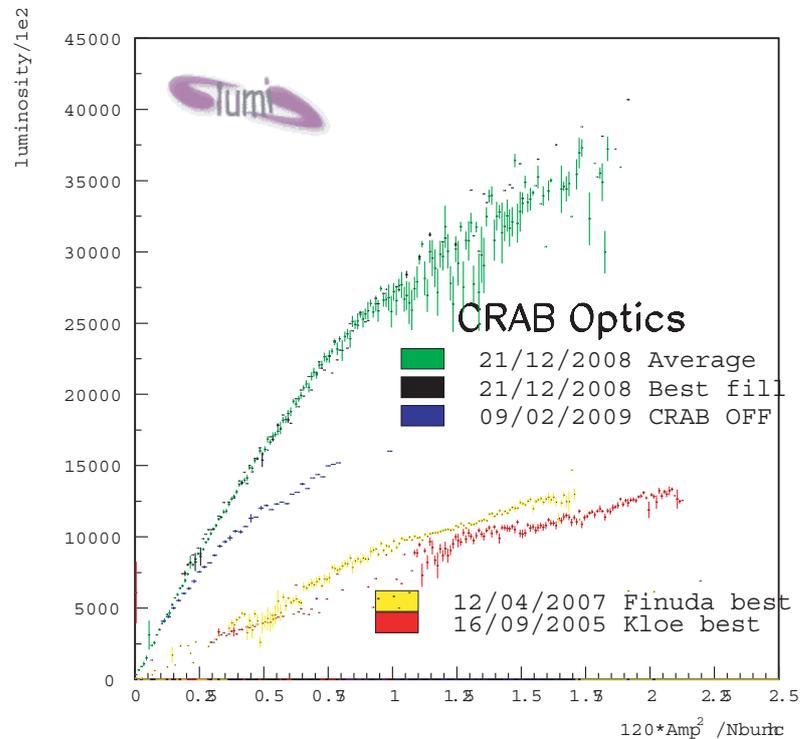


Рис. 3.6: Измеренная пиковая светимость DAΦNE в зависимости от интенсивности сталкивающихся пучков. Красные и желтые точки показывают лучшие результаты в предыдущей конфигурации (без CW-оптики), зеленые – CW-секступольные линзы включены, синие – CW-линзы выключены.

3.3 Выбор параметров коллайдера

Коллайдер имеет одно место встречи, где, в зависимости от экспериментальной программы, может быть поставлен один из двух сменных детекторов:

1. Универсальный, который будет работать во всем диапазоне энергий. Основной интеграл светимости будет набран в фиксированных точках от 1.5 ГэВ (J/ψ -мезон) до 2.5 ГэВ (очарованные барионы) в пучке. В каждой такой точке коллайдер набирает статистику продолжительное время и светимость должна быть максимально возможной. Причем, ожидается, что наибольший интеграл будет набран в точке $\psi(3770)$. Кроме этого, будет осуществлено несколько сканирований по энергии от 1 ГэВ до 2.5 ГэВ.
2. Детектор с плотной поляризованной мишенью. Высокая светимость на пороге рождения нуклонов и продольная поляризация электронного пучка делает *st*-фабрику единственным возможным источником поляризованных антинуклонов. Сам эксперимент состоит в изучении спин-зависимых характеристик в процессах аннигиляции нуклонов и антинуклонов. Для этого необходимо разместить поляризованную мишень как можно ближе к месту рождению частиц. В отличие от универсально детектора, архитектура этого детектора выглядит более простой и компактной, в том числе упрощается сверхпроводящая обмотка, формирующая продольное поле в детекторе, что может быть использовано для увеличения светимости за счет использования другого финального дублета, имеющего большую апертуру, и другого угла пересечения пучков.

Таким образом, оптимизация эффективности работы установки должна проводиться для энергий от 1.5 ГэВ до 2.5 ГэВ с получением максимальной эффективности (по светимости, времени жизни, эксплуатации и пр.) на энергии 1.88 ГэВ, где предполагается подавляющий набор интеграла светимости. Эта задача решается с учетом следующих соображений:

- Высокая одногустковая светимость, которая достигается благодаря использованию Crab Waist концепции и субмиллиметровой вертикальной бета-функции в месте встречи.
- Многогустковый режим, что предполагает использование двухкольцевой схемы установки.
- Высокий заряд сгустка при малой его длине (~ 10 мм).
- Эффективное управление параметрами затухания (эммитанс, время затухания и т.д.) для обеспечения высокой светимости во всем диапазоне энергий.
- Финальный фокус, обеспечивающий получение предельно малой бета-функции в точке встречи пучков, постановку «крабовых» секстипольных линз, коррекцию высокого хроматизма линз финального фокуса и т.п.
- Обеспечение высокой степени продольной поляризации электронного пучка во всем диапазоне энергий.
- Непрерывная инжекция на энергии эксперимента с интенсивностью позитронного тока, обеспечивающей получение высокой светимости.

Светимость. Высокая светимость в одногустковом режиме достигается благодаря применению схемы Crab Waist. Пересечение сгустков под большим углом Пивинского приводит к тому, что область взаимодействия становится существенно меньше, чем при лобовом столкновении, когда она равна длине сгустка. Тем самым, не боясь *hour-glass* эффекта, мы можем уменьшить вертикальную бета-функцию в месте встречи. В качестве позитивного момента стоит также отметить, что в схеме с большим углом Пивинского исчезает проблема с паразитными местами встречи, т.к. уже на расстоянии длины сгустка пучки разведены на несколько поперечных размеров.

Предельное значение параметра встречи ξ_y с использованием СВ технологии в 2-3 раза выше, чем при лобовом столкновении пучков. Это достигается благодаря использованию двух секступольных («крабовых») линз, размещенных вблизи места встречи так, что они не возмущают движение во всем кольце, а в месте встречи разворачивают вертикальный размер в зависимости от поперечной координаты. Тем самым подавляется фазовая модуляция, связанная с эффектами встречи, и, соответственно, бетатронные и синхробетатронные резонансы связи.

Максимальная величина ξ_y зависит от времени затухания бетатронных колебаний в накопителе τ_x . Анализ параметров электрон-позитронных коллайдеров показывает, что параметр ξ_y обратно пропорционален кубическому корню из времени затухания. Моделирование эффектов встречи позволяет сделать вывод, что для значений $\xi_y \approx 0.15$ время затухания должно быть ~ 30 мсек. Для поддержания высокого значения ξ_y во всем диапазоне энергий необходимо время затухания держать постоянным.

С одной стороны, при уменьшении энергии светимость будет падать пропорционально самой энергии. С другой – влияние эффектов встречи будет возрастать, что выражается в зависимости параметра ξ_y от энергии. Превышение предельного значения ξ_y приводит к уменьшению времени жизни пучка. Соответственно, для поддержания высокой светимости изменение энергии необходимо компенсировать другими величинами, входящими в ξ_y . Угол пересечения пучков, а также горизонтальная и вертикальная бета-функции в месте встречи определяются конструкцией системы финального фокуса. Поэтому эти значения при изменении энергии лучше оставлять постоянными. Оптимизировать светимость предлагается, изменяя длину сгустка: с уменьшением энергии длина сгустка увеличивается, предельное значение ξ_y остается постоянным, а светимость падает линейно. Увеличение длины сгустка является полезным для уменьшения роли коллективных эффектов и внутрисгусткового рассеяния.

Конструкция финального фокуса. В качестве финального дублета квадрупольных линз планируется использовать компактные сверхпроводящие двухпертурные магниты. Расстояние от точки встречи до среза магнитопровода первой (дефокусирующей) линзы – 60 см, градиент -10.7 кГс/см. Использование двухпертурных линз позволяет провести пучки по оси линзы, уменьшив нежелательную фоновую загрузку детектора от синхротронного излучения. Дополнительная сложность системы финального фокуса связана с необходимостью компенсации продольного поля детектора, которое приводит к поперечному развороту пучков и вносит связь бетатронных колебаний.

Время затухания и фазовый объем пучка. Во всем диапазоне энергий фазовый объем и время затухания должны оставаться постоянными.

$$\alpha_x = \tau_x^{-1} = C_\alpha E^3 \frac{I_2}{\Pi}, \quad (3.4)$$

где $C_\alpha = 2113.1 \text{ м}^2/\text{ГэВ}^3/\text{с}$, Π – периметр накопителя, I_2 – второй радиационный интеграл (безразмерный декремент затухания принят $J_x = I$), который включает в себя вклад от магнитной структуры кольца I_{20} и змеек i_2 :

$$I_2 = I_{20} + i_2, \quad i_2 = \frac{1}{2} h_w^2 L_w, \quad (3.5)$$

где $h_w = B_w/BR$, B_w – максимальное поле в змейке, BR – магнитная жесткость, $L_w = \lambda_w N_w$ – полная длина змеек, λ_w – период поля, N_w – число периодов. Для поддержания постоянного времени затухания во всем диапазоне энергий в магнитную структуру накопителя устанавливаются сверхпроводящие змейки, которые позволяют эффективно перестраивать интеграл I_2 .

Заметим, что потери энергии на излучение за оборот однозначно связаны со временем затухания

$$U_0 = C_\alpha \gamma^2 \frac{\Pi}{\tau_x}.$$

Уменьшение времени затухания будет приводить к увеличению мощности потерь на излучение, которая должна компенсироваться ускоряющей высокочастотной системой

$$P = U_0 I,$$

где I – полный ток пучка.

Кроме того, сверхпроводящие змейки позволяют контролировать горизонтальный фазовый объем (I_{50} и i_5 обозначают вклад кольца и змеек, соответственно)

$$\varepsilon_x = C_q \frac{\gamma^2}{J_x} \frac{I_5}{I_2}, \quad I_5 = I_{50} + i_5, \quad i_5 = \frac{1}{15\pi^3} h_w^5 \lambda_w^2 L_w \left(\bar{\beta}_x + \frac{20\pi^2 \eta_0^2}{\beta_x h_w^2 \lambda_w^2} \right), \quad (3.6)$$

где $\bar{\beta}_x$ – среднее значение горизонтальной бета-функции на длине змейки, η_0 – дисперсионная функция в центре змейки. Последние выражения получены для синусоидальной модели змейки. Сверхпроводящие змейки желательно устанавливать в места с малой бета-функцией чтобы минимизировать их влияние на пучок.

Число частиц и длина сгустка. Максимальное число частиц в одном сгустке определяется быстрой поперечной неустойчивостью (*fast head-tail instability*). Пороговый ток этого эффекта пропорционален длине сгустка и должен учитываться при выборе последней. Большой заряд сгустка искажает потенциальную яму ускоряющего ВЧ-поля (*potential well distortion*) и увеличивает длину сгустка. Кроме того, микроволновая неустойчивость может приводить к увеличению энергетического разброса пучка и также увеличивать длину сгустка. Этот эффект имеет пороговый характер, и выгодно работать на значениях тока пучка ниже порога. Тем не менее, необходимо иметь запас по ускоряющему напряжению, т.к. единственный способ борьбы с удлинением сгустка от тока — это уменьшать длину сгустка на нулевом токе. Значения тока пучка и длины сгустка для $\sigma\tau$ -фабрики выбираются из опыта уже достигнутых значений на существующих В-фабриках.

Число сгустков. Число сгустков (полный ток) определяется мощностью дорогостоящей ускоряющей ВЧ-системы. Число сгустков определяет систему подавления многосгустковых неустойчивостей. Для подавления многооборотной ионной неустойчивости в электронном кольце необходим 5-10% зазор в следовании сгустков. Быстрая ионная неустойчивость может приводить к увеличению вертикального размера сгустков в конце цуга. Также увеличение вертикального размера может возникать в позитронном кольце вследствие взаимодействия с электронными облаками, которые формируются из вторичных частиц вблизи оси пучка. Порог возникновения неустойчивости пропорционален току пучка и обратно пропорционален расстоянию между сгустками.

Потери частиц. В $\sigma\tau$ -фабрике доминируют два эффекта, приводящие к потерям частиц: внутрисгустковое рассеяние (эффект Тушека) и однократное тормозное излучение. Причем второй эффект практически не зависит от энергии частиц и определяется односгустковой светимостью, которая с уменьшением энергии, будет падать. Соответственно, потери из-за однократного тормозного излучения также будут падать. С другой стороны, тушековские потери будут расти с уменьшением энергии пучков. Однако эта зависимость не очень сильная, т.к. полный фазовый объем с уменьшением энергии растет: поперечный эмиттанс сохраняется, а длина пучка растет.

Инжекция. Для обеспечения высокой интегральной светимости требуется поддержание соответствующего среднего тока. Поэтому предполагается обеспечение «непрерывной» инъекции частиц. Выбор частоты инъекции определяется эффективностью записи данных (соотношением между мертвым временем детектора и фоновой загрузкой). Максимальная частота определяется частотой повторения позитронного инжекционного комплекса и равна 50 Гц. Для уменьшения мертвого времени детектора предполагается одновременная инъекция электронов и позитронов, что требует их одновременного ускорения в линейном ускорителе со сдвигом на $\lambda/2$. Подобный метод реализован в КЕКВ.

Поляризация. Одним из ключевых аспектов $\sigma\tau$ -фабрики является наличие продольной поляризации электронного пучка в месте встречи. Для этой цели предусматривается источник поляризованных электронов, на выходе из которого можно получить любое направление спина, так что с учетом всех дальнейших поворотов в точке инъекции впускаемый пучок будет иметь правильное направление спина. Для получения продольной поляризации в месте встречи основного кольца рассматривались два альтернативных варианта: (1) схема с восстановлением поляризации и (2) схема с использованием «сибирских змеек». В первом варианте используются два спиновых ротатора, расположенных вблизи места встречи и осуществляющих поворот спина в небольшой области, а в остальном кольце движение спина является невозмущенным. При этом спиновые ротаторы занимают относительно мало места, а интеграл продольного поля мал, что является положительным моментом с точки зрения коэффициента связи колебаний. Существенным недостатком этой схемы является наличие в рабочей области энергий (трех) спиновых резонансов, один из которых приходится на порог рождения τ -лептона, а другой на область Λ -бариона. Поэтому была выбрана вторая схема. Однако для получения высокой степени поляризации во всем диапазоне энергий число сибирских змеек должно быть не менее пяти. Для уменьшения спин-орбитальной связи сверхпроводящие змейки, используемые для затухания, должны быть разнесены между ними. В связи с этим параметры, при которых рассчитывается проектная светимость, выбраны для относительно большого (по современным меркам) коэффициента связи колебаний 0.5%.

Общая схема установки. С учетом вышесказанного, $\sigma\tau$ -фабрика состоит из следующих установок

- Инжектора позитронов
- Инжектора поляризованных электронов
- Линейного ускорителя на полную энергию
- Двухкольцового коллайдера

Два независимых инжектора (электронов и позитронов) позволяют эффективно производить частицы без потери времени на смену полярности магнитов и реализовать схему одновременного двухгусткового ускорения. Линейный ускоритель (в отличие от синхротрона) позволяет ускорять поляризованные частицы без потери степени поляризации, а также, ускорять большие заряды частиц с меньшими потерями и более высокой частотой.

Основное кольцо $\sigma\tau$ -фабрики является рейстрекком, состоящим из двух полуколец, прямолинейного технического промежутка и экспериментального промежутка (схематически показано на рис. 3.7).

В полукольцах размещены четыре сибирских змейки, разделенные четырьмя сверхпроводящими змейками. Параметры полуколец выбираются так, чтобы получить необходимые геометрические размеры и радиационные параметры пучка. Дипольный магнит выбирается из требования на время затухания. Оптика элементов периодичности должна обеспечить расчетный эмиттанс пучка. На 2.5 ГэВ время затухания должно быть 30 мс и эмиттанс пучка 8 нм·рад при выключенных змейках. В техническом промежутке размещается ускоряющая ВЧ-система, система подавления неустойчивостей, пятая сибирская змейка и организуется промежуток инъекции. В середине промежутка создаются ус-

Таб. 3.2: Основные параметры С-тау фабрики.

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5	ГэВ
Периметр, P	766.6				М
Частота обращения, f_0	391.06				кГц
Время обращения, τ_0	2.557				мсек
Коэфф.уплотнения орбит, α	8.949	9.053	9.078	9.087	$\times 10^{-4}$
Поле вигглера, B_w	49.23	36.80	25.07	0	кГс
Ускоряющее напряжение, V_{RF}	310	900	990	1000	кВ
Потери энергии на оборот, U_0	170	256	343	434	кэВ
Время затухания, $\tau_x / \tau_z / \tau_s$	30/30/15				мсек
Коэффициент связи, k	0.5				%
Горизонтальный эмиттанс, ε_x	8				нм·рад
Вертикальный эмиттанс, ε_y	40				пм·рад
Энергетический разброс, σ_E	1.009	9.953	8.435	7.378	$\times 10^{-4}$
Длина сгустка, σ_z	1.6	1.06	1	1	см
Число частиц в сгустке, N_0	$7 \cdot 10^{10}$				
Ток сгустка, I_0	4.4				mA
Число сгустков, N_b	390				
Полное число частиц, N	$2.73 \cdot 10^{13}$				
Полный ток, I	1.7				А
Бета-функции в IP, β_x / β_y	4/0.08				см
Размер пучка в IP, σ_x / σ_y	17.9/0.18				μм
Угол встречи, 2θ	60				мрад
Угол Пивинского, φ	26.91	18.50	16.82	16.82	
Hour-glass эффект	0.906	0.906	0.906	0.906	
Параметр встречи, ξ_y	0.15	0.15	0.12	0.095	
Однострустковая светимость, L_0	1.61	2.43	2.57	2.57	$\times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
Светимость, L	0.63	0.95	1.00	1.00	$\times 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$

3.4 Магнитная структура

3.4.1 Общее описание коллайдера

Проектирование магнитной структуры st -фабрики учитывает следующие основные моменты:

- Обеспечение малых эмиттанса пучка во всем диапазоне энергий ($\varepsilon_x = 8$ нм·рад, $\varepsilon_y = 0.04$ нм·рад).
- Обеспечение высокой производительности коллайдера при $E = 1.0 - 2.5$ ГэВ.
- Оптимизация параметров установки производится в области набора наибольшего интеграла светимости $E \approx 1.9$ ГэВ; максимальная светимость на данной энергии должна быть не меньше чем $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.
- Магнитная структура должна позволить постановку «крабовых» секстипольных линз на азимуте с требуемым набегом бетатронной фазы относительно точки встречи.
- Обеспечение высокой степени продольной поляризации пучка электронов в точке встречи во всей области энергий.

Для выполнения этих условий предлагается создать коллайдер на основе двух колец разнесенных в радиальном направлении и имеющих одно основное место встречи в экспериментальном промежутке и одно «паразитное» место встречи в прямолинейном техническом промежутке (рис. 3.8). В техническом промежутке пучки пересекаются в радиальном направлении и разводятся в вертикальном направлении с помощью магнитов, создающих локальное искажение орбиты. Данная схема колец позволяет накапливать последователь-

ности с большим количеством сгустков и обеспечивать необходимый полный угол пересечения 60 мрад, необходимый для CW встречи. Для светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ необходимо разместить в кольце 390 сгустка с полным током 1.7 А и 10% зазором в этой последовательности для предотвращения накопления ионов в потенциале электронного пучка. Необходимый периметр установки для размещения данного числа сгустков составляет около 767 м.

Для получения приемлемой степени поляризации во всей области энергий пучка электронов необходимо разместить в кольце пять поляризационных вставок со сверхпроводящими соленоидами и углом поворота между вставками около 72° .

Реализация CW схемы, с углом пересечения пучков в основном месте встречи 60 мрад, налагает требования на эмиттанс пучка ($\varepsilon_x = 8 \text{ нм-рад}$, $\varepsilon_y = 0.04 \text{ нм-рад}$), который не должен изменяться во всей области энергии. Моделирование эффектов встречи показывает, что оптимальным выбором рабочей точки бетатронных частот является $\nu_x = 0.54$, $\nu_y = 0.57$. Требуемое время затухания поперечных колебаний не должно превышать 30 мс, а продольных – 15 мс. Для управления эмиттансом и обеспечения необходимого радиационного затухания в полукольцах коллайдера размещаются по две вставки со сверхпроводящими «змеиками»-затухателями. Прилежащие к промежутку «змеек»-затухателей системы из магнитов и квадруполей обеспечивают возбуждение дисперсии дисперсионной функции для коррекции эмиттанса пучка.

Кольца коллайдера также содержат участки, которые согласовывают ячейки периодичности полуколец с экспериментальной секцией и с техническим промежутком. В техническом промежутке находится участок разведения встречных пучков.

Схема коллайдера *ст*-фабрики показана на рис. 3.8. Структура коллайдера состоит из двух одинаковых накопительных колец равного периметра, которые разнесены друг от друга в горизонтальной плоскости. Кольца имеют симметрию относительно оси проходящую через основное и паразитное место встречи. В накопительных кольцах электронов и позитронов можно выделить несколько функциональных секций, обозначенных на рис. 3.8 цифрами:

1. Место встречи, детектор и сверхпроводящие линзы финального фокуса, обеспечивающий требуемую фокусировку пучков в точке пересечения. Над этим участком размещается здание для сборки, обслуживания и размещения систем детектора. Непосредственно к месту встречи примыкают два длинных ($\sim 70 \text{ м}$) промежутка встречи, где размещаются секции коррекции хроматизма и «крабовые» секступольные линзы.
2. Технический промежуток, служит для размещения системы инъекции, ускоряющих резонаторов и промежутка разведения пучков в «паразитном» месте встречи. Над техническим промежутком предполагается строительство здания, в котором размещаются система питания магнитов, ВЧ-генераторы, управляющая аппаратура, источники питания вакуумных насосов, пультовая и пр. помещения, необходимые для функционирования комплекса.
3. Малое и большое полукольца, состоящих из одних и тех же элементов, но незначительно отличающихся по длине ячейки периодичности.
4. Спиновые ротаторы, расположенные равномерно по углу поворота пучка через каждые $\approx 72^\circ$, которые создают продольно поляризованный электронный пучок в месте встречи со степенью поляризации, достаточной для проведения экспериментов.
5. Четыре секции «змеек»-затухателей, обеспечивающие необходимые радиационные параметры и управляющие эмиттансом.
6. Четыре участка для согласования ячеек периодичности малого и большого полуколец с экспериментальными и техническими промежутками; эти участки включают в себя, также, секции зануления дисперсионной функции.

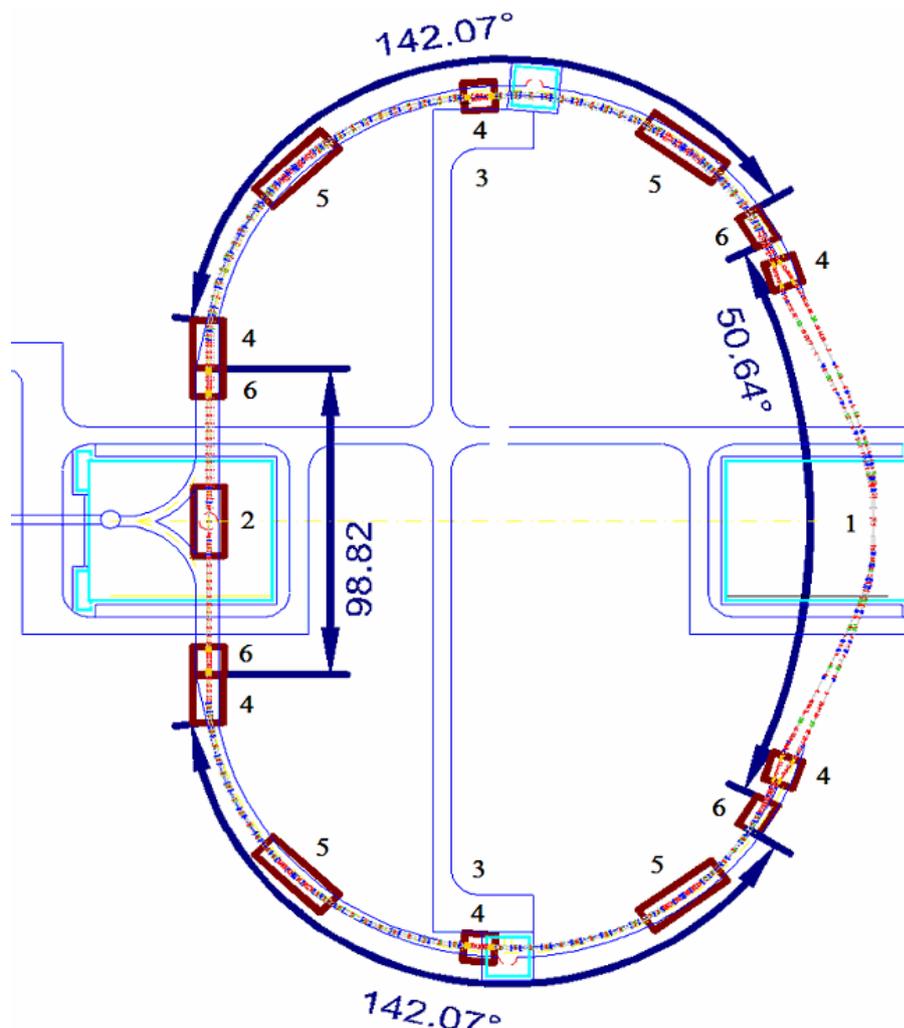


Рис. 3.8: Схема коллайдера ст-фабрики. Обозначения и объяснения основных составных частей комплекса приведены в тексте.

3.4.2 Промежуток встречи

Промежуток встречи должен удовлетворять следующим условиям:

- обеспечивать маленькие бета функции в месте встречи,
- обладать малыми геометрическими aberrациями,
- обладать длиной и углом поворота орбиты, согласующимися с проектируемой инфраструктурой (тоннелем),
- обеспечивать локальную коррекцию хроматизма.

Основные параметры, использовавшиеся для оптимизации промежутка встречи, приведены в таблице 3.3.

Получение маленьких бета-функций в месте встречи требует как можно более близкого расположения финальных линз к точке пересечения пучков. Перед линзами установлены соленоиды, компенсирующие продольное поле детектора. Так как обмотка основного соленоида детектора охватывает финальный дублет линз, они заключены в экранирующий соленоид, чтобы в линзах использовалась несвязанная оптика.

На схеме рис. 3.9 показаны расположения основных элементов места встречи и трассы пучков. Расстояние от места встречи до края ближайшей линзы составляет 60 см, при этом место для компенсирующего соленоида длиной меньше 20 см находится в 40 см от места встречи. Линзы финального фокуса обладают длиной в 20 см. Следующая линза находится в 30 см от первой. Это расстояние оптимизировано с учетом получения максимального акцептанса и минимизации бета-функций в линзе. Финальная линза сделана

двух-апертурной, чтобы входящий и выходящий пучки проходили по центру своей апертуры и не испытывали дипольного поля, генерирующего синхротронное излучение, которое создает существенную фоновую загрузку детектора. Угол встречи выбран таким, чтобы возможно было создать двух-апертурную линзу и получить требуемую светимость.

Таб. 3.3: Основные параметры промежутка встречи С-тау фабрики.

Энергия, ГэВ	2
Частиц в сгустке	$7 \cdot 10^{10}$
Число сгустков	390
Ток пучка, А	1.7
β_x , мм	40
β_y , мм	0.8
ε_x , нм рад	8
Коэффициент связи $\varepsilon_y/\varepsilon_x$, %	0.5
Длина пучка σ_s , мм	9
Полный угол встречи, мрад	60
Параметр встречи ζ_y	0.12
Геометрическая светимость, $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{35}$
Светимость с учетом длины пучка, $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$	$1.0 \cdot 10^{35}$
Угол Пивинского φ , рад	15

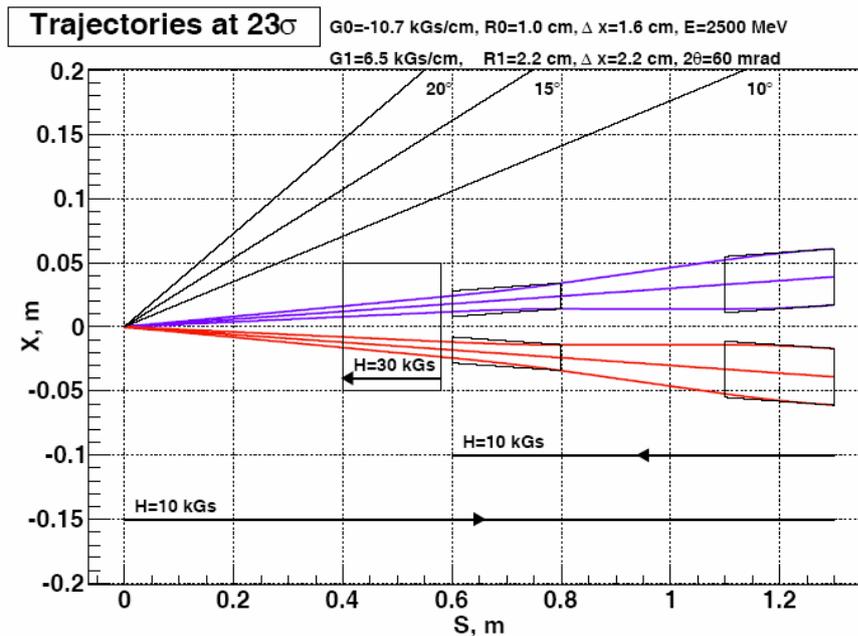


Рис. 3.9: Схема места встречи, показаны траектории и огибающие пучков, компенсирующий, экранирующий и основной соленоиды, конусы в 10, 15 и 20 градусов.

Маленькие величины бета функций в месте встречи приводят к большим величинам в финальных линзах, поэтому для компенсации хроматизма используются неперемежающиеся пары секступолей, разделенные $-I$ преобразованием внутри каждой пары. Для облегчения компенсации хроматических эффектов основой оптики промежутка встречи выбраны телескопические преобразования для основных частей промежутка встречи [19].

Оптические функции промежутка встречи показаны на рис. 3.10.

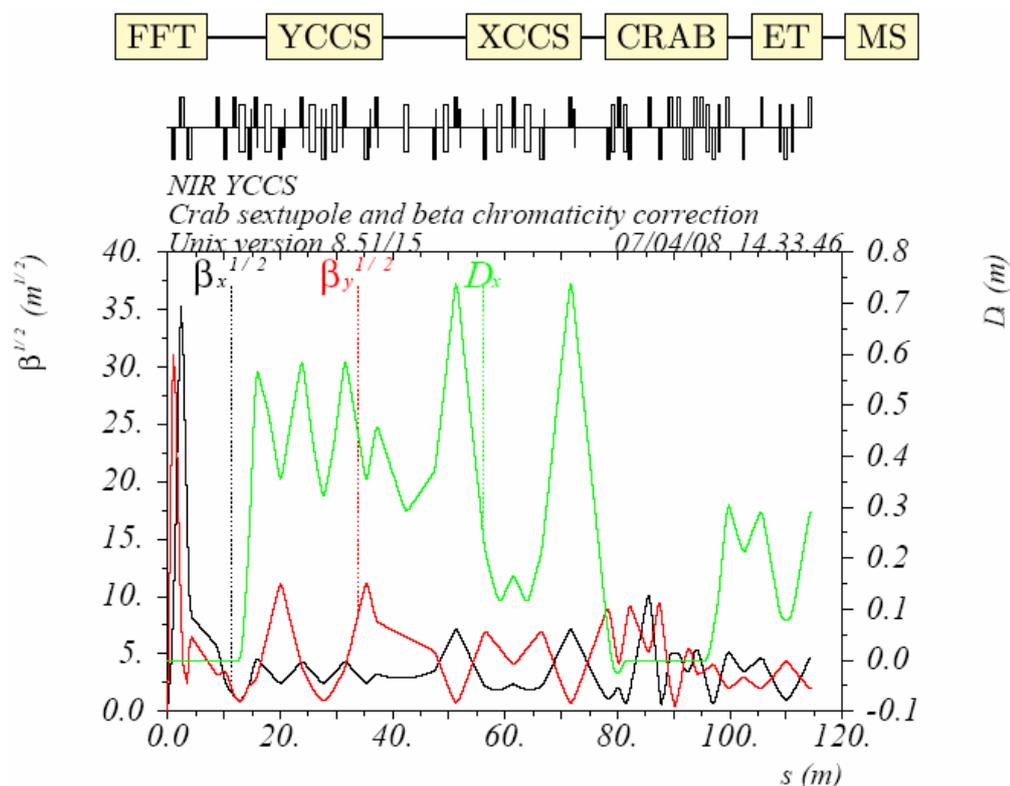


Рис. 3.10: Оптические функции промежутка встречи. Сверху приведена блок-схема промежутка: FFT – финальный телескоп, YCCS и XCCS – секции коррекции хроматизма, CRAB – секция «крабовых» секступолей, ET – секция зануления горизонтальной дисперсионной функции и MS – секция согласования промежутка встречи и полукольца.

Первый (финальный) телескоп состоит из двух дублетов квадрупольных линз. Параметры телескопа выбраны с учетом следующих условий: бета функции на выходе должны быть согласованы с секцией коррекции хроматизма, считая, что хроматизм бета функции равен нулю в месте встречи, на выходе из финального телескопа он должен быть минимален.

Далее, следует секция коррекция хроматизма, корректирующая горизонтальный и вертикальный хроматизм места встречи. Она начинается с диполя, для возбуждения дисперсии для хроматических секступолей, и с дублета линз для обеспечения необходимых набега фазы и бета функций. Основная часть хроматизма бета функций возбуждается дублетом финальных линз, для его коррекции необходимы секступоли отстоящие по соответствующей бетатронной фазе на π . Коррекция геометрических aberrаций второго порядка секступолей осуществляется расположением вторых секступолей, так что внутри пары соблюдается минус единичное преобразование. Для компенсации геометрических aberrаций третьего порядка, возникающих за счет конечной длины секступолей, после каждого основного секступоля поставлены (на небольшом расстоянии) корректирующие с силой около 10% от силы основного. Завершается секция 4 линзами и одним диполем, обеспечивая зануление дисперсии и телескопическое преобразование. Затем следует секция крабового секступоля. Задача которой обеспечить необходимый набег фаз для постановки крабового секступоля, такие величины бета функций, чтобы сила секступоля была разумной, минимизировать нелинейную дисперсию и хроматизмы бета функций вместе постановки крабового секступоля. Эта секция заканчивается 4 линзами, обеспечивающими телескопическое преобразование от места встречи до конца промежутка встречи.

Силы основных секступолей выбираются из условия хроматической прозрачности всего промежутка встречи. То есть, если на входе в промежуток имеются нулевые хроматизмы бета и альфа функций, нелинейной дисперсии, то и на выходе они должны быть тоже нулевыми. При этом основных секступолей оказывается недостаточно, поэтому ус-

тановлены еще один секступоль (не нарушающий $-I$ пары) с силой меньше 30% от силы основных секступолей. Для уменьшения силы этих дополнительных секступолей, секция коррекция горизонтального хроматизма сдвигается по фазе относительно соответствующей финальной линзы [20]. Промежуток встречи является асимметричным относительно места встречи. Из-за угла встречи пучков из орбиты расходятся, что корректируется согласующей секций между промежутком встречи и полукольцами st -фабрики.

3.4.3 Магнитная структура накопителя

Оптические функции коллайдера показаны на рис. 3.11. Из-за малых значений бета-функций в точке пересечения пучков, в линзах финального фокуса бетатронные функции достигают значений порядка (и больше) километра.

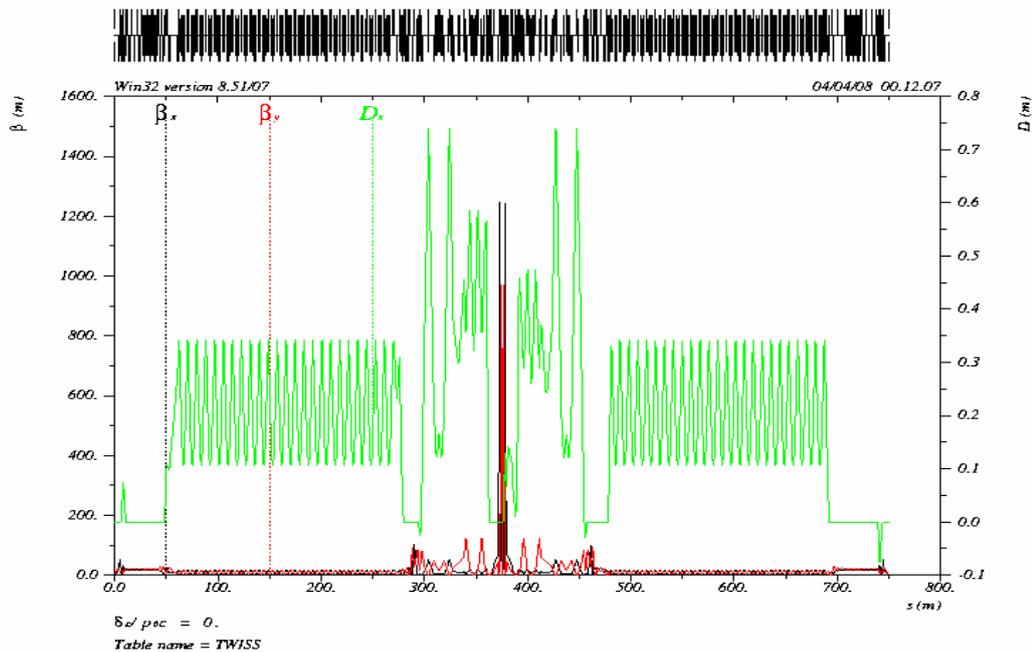


Рис. 3.11: Оптические функции st -фабрики.

Вследствие этого линзы финального фокуса являются сильным источником хроматизма (и бетатронных частот, и оптических функций), причем существенную роль играют высокие порядки хроматизма. В связи с этим возрастает влияние ошибок поля и нелинейностей (в т.ч., краевых) линз финального фокуса, и растут требования к точности изготовления таких линз.

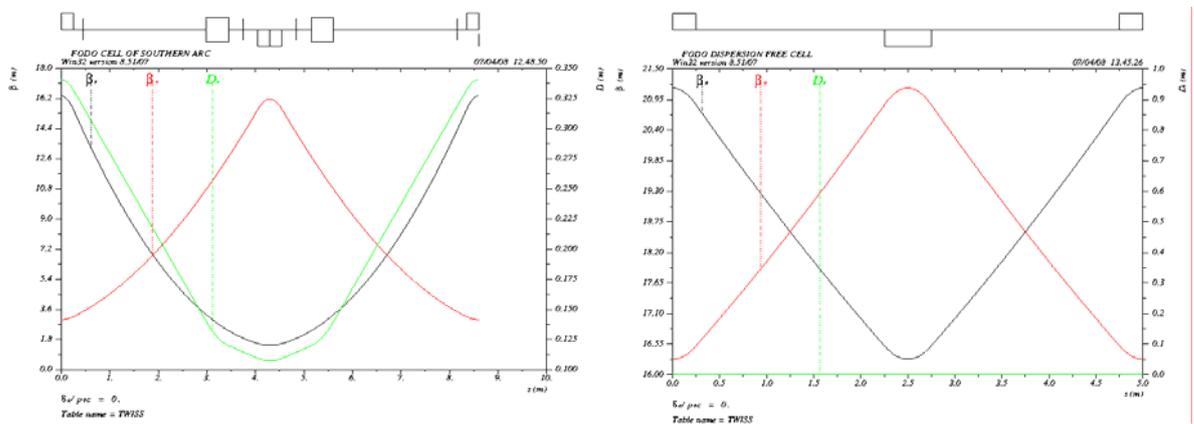


Рис. 3.12: Ячейки периодичности полукольца (слева) и технического промежутка.

На рис. 3.13 показаны ячейки согласования прямолинейных промежутков (экспериментального и технического) с полукольцами. Задача таких участков – согласовать бетатронные функции промежутков и полуколец и занулить в промежутках дисперсионную функцию.

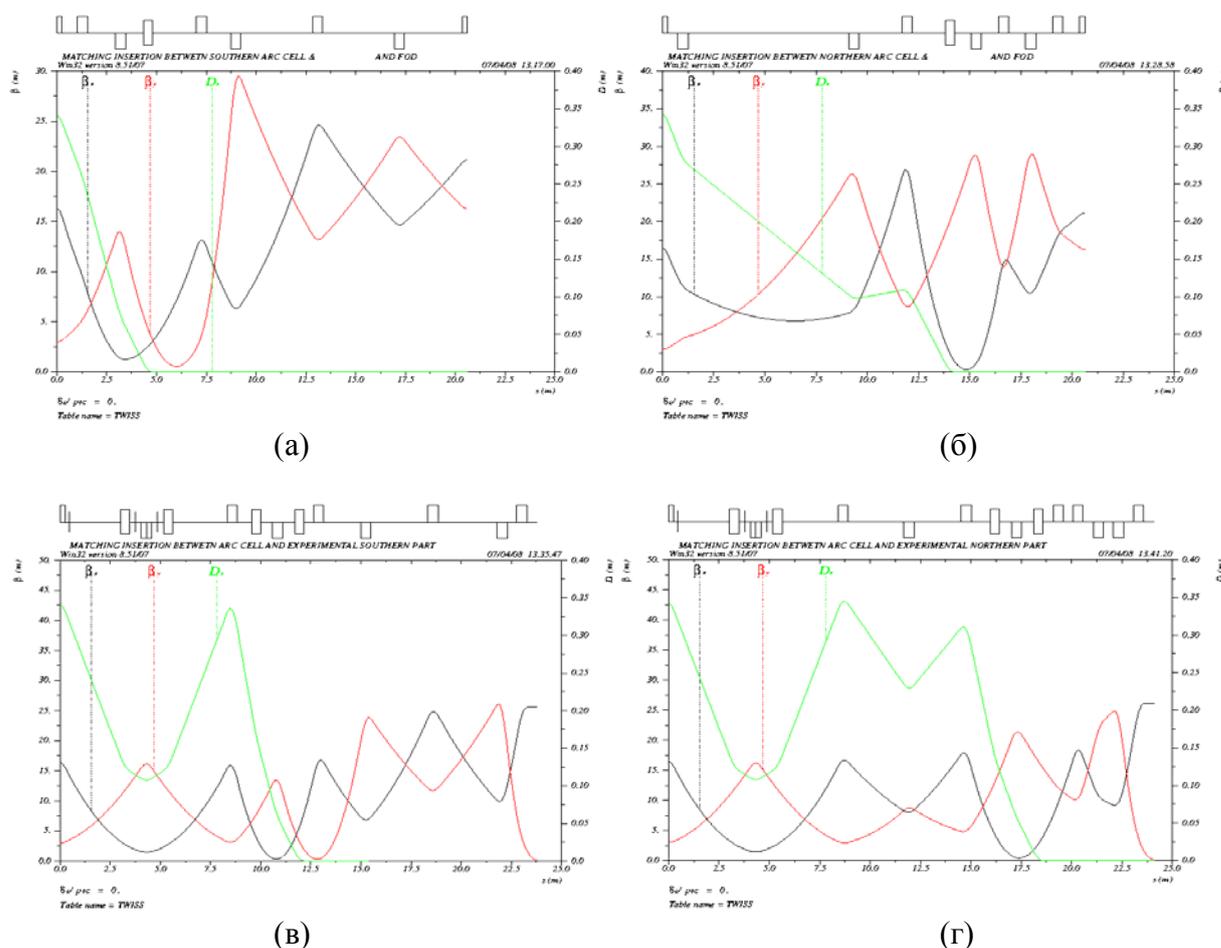


Рис. 3.13: Согласующие участки для технического (а) и (б) и экспериментального (в) и (г) промежутков. Левый и правый ряд – согласование с малым и большим полукольцами соответственно.

Оптические функции промежутка встречи приведены на рис. 3.10. Здесь также необходимо отметить наличие больших (несколько сот метров) бета-функций в секциях коррекции хроматизма, что требует внимательного отношения к качеству поля соответствующих магнитных элементов.

Два полукольца каждого накопителя (электронного и позитронного) слегка отличаются по размерам для организации пересечения пучков. Однако ячейка периодичности малого и большого полуколец, которая призвана решить задачу получения малого эмиттанса, практически не отличаются друг от друга по поведению оптических функций, которые приведены на рис. 3.12. Ячейка представляет собой модифицированную FODO-структуру, в которой короткие поворотные магниты сдвинуты к дефокусирующей линзе (показана в центре ячейки на рис. 3.12). Такая ячейка, по-прежнему компактна, но позволяет получить достаточно малый эмиттанс из-за того, что и горизонтальная бета и дисперсионная функция в магните близки к минимуму. Ячейка периодичности технического промежутка, также изображенная на рис. 3.12, представляет собой простейшую FODO структуру; дисперсионная функция здесь занулена специальным согласующим участком (см. ниже).

Магнитная структура накопителя включает в себя 128 дипольных магнитов, 216 квадрупольных и 204 секступольных линзы, 5 сибирских змеек для управления поляризацией и 4 вигглеров для управления параметрами затухания.

3.4.4 Управление эмиттансом и параметрами затухания

Для получения максимальной светимости в $ст$ -фабрики в необходимом диапазоне энергий, необходимо эффективное управление параметрами радиационного затухания ускорителя с целью поддержания постоянными горизонтального эмиттанса ($\varepsilon_x = 8$ нм-рад) и времени затухания ($\tau_{x,y} \approx 30$ мс, $\tau_z \approx 15$ мс). Для этого планируется постановка в оба кольца сверхпроводящих змеек. Параметры змеек могут быть оценены из следующих соображений.

Зависимость времени затухания от энергии и параметров змейки имеет вид (3.4)

$$\tau_{x,y,s} = \frac{const_{x,y,s}}{E^3(I_{20} + i_2)}, \quad (3.7)$$

где I_{20} и i_2 – второй радиационный интеграл от структуры ускорителя и змеек соответственно. Изменяя i_2 от энергии как

$$i_2(E) = I_{20} \left(\frac{E_0^3}{E^3} - 1 \right), \quad (3.8)$$

где для $E_0 = 2.5$ ГэВ $I_2(E_0) = I_{20} = 0.79 \text{ м}^{-1}$ можно добиться постоянства времени затухания (3.7) от энергии.

Из (3.8) следует, что максимальное значение интеграла затухания, которое должны обеспечить змейки для минимальной энергии $E = 1.0$ ГэВ должно быть $i_2(E) = 11.5 \text{ м}^{-1}$. Второй радиационный интеграл от поля змейки записывается как

$$i_2 = \frac{L_w}{\rho_w^2} \text{ для кусочно-постоянного приближения полюсов и}$$

$$i_2 = \frac{L_w}{2\rho_w^2} \text{ для синусоидальной модели поля змейки, где } L_w \text{ – полная длина всех змеек, а } \rho_w \text{ – радиус поворота частицы для максимального поля змейки. Видно, что кусочно-}$$

постоянное приближение дает, при одинаковой длине и амплитуде поля змейки, двукратный выигрыш по i_2 . Для справедливости такого приближения период поля змейки должен быть много больше межполюсного зазора. С другой стороны, чем больше период, тем сильнее отклонение орбиты пучка от оси, а, следовательно, ужесточаются требования к величине горизонтальной апертуры змейки и качеству поля. Исходя из опыта изготовления сверхпроводящих змеек в ИЯФ СО РАН, разумным компромиссом представляется змейка с межполюсным зазором ≈ 40 мм и длиной периода ≈ 200 мм. При этом вполне можно пользоваться кусочно-постоянной моделью поля.

Выбирая (из наличия свободного пространства) $L_w = 6.4$ м, получаем значение максимального поля змейки при $E = 1.0$ ГэВ $B_{w\max} = 4.5$ Т, что, для выбранных параметров змейки, представляется вполне приемлемым.

Для обеспечения постоянства времени затухания бетатронных и синхротронных колебаний во всем диапазоне энергий пучка, зависимость амплитуды поля змейки от энергии должна иметь вид

$$B_w(E) = B\rho(E) \cdot \sqrt{\frac{I_{20}}{L_w} \left(\frac{E_0^3}{E^3} - 1 \right)}, \quad (3.9)$$

где $B\rho(E)$ – жесткость магнитной системы. Для наших параметров зависимость поля змейки от энергии приведена на рис. 3.14.

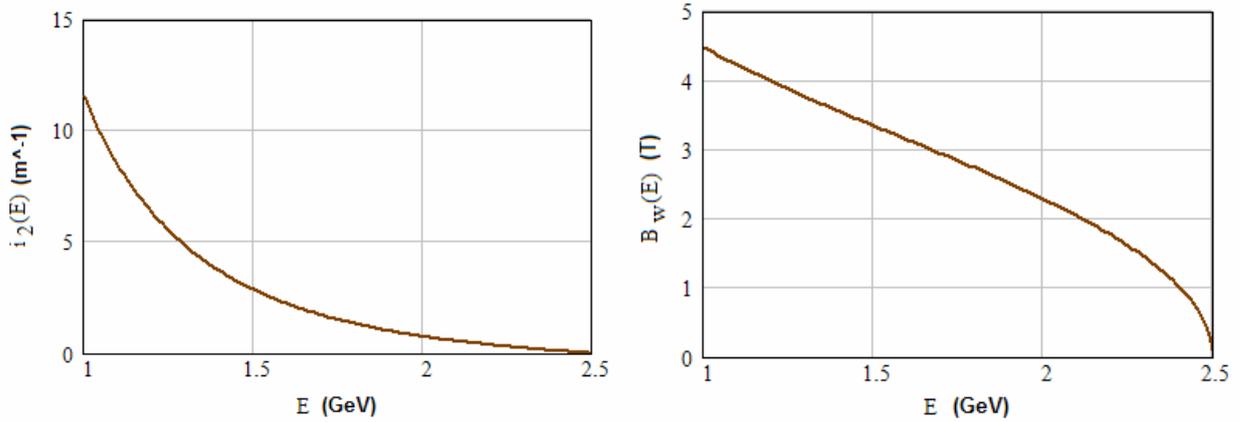


Рис. 3.14: Зависимость радиационного интеграла (слева) и амплитуды поля змейки от энергии пучка.

Зависимость эмиттанса от энергии и параметров змейки записывается как

$$\varepsilon_x(E) = \text{const} \cdot E^2 \frac{I_{50} + i_5}{I_{20} + i_2}. \quad (3.10)$$

Требую постоянства эмиттанса при изменении энергии и вводя в (3.10) выражение (3.8), чтобы сохранить время затухания, получаем

$$i_5(E) = I_{50} \left(\frac{E_0^5}{E^5} - 1 \right), \quad (3.11)$$

где для $E_0 = 2.5$ ГэВ $I_5(E_0) = I_{50} = 6.8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, что, вместе со вторым радиационным интегралом I_{20} , обеспечивает на максимальной энергии при выключенном поле змеек горизонтальный эмиттанс $\varepsilon_x = 8$ нм-рад.

Из (3.11) следует, что на энергии $E = 1.0$ ГэВ змейки должны создать интеграл $i_5(E) = 6.6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$. Для синусоидальной модели змейки пятый радиационный интеграл может быть записан как

$$i_5 = \frac{8}{15\pi} \frac{i_2}{\rho_w} \cdot \left(5 \frac{\eta_0^2}{\bar{\beta}_x} + \bar{\beta}_x \theta_w^2 \right), \quad (3.12)$$

где $\bar{\beta}_x$ – среднее значение горизонтальной бета-функции на длине змейки, η_0 – «остаточная» дисперсионная функция в промежутке змейки, а максимальный угол отклонения траектории пучка в поле змейки вычисляется как

$$\theta_w = \frac{\lambda_w}{2\pi\rho_w}. \quad (3.13)$$

Чтобы обеспечить постоянство эмиттанса во всем диапазоне энергии, мы должны приравнять в этом диапазоне (3.12) и (3.11). А поскольку условие сохранения времени затухания однозначно определяет поведение $i_2(E)$, $\rho_w(E)$ и $\theta_w(E)$, все, что мы можем менять в (3.12) – это структурные функции $\bar{\beta}_x$ или η_0 . Выгодно зафиксировать достаточно

малое значение $\bar{\beta}_x \approx 0.5 \div 1$ м, чтобы уменьшить влияние поля змейки на динамику пучка. Тогда постоянства эмиттанса (совместно с постоянством времени затухания) можно добиться, если зависимость дисперсионной функции промежутка змейки от энергии имеет вид

$$\eta_0^2(E) = \frac{3\pi}{8} \bar{\beta}_x \frac{I_{50}}{I_{20}} \frac{\rho_w(E)}{E^2} \frac{E_0^5 - E^5}{E_0^3 - E^3}. \quad (3.14)$$

В последнем выражении учтено, что в (3.12) второе слагаемое в скобках много меньше первого, или,

$$\eta_{0\min} \gg \frac{1}{\sqrt{5}} \bar{\beta}_x \theta_w,$$

здесь $\eta_{0\min} \approx 50$ мм соответствует энергии 1 ГэВ, в то время как на той же энергии $\bar{\beta}_x \theta_w / \sqrt{5} \approx 10$ мм.

В области больших энергий $E \approx E_0$ змейки практически не нужны – требуемые затухание и эмиттанс обеспечиваются магнитной структурой накопителя. В области малых энергий $E < E_0$ оценка выражения (3.12) может быть записана как

$$\eta_0^2(E) \approx \frac{3\pi}{8} \bar{\beta}_x \frac{I_{50}}{I_{20}} \rho_w(E) \frac{E_0^2}{E^2}.$$

Учитывая, что $\rho_w(E) \sim E$, $\eta_0 \sim 1/\sqrt{E}$.

На рис. 3.15 показана зависимость дисперсионной функции в промежутке змейки от энергии, рассчитанная согласно (3.14). Минимальное значение дисперсии при энергии 1 ГэВ равно $\eta_{0\min} \approx 50$ мм, затем идет рост до ~ 150 мм при энергии 2.5 ГэВ.

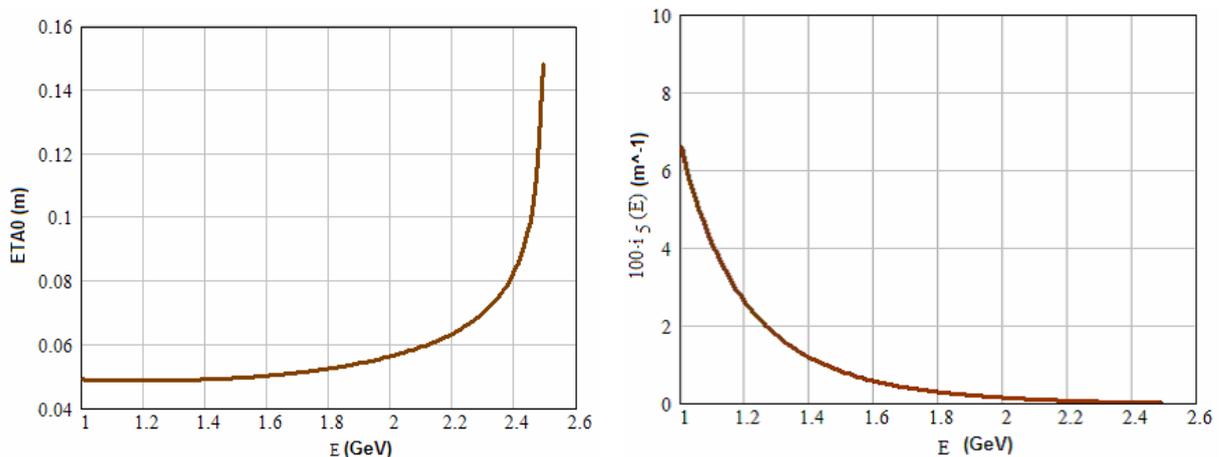


Рис. 3.15: «Остаточная» дисперсионная функция в промежутке змейки (слева) и пятый радиационный интеграл, генерируемый змейкой для сохранения эмиттанса во рабочем диапазоне энергий $c\tau$ -фабрики.

Для выбранных выше параметров змейки максимальный угол отклонения и смещение траектории в зависимости от энергии показано на рис. 3.16.

Поскольку в реальной жизни (малая) перестройка дисперсионной функции в «змеичном» промежутке будет неизбежно сопровождаться и изменением (также малым) средней горизонтальной бета-функцией, входящей в (3.12), настройка максимальной светимости должна осуществляться «по эффекту».

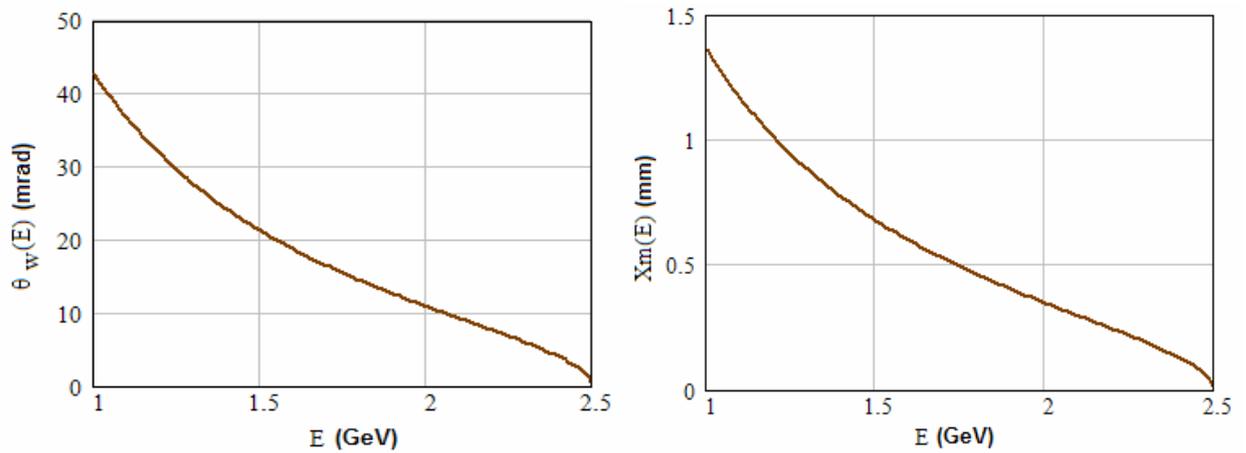


Рис. 3.16: Максимальный угол отклонения (слева) и смещение траектории в поле змейки.

3.4.5 Коррекция хроматизма и динамическая апертура

Для $s\tau$ -фабрики изучение и оптимизация динамической апертуры обладают рядом особенностей, которые, в большей или меньшей степени, идентичны для всех проектов коллайдеров с Crab Waist схемой встречи.

Малые значения бетатронных функций в точке встречи (особенно вертикальной) приводят к большим значениям хроматизма (частот и оптических функций), порождаемого секцией финального фокуса:

$$\xi^* \approx -l / \beta^*,$$

где l – расстояние от точки встречи до квадрупольной линзы, а β^* – соответствующая бетатронная функция в месте пересечения пучков. Для $\beta_y^* < 1$ мм характерный вертикальный хроматизм $\xi_y^* \sim -10^3 \dots -10^4$. Горизонтальный хроматизм меньше, но тоже может достигать значений до нескольких сотен.

Коррекция этого хроматизма производится локально секступольными магнитами, размещаемыми, по возможности, вблизи линз финального фокуса. Силы секступолей велики, и динамическая апертура оказывается мала. Чтобы избежать этого секступольные магниты размещают парами, как это показано на рис. 3.17.

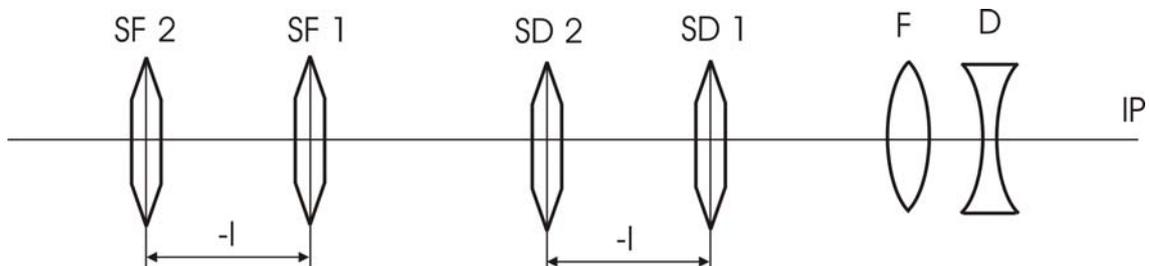


Рис. 3.17: Точка встречи пучков (IP), дублет квадрупольных линз финального фокуса (FD) и две пары секступольных магнитов для коррекции вертикального (SD) и горизонтального (SF) хроматизма.

Если матрица оптического преобразования между секступольными магнитами пары равна минус единице, такая система не создает aberrаций высшего порядка за пределами пары, и, следовательно, не влияет на динамическую апертуру [19].

Однако этот принцип верен только для модели бесконечно тонких (с нулевой длиной) секступольных линз. Учет конечной длины приводит к тому, что лишь квадратичные aberrации полностью компенсируются, но более высокие остаются и, ввиду больших значений бетатронных функций, существенно ограничивают динамическую апертуру [20], как это показано на рис. 3.18.

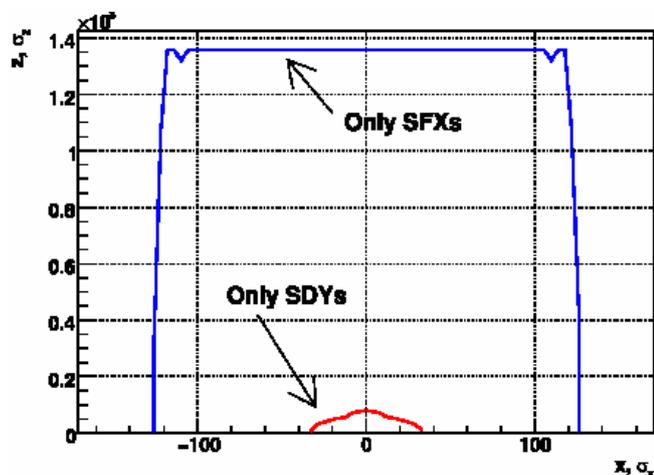


Рис. 3.18: Ограничение динамической апертуры парами секступольных линз компенсирующих хроматизм места встречи при учете их ненулевой длины.

В [20] был предложен метод, позволяющий корректировать этот эффект. Метод заключается в добавлении к паре основных хроматических секступольных линз пары корректирующих секступольных линз, также размещенных по фазе с $-I$ преобразованием (рис. 3.19). При этом оказывается, что силы корректирующих линз в 3-10% от основных, достаточно, чтобы существенно (в несколько раз) увеличить динамическую апертуру (рис. 3.20).

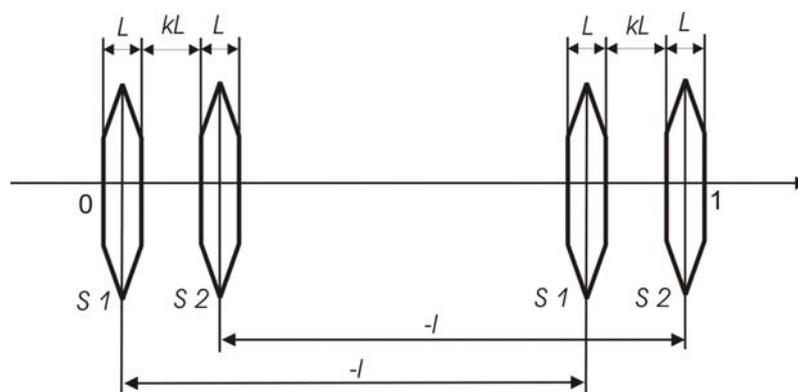


Рис. 3.19: Добавка корректирующей пары секступольных линз (S2) к основным (S1).

Поскольку одно условия размещения пары «крабовых» секступольных линз по сути аналогично паре линз для коррекции хроматизма, размещенных через $-I$ преобразование, и силы «крабовых» линз велики, здесь наблюдается тот же эффект – уменьшение динамической апертуры при учете ненулевой длины магнитов (рис. 3.21, слева).

Постановка дополнительной пары компенсирующих линз с малой силой позволяет и здесь существенно увеличить результирующую апертуру (рис. 3.21, справа).

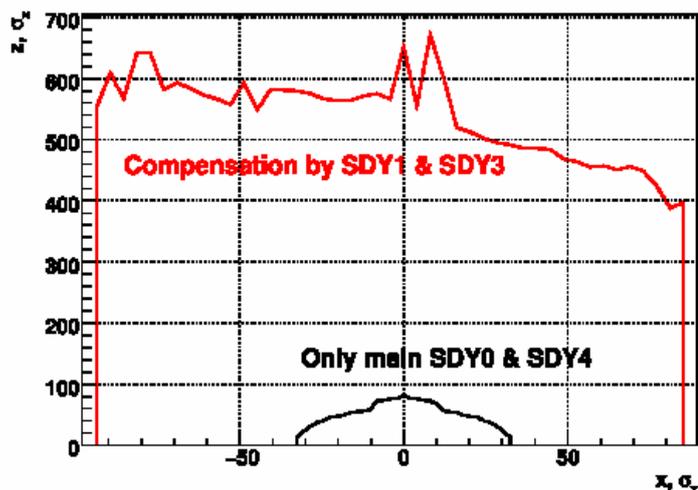


Рис. 3.20: Увеличение динамической апертуры компенсирующими секступольными линзами.

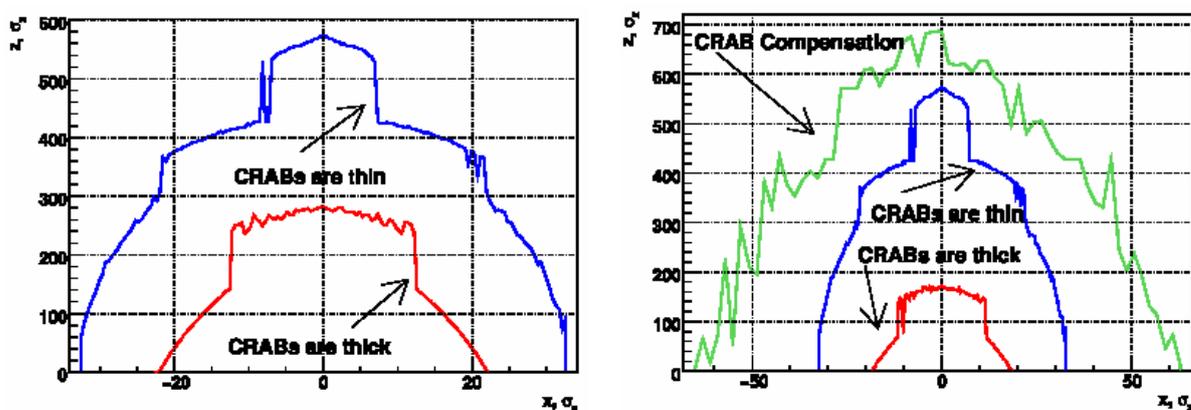


Рис. 3.21: Уменьшение динамической апертуры «толстыми» «крабовыми» секступолями (слева) и коррекция эффекта дополнительной парой линз (справа).

Кроме рассмотренного эффекта, который является основным для CW-коллайдеров, необходимо, также, рассмотреть следующие источники нелинейного возмущения:

- Краевые поля квадрупольных линз финального фокуса и ячеек коррекции хроматизма (поскольку бетатронные функции здесь достигают экстремальных значений в несколько сот метров).
- Секступольные линзы, корректирующие хроматизм в ячейках периодичности полукольца. Эта проблема аналогична той, которая возникает в современных источниках синхротронного излучения с малым эмиттансом.
- Из-за чрезвычайной малости вертикальной бетатронной функции в месте встречи могут быть существенны кинематические эффекты, которые также нужно учитывать.

3.4.6 Линзы финального фокуса

На рис. 3.22 схематично показана вакуумная камера секции финального фокуса. Параметры вакуумной камеры определяют конструкцию линз финального фокуса и других магнитных элементов, располагающихся здесь. От места встречи начинается бериллиевая вакуумная камера вершинного детектора, длиной в одну сторону 300 мм (полная длина камеры – 600 мм). Следующие 100 мм зарезервированы для размещения электроники детектора, в этом месте внутренний диаметр вакуумной камеры – 40 мм, толщина – 1

мм, угол между пучками 60 мрад. Далее идет переходный промежуток длиной примерно 150 мм, где камера раздваивается на две, диаметром 20 мм (рис. 3.23). В этом промежутке располагается сверхпроводящий (СП) соленоид, компенсирующий поле детектора, апертура соленоида повторяет апертуру вакуумной камеры.

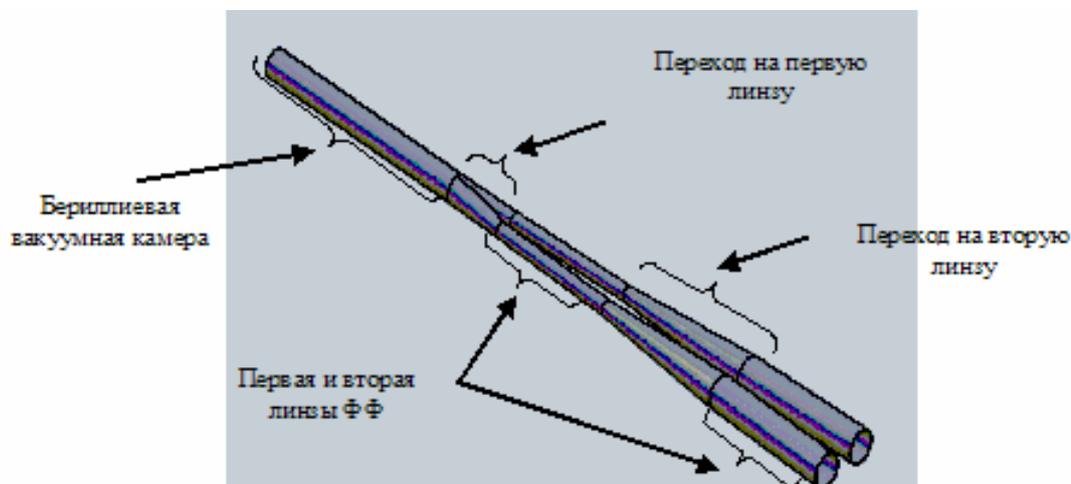


Рис. 3.22: Вакуумная камера места встречи (схематично).

Далее идет сверхпроводящий экранирующий соленоид, который обеспечивает отсутствие продольного поля в линзе ФФ. Соленоид состоит из двух частей разной апертуры (SSH1 и SSH2), апертура соленоидов определяется габаритными размерами линзы и вакуумной камерой в месте его окончания. Первая линза начинается уже внутри экранирующего соленоида и практически полностью экранирована от продольного поля компенсирующего соленоида и поля детектора. Первая линза ФФ, как и вторая, имеют длину 200 мм, между ними 300 мм пустого промежутка, первый экранирующий соленоид закрывает всю линзу плюс, как минимум, 50-100 мм пустого промежутка, это место требует внимательной и аккуратной проработки, т.к. оно определяет телесный угол детектора. Второй экранирующий соленоид начинается примерно с середины пустого промежутка между линзами ФФ, длина соленоида определяется конструкцией ярма детектора и также требует детальной проработки.

Параметры магнитных элементов секции финального фокуса приведены в таблице 3.4.

Таб. 3.4: Параметры линз и соленоидов ФФ на энергии 2.5 ГэВ.

Название	L_{eff} (мм)	s (мм)	B_{max} (кГс), G_{max} (кГс/см)	R_{ap} , мм	$\Delta B/B$, $\Delta G/G$ (%)	Тип
L_0	0.595	0	10	40	1	Место встречи
$SC0$	100	45	-45	45	1	СП комп.соленоид
$SSH1$	350-600	55	-10	-	1	СП экран.соленоид
$SEQ0$ ($NEQ0$)	200	60	-10.7	10	0.01-0.05	СП двухапертурная квадрупольная линза
$SSH2$	700-900	85	-10	-	1	СП экран.соленоид
$SEQ1$ ($NEQ1$)	200	110	6.5	22	0.01-0.05	СП двухапертурная квадрупольная линза

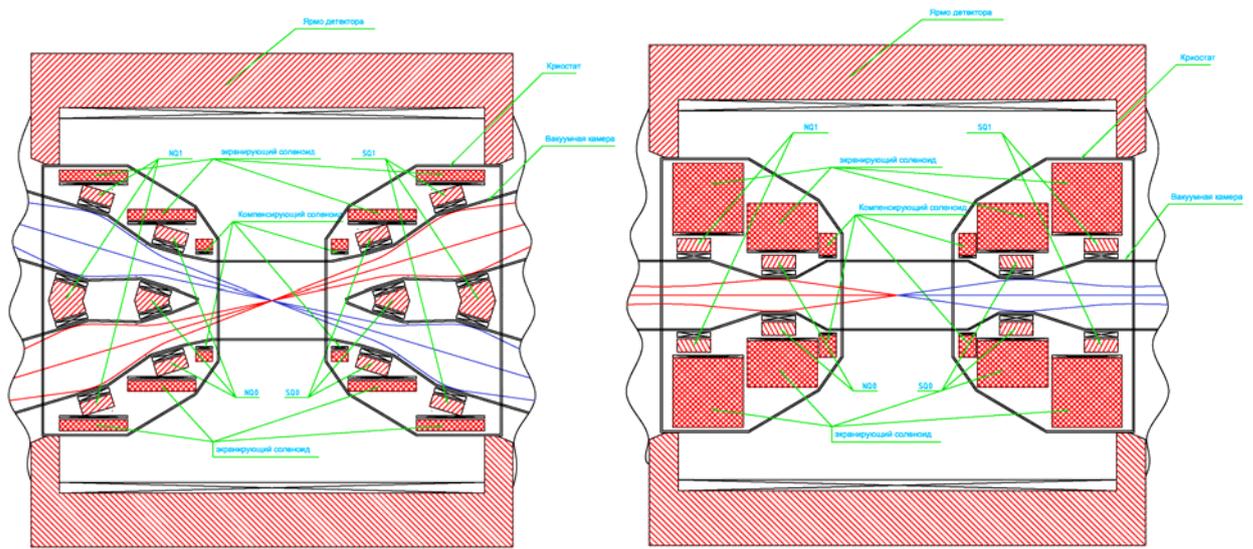


Рис. 3.23: Схема финального фокуса. Вид сверху – слева, вид сбоку – справа.

Одним из наиболее важных элементов секции финального фокуса являются первая (дефокусирующая) и вторая (фокусирующая) квадрупольные линзы, обеспечивающие фокусировку пучка в месте встречи.

Ярмо первой линзы *SEQ0* (*NEQ0*) расположено на расстоянии 600 мм от места встречи (расстояние указано вдоль траектории). Эффективная длина линзы – 200 мм, габаритная, с учетом катушек, меньше 300 мм. Общий вид линзы показан на рис. 3.24. Проведенные расчеты магнитного поля (двумерная модель) показывают, что точность градиента $\Delta G/G_0 \leq 4 \cdot 10^{-4}$ достигается во всем диапазоне энергий (таблица 3.5, рис. 3.25) в рабочей апертуре линзы $R = 10$ мм. Гармоники разложения поля, приведенные в таблице 3.5, имеют вид

$$B(x) = \sum_n A_n \cdot x^{n-1} .$$

Расчеты, также, показывают, что зависимость градиента от энергии с хорошей точностью является линейной, несмотря на то, что индукция магнитного поля в ярме линзы достигает значений 21-23 кГс. Ярмо линзы изготавливается из ванадиевого премендюра с кривой намагничивания, показанной на рис. 3.26.

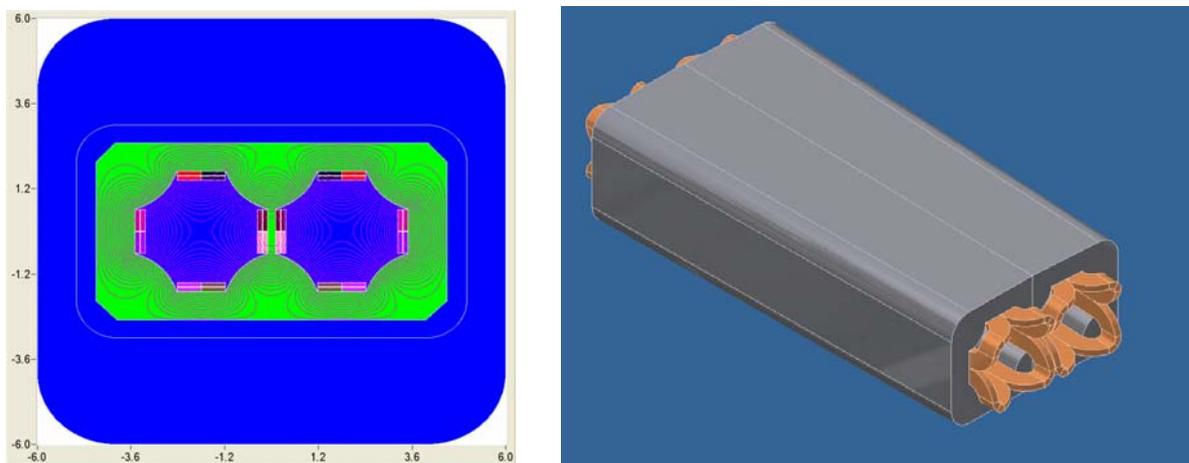


Рис. 3.24: Линза *SEQ0* (*NEQ0*) финального фокуса. Слева – поперечное сечение и линии магнитного потока, справа – общий вид.

Таб. 3.5: Основные гармоники поля линзы *SEQ0* (*NEQ0*).

	2.5 ГэВ	2 ГэВ	1.2 ГэВ
n	$A_n, (\text{кГс}/\text{см}^{n-1})$	$A_n, (\text{кГс}/\text{см}^{n-1})$	$A_n, (\text{кГс}/\text{см}^{n-1})$
2	-10.97	-9.08	-5.32
6	-0.0038	-0.0031	-0.0019
10	0.0021	0.0018	0.0011
14	0.0006	0.00046	0.00027
18	-2.2E-05	-1.8E-05	-1.1E-05

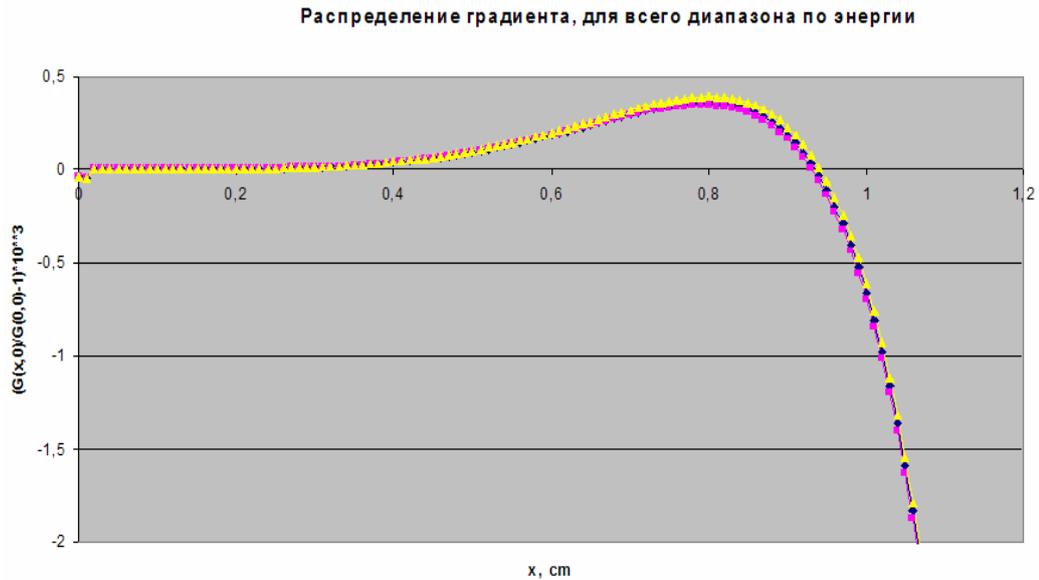


Рис. 3.25: Зависимость градиента линзы *SEQ0* (*NEQ0*) от поперечной координаты для градиентов 11 кГс/см, 9 кГс/см и 5.3 кГс/см.

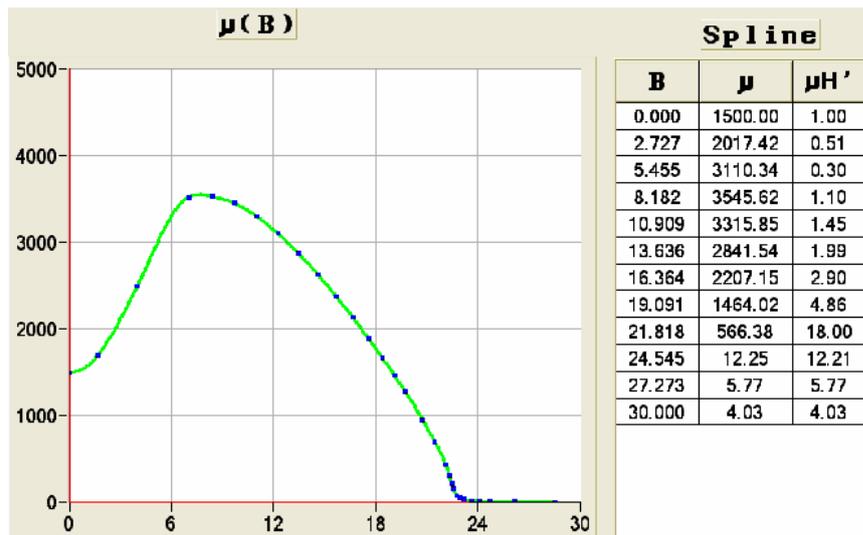


Рис. 3.26: Кривая намагничивания пермендюра для ярма линзы конечного фокуса.

Обмотка возбуждения линзы наматывается сверхпроводящим проводом *NbTi*, прямоугольного сечения 1.20×0.75 мм производства фирмы Oxford Instruments. Обмотка состоит из двух слоев по 7 витков в каждом слое. Минимальный радиус сгиба около 7 мм.

Обмотка наматывается простой плоской формы, как показано на рис. 3.27, а затем сгибается в седловидную и замоноличивается.

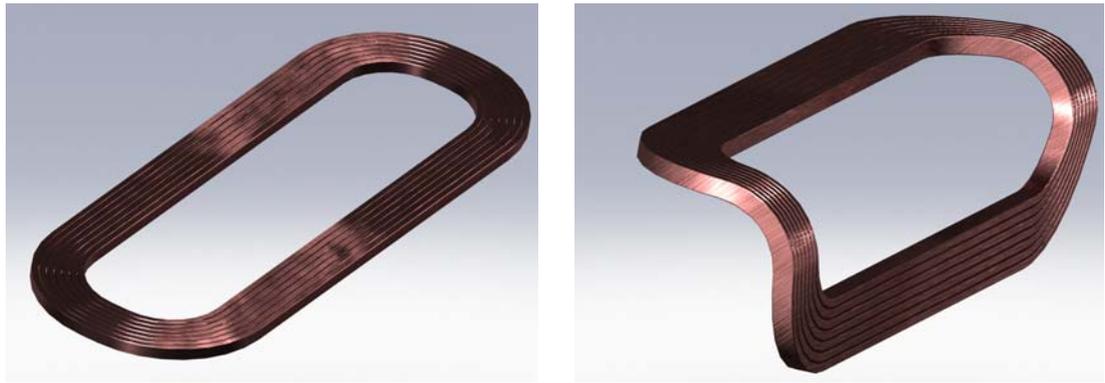


Рис. 3.27: Изготовление сверхпроводящей обмотки.

Конструкция второй (фокусирующей) линзы финального дублета *SEQ1 (NEQ1)* аналогична первой линзе; ее градиент меньше, но апертура больше. Расчет магнитного поля показывает, что в пределах рабочей апертуры $R = 22$ мм можно получить отличие градиента от идеального $\Delta G / G_0 < 10^{-3}$.

3.5 Эффекты встречи и светимость

Для плоских ($\sigma_y \ll \sigma_x$) электрон-позитронных пучков, при встрече под произвольным горизонтальным углом θ , светимость и сдвиги бетатронных частот определяются следующими формулами [11, 12]:

$$L = \frac{\gamma}{2er_e} \cdot \frac{I \cdot \xi_y}{\beta_y},$$

$$\xi_x = \frac{N_p r_e}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_x}{\sigma_x^2 (1 + \phi^2)}, \quad \xi_y = \frac{N_p r_e}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_y}{\sigma_x \sigma_y \sqrt{1 + \phi^2}},$$

$$\phi = \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right).$$

Здесь I – полный ток пучка, N_p – число частиц в сгустке, ϕ – угол Пивинского. Таким образом, видно, что для увеличения светимости нужно увеличивать полный ток и ξ_y , а также уменьшать вертикальную бета-функцию в месте встречи. При этом необходимо учитывать, что:

1. Увеличение полного тока за счет числа сгустков (уменьшение расстояния между сгустками) может ограничиваться эффектами взаимодействия пучков в паразитных местах встречи.
2. N_p ограничивается эффектами встречи (предельными ξ) и электромагнитным взаимодействием пучка с вакуумной камерой, которое накладывает ограничение на минимальную длину сгустка.
3. Если пытаться сделать $\beta_y < d$, где d – длина области взаимодействия пучков ($d \approx \sigma_z$ для малых ϕ), то предельные ξ_y и светимость упадут из-за *hour-glass* эффекта.

Все это приводит к невозможности существенного увеличения светимости традиционными методами.

В марте 2006 года итальянский физик Панталео Раймонди предложил принципиально новую схему столкновения пучков [10], получившую название Crab Waist. Главной ее особенностью является большой угол Пивинского ($\phi \geq 10$), получаемый за счет уменьшения σ_x в месте встречи (малый эмиттанс и β_x), так что угол пересечения θ все равно остается маленьким, порядка $50 \div 60$ мрад. При этом размер области пересечения пучков d становится много меньше длины сгустка: $d \approx \sigma_z / \phi$ для $\phi \gg 1$, что позволяет резко уменьшить β_y , и дает огромный выигрыш в светимости при том же полном токе. Дополнительными преимуществами этой схемы являются маленький параметр пространственного заряда ξ_x и отсутствие проблем с паразитными местами встречи из-за большого разведения пучков в единицах σ_x .

Еще одна принципиальная особенность связана с «крабовыми» секступолями, которые располагаются с двух сторон от места встречи, в местах с определенным набегом бетатронной фазы. Эти секступоли разворачивают вертикальную «перетяжку» пучка в месте встречи, что и отразилось в названии схемы. Такой разворот дает небольшой ($5 \div 10\%$) выигрыш в светимости за счет геометрического фактора, но главный их эффект состоит в сильном подавлении бетатронных и синхро-бетатронных резонансов связи [21, 22]. Предельное значение параметра ξ_y увеличивается в 2-3 раза!

Эта схема была впервые опробована на итальянской Ф-фабрике DAΦNE, что позволило увеличить ее светимость в 3 раза, и было получено хорошее согласие между экспериментальными данными и результатами численного моделирования [23, 24]. Сейчас на схеме CW базируется проект итальянской Супер В фабрики [25], и японской Супер КЕКВ фабрики.

При больших ϕ формулы для сдвига бетатронных частот можно переписать в следующем виде:

$$\xi_x = \frac{2N_p r_e}{\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_x}{(\theta\sigma_z)^2}, \quad \xi_y = \frac{N_p r_e}{\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_y}{\theta\sigma_z\sigma_y}.$$

Отсюда видно, что одновременное увеличение N_p и длины сгустка оставляет ξ_y неизменным, и при этом не возникает проблем с большим током сгустка, так как его длина тоже растет.

С другой стороны, нужно помнить, что эта схема требует довольно специфичной магнитной структуры накопителя, например, появляется проблема получения необходимой динамической апертуры (включая энергетический акцептанс), малых эмиттансов при больших токах пучка, и т.п. В результате может оказаться, что максимальное ξ_y будет определяться не эффектами встречи, как это обычно бывает, а другими факторами.

Для изучения эффектов встречи в схеме Crab Waist, определения основных факторов, ограничивающих светимость, и выбора рабочей точки было проведено численное моделирование с помощью программы LIFETRAC. Использовалась упрощенная модель кольца (линейная структура без бетатронной связи). Расчетный вертикальный эмиттанс получался за счет искусственно введенного вертикального шума. Результаты моделирования – светимость в зависимости от невозмущенных бетатронных частот – показаны на рис. 3.28. В красной области светимость лежит в пределах $(1.0 \div 1.1) \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Из сильных резонансов, которые ограничивают хорошую область, нужно отметить горизонтальные синхро-бетатронные резонансы (главным образом синхротронные сателлиты полуцелого резонанса), которые показаны вертикальными синими и черными полосами, а также резонанс связи низкого порядка $2\nu_x - \nu_y = 1$, показанный белой линией. Поскольку при большом угле Пивинского сдвиг горизонтальной частоты ξ_x очень мал (а разброс частот в пучке будет еще гораздо меньше [26]), область на диаграмме частот, занимаемая пучком («footprint»), имеет форму узкой вертикальной полосы. Это означает, что горизонтальные синхро-бетатронные резонансы ограничивают не светимость, а только выбор рабочей точки. Светимость ограничивается резонансом $2\nu_x - \nu_y = 1$, нужно, чтобы верхний край foot-

print (малые бетатронные амплитуды) оставался ниже этого резонанса, который таким образом задает предельные значения ξ_y для каждой рабочей точки. Отсюда следует, что для получения максимальной светимости надо смещаться влево-вниз вдоль пунктирной линии, в сторону полужелтого резонанса. Например, в точке (0.528, 0.550) (на рис. 3.28 обозначенной «А») можно легко получить $\xi_y = 0.3$, что в 2.5 раза больше расчетного значения! При этом реальный сдвиг бетатронной частоты $\Delta\nu_y$ будет, конечно, меньше, около 0.19, что как раз соответствует расстоянию до резонанса. В моделировании это увеличение ξ_y достигалось простым увеличением тока сгустка. При этом горизонтальный эмиттанс вырос из-за эффектов встречи на 20%, вертикальный – на 40%, удельная светимость – в 2.35 раза, а «хвосты» равновесного распределения оставались в пределах $10\sigma_x$ и $15\sigma_y$.

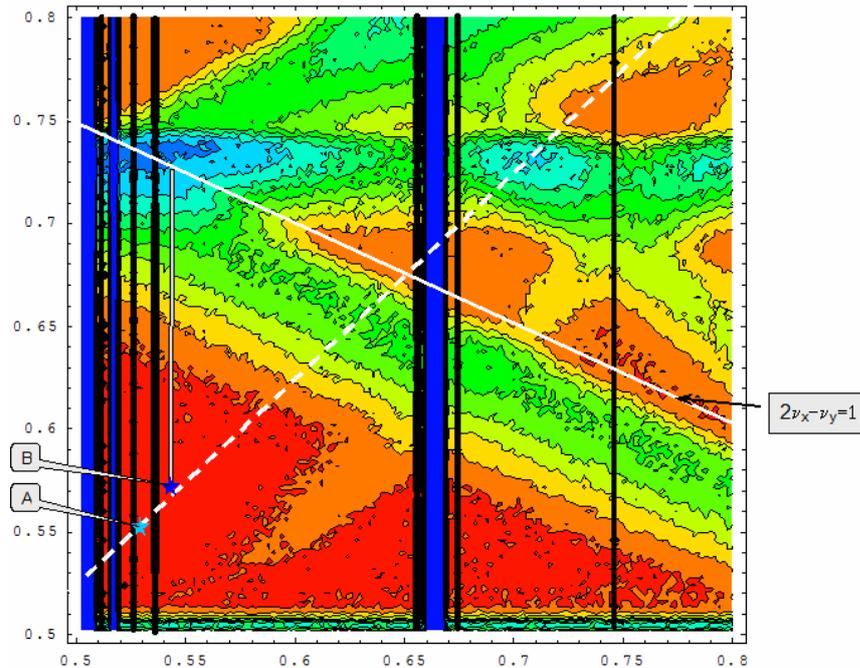


Рис. 3.28: Светимость как функция бетатронных частот для $\xi_y = 0.12$. Синий и черный цвет соответствует низкой светимости, красный – высокой.

С другой стороны, с учетом нелинейностей магнитной структуры накопителя, разброс горизонтальных бетатронных частот будет больше, чем просто ξ_x . Поэтому выбор рабочей точки, зажатой между двумя сильными синхро-бетатронными резонансами, может оказаться неоптимальным. Более привлекательно выглядит точка «В» (0.545, 0.570). Тут предельное $\xi_y \approx 0.24$, а соответствующий footprint показан на рис. 3.28 серой полосой, которая начинается в этой точке и упирается в линию резонанса $2\nu_x - \nu_y = 1$.

На рис. 3.29 приведены результаты моделирования для этой рабочей точки с разными токами сгустка. Как видим, вертикальный размер и удельная светимость слабо меняются при увеличении ξ_y с 0.12 до 0.24, а затем следует резкий скачок.

Увеличение тока сгустка в моделировании позволяет понять, где лежат ограничения на светимость из-за эффектов встречи. Но на практике максимальный ток сгустка будет ограничен другими факторами: длиной сгустка, мощностью инжектора, и т.п. Другой способ увеличить ξ_y состоит в уменьшении вертикального эмиттанса, что тоже выглядит довольно проблематично, поскольку приведет к значительному уменьшению времени жизни пучков, которое определяется рассеянием на встречном сгустке и внутривидовым рассеянием (эффект Тушека).

Кроме того, выбор рабочей точки диктуется не только эффектами встречи, но и нелинейной структурой накопителя. Как показывают расчеты, вблизи полужелтого резонанса из-за сильного нелинейного хроматизма динамическая апертура для частиц с неравновес-

ной энергией оказывается мала, поэтому приходится увеличивать бетатронные частоты. Если не стремиться к увеличению расчетного ξ_y (которое уже обеспечивает получение светимости $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$), то существенно расширяются возможности для выбора бетатронных частот: можно становиться в любую красную точку (см. рис. 3.28) правее и выше точки «В». Окончательный выбор будет сделан после того, как закончится работа по оптимизации динамической апертуры.

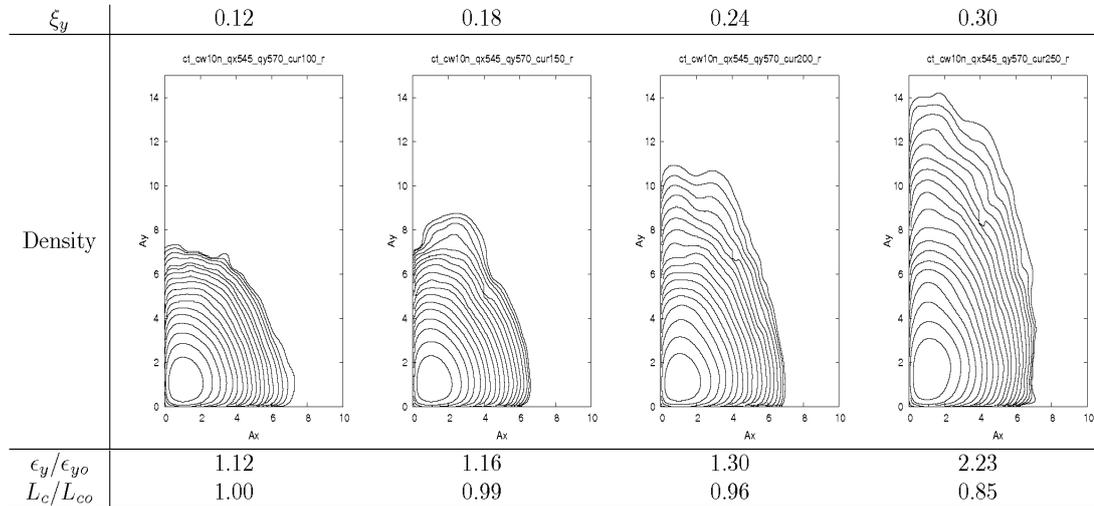


Рис. 3.29: Равновесное распределение пучка в плоскости нормализованных бетатронных амплитуд, вертикальный эмиттанс и удельная светимость в зависимости от ξ_y для рабочей точки (0.545, 0.570). Плотность распределения на соседних линиях уровня отличается в e раз. L_{c0} – удельная светимость для номинальных параметров ($\xi_y = 0.12$).

В заключение можно сказать, что при расчетных параметрах эффекты встречи не будут оказывать существенного влияния на динамику пучков. Расчетное значение $\xi_y = 0.12$ невелико, и позволяет варьировать рабочую точку в довольно широких пределах. Если удастся сдвинуть ее ближе в сторону полуцелого резонанса, то предельное ξ_y растёт. Это открывает принципиальную возможность получения более высокой светимости.

3.6 Получение продольной поляризации электронов в точке встречи

Поляризованные по спину электроны рождаются на фотокатоде источника с энергией от 100 кэВ до 200 кэВ и затем ускоряются в линейном ускорителе до необходимой для эксперимента энергии – в диапазоне от 1 ГэВ до 2.5 ГэВ. Спиновым манипулятором источника можно задать любое желаемое направление спина электронов в точке их инжекции в кольцо. Остается лишь организовать такую замкнутую спиновую траекторию вдоль периметра кольца, чтобы спин был продольно направлен в месте столкновения электронов с позитронами.

3.6.1 Замкнутая спиновая орбита. Спиновые ротаторы

Предлагается установить на электронном накопительном кольце 5 спиновых ротаторов – Сибирских змеек [27], каждый из которых вращает спин на 180° вокруг продольной оси ускорительной системы координат. Каждая такая змейка представляет собой два сверхпроводящих соленоида, разделенных зеркально-симметричной оптической системой из 7 квадрупольных линз, см. рис. 3.30. Суммарный интеграл поля двух соленоидов равен:

$$\int Bdl = \pi B\rho = 26 \text{ Т}\cdot\text{м}, \text{ if } E=2.5 \text{ GeV}$$

Транспортная матрица спинового ротатора, включая соленоиды, должна удовлетворять двум условиям: первое – иметь нулевые недиагональные 2x2 блоки и, второе, удовлетворять условию спиновой прозрачности. Для полной Сибирской змейки оба этих требования удовлетворяются одновременно, если положить [28]:

$$T_x = -T_y = \begin{pmatrix} -\cos(2\varphi) & -2r \sin(2\varphi) \\ (2r)^{-1} \sin(2\varphi) & -\cos(2\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

где φ - угол поворота спина одним соленоидом. Для полной змейки $\cos(2\varphi) = -1$. В случае $\varphi < \pi/2$ змейка называется частичной. Она, к сожалению, уступает полной змейке по скорости деполяризации пучка, и здесь нами не будет рассматриваться.

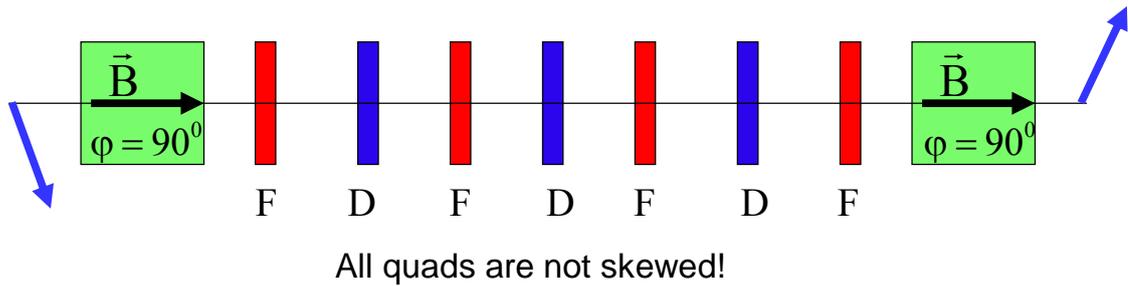


Рис. 3.30: Оптическая схема спинового ротатора - полной Сибирской змейки, вращающей спин на 180° вокруг оси соленоидов.

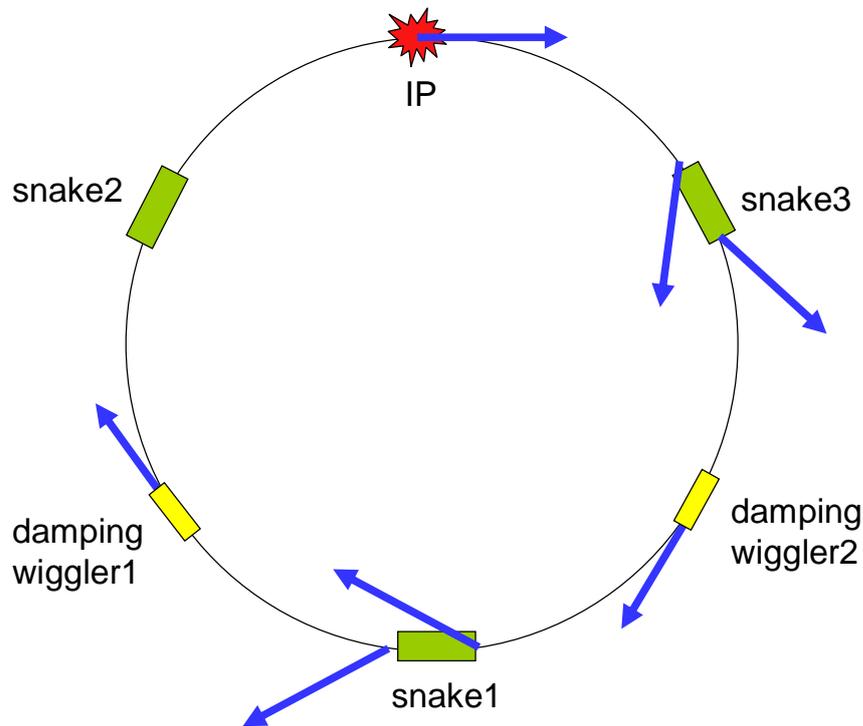


Рис. 3.31: Равновесная замкнутая спиновая траектория в кольце с тремя Сибирскими змейками. Деполяризующее влияние вигглеров-затухателей минимально, если их размещать в тех местах, где спин продолен.

Способ компенсации вносимой соленоидами связи бетатронных колебаний с помощью вставки между ними некоторой оптической системы, удовлетворяющей условию $T_x = -T_y$, был предложен в [29]. Большим достоинством обсуждаемого варианта компенсации связи является отсутствие необходимости использования каких либо скуль-линз. В

данной схеме допускается варьирование поля соленоидов в широких пределах, не меняя силы квадрупольных линз и, в частности, их полное выключение, связь при этом остаётся нулевой. Правда, если нам хочется не менять набег бетатронных фаз на всей вставке, то, всё-таки, надо незначительно подправить градиенты полей в линзах. Главное достоинство это то, что линзы не требуется вращать вокруг продольной оси, как это необходимо делать в некоторых альтернативных схемах компенсации связи, также рассмотренных в [29].

При нечетном числе змеек спин в арках кольца везде лежит в медианной плоскости и занимает точно продольное направление в середине арок между змеек. Схематически, это изображено на рис. 3.31, где показано равновесное направление спинов – замкнутая спиновая траектория – в кольце с тремя равномерно по азимуту расставленными змейками.

3.6.2 Радиационная релаксация спинов

Чем большее количество змеек установить на кольцо, тем большее время деполяризации будет достигнуто. Время деполяризации растет пропорционально квадрату числа змеек. Мы остановили свой выбор на пяти змейках, обеспечивающих прекрасное сохранение поляризации пучка электронов во всем энергетическом диапазоне. При работе на низкой энергии возможно использование меньшего числа змеек. Аналитические оценки среднего по азимуту значения квадрата модуля вектора спин-орбитальной связи для кольца с n_{snk} Сибирскими змейками дают следующий результат:

$$\langle \bar{d}^2 \rangle = \bar{d}^2(0) + \frac{\pi^2}{3} \frac{\nu^2}{n_{snk}^2}$$

$$\bar{d}^2(0) = \frac{\pi^2}{4} \sin^2 \frac{\pi\nu}{n_{snk}}$$

Здесь \bar{d} - вектор спин-орбитальной связи, $\bar{d}^2(0)$ - квадрат его модуля в точке минимума и $\langle \bar{d}^2 \rangle$ - его среднее значение на всей длине арки, $\nu = E(\text{MeV}) / 440.652$ - спиновая частота.

График зависимости $\bar{d}^2(\theta)$ для случаев $n_{snk} = 1$ и $n_{snk} = 3$ для энергии электронов $E = 1$ ГэВ представлен на рис. 3.32. Зная поведение \bar{d} на кольце, легко вычислить время радиационной релаксации спинов и равновесную радиационную степень поляризации. Они определяются известными формулами Дербенева и Кондратенко [30]:

$$\xi_{\text{rad}} = -\frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\langle |r|^{-3} \bar{b}(\bar{n} - \bar{d}) \rangle}{\left\langle |r|^{-3} \left(1 - \frac{2}{9} (\bar{n}\bar{v})^2 + \frac{11}{18} \bar{d}^2 \right) \right\rangle}$$

$$\tau_{\text{rad}}^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \lambda_e r_e c \gamma^5 \left\langle |r|^{-3} \left(1 - \frac{2}{9} (\bar{n}\bar{v})^2 + \frac{11}{18} \bar{d}^2 \right) \right\rangle$$

Здесь r - радиус кривизны орбиты в дипольных магнитах, \bar{b} - единичный вектор направленный вдоль поля в этих магнитах, \bar{n} - единичный вектор, указывающий равновесное направление спина, \bar{v} - единичный вектор направленный вдоль скорости, остальные обозначения имеют стандартный смысл.

В $c\tau$ -фабрике предполагается регулировать с помощью вигглеров радиационные декременты затухания, а именно, поддерживать время затухания на уровне около 30 мсек

во всем энергетическом диапазоне работы комплекса. На низкой энергии вигглеры включены на максимальное поле, а в случае работы на максимальной энергии вблизи 2.5 ГэВ вигглеры полностью выключаются. При расчетах времени деполяризации в накопительном кольце конечно же необходимо учитывать влияние на этот процесс и вигглеров. Как видно, рис. 3.33, вклад вигглеров-затухателей сильно зависит от того, где их разместить. Если они стоят в таких промежутках кольца где модуль вектора спин-орбитальной связи минимален (в середине арки между двух змеек), то их влияние незначительно. Если же их распределить равномерно по кольцу, то их влияние становится вполне ощутимым.

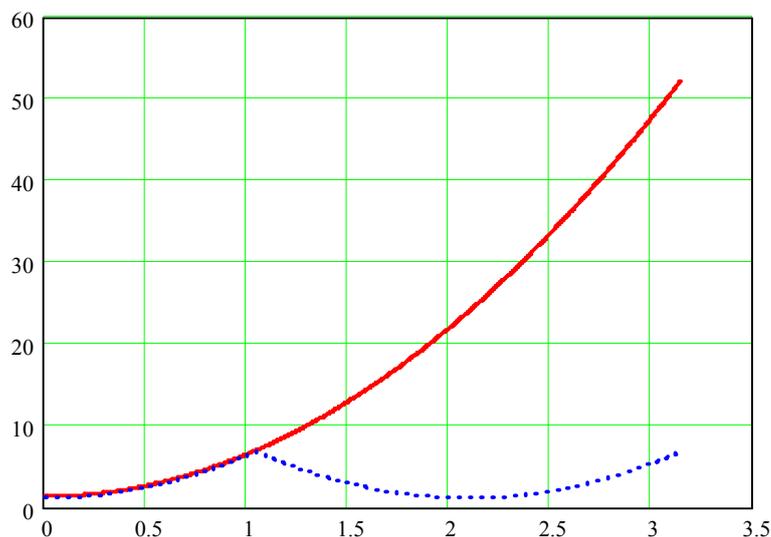


Рис. 3.32 Зависимость квадрата модуля вектора спин-орбитальной связи от азимута на энергии $E = 1$ ГэВ с одной и тремя (точки синим цветом) Сибирскими змейками.

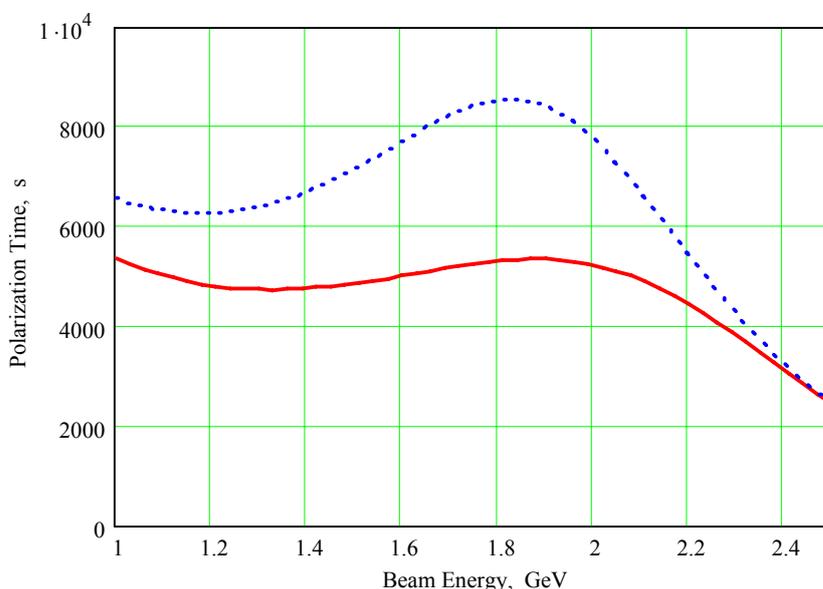


Рис. 3.33 Зависимость времени релаксации спинов от энергии электронов в варианте с 5ю Сибирскими змейками. Сплошная кривая соответствует равномерной расстановке вигглеров вдоль кольца, а точками показан предпочтительный вариант размещения вигглеров-затухателей в местах минимума модуля вектора спин-орбитальной связи.

3.6.3 Усредненная по времени степень поляризации

Равновесная радиационная степень поляризации пучков при наличии Сибирских змеек на кольце практически обращается в ноль. И это хорошо, поскольку выделенный

знак поляризации пучка может приводить к систематическим ошибкам при анализе спиновой асимметрии интересующих нас процессов. Предполагается некоторым случайным образом инжектировать сгустки поляризованных электронов в различные сепаратрисы, а их несколько сот, и метить все регистрируемые события номером сепаратрисы, которой они соответствуют. Потери частиц, происходящие в основном из-за тормозного излучения на встречном пучке, конечно же, надо восполнять свежими поляризованными электронами. В результате, постепенно установится некоторая равновесная степень поляризации, определяемая балансом числа частиц, проживших в кольце разное время. Легко показать, что равновесная степень поляризации равна:

$$\xi = \xi_{beam} \frac{\tau_{rad}}{\tau_{beam} + \tau_{rad}} + \xi_{rad} \frac{\tau_{beam}}{\tau_{beam} + \tau_{rad}}$$

Здесь $\xi_{beam} = 90\%$ - степень поляризации свежего пучка, $\xi_{rad} \approx 0\%$ - степень радиационной само-поляризации электронов в кольце, $\tau_{beam} = 1000 \text{ sec}$ - время жизни частиц в кольце, τ_{rad} - время радиационной релаксации спинов. На рис. 3.34 приведены графики зависимости средней по времени степени поляризации электронного пучка для 1, 3 и 5 змеек. Эти результаты получены аналитически, а также подтверждены результатами расчета с помощью программы ASSPIRIN [31, 32]. Из рисунка видно, что вариант с пятью змейками обеспечивает уровень поляризации порядка 80% во всем энергетическом диапазоне ускорителя.

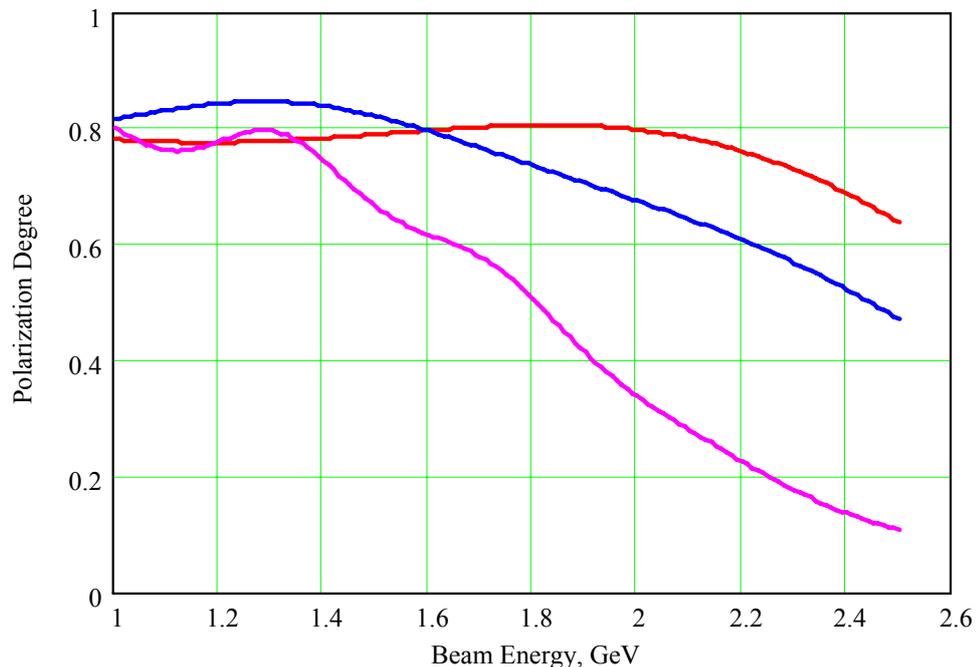


Рис. 3.34: Средняя по времени степень поляризации электронов в кольце с-tau фабрики в вариантах с 1, 3 и 5 змейками.

3.6.4 Технические аспекты реализации спиновых ротаторов

Для каждого спинового ротатора требуется создать комплект из двух сверхпроводящих соленоидов и семи квадрупольных линз. Длина одного соленоида 2 метра, максимальное поле 6.5 Тесла, апертура 4 см. По видимому, соленоид на такие параметры можно охлаждать одним трех-ступенчатым кулером и размещать его просто в вакуумном

криостате без использования жидкого гелия. Такие эксперименты с использованием косвенного охлаждения небольших сверхпроводящих устройств в настоящее время ведутся.

Общая длина Сибирской змейки около 10 метров, что составляет около 1.5 % всего периметра. Все квадрупольные линзы имеют те же спецификации, что и основные линзы кольца.

Исследовался вопрос о поле допусков на допустимые отклонения градиентов линз от номинальных значений. Никаких слишком жестких ограничений на точность управления токами линз не найдено. Фактически отклонения полей в линзах и соленоидах вплоть до 10% не приводят к существенному росту вертикального эмиттанса.

3.7 Время жизни пучков

Важным вкладом во время жизни пучков является потеря частиц из-за их рассеяния на встречном пучке в точке встречи (рис. 3.35). Этот эффект пропорционален светимости коллайдера

$$\frac{dN}{dt} = -\sigma \cdot L,$$

где σ – сечение процесса, а L – светимость. Естественно, роль этого эффекта при увеличении светимости растет.

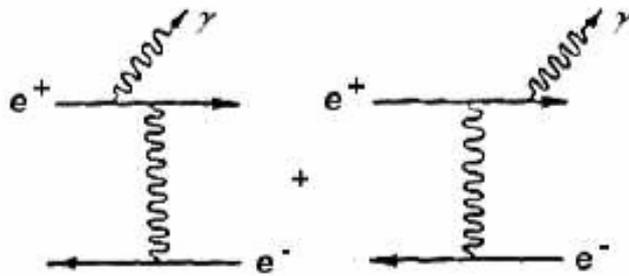


Рис. 3.35: Неупругое рассеяние частиц встречных пучков.

Если считать светимость константой, то зависимость числа частиц от времени можно приближенно оценить как

$$N(t) \approx N_0 e^{-\Delta t \frac{\sigma \cdot L}{N_0}}.$$

Необходимо различать упругое рассеяние $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и однократное тормозное излучение одной частицы в поле другой $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Сечение упругого процесса, который приводит к потере частицы, если угол ее отклонения превышает акцептанс ускорителя, в нашем случае более чем на порядок меньше, чем сечение тормозного излучения.

Стандартный расчет в КЭД дифференциального по E_γ сечения однократного тормозного излучения дает

$$d\sigma_{cl} = \frac{16\alpha}{3} r_0^2 \frac{dy}{y} \left[1 - y + \frac{3}{4} y^2 \right] \left[\ln \left(\frac{4\gamma^2(1-y)}{y} \right) - \frac{1}{2} \right],$$

где $y = E_\gamma / E_b$, E_b – энергия пучка, r_0 – классический радиус электрона. В ОТИ дают вклад малые передачи импульса, отвечающие большим прицельным параметрам. Это делает сечение процесса чувствительным к различным макроскопическим эффектам. Как было показано в экспериментах на ВЭПП-4, наиболее существенным является ограничение прицельных параметров поперечным размером пучка.

ОТИ можно рассматривать как рассеяние сопровождающих электрон виртуальных фотонов на встречном электроне. Виртуальные фотоны с энергией ω заполняют диск радиуса $\rho \sim \gamma / \omega$. Основной вклад в сечение тормозного излучения дают фотоны с энергией $\omega \sim E_\gamma / 4\gamma^2$, для которых эффективный «диск» имеет характерный радиус

$$\rho \sim \frac{4\gamma^2}{E_\gamma} \approx 4 \text{ мм} \quad \text{при} \quad E_\gamma / E_b = 0.01.$$

Поскольку поперечный размер пучков $\ll 4$ мм, не все виртуальные фотоны встречаются с электронами, и стандартный расчет КЭД дает завышенное значение сечения рассеяния. Правильный учет прицельных параметров рассматриваемого процесса был сделан в [33, 34], и результаты этих работ используются ниже для оценки времени жизни пучков в $s\tau$ -фабрике. Сечение однократного тормозного излучения, полученное стандартным образом и с учетом поправок, приведено на рис. 3.36.

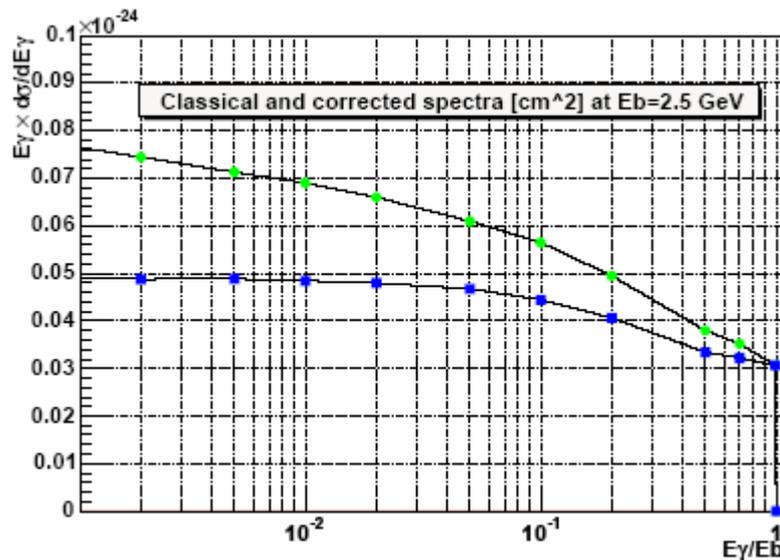


Рис. 3.36: Сечение тормозного излучения (в одну сторону) при $E_b = 2.5$ ГэВ и размерах пучка $\sigma_y = 0.39$ $\mu\text{м}$ и $\sigma_x = 14$ $\mu\text{м}$. Верхняя кривая – стандартный расчет КЭД, нижняя – с учетом ограничения прицельных параметров.

Скорость потери частиц и время жизни пучка по однократному тормозному излучению, рассчитанные для параметров $s\tau$ -фабрики с учетом эффекта ограничения прицельных параметров, показаны на рис. 3.37. Минимальное время жизни в диапазоне энергий $\sim 1.8 \div 2.5$ ГэВ составляет 1600 сек.

Из-за малости эмиттанса пучка и достаточно большой интенсивности сгустка, ожидается, что другим важным эффектом, определяющим время жизни частиц в $s\tau$ -фабрике будет внутрисгустковое рассеяние частиц одного пучка (эффект Тушека), которое определяется как [35]

$$\tau_T^{-1} = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{Nr_0^2 c}{8\pi\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \frac{\lambda^3}{\gamma^2} D(\xi),$$

где λ – энергетическая апертура,

$$\xi = \left(\frac{\Delta E / E}{\gamma} \right)^2 \frac{\beta_x}{\varepsilon_x},$$

а функция $D(\xi)$ определяется как [36]

$$D(\xi) = \sqrt{\xi} \left(\ln \left(\frac{1}{1.78\xi} \right) - \frac{3}{2} \right).$$

Энергетическая апертура, от размера которой существенно зависит «тушековское» время жизни, выбирается как минимум из ВЧ-акцептанса и энергетической динамической апертуры, которая, в наших условиях, является определяющей.

Время жизни по внутрисгустковому рассеянию моделировалось для реалистической структуры ускорителя с использованием модифицированного алгоритма Пивинского [36]. Результаты моделирования для энергии 2 ГэВ приведены на рис. 3.38.

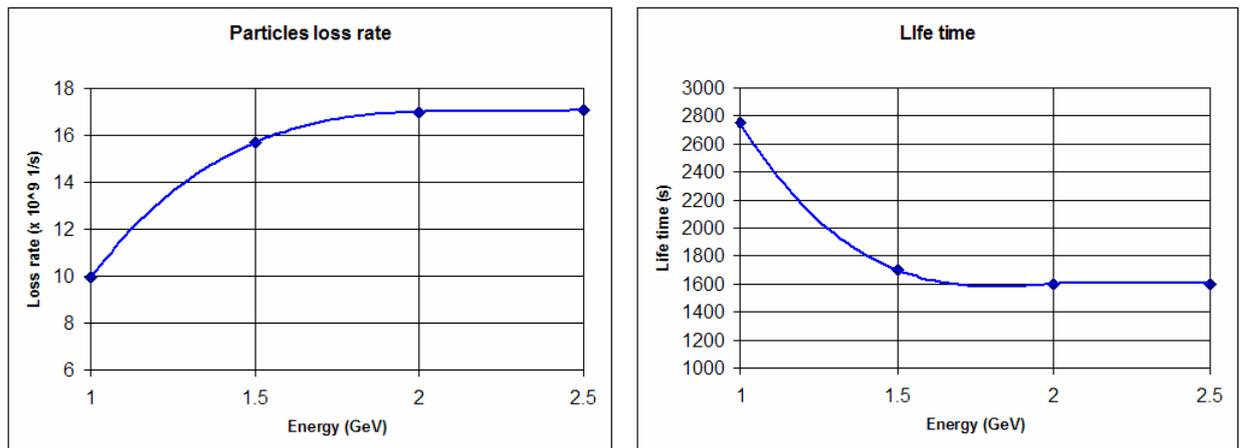


Рис. 3.37: Потери частиц (слева) и время жизни пучка (справа) для однократного тормозного излучения.

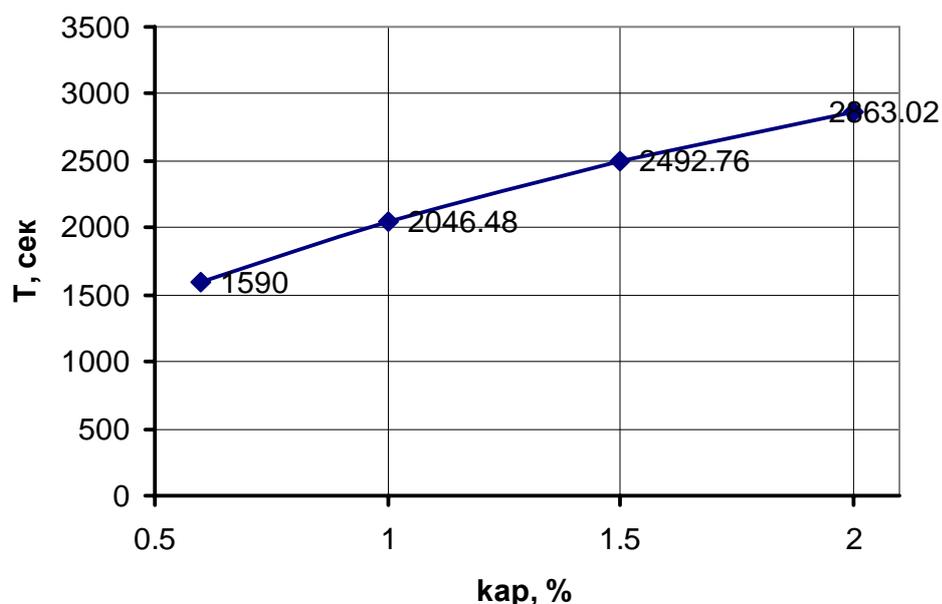


Рис. 3.38: Время жизни по внутрисгустковому рассеянию, как функция коэффициента связи бетатронных колебаний для энергии 2 ГэВ.

3.8 Коллективные эффекты

3.8.1 Коллективные эффекты

Взаимодействие интенсивного пучка заряженных частиц с электромагнитными полями, индуцированными им в вакуумной камере (wake-поля), приводит к различным коллективным эффектам динамики пучка. Эти эффекты зависят от интенсивности пучка и становятся заметными при большом количестве частиц в пучке. Наиболее значительным следствием коллективных эффектов является неустойчивость движения. При выполнении резонансных условий малые отклонения положения или энергии пучка могут усиливаться из-за его взаимодействия с wake-полями. Такая положительная обратная связь приводит к неустойчивости колебаний и, как следствие, к потере пучка или снижению его качества.

В частотной области взаимодействие пучка с компонентами вакуумной камеры посредством wake-полей описывается частотно-зависимыми импедансами связи. Наличие в ускорителе участков с узкополосным импедансом (например, паразитные высшие моды ускоряющих резонаторов) может приводить к возникновению многосгустковой неустойчивости, а широкополосный импеданс может вызвать внутрисгустковую неустойчивость пучка. Основы теории коллективных эффектов, неустойчивостей и импедансов связи изложены в [37, 39, 40].

Вакуумная камера ускорителя в целом обычно представляется в виде широкополосного импеданса, полученного суммированием широкополосных импедансов всех компонентов камеры. Широкополосный импеданс можно полагать аддитивным, поскольку wake-поля быстро затухают и интерференцией wake-полей, возбуждаемых пучком в разных компонентах вакуумной камеры, практически можно пренебречь. Величина суммарного широкополосного импеданса используется для оценок устойчивости внутрисгусткового движения пучка (а также является мерой качества проектирования и изготовления вакуумной камеры).

Для оценок допустимых импедансов связи проектируемого коллайдера полезно рассмотреть опыт работы существующих В-фабрик – КЕКВ и РЕР-II. Имеет смысл сравнивать параметры накопительных колец, энергия пучка в которых близка к величине 2.5 ГэВ, выбранной для проектируемой $s\tau$ -фабрики. Это установки КЕКВ LER с энергией 3.5 ГэВ и РЕР-II LER – 3.1 ГэВ. Энергия накопительных колец КЕКВ HER и РЕР-II HER, 8 ГэВ и 9 ГэВ, соответственно, значительно превышает проектную энергию $s\tau$ -фабрики.

Основные параметры ускорителей КЕКВ LER, PEP-II LER и $c\tau$ -фабрики, представляющие интерес для анализа коллективных эффектов, а также результаты оценок неустойчивостей приведены в таб. 3.6 и таб. 3.7.

3.8.2 Удлинение пучка

Электромагнитные поля, наведенные пучком, приводят к изменению формы ускоряющего ВЧ поля, действующего на пучок. Этот эффект приводит к искажению продольного распространения частиц и к удлинению сгустка, в то время как энергетический разброс не меняется. Удлинение сгустка, вызванное искажением потенциальной ямы, описывается уравнением [41, 42, 43]:

$$\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right)^3 - \frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}} + I_b \frac{\alpha \operatorname{Im}(Z_{\parallel}/n)_{\text{eff}}}{\sqrt{2\pi} \frac{E}{e} v_s^2} \left(\frac{R}{\sigma_{s0}}\right)^3,$$

где I_b – ток пучка, $\sigma_{s0} = \frac{c\alpha}{v_s \omega_0} \frac{\sigma_E}{E}$ – длина пучка при нулевом токе, $\frac{\sigma_E}{E}$ – относительный

энергетический разброс, R – средний радиус ускорителя, α – коэффициент расширения орбит, ω_s – синхротронная частота (в единицах частоты обращения ω_0). Эффективный импеданс $(Z_{\parallel}/n)_{\text{eff}}$, часто используемый для оценок устойчивости пучка, является взвешенным нормализованным импедансом Z_{\parallel}/n , усредненным по спектру частот пучка [44].

Существует приближенное соотношение между низкочастотным и эффективным импедансом, зависящее от среднеквадратичной длины пучка. Для коротких сгустков, если среднеквадратичная длительность сгустка $\sigma_t = \sigma_s/c$ значительно меньше величины $1/\omega_c$, где $\omega_c = c/b$ – характеристическая частота импеданса (b – характерный поперечный размер вакуумной камеры), имеем:

$\left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{\text{eff}} \approx \omega_c \sigma_t \frac{Z_{\parallel}}{n}$, в то время как для длинных сгустков,

т.е. если $\sigma_t > 1/\omega_c$, можно считать что $\left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{\text{eff}} \approx \frac{Z_{\parallel}}{n}$.

Если ток пучка превышает некоторую пороговую величину, то взаимодействие пучка с продольным импедансом приводит к микроволновой неустойчивости продольного движения. Выше порога неустойчивости с увеличением тока растет как продольный размер, так и энергетический разброс пучка. Амплитудное значение порогового тока сгустка I_p для релятивистского пучка может быть оценено по формуле [45, 46]:

$$I_p \leq \frac{\alpha}{|Z_{\parallel}/n|} \frac{E}{e} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}^2,$$

где $\frac{\Delta p}{p} = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \frac{\Delta E}{E}$ – ширина распределения частиц по продольному импульсу, для ульт-

релятивистских пучков равная энергетическому разбросу $\frac{\Delta E}{E}$. Для сгустка с гауссов-

ским распределением плотности и среднеквадратичной длиной ω_s амплитудное значение тока I_p связано со средним током I_b следующим соотношением:

$$I_p = \frac{\sqrt{2\pi R}}{\sigma_s} I_b.$$

Средний пороговый ток микроволновой неустойчивости определяется выражением [47]:

$$I_b \leq \frac{\sigma_{s0}}{R} \frac{\sqrt{2\pi\alpha} \frac{E}{e}}{|Z_{\parallel}/n|_{\text{eff}}} \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2. \quad (3.15)$$

На рис. 3.39 показаны графики зависимости порогового тока микроволновой неустойчивости от нормализованного продольного импеданса. Видно, что проектный ток сгустка 4.4 мА не будет превышать порог неустойчивости при величине нормализованного импеданса не более 70 мОм. Для сравнения, пороговый ток КЕКВ LER, вычисленный по формуле (3.15) с использованием параметров из таблицы 1, составляет 0.1 мА (рабочий ток сгустка 0.5 мА), пороговый ток PEP-II LER – 3 мА, ток сгустка – 1.3 мА.

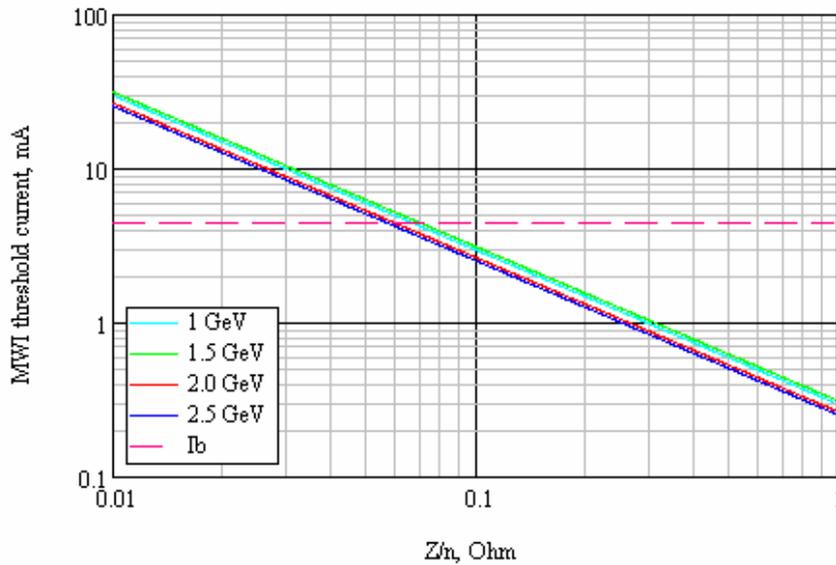


Рис. 3.39: Пороговый ток микроволновой неустойчивости.

Выше порога микроволновой неустойчивости удлинение сгустка в зависимости от тока для релятивистского электронного или позитронного пучка с гауссовским распределением линейной плотности описывается кубическим уравнением [42, 43]:

$$\left(\frac{\sigma_s}{R} \right)^3 = I_b \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi} \frac{E}{e} v_s^2} \left(\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{\text{cr}} + \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{\text{eff}} \right),$$

где $\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{\text{cr}}$ – величина импеданса на критической частоте $\omega_c = c/b$, в основном определяющая турбулентное удлинение сгустка. На рис. 3.40 показаны графики длины сгустка в зависимости от тока пучка для трех значений нормализованного продольного импеданса на энергии 2 ГэВ и при фиксированном ускоряющем напряжении $U_{\text{RF}}=0.99$ МВ. Следует отметить, что удлинение сгустка КЕКВ LER при рабочем токе составляет около 20%.

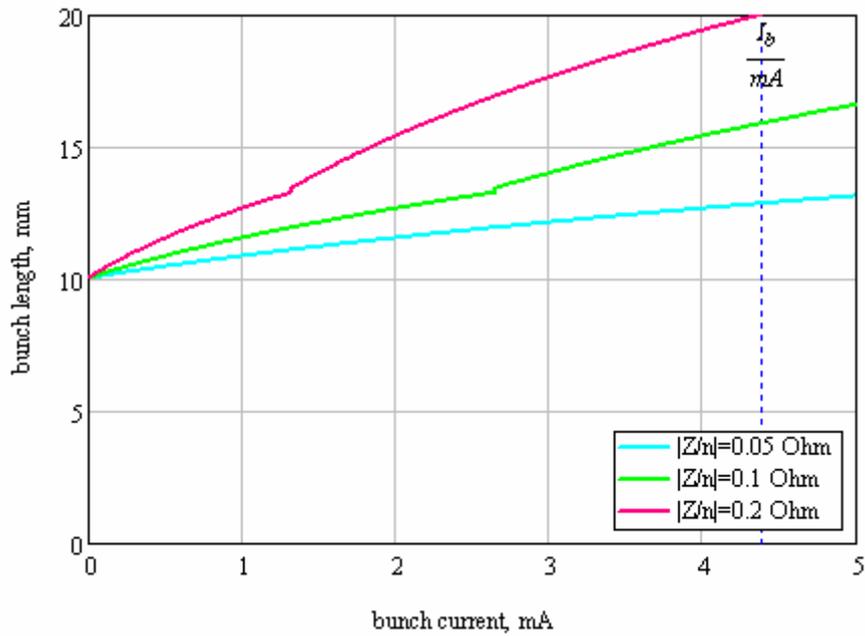


Рис. 3.40: Удлинение сгустка в зависимости от тока.

Если необходимо поддерживать продольный размер пучка при любом токе, то для компенсации удлинения надо увеличивать ускоряющее ВЧ напряжение, см. рис. 3.41. Видно, что значительное превышение порога микроволновой неустойчивости нежелательно, поскольку приводит к значительному росту ВЧ напряжения, требуемого для компенсации удлинения сгустка.

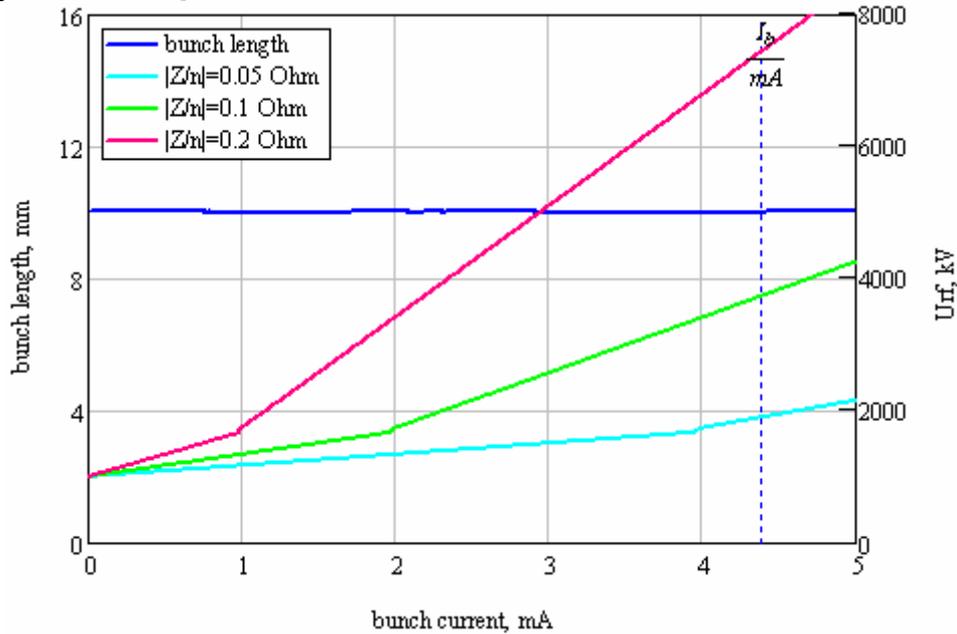


Рис. 3.41: Компенсация удлинения сгустка, $E=2$ ГэВ.

3.8.3 Когерентные потери энергии

Действительная часть продольного импеданса приводит к когерентным потерям энергии, квадратично зависящим от заряда пучка q [39]:

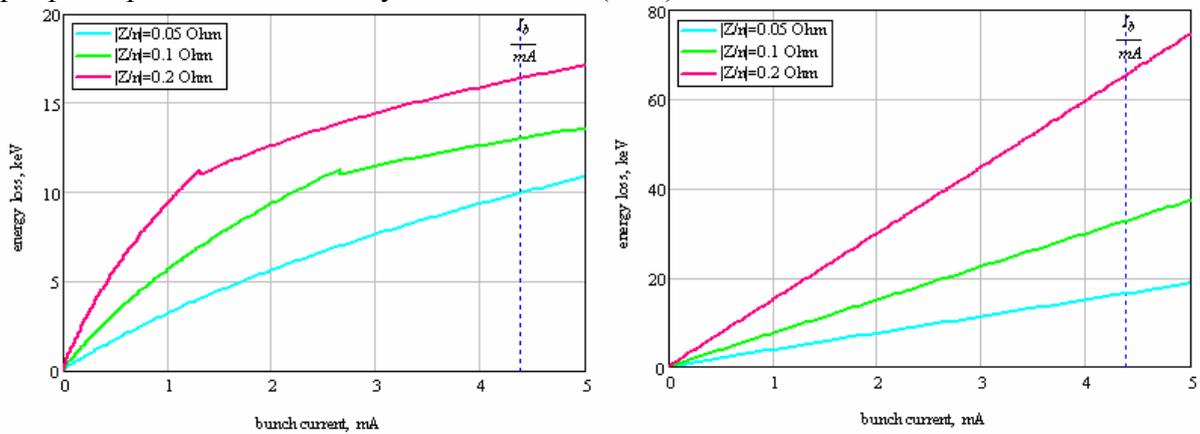
$$\Delta E = -k_{||} q^2. \quad (3.16)$$

Коэффициент пропорциональности k_{\parallel} называют продольным фактором когерентных потерь (longitudinal loss factor). Он зависит как от свойств вакуумной камеры, характеризующихся импедансом Z_{\parallel} , так и от продольного распределения плотности пучка λ :

$$k_{\parallel} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \operatorname{Re} Z_{\parallel}(\omega) |\lambda(\omega)|^2 d\omega,$$

где $Z_{\parallel}(\omega)$ – суммарный широкополосный продольный импеданс камеры, а $\lambda(\omega)$ – Фурье-образ распределения плотности пучка $\lambda(t)$. Так же, как и потери на синхротронное излучение, когерентные потери энергии компенсируются в ускоряющих резонаторах на каждом обороте пучка.

На рис. 3.42 показаны графики когерентных потерь энергии в зависимости от тока пучка на энергии 2 ГэВ при фиксированном ускоряющем напряжении $U_{\text{RF}}=0.99$ МВ (а) и при фиксированной длине сгустка $\sigma_s=10$ мм (3.16).



а) $U_{\text{RF}}=0.99$ МВ

б) $\sigma_s=10$ мм

Рис. 3.42: Когерентные потери энергии, $E=2$ ГэВ.

3.8.4 ТМС-неустойчивость (fast head-tail)

Резонансное взаимодействие пучка и короткоживущих поперечных wake-полей, характеризующее поперечным широкополосным импедансом, является причиной неустойчивости поперечных связанных мод (transverse mode coupling, ТМС или fast head-tail). Wake-поля, наведенные головной частью сгруппированного пучка, воздействуют на частицы его хвостовой части (head-tail-эффект). Из-за синхротронных колебаний голова и хвост пучка периодически меняются местами, при выполнении резонансных условий происходит неограниченное нарастание амплитуды бетатронных колебаний, приводящие к потерям частиц пучка до пороговой интенсивности.

Для вакуумной камеры кругового сечения связь между продольным и поперечным дипольным импедансом описывается формулой (следствие теоремы Панофского-Венцеля):

$$Z_{\perp} = \frac{2R}{b^2} \frac{Z_{\parallel}}{n},$$

где b – радиус камеры. Эта формула может также использоваться для грубых оценок и в случае камеры переменного сечения, полагая b равным средней полувысоте камеры.

Взаимодействие пучка с реактивной частью поперечного импеданса приводит к когерентному сдвигу бетатронной частоты, который при малых токах линейно зависит от тока пучка [37]:

$$\frac{\Delta \nu_{\beta}}{\Delta I_b} = \frac{\sqrt{2\pi R} \langle \text{Im} Z_{\perp} \beta \rangle}{\sigma_s \frac{E}{8\pi e}}, \quad (3.17)$$

где $\langle \text{Im} Z_{\perp} \beta \rangle$ – суммарный широкополосный реактивный импеданс, взвешенный по бета-функции. Когерентный сдвиг вертикальной бетатронной частоты $s\tau$ -фабрики, вычисленный по формуле (3.17), составляет $\Delta \nu_y / \Delta I_b = 0.36 \text{ A}^{-1}$ при $E = 2 \text{ ГэВ}$, $Z_{\parallel} / n = 0.1 \text{ Ом}$, $Z_{\perp} = 39 \text{ кОм}$. Для сравнения, когерентный сдвиг вертикальной бетатронной частоты в случае КЕКВ LER составляет $\Delta \nu_y / \Delta I_b = 4.2 \text{ A}^{-1}$ (результат измерений), в случае РЕР-II LER – $\Delta \nu_y / \Delta I_b = 0.23 \text{ A}^{-1}$ (расчет).

Пороговый ток ТМС неустойчивости может быть оценен по когерентному сдвигу (3.17) бетатронной частоты:

$$I_b \leq \frac{\sigma_s}{\sqrt{2\pi R} \langle \text{Im} Z_{\perp} \beta \rangle} \frac{8\pi \frac{E}{e} \nu_s}{e}, \quad (3.18)$$

На рис. 3.43 показаны графики порогового тока (3.18) ТМС неустойчивости в зависимости от нормализованного продольного импеданса, в предположении, что поперечный импеданс пропорционален продольному, согласно теореме Панофского-Венцеля. Для КЕКВ LER пороговый ток составляет $I_{th} = 1.5 \text{ мА}$ при $Z_{\perp} = 99 \text{ кОм}$, для РЕР-II LER – $I_{th} = 32.6 \text{ мА}$ при $Z_{\perp} = 22.5 \text{ кОм}$.

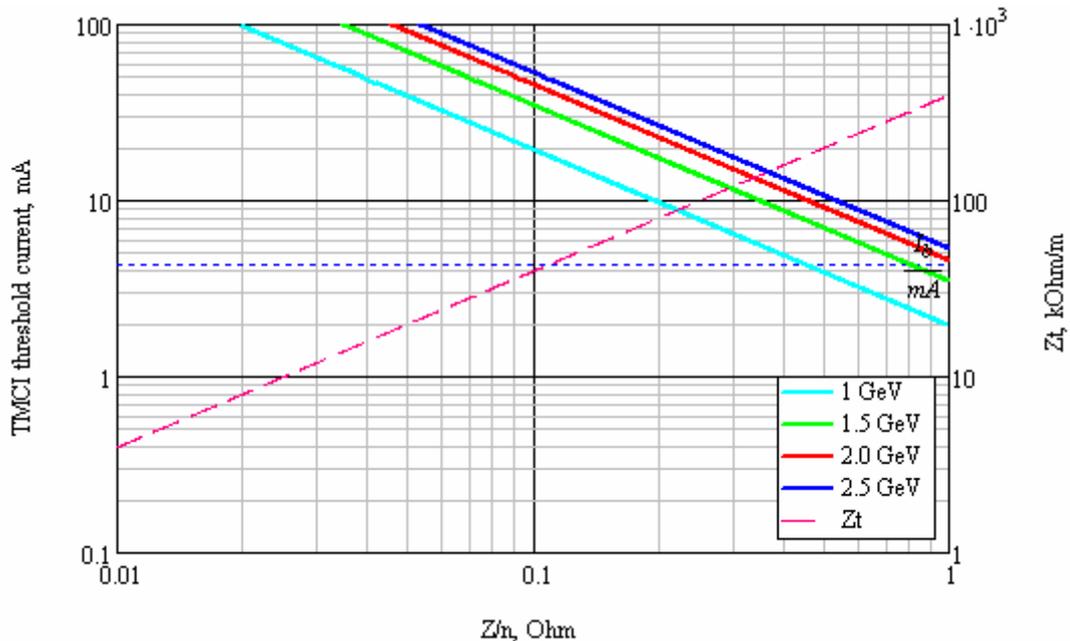


Рис. 3.43: Пороговый ток ТМС неустойчивости.

3.8.5 Продольная многосгустковая неустойчивость

Взаимодействие пучка с высшими модами ускоряющих резонаторов (узкополосный импеданс) приводит к возбуждению долгоживущих wake-полей, которые, воздейст-

вья на следующие сгустки, могут вызвать продольную неустойчивость в многосгустковом режиме [48, 49, 50]. Если N_b сгустков равномерно распределены по периметру ускорителя, то n -я мода колебаний возбуждается при выполнении резонансного условия:

$$\omega_{np} = (pN_b + n + \nu_s)\omega_0,$$

где p – целое число, ν_s – синхротронная частота в единицах частоты обращения. Импеданс каждой продольной моды может быть записан в виде

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{R_s^{HOM}}{1 + iQ\left(\frac{\omega}{\omega_r^{HOM}} - \frac{\omega_r^{HOM}}{\omega}\right)},$$

Поскольку импеданс каждой из высших мод характеризуется своими значениями резонансной частоты ω_r^{HOM} , шунтового сопротивления R_s^{HOM} и добротности Q , время нарастания неустойчивости надо оценивать отдельно для каждой моды:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\alpha N_b I_b}{4\pi \nu_s} \cdot \frac{R_s^{HOM} \omega_r^{HOM}}{E}. \quad (3.19)$$

Здесь I_b – ток одного сгустка.

Для устойчивого движения необходимо, чтобы характерное время радиационного затухания продольных колебаний было меньше, чем время нарастания (3.19) любой моды в рабочем диапазоне тока пучка. Учитывая радиационное затухание, можно сформулировать условие устойчивости, ограничивающее величину $R_s^{HOM} \omega_r^{HOM}$ для любой из высших мод резонаторов:

$$R_s^{HOM} \omega_r^{HOM} \leq \frac{1}{\tau_s} \frac{4\pi \nu_s}{\alpha N_b I_b} \frac{E}{e}.$$

Для $c\tau$ -фабрики $R_s^{HOM} \omega_r^{HOM} \leq 10^{13}$ Ом при $E = 2$ ГэВ, $N_b = 390$, $I_b = 4.4$ мА.

3.8.6 Поперечная многосгустковая неустойчивость

Поперечный узкополосный импеданс высших мод резонаторов может быть причиной возбуждения поперечной многосгустковой неустойчивости, время нарастания которой можно оценить с помощью формулы, аналогичной (3.19) [49]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\beta_{RFC} \omega_0 N_b I_b}{4\pi} \cdot \frac{R_{s\perp}^{HOM}}{E/e},$$

где R_s^{HOM} – шунтовое сопротивление поперечной моды, β_{RFC} – бета-функция в месте размещения резонатора. то n -я мода колебаний возбуждается при выполнении Резонансное условие возбуждения n -й моды колебаний имеет вид:

$$\omega_{np} = (pN_b + n + \nu_\beta)\omega_0, \quad (3.20)$$

где ν_β – бетатронная частота в единицах частоты обращения. Учитывая радиационное затухание, также можно сформулировать условие устойчивости, ограничивающее величину $R_{s\perp}^{HOM}$ для любой из высших мод резонаторов:

$$R_{s\perp}^{HOM} \leq \frac{1}{\tau_\perp} \frac{4\pi \frac{E}{e}}{\beta_{RFC} \omega_0 N_b I_b}.$$

Для $c\tau$ -фабрики $R_{s\perp}^{HOM} \leq 13$ кОм при $E = 2$ ГэВ, $N_b = 390$, $I_b = 4.4$ мА.

Кроме высших мод резонаторов поперечная многосгустковая неустойчивость может возбуждаться при взаимодействии пучка с резистивным импедансом стенок вакуумной камеры (resistive wall) на частотах ω_{np} (3.20). Формула для оценки времени нарастания этой неустойчивости имеет вид [51]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\langle \beta \rangle \omega_0 N_b I_b}{4\pi \frac{E}{e}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Re} Z_{\perp rw}(\omega_{np}),$$

Частотная зависимость импеданса стенок цилиндрической вакуумной камеры радиуса b и длиной L описывается выражением:

$$Z_{\perp rw} = \frac{\pi^2}{12} (1+i) \frac{L}{2\pi} \frac{Z_0 \delta_s}{b^3},$$

где $Z_0 = 120\pi$ Ом – импеданс свободного пространства, $\delta_s = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}}$ – толщина скин-слоя.

Таким образом, наиболее опасным с точки зрения устойчивости пучка является низкочастотный импеданс. Для $c\tau$ -фабрики минимальное время нарастания поперечной многосгустковой неустойчивости оценивается как $\tau \approx 30$ мс на частоте $(\nu_y + 1)f_0 \approx 12$ МГц при $E = 2$ ГэВ, $N_b = 390$, $I_b = 4.4$ мА.

3.9 Стабилизация параметров пучка и системы обратной связи

3.9.1 Задачи стабилизации

Для обеспечения эффективной работы лептонных коллайдеров и источников синхротронного излучения традиционно предъявлялись высокие требования к стабильности параметров пучков. Возмущающими факторами, влияние которых может приводить к снижению эффективности работы ускорителя, являются: отклонение полей в магнитах от расчетных значений, погрешности юстировки элементов магнитной системы, сейсмические вибрации, тепловое расширение магнитов и ускоряющих резонаторов, температурный дрейф параметров, а также другие динамические эффекты. Полностью автоматизированное управление ключевыми параметрами пучка, такими как орбита, бетатронные частоты, связь колебаний, хроматизм, энергия и др., с непрерывной коррекцией возмущений, вносимых вышеперечисленными факторами, становится практически неотъемлемой частью системы управления современным ускорителем.

Разнообразие современных систем обратной связи определяется различными требованиями к параметрам ОС в ускорителях разных типов. Рассмотрим основные принци-

пы построения систем стабилизации параметров пучка [52]. Требования к стабильности определяются свойствами и качеством пучков, используемых в экспериментах. Стабильность пучка в коллайдерах является необходимым условием для оптимизации светимости в экспериментах по физике высоких энергий. Так же, как и в источниках синхротронного излучения [53], стабилизация орбиты требуется для того, чтобы минимизировать эмиттанс и обеспечить устойчивое сведение пучков в местах встречи. Кроме орбиты, с помощью систем обратной связи стабилизируются бетатронные частоты так, чтобы во время ускорения предотвратить пересечение бетатронных резонансов, которые могут вызвать потери частиц пучка.

Разнообразные возмущения, влияющие на орбиту пучка, бетатронные частоты, связь бетатронных колебаний, хроматизм и энергию, могут быть условно разделены на три группы в соответствии с источниками:

1. Внешние возмущения: изменения температуры окружающей среды и атмосферного давления; механическое движение грунта, вызванное сейсмической активностью, приливными волнами и человеческой деятельностью (промышленность, транспорт). Эти возмущения передаются в пучок частиц главным образом через квадруполь, фокусировка пучка в которых зависит от поперечных смещений.
2. Собственные возмущения ускорителя: вариации полей в элементах магнитной структуры; шумы, вызванные течением охлаждающих жидкостей; вибрация вентиляционных насосов; вихревые токи.
3. Отказы отдельных элементов, которые важны для больших машин, где выход из строя одного из десятков или даже сотен корректирующих магнитов может привести к остановке эксперимента на время ремонта.

Характерный временной масштаб возмущений может быть долгосрочным (от нескольких месяцев до нескольких дней), среднесрочным (дни или часы) или краткосрочным (от часов до миллисекунд). Пределы применимости обратных связей, корректирующих медленные возмущения пучка, в конечном счете ограничены тепловым дрейфом, шумами и систематическими погрешностями измерительных и корректирующих цепей. Из-за чувствительности пучка к тепловому дрейфу в современных машинах необходимо стабилизировать не только орбиту, но также и температуру экспериментального зала, туннеля ускорителя, вакуумной камеры и охлаждающей воды на уровне около $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

Внешние возмущения, параметры пучка и силы корректоров являются функциями времени. Поэтому при проектировании систем обратной связи часто отдельно анализируются схема коррекции отклонений параметра пучка от требуемого значения при заданном постоянном возмущении (space domain) и зависящие от времени (time domain) процессы, описывающие работу системы в режиме реального времени. Такое разделение позволяет сделать работу системы более гибкой, особенно при возможных отказах отдельных элементов, когда требуется быстрая подстройка параметров обратной связи.

3.9.2 Алгоритмы коррекции

Для большинства ускорителей воздействие корректирующих элементов на такие параметры как орбита, бетатронные частоты, связь бетатронных колебаний, хроматизм и энергия, в первом приближении может считаться линейным, и для расчета коррекции может использоваться матричный формализм. Связь между измеренными параметрами пучка и корректирующими воздействиями в линейном приближении описывается матричным уравнением:

$$\vec{x} = \mathbf{R}\vec{f}^3, \quad (3.21)$$

где $\vec{x} = (x_1, \dots, x_N)$ – вектор значений параметра пучка, измеренный N датчиками; $\vec{f} = (f_1, \dots, f_M)$ – вектор из M корректирующих воздействий; \mathbf{R} – матрица отклика, элементы R_{ij} которой описывают реакцию i -го датчика на изменение силы j -го корректора. Так, в случае коррекции замкнутой орбиты пучка \vec{x} – это совокупность отклонений орбиты, измеренных датчиками положения пучка, а \vec{f} – токи дипольных корректирующих магнитов.

Пространственный (space domain) алгоритм коррекции разрабатывается для вычисления сил корректоров $f_s = \lim_{t \rightarrow \infty} [f_1(t), \dots, f_M(t)]$, при заданном постоянном возмущении минимизирующем отклонение параметра r пучка

$$r = \|\vec{x} - \vec{x}_0\| = \|\mathbf{R}\vec{f}_s\| < \varepsilon,$$

где \mathbf{R} – матрица отклика; \vec{x} – вектор текущих измеренных значений; \vec{x}_0 – вектор цели, к которому производится коррекция. Норма вектора определена как

$$\|\vec{x}\| = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N x_i^2}.$$

Как следует из (3.21), алгоритм коррекции по существу состоит в обращении матрицы отклика \mathbf{R} . Однако на практике матрица \mathbf{R} часто оказывается вырожденной или почти вырожденной, поэтому одним из самых широко используемых алгоритмов обращения \mathbf{R} является разложение по собственным числам (singular value decomposition, SVD). Матрица отклика записывается в виде $\mathbf{R} = \mathbf{U}\lambda\mathbf{V}^T$, а обратная матрица – в виде $\mathbf{R}^{-1} = \mathbf{V}\lambda^{-1}\mathbf{U}^T$, где \mathbf{U} – плотная унитарная матрица размерностью $m \times n$; λ – диагональная матрица, состоящая из собственных значений матрицы \mathbf{R} , а \mathbf{V} – ортогональная матрица, столбцы которой являются собственными векторами матрицы \mathbf{R} . Для исключения сингулярностей при вычислении \mathbf{R}^{-1} значения λ_k^{-1} , соответствующие малым собственным числам λ_k , приравниваются к нулю. Количество собственных значений, используемых для расчета обратной матрицы \mathbf{R}^{-1} выбирается в результате компромисса между точностью коррекции и надежностью алгоритма: большее число собственных значений обеспечивает лучшую сходимость, но в то же время процесс коррекции становится более чувствительным к ошибкам измерения и шуму электроники. Кроме того, матрица отклика, используемая для коррекции, может расходиться с реальной матрицей магнитной структуры, поэтому процесс коррекции может состоять из нескольких последовательных итераций.

3.9.3 Расчет передаточных функций

Анализ зависящих от времени (time domain) процессов, происходящих в системе стабилизации параметров пучка, позволяет оптимизировать работу системы в реальном времени. Типичная схема замкнутой системы автоматического регулирования с одним входом и одним выходом (single-input-single-output, SISO) изображена на рис. 3.44.

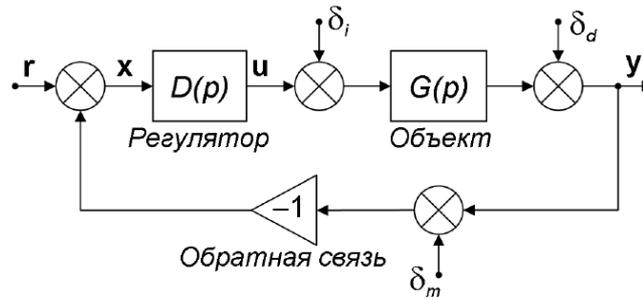


Рис. 3.44: Система автоматического регулирования первого порядка.

Объект регулирования характеризуется частотно-зависимой передаточной функцией $G(p)$, устройство управления (регулятор) – функцией $D(p)$, p – комплексная частота Лапласа. Стабильность системы и ее чувствительность к возмущениям и шуму определяются следующими функциями:

$$\begin{aligned}
 T(p) &\equiv \frac{y}{r} = \frac{D(p)G(p)}{1 + D(p)G(p)} \\
 S_d(p) &\equiv \frac{y}{\delta_d} = \frac{1}{1 + D(p)G(p)} \\
 S_i(p) &\equiv \frac{y}{\delta_i} = \frac{G(p)}{1 + D(p)G(p)} \\
 S_u(p) &\equiv \frac{u}{\delta_d} = \frac{D(p)}{1 + D(p)G(p)}
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

где $T(p)$ – полная (номинальная) передаточная функция; $S_d(p)$ – номинальная чувствительность, определяющая подавление возмущений схемой ОС; $S_i(p)$ – чувствительность к входным возмущениям и $S_u(p)$ – чувствительность системы управления. Переменные состояния также обозначены на рис. 3.44: r – задающее воздействие (цель коррекции); y – регулируемая величина; x – сигнал ошибки; u – корректирующее воздействие; δ_m – шум измерения; δ_i и δ_d – возмущения на входе и выходе объекта регулирования.

Классический расчет обратной связи основан на исследовании нулей знаменателя в уравнениях (3.22) с использованием, например, критерия устойчивости Найквиста, сформулированного следующим образом: замкнутая система устойчива, если годограф передаточной функции $D(p)G(p)$ разомкнутой системы не охватывает на комплексной плоскости точку с координатами $(-1, 0i)$. Если разомкнутая система неустойчива, то для устойчивости замкнутой системы необходимо и достаточно, чтобы годограф передаточной функции $D(p)G(p)$ неустойчивой разомкнутой системы $n/2$ раз охватывал точку с координатами $(-1, 0i)$, где n – число корней характеристического уравнения разомкнутой системы, имеющих положительную действительную часть. При этом должен выполняться ряд условий, таких как обеспечение необходимой ширины полосы частот, минимизация случайных выбросов в процессе регулирования, обеспечение широкого динамического диапазона корректирующих воздействий, а также достижение максимальной надежности по отношению к ошибкам измерений и неточности модели.

Как правило, системы обратной связи для стабилизации параметров пучка в ускорителях разрабатываются и вводятся в эксплуатацию независимо друг от друга, а исследованию их взаимозависимости и уменьшению паразитных связей часто не уделяется должного внимания. Тем не менее, для устойчивой и надежной работы систем необходимо учитывать возможные перекрестные связи между несколькими параллельными, а возможно и вложенными петлями обратной связи уже на стадии проектирования.

Типичная перекрестная зависимость свойственна, например, системам стабилизации орбиты и бетатронных частот: хотя стабилизация орбиты пучка на микронном уровне подавляет нежелательные эффекты, связанные со смещением орбиты в магнитных элементах, и положительно влияет на время жизни пучка, она также налагает существенные ограничения на другие системы, в частности, предназначенные для стабилизации бетатронных частот и хроматизма, измерение которых требует возбуждения колебаний пучка, а в случае хроматизма – еще и изменения продольного импульса.

3.9.4 Стабилизация орбиты

Стабильность траектории пучка является существенным условием эффективной работы ускорителей заряженных частиц. Определение и минимизация источников шумов еще на стадии проектирования ускорителя может значительно улучшить ситуацию. Однако во многих случаях требуемый уровень стабильности траектории может быть достигнут только с помощью систем обратной связи. В частности без быстрых обратных связей нельзя обойтись в тех случаях, когда самые жесткие условия накладываются на краткосрочную (миллисекунды – секунды) и среднесрочную (минуты – дни) стабильность пучка [54].

Основной причиной искажения траектории пучка в краткосрочном и среднесрочном временных диапазонах обычно является механическое смещение магнитов, особенно квадрупольей, вызванное вибрациями грунта, тепловыми эффектами, движением охлаждающей жидкости и т. д. Другие источники нестабильности траектории – колебания тока источников питания, содержащие гармоники частоты сети, а также паразитные электрические и магнитные поля.

В типичной схеме обратной связи, предназначенной для стабилизации траектории пучка, входные сигналы поставляются совокупностью датчиков положения пучка (пикапов), корректирующее воздействие осуществляется с помощью дипольных магнитных корректоров или электромагнитных кикеров. В качестве регуляторов обычно используются программируемые сигнальные процессоры различных типов. В локальной схеме три или четыре магнитных корректора используются для создания локального скомпенсированного воздействия, стабилизирующего положение и угол электронного пучка в нужной точке, не затрагивая остальную часть орбиты. Глобальная схема обратной связи, включающая все имеющиеся датчики положения пучка и корректирующие дипольные магниты, чаще всего используется для минимизации среднеквадратичного отклонения орбиты от некоторой оптимальной (англ. “golden orbit”), хотя возможны и другие стратегии коррекции.

Алгоритм коррекции обычно основывается на обращении матрицы откликов, связывающей положение пучка в местах расположения пикапов с токами магнитных корректоров, для обращения используется метод разложения матрицы по собственным значениям. Этот метод позволяет отображать систему, включающую произвольное число пикапов и корректоров, связанных между собой матрицей отклика, в преобразованном пространстве, где каждый пикап связан с одним виртуальным корректором через единственный коэффициент. Эти коэффициенты соответствуют собственным значениям диагональной матрицы отклика в преобразованном пространстве, что позволяет перейти от исходной ММО системы к набору независимых SISO контуров обратной связи для каждого преобразованного канала коррекции. Динамика каждого канала определяется низкочастотной характеристикой корректора, главным образом вихревыми токами в ярме магнита и стенках вакуумной камеры. Другим важным параметром является полное время задержки системы, определяемое временем измерения, обработки и передачи данных. Типичное время задержки современных систем ОС [55, 56, 57] – порядка нескольких сот наносекунд. Таким образом, каждый канал коррекции может быть довольно точно описан моделью, состоящей из фильтра низких частот первого порядка и задержки.

В качестве элемента управления чаще всего используется пропорционально-интегрально-дифференциальный регулятор (ПИД-регулятор). При рабочей частоте ОС до 10 кГц оптимальный выбор параметров ПИД-регулятора позволяет эффективно стабилизировать орбиту пучка в полосе частот 100–150 Гц. Для расширения полосы частот в локальных контурах быстрой ОС могут использоваться корректоры без магнитных сердечников, в то время как в более медленную глобальную ОС обычно включаются все имеющиеся стандартные корректоры орбиты.

Стабильные компоненты спектра возмущений, такие как частота сети и ее гармоники, могут быть эффективно подавлены специальными узкополосными контурами обратной связи. Так как фильтры, настроенные на разные частоты, не связаны друг с другом, они могут работать параллельно. Более того, поскольку возмущения, вносимые гармониками частоты сети, обычно мало изменяются во времени, их возможно подавлять даже если частота возмущения превышает граничную частоту системы с разомкнутой ОС.

Для обработки данных в системах быстрой стабилизации орбиты используются различные вычислительные платформы, такие как программируемые логические матрицы (field-programmable gate array, FPGA), цифровые сигнальные процессоры (digital signal processor, DSP), а также компьютеры общего назначения с операционной системой реального времени, встроенные в систему управления ускорительным комплексом. В сетях быстрой передачи данных часто используется Ethernet с модифицированными драйверами низкого уровня.

3.9.5 Системы быстрой обратной связи

В настоящее время большинство ускорительных установок оснащаются быстрыми системами обратной связи для поворотного (turn-by-turn) подавления поперечных и продольных неустойчивостей движения пучка.

Развитие цифровой техники позволяет создавать системы обратной связи, управляющие движением каждого сгустка в многосгустковом режиме (bunch-by-bunch) [58, 59, 60]. По своему устройству все цифровые системы обратной связи похожи друг на друга. Блок-схема многосгустковой системы обратной связи изображена на рис. 3.45. В качестве датчика положения пучка используются электростатические или полосковые пикапы, сигналы которых обрабатываются аналоговыми гибридными схемами, дающими на выходе сигналы, пропорциональные вертикальной и горизонтальной координатам пучка и его интенсивности. Затем эти сигналы детектируются и оцифровываются. Цифровые данные обрабатываются либо программируемой матрицей логических элементов (FPGA), либо цифровым сигнальным процессором (DSP), который вычисляет силу удара по пучку импульсным кикером. Для обработки сигналов широко применяются фильтры с конечной импульсной характеристикой (FIR-фильтры).

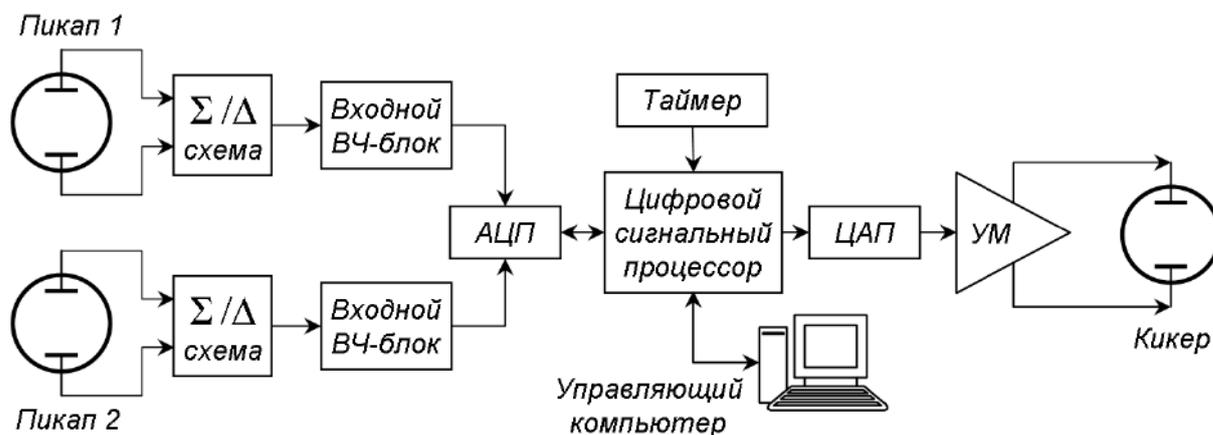


Рис. 3.45: Схема цифровой системы обратной связи.

Следует отметить, что использование полосковых пикапов и кикеров, обладающих свойством направленности, позволяет одновременно стабилизировать движение электронных и позитронных сгустков, циркулирующих в противоположных направлениях, используя одни и те же полосковые линии для обоих типов частиц [61].

Использование двух пикапов позволяет вычислять поперечное положение и импульс пучка на каждом обороте. В линейном приближении преобразование координаты участком магнитной структуры между пикапами имеет вид:

$$x_2 = x_1 \sqrt{\beta_2/\beta_1} (\cos \Delta\phi_{12} + \alpha_1 \sin \Delta\phi_{12}) + x'_1 \sqrt{\beta_2\beta_1} \sin \Delta\phi_{12}, \quad (3.23)$$

где $x_{1,2}$, $x'_{1,2}$, $\beta_{1,2}$, $\alpha_{1,2}$ – значения координаты, импульса и структурных функций на первом и втором пикапах соответственно, ϕ_{12} – набег бетатронной фазы на участке. Преобразование (3.23) позволяет выразить поперечный импульс центра масс пучка на азимуте первого пикапа через измеренные обоими пикапами значения координат x_1 и x_2 . Применив аналогичное преобразование, получим координату x_K и импульс x'_K пучка в кикере:

$$x_K = x_1 C_{1K} + \frac{x_2 - x_1 C_{12}}{S_{12}} \quad x'_K = \frac{1}{\beta_K} \left[-x_1 (\alpha_K C_{1K} + S_{1K}) \frac{x_2 - x_1 C_{12}}{S_{12}} (C_{1K} - \alpha_K S_{1K}) \right], \quad (3.24)$$

Здесь

$$\begin{aligned} C_{1K} &= \sqrt{\beta_K/\beta_1} \cos \Delta\phi_{1K}, & S_{1K} &= \sqrt{\beta_K/\beta_1} \sin \Delta\phi_{1K}, \\ C_{12} &= \sqrt{\beta_2/\beta_1} \cos \Delta\phi_{12}, & S_{12} &= \sin \Delta\phi_{12}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

ϕ_{1K} – набег бетатронной фазы на участке между первым пикапом и кикером; β_K , α_K – структурные функции на азимуте кикера.

Расчетное напряжение на кикере вычисляется как

$$V_{\text{kick}} = \frac{E}{e} \frac{d}{L} \left(\text{Re} K_{\text{FB}} x'_K + \text{Im} K_{\text{FB}} \frac{x_K}{\beta_K} \right), \quad (3.26)$$

где $\text{Re}K_{\text{FB}}$ и $\text{Im}K_{\text{FB}}$ – коэффициенты резистивной и реактивной обратной связи соответственно; E – энергия пучка; L – длина кикера и d – расстояние между пластинами.

Итак, обработка сигнала должна состоять из следующих операций:

- задание коэффициентов обратной связи $\text{Re}K_{\text{FB}}$ и $\text{Im}K_{\text{FB}}$;
- измерение отклонения пучка в пикапах x_1 и x_2 ;
- расчет координаты и импульса пучка в кикере по формулам (3.24), (3.25);
- расчет удара по формуле (3.26).

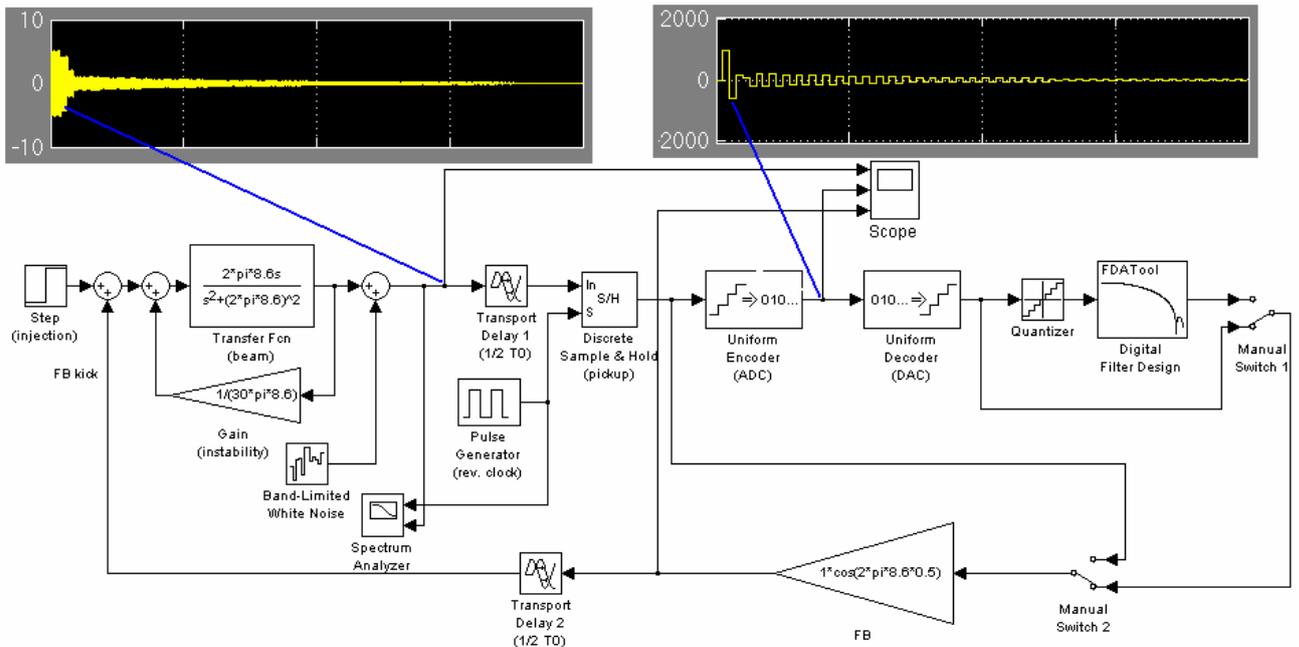


Рис. 3.46: Моделирование системы обратной связи.

Следует отметить, что все величины, входящие в формулы, кроме x_1 и x_2 , рассчитываются заранее, а сигнальный процессор используется для быстрого вычисления выражений вида $ax + by$. На рис. приведен пример компьютерного моделирования системы обратной связи, выполненного в среде Matlab-Simulink.

В системах продольной обратной связи входным сигналом является отклонение фазы пучка от равновесной, а в качестве кикеров используются широкополосные резонаторы [62, 63].

В последнее время развивается техника прямой оцифровки высокочастотного сигнала датчиков положения пучка [64]. Прямая оцифровка позволяет избавиться от сложной аналоговой электроники для переноса сигнала в низкочастотную область и его детектирования и таким образом упростить и удешевить систему, а также сделать ее настройку более удобной.

Таб. 3.6: Параметры КЕКВ, РЕР-II и С-т фабрики.

	КЕКВ LER	КЕКВ HER	РЕР-II LER	РЕР-II HER	С-tau BINP
Энергия, ГэВ	3.5	8.0 ГэВ	3.1	9.0	2.0
Периметр, м	3016.26	3016.26	2199.3	2199.3	766.6
Длина сгустка, мм	4	4	11	11	10
Энергетический разброс	$7.1 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$6.1 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$
Расстояние между сгустками, м	0.59	0.59	1.26	1.26	1.77
Эмиттанс горизонтальный, нм	18	18	50		8
Эмиттанс вертикальный, нм	0.36	0.36	2		0.04
Синхротронная частота	0.01-0.02	0.01-0.02	0.03	0.05	$9.3 \cdot 10^{-3}$
Бетатронная частота (гор.)	45.52	47.52	36.57	24.57	47.54
Бетатронная частота (вер.)	45.08	43.08	34.64	23.64	30.57
Средняя бета-функция (гор.), м	10	10	10.84	14.5	15
Средняя бета-функция (вер.), м	10	10	9.95	13.84	15
Кoeff. уплотнения орбит	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	$1.31 \cdot 10^{-3}$	$2.41 \cdot 10^{-3}$	$9.07 \cdot 10^{-3}$
Радиус поворота в магнитах, м	16.3	104.5			8.25
Длина поворотного магнита, м	0.915	5.86			0.454
Напряжение ВЧ, МВ	5-10	10-20	5.12	18.5	0.99
Частота ВЧ, МГц	508.887	508.887	476	476	500
Номер гармоники	5120	5120	3492	3492	1300
Частота обращения, кГц	99.4	99.4	136.3	136.3	391
Время рад. затухания (прод.), мс	43/23	23	40	37	15
Потери энергии СИ/оборот, МэВ	0.81/1.5	3.5	0.87	3.57	0.343
Полная мощность излучения, МВт	2.1/4.0	3.8			0.586
Число частиц в сгустке	$3.3 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{10}$	$2.7 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{10}$
Ток сгустка, мА	0.52	0.22	1.3	0.59	4.4
Пиковый ток сгустка, А	158	67	104.5	47	134
Полный ток пучка, А	2.6	1.1	2.1	1.0	1.71
Вакуумная камера	Cu ¹ Ø94 мм ² NEG вставки	Cu racetrack ³ 104×50мм ² Ø50мм NEG полос- ки	промежутки: нерж. сталь Ø94мм арки: Al эл- литт. 95×59 мм ² +antechamber	1300 м – медь, 900 м – нерж. сталь	Медный алюминий 100×50 мм ²

- ¹ – низкий коэффициент фотодесорбции, высокая теплопроводность, возможность экранирования рентгеновского излучения.
² – во избежание многосгустковой неустойчивости, вызванной сопротивлением стенок (resistive-wall multi-bunch instability).
³ – для минимизации зазора в дипольных магнитах.

Таб. 3.7: Оценки неустойчивостей КЕКВ, РЕР-II и С-т фабрики.

	КЕКВ LER	КЕКВ HER	РЕР-II LER	РЕР-II HER	С-tau BINP
Микроволн. неустойчивость $I_{th} = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_{s0}}{R} \frac{\alpha}{Z/n} \frac{E}{e} \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2$	$I_{th}=7.4 \cdot 10^{-6}$ В/(Z/n) $I_{th}=0.1$ мА @ Z/n=72·МОм $I_b=0.52$ мА	$I_{th}=1.5 \cdot 10^{-5}$ В/(Z/n) $I_{th}=0.2$ мА @ Z/n=76·МОм $I_b=0.22$ мА	$I_{th}=2.1 \cdot 10^{-4}$ В/(Z/n) $I_{th}=3$ мА @ Z/n=71·МОм $I_b=1.3$ мА	$I_{th}=2.2 \cdot 10^{-4}$ В/(Z/n) $I_{th}=9$ мА @ Z/n=76·МОм $I_b=0.59$ мА	$I_{th}=2.7 \cdot 10^{-4}$ В/(Z/n) $I_{th}=2.7$ мА @ Z/n=100·м□ $I_b=4.4$ мА
Удлинение сгустка	~20%	~20%			~50%
ТМС неустойчивость $\frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{\sqrt{2\pi}R < Z_{\perp} \beta >}{\sigma_{s0} 8\pi E/e}$ $I_{th} = \frac{\sigma_{s0}}{\sqrt{2\pi}R < Z_{\perp} \beta >} \frac{4\pi v_s}{e} E$	$\Delta v_s/\Delta I_b=3.4$ А ⁻¹ (расчет) (0.38 - CDR) $I_{th}=1.5$ мА@ Z _т =99 кОм $\Delta v_s/\Delta I_b=4.2$ А ⁻¹ $\Delta v_s/\Delta I_b=1.5$ А ⁻¹ (измер.)	$\Delta v_s/\Delta I_b=0.44$ А ⁻¹ (расчет) $I_{th}=11.4$ мА@ Z _т =29 кОм	$\Delta v_s/\Delta I_b=0.23$ А ⁻¹ (расчет) $I_{th}=32.6$ мА@ Z _т =22.5 кОм	$\Delta v_s/\Delta I_b=0.1$ А ⁻¹ (расчет) $I_{th}=98.2$ мА@ Z _т =20 кОм	$\Delta v_s/\Delta I_b=0.36$ А ⁻¹ (расчет) $I_{th}=13.1$ мА @ Z _т =39 кОм
Прод. многосгустк. неуст. – высшие моды резонаторов	60 мс	150 мс			
Попер. многосгустк. неуст. – высшие моды резонаторов	30 мс	80 мс			
Попер. многосгустк. неуст. – сопротивление стенок (resistive-wall CBI)	~5 мс (подавляется ОС)		гор: 1.41 мс вер: 0.92 мс ОС damping time 0.31 мс	гор: 5.56 мс вер: 3.85 мс	гор: 170 мс вер: 8.6 мс
Многосгустк. неуст. – ионы		~1 ms (2D моделирова- ние) необхо- дима ОС	Используются соленоиды с полем 30 Гс		
Многосгустк. неуст. – электронные облака	>0.4 мс соленоиды + ОС				

Литература

- 1 A.N.Skrinsky Studies for a Tau-Charm Factory, SLAC-Report-451, October, 1994.
- 2 C-Tau in Novosibirsk: Conceptual Design Report, BINP, Novosibirsk, 1995.
- 3 E. Perelshtein et al. Proc. of the 3rd Workshop on the TC Factory, Marbella, Spain, 1-6 Jun 1993, 557-570.
- 4 M.V. Danilov et al. Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 455-457.
- 5 E.Berger et al. ANL-HEP-TR-94-12, Feb 1994. 28pp.
- 6 Yu.Aleksahin, A.Dubrovin, A.Zholents. In EPAC 90 Proc., vol. 1, 398-400.
- 7 He-Sheng Chen. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59: 316-323, 1997.
- 8 A.Faus-Golfe and J. Le Duff. NIM A372:6-18, 1996.
- 9 J.Q. Wang, L. Ma, Q. Qin, C. Zhang. Status and performance of BEPC II, Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010, WEXMH01, p. 2359.
- 10 P. Raimondi, Status of the SuperB Effort, presentation at the 2nd Workshop on Super B Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006.
- 11 P. Raimondi and M. Zobov, DAFNE Technical Note G-58, April 2003.
- 12 D. Shatilov and M. Zobov, ICFA Beam Dyn. Newslett. 37, 99 (2005).
- 13 M.Zobov (INFN LNF), for DAFNE Collaboration Team, DAFNE Operation Experience With Crab Waist Collision, arXiv:0810.2211v1.
- 14 Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky. On the spin motion of particles in storage rings with arbitrary field. INP preprint, № 2-70 (1970).
- 15 Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky. Soviet Doklady (Physics) v. 192, № 6, pp. 1255-1258 (1970) (In Russian). Soviet Physics "Doklady", 15, pp 583-586 (1970) (translation).
- 16 N.Yu. Muchnoi, S. Nikitin, V. Zhilich. Proc. of EPAC 2006, Edinburg, Scotland.
- 17 D.V.Pestrikov, NIM Phys. Res., Sect. A 336, 427 (1993).
- 18 K. Ohmi et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 104401 (2004).
- 19 K. L. Brown and R. Servranckx, "First And Second Order Charged Particle Optics", AIP Conf. Proc. 127, 62 (1985).
- 20 J. Hagel, "Analytic Calculation Of The Off Momentum Closed Orbit In Storage Rings With Insertions And Sextupoles," CERN-LEP-TH-84-18.
- 21 P.Raimondi, D.Shatilov, M.Zobov, "Beam-Beam Issues for Colliding Schemes with Large Piwinski Angle and Crabbed Waist", LNF-07-003-IR, Feb. 2007, e-Print: physics/0702033.
- 22 P.Raimondi, D.Shatilov, M.Zobov, "Suppression of beam-beam resonances in Crab Waist collisions", Proc. of EPAC08, Genoa, Italy, 23-27 Jun. 2008.
- 23 M.Zobov et al., "Test of crab-waist collisions at DAFNE Phi factory", Phys.Rev.Lett.104:174801, 2010.
- 24 M.Zobov, "Beam-Beam Interaction in Novel, Very High Luminosity Parameter Regimes", Proc. of IPAC10, Kyoto, Japan, 23-28 May 2010.
- 25 M.Bona et al., "A High-Luminosity Asymmetric e+e- Super Flavor Factory. Conceptual Design Report", SLAC-R-856, INFN-AE-07-02, LAL-07-15, May 18, 2007, e-Print: arXiv:0709.0451.
- 26 D.Shatilov, E.Levichev, E.Simonov, "Application of Frequency Map Analysis to Beam-Beam Effects Study in Crab Waist Collision Scheme", arXiv:1002.3733.
- 27 Ya.S.Derbenev et al. "Radiative Polarization: Obtaining, Control, Using", Part.Acc. 8, 115, 1978.
- 28 I.A.Koop, A.V.Otboev, P.Yu.Shatunov, Yu.M.Shatunov."Orbit and Spin transparent Siberian Snake and Spin Rotator with Solenoids", SPIN2006, Nagoya, Japan, 2006.
- 29 A.A.Zholents and V.N.Litvinenko, "On the Compensation of Solenoid Field Effects by Quadrupole Lenses", DESY-L-TRANS-289, Mar 1984. 9pp. Translation of Novosibirsk preprint IYF-81-80 (translation).

- 30 Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, "Polarization kinematics of particles in storage rings", *Sov.Phys.JETP* 37:968-973,1973, *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* 64:1918-1929,1973.
- 31 V.I. Ptitsyn , Ph.D. Thesis, Novosibirsk, BINP, 1997 (in Russian).
- 32 V.I. Ptitsyn, (Brookhaven), Yu.M. Shatunov, (Novosibirsk, BINP), S.R. Mane, (Convergent Computing, Shoreham, NY). "Spin response formalism in circular accelerators". Published in *Nucl.Instrum.Meth.A*608:225-233,2009.
- 33 В.Н.Байер и др., *ЯФ* 36 (1982), 163.
- 34 Г.Л.Коткин и др., *ЯФ* 42 (1985), 925.
- 35 J. Le Duff, *Proc. CERN Accelerator School, 2nd Advanced Accel. Physics Course, Berlin, 114 (1987).*
- 36 H.Bruck, "Circular particle accelerators", LA-TR-72-10, Los Alamos, NM, p.323.
- 37 A.Piwinski, in *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*, edited by A. Chao and M. Tigner (World Scientific, Singapore, 1999), p. 125; K.Kubo, S.Mtingwa and A.Wolski, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 8, 081001 (2005).
- 38 Chao A. *Physics of Collective Beam Instabilities*. New York: Wiley, 1993.
- 39 Zotter B.W., Kheifets S.A. *Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerators*. Singapore: World Scientific, 1998.
- 40 Диканский Н.С., Пестриков Д.В. *Физика интенсивных пучков в накопителях*. Новосибирск: Наука, 1989.
- 41 Zotter B., *Potential-Well Bunch Lengthening*", CERN SPS/81-14 (DI), 1981.
- 42 Clarke J.A., *Bunch Lengthening Thresholds on the Daresbury SRS, CCL Daresbury Laboratory*, 1995.
- 43 Chao A.W., Tigner M., *Handbook of Accelerator physics and Engineering*, World Scientific, 2006.
- 44 Sacherer F. *IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-24 (1977) p. 1393.*
- 45 Keil E., Schnell W.. CERN ISR-TH-RF 69/48 (1969).
- 46 Boussard D., CERN-Lab II/RF/75-2, 1975.
- 47 Boussard D. *Observation of Microwave Longitudinal Instabilities in the SPS. CERN II/RF/Int.75-2 (1975).*
- 48 Wiedemann H. *Particle Accelerator Physics II*, Springer-Verlag, 1995.
- 49 Fabris A., Pasotti C., Svandrlik M., *Coupled Bunch Instability Calculations for the ANKA Storage Ring, Proc. of EPAC-98, Stockholm, Sweden, 1998.*
- 50 Dobbing G.S., Wolski A., *Instability Threshold Calculations for DIAMOND, Proc. of EPAC-2000, Vienna, Austria, 2000.*
- 51 Ohmi K. *Beam Instabilities. International Symposium "Forty Years of Lepton Colliders" (COLLID04) Novosibirsk, Russia, 2004.*
- 52 Steinhagen R.J. *Real Time Feedback on Beam Parameters. Proc. of APAC 2007. Indore, India, 2007.*
- 53 Boege M. *Achieving Sub-micron Stability in Light Sources. Proc. of EPAC 2004. Lucerne, Switzerland, 2004.*
- 54 Bulfone D. *Overview of Fast Beam Position Feedback Systems. Proc. of EPAC 2008. Genoa, Italy, 2008.*
- 55 Masuzawa M., Flanagan J.W., Funakoshi Y., Oide K. *IP Orbital Feedback for Collision Tuning at KEKB. Proc. of EPAC 2000. Vienna, Austria, 2000.*
- 56 Hendrickson L., Gromme T., Grossberg P. et al. *Slow Feedback Systems for PEP-II. Proc. of EPAC 2000. Vienna, Austria, 2000.*
- 57 Abbott M.G. *Performance and Future Developments of the Diamond Fast Orbit Feedback System. Proc. of EPAC 2008. Genoa, Italy, 2008.*
- 58 Tobiyama M., Kikutani E., Flanagan J. W., Hiramatsu S. *Bunch by Bunch Feedback Systems for the KEKB Ring. Proc. of PAC 2001. Chicago, USA, 2001.*
- 59 Weber J., Chin M., Doolittle L. *PEP-II Transverse Feedback Electronics Upgrade. Proc. of PAC 2005. Knoxville, USA, 2005.*

- 60 Yao C.-Y., Norum E., Di Monte N. An FPGA-Based Bunch-to-Bunch Feedback System at the Advanced Photon Source. Proc. of PAC 2007. Albuquerque, USA, 2007.
- 61 Cherepanov V., Dementev E., Levichev E. et al. Transverse Bunch-by-bunch Feedback for the VEPP-4M Electron-positron Collider. Proc. of DIPAC-2007. Venice, Italy, 2007.
- 62 Arbuzov V.S., Gorniker E.I., Kenjebulatov E.K. et al. Feedback System for Damping of Longitudinal Bunch Oscillations in VEPP-4M Collider. Proc. of RuPAC 2006. Novosibirsk, Russia, 2006.
- 63 Yujong Kim, Busch W., Wang M. et al. New Generation Digital Longitudinal Feedback System for Duke FEL and HIGS Facilities. Proc. of PAC 2007. Albuquerque, USA, 2007.
- 64 Nakamura T., Kobayashi K., Zhou Z. Bunch by Bunch Feedback by RF Direct Sampling. Proc. of EPAC 2008. Genoa, Italy, 2008.

4 Инжекционная система

4.1 Инжекция в $c\tau$ -фабрику

Инжекция в $c\tau$ -фабрику осуществляется из линейного ускорителя, расположенного в тоннеле на высоте 1200 мм от пола. Пол тоннеля линака находится на отметке 158.82 м, пол технического промежутка $c\tau$ -фабрики на отметке 162.85 м (в координатах городской сети). Перепад высот составляет 4 м. Канал инжекции начинается на расстоянии +3 м от 33-й оси 13-го здания (на внешней границе заходной шахты).

4.1.1 Геометрия канала

Пучки подводятся перпендикулярно техническому промежутку $c\tau$ -фабрики. На рис. 4.1 показан канал инжекции электронов; зеркально симметрично относительно вертикальной оси рисунка расположен канал инжекции позитронов. Девятиградусный поворотный магнит $M1X$ разводит пучки по горизонтали в противоположных направлениях. Последующие девять магнитов, $M2X$ - $M10X$, лежащие в горизонтальной плоскости, и также поворачивающие пучок на 9° , выводят инжектируемые частицы на ось накопителя.

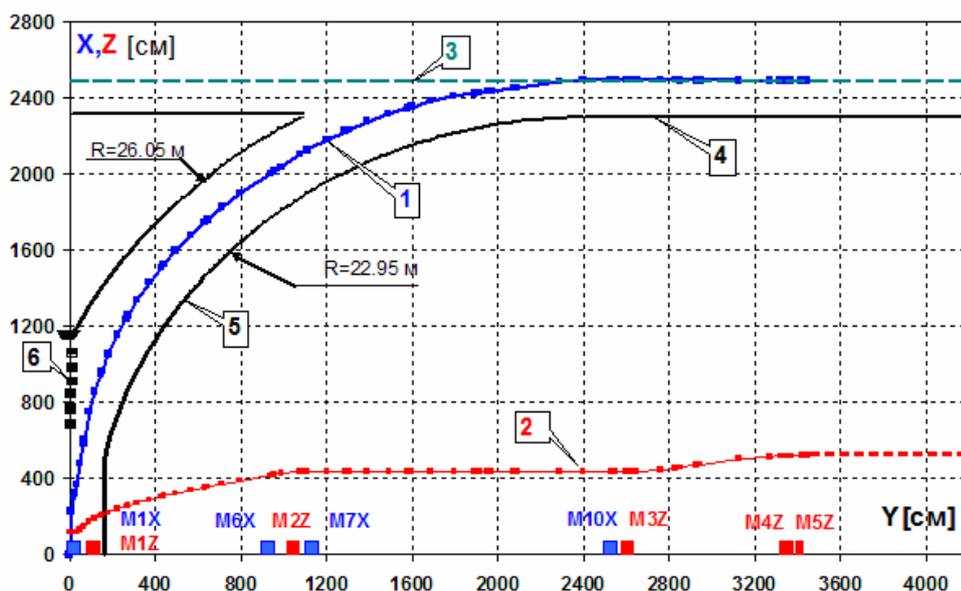


Рис. 4.1: Геометрия пучка в канале инжекции. Обозначения: (1) траектория пучка по горизонтали, (2) траектория пучка по вертикали, (3) ось инжекционного (технического) промежутка $c\tau$ -фабрики, (4) стена тоннеля технического промежутка, (5) стена тоннеля канала инжекции, (6) опорные колонны тоннеля инжекции.

Для подъема пучков в тоннеле использованы вертикальные магниты $M1Z$ - $M2Z$ (рис. 4.2). Возможность использования магнитов с развернутой медианной плоскостью в данном случае затруднена следующими обстоятельствами: (1) пол в подъемном канале уже выполнен под достаточно большим углом 13° , (2) очень сложно занулить дисперсионные функции по горизонтали и вертикали при использовании магнитов с развернутой медианной плоскостью, (3) связь колебаний при инжекции должна быть минимальна.

К прямолинейному техническому промежутку накопителя инжектируемый пучок подводится снизу со смещением -800 мм по вертикали относительно медианной плоскости накопительного кольца. Далее пучок 9° -магнитом $M3Z$ поднимается по вертикали и

двумя следующими септум магнитами $M4Z$ и $M5Z$ выводится в медианную плоскость, на расстоянии $\Delta X = +15$ мм от равновесной орбиты.

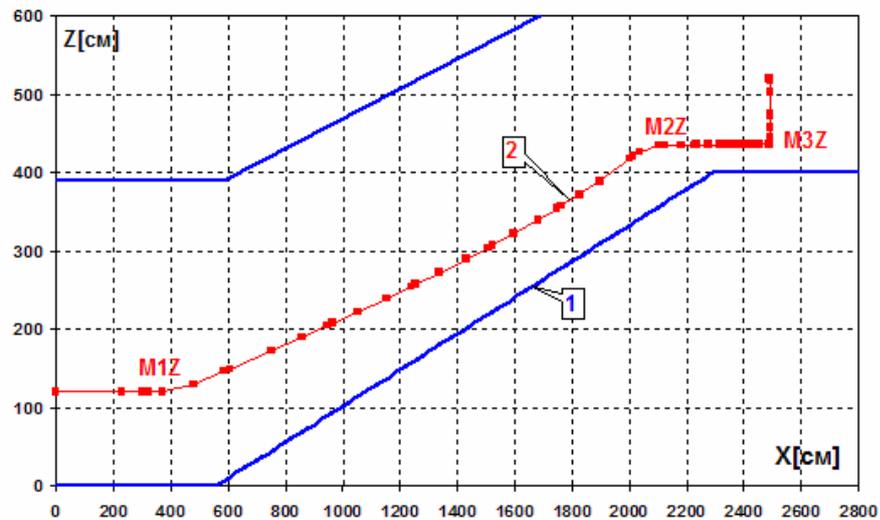


Рис. 4.2: Геометрия участка подъема. Обозначения: (1) пол канала подъема, (2) ось пучка в вертикальной плоскости.

Магниты $M2X-M10X$ и $M1Z-M3Z$ одинаковы по конструкции, имеют эффективную длину $L = 110$ см, и максимальное поле $H = 11.93$ кГс. Предварительно предполагается ширина полюса магнита 100 мм, межполюсный зазор 16 мм. В магните $M1X$ ширина полюса, для обеспечения требуемого качества поля, около 280 мм. Магнит $M4Z$ – это септум с токовым ножом толщиной 30 мм. Длина магнита 144 см, поле 7.8 кГс, угол поворота 7.8° . $M5Z$ – септум-магнит типа Ламбертсона, с тонким магнитным ножом, толщиной 1 мм. Длина магнита 50 см, поле 3.5 кГс, угол поворота 1.2° .

Все магниты с постоянным питанием. Для расчетов были взяты прямые магниты с краевой фокусировкой, в предположении, что они выполнены из штампованного железа. Однако, в принципе, магнитопровод этих магнитов можно изготовить и из сплошного железа, т.к. необходимость в перестройке поля возникает лишь в случае изменения энергии эксперимента.

Ориентировочные координаты точки впуска (в системе координат рис. 4.2): $X \approx 24.9$ м (2 метра от внутренней стенки технического промежутка), $Y \approx 34.4$ м (от центра прямолинейного промежутка), $Z = 1.2$ м (на этой высоте от пола расположены накопительные кольца).

Более точные координаты будут получены после окончательной прорисовки размещения колец и канала в тоннелях.

4.1.2 Оптика канала

Для реализации ахроматических поворотов по радиусу и по вертикали, а также для согласования оптических функций на впуске в накопительное кольцо, в каждом из каналов (электронном и позитронном) использовано по 16 квадрупольных линз. Кроме того, две линзы стоят на входе, в общей части, для согласования с оптикой линейного ускорителя.

Линейный ускоритель состоит из 16-и метровых модулей. В каждом модуле по 4-е ускорительных секций длиной 3 м каждая. Между секциями расположены квадрупольные линзы, создающие FODO структуру, изображенную на рис. 4.3.

На рис. 4.4 и 4.5 представлены дисперсионные и бетатронные функции канала инжекции.

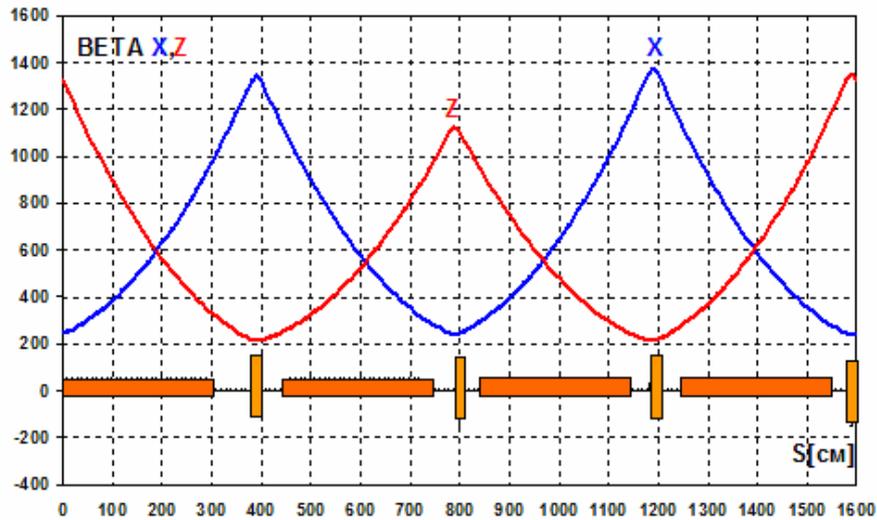


Рис. 4.3: FODO структура линейного ускорителя (показан 16-метровый модуль из 4-х секций, обеспечивающий ускорения 200 МэВ).

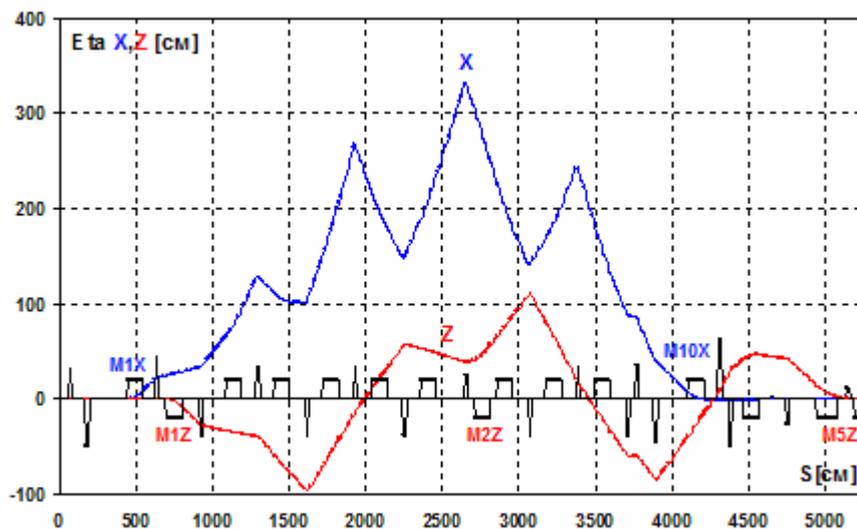


Рис. 4.4: Горизонтальная и вертикальная функции канала инжекции.

Для впуска по радиусу электронов (позитронов) в прямолинейном техническом промежутке $s\tau$ -фабрики организуется специальная вставка с увеличенной горизонтальной бета-функцией, как это показано на рис. 4.6.

На азимуте впуска, расположенном между двумя фокусирующими линзами, бетатронные функции равны $\beta_x = 2940$ см, $\beta_z = 300$ см. Набег горизонтальной бетатронной фазы на участке инжекционной вставки $\Delta \nu_x = 0.65$, что позволяет разместить здесь прединфлектор и инфлектор.

Схема радиальной инжекции приведена на рис. 4.7, здесь же показаны параметры элементов участвующих в инжекции. Мы применяем обычную схему с использованием двух септум-магнитов $S1$ с толстым ($d \approx 30$ мм) и $S2$ с тонким ($d = 1$ мм) «ножами», соответственно.

Между линзами QF размещается септум-магнит типа Ламбертсона, который поворачивает пучок по вертикали. Малая толщина «ножа» септум-магнита достигается тем, что его магнитопровод расположен в вакуумной камере накопителя, обмотка снаружи, а поле не велико $H_x = 3.5$ кГс.

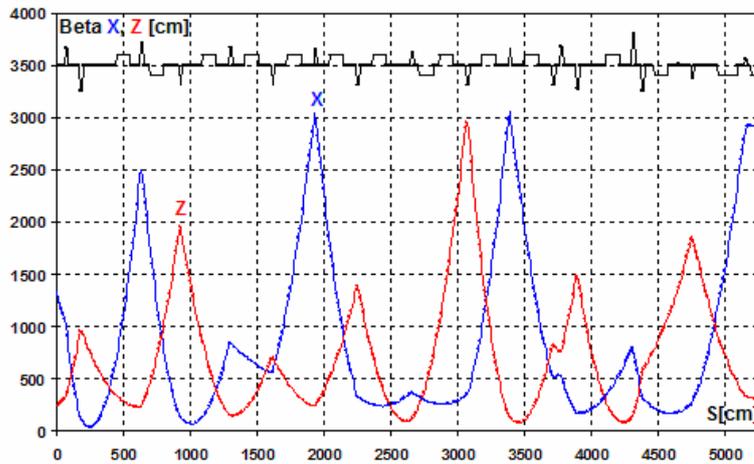


Рис. 4.5: Бетатронные функции канала инжекции.

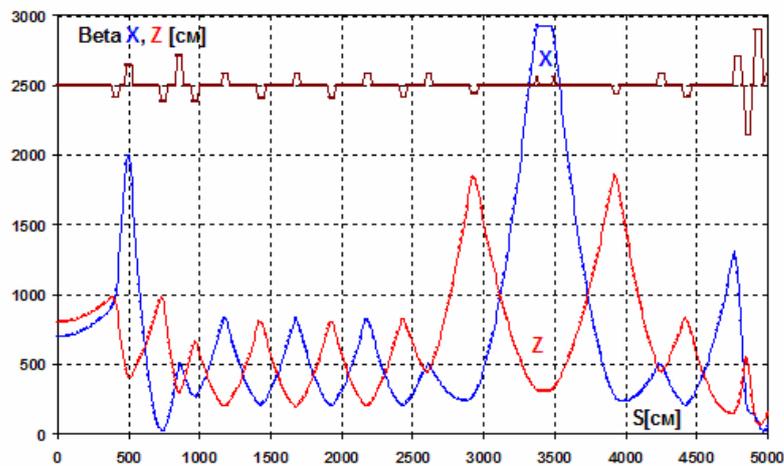


Рис. 4.6: Инжекционная вставка в регулярной структуре технического промежутка (азимут $\sim 3300 - 3500$ см).

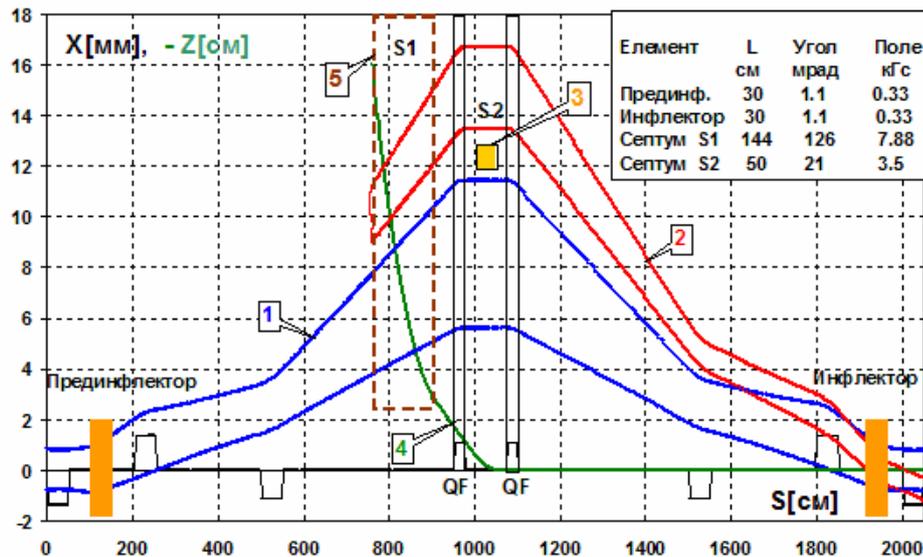


Рис. 4.7: Схема радиальной инжекции. Обозначения: (1) накопленный пучок, после удара инфлектором ($\pm 6\sigma_x$, $\varepsilon_x = 8$ нм-рад), (2) выпускаемый пучок ($\pm 3\sigma_x$, $\varepsilon_x = 10$ нм-рад), (3) «нож» второго септум-магнита S2 ($d=1$ мм), (4) траектория пучка по вертикали на выпуске, (5) граница первого септум-магнита S1.

Угол поворота магнита выбран таким, чтобы вертикальная координата пучка на выходе SI была $\Delta z > 30$ мм. Септум магнит SI имеет С-образный магнитопровод. Наружная обмотка возбуждения магнита перекрывает зазор, образуя токовый экран. Перед септум-магнитом SI в фокальной плоскости линзы QF установлен радиальный корректор, отклоняющий пучок на угол 2.4 мрад, так что на азимуте $S2$ впускаемый пучок имеет только координатное смещение $\Delta x = 15$ мм.

Для однократной инжекции пучка на равновесную орбиту поле в инфлекторе должно быть увеличено до $H = 0.58$ кГс.

4.1.3 Акцептанс накопителя и параметры инжектируемых пучков

Акцептансы накопительных колец по вертикали и горизонтали определяются геометрической апертурой линз финального фокуса. В единицах стандартных размеров пучка они составляют $A_x = 23 \sigma_x$, $A_z = 60 \sigma_z$. В абсолютном выражении $A_x = 4250$ нм-рад, $A_z = 180$ нм-рад.

Электронный пучок, ускоряемый от фотопушки до полной энергии в линаке, будет иметь параметры: $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 10$ нм при $E_{inj} = 1$ ГэВ, и $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 5$ нм при $E_{inj} = 2.5$ ГэВ, энергетический разброс $\sigma_E \leq 1 \cdot 10^{-3}$.

Для позитронного пучка из накопителя-охладителя при энергии $E = 510$ МэВ имеем $\varepsilon_x = 23$ нм-рад и $\varepsilon_z = 5$ нм-рад. После ускорения в линаке эмиттанс адиабатически уменьшается: $\varepsilon_x = 11$ нм, $\varepsilon_z = 2.5$ нм при $E_{inj} = 1$ ГэВ и $\varepsilon_x = 4.6$ нм, $\varepsilon_z = 1$ нм при $E_{inj} = 2.5$ ГэВ. Энергетический разброс позитронов из накопителя-охладителя составит $\sigma_E = 5 \cdot 10^{-4}$, а длина сгустка на выходе из накопителя $\sigma_s = 3$ мм. После ускорения в линаке с длиной волны ускоряющего поля $\lambda = 10$ см, энергетический разброс в пучке из-за фазовой протяженности сгустка увеличится на порядок. При этом эффективность захвата такого пучка в накопительное кольцо $c\tau$ -фабрики будет не выше 60÷70%.

Для уменьшения энергетического разброса позитронов после доускорения в линаке, сгусток позитронов перед впуском в линак надо сжать в 2÷3 раза. С этой целью в выпускном позитронном канале, после 90° поворота требуется установить секцию линейного ускорителя на 15 ÷ 20 МэВ. На выходе секции энергетический разброс в пучке будет увеличен в 4÷5 раз, а после прохождения ахроматического участка спуска в тоннель, с продольной дисперсионной функцией $\eta_s \approx 50$ см, длина сгустка уменьшится. После этих манипуляций энергетический разброс на входе в накопительное кольцо $c\tau$ -фабрики составит $\sigma_E = 1 \div 2 \cdot 10^{-3}$, и длина сгустка $\sigma_s \approx 0.5$ см (сгусток удлинится после прохождения канал впуска в $c\tau$ -фабрику, где $\eta_s \approx 250$ см.)

4.1.4 Схема инжекции и требование на стабильность параметров пучка

Инжекция и накопление осуществляются в радиальной плоскости. Точка инжекции находится на расстоянии 34.4 м от центра технического промежутка, между двумя фокусирующими линзами, где $\beta_x \approx 30$ м, $\beta_z \approx 3$ м, $\alpha_x = \alpha_z = 0$.

Пучок подводится к линзе снизу, и с помощью септум-магнита Ламбертсона выводится в медианную плоскость на расстоянии 16 мм от равновесной орбиты (рис. 4.8). На азимуте септум-магнита расстояние между впускаемым пучком и накопленным пучком (после удара его прединфлектором) составляет 6.5 мм. Инфлектором накопленный пучок сажается на равновесную орбиту, а впускаемый испытывает остаточные колебания с амплитудой 6.5 мм.

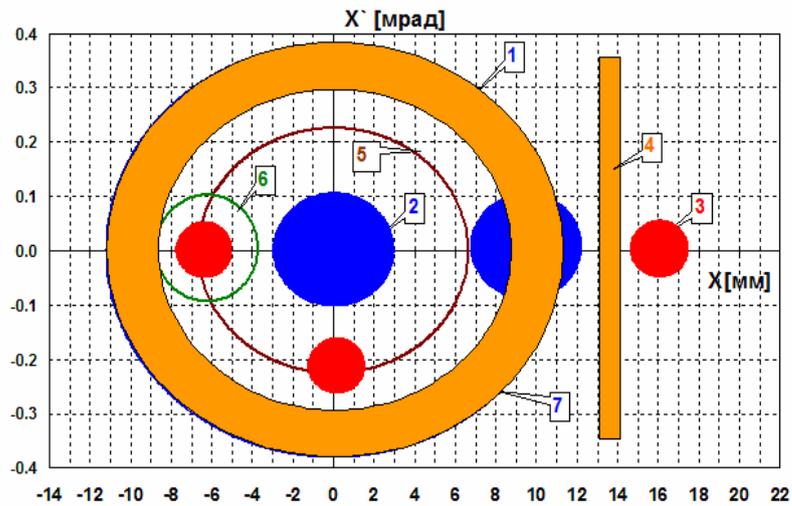


Рис. 4.8: Схема радиальной инжекции и накопления пучка в sr -фабрике. Обозначения: (1) граница радиального акцептанса кольца $A_x = 0.425$ см·мрад ($25\sigma_x$), (2) эмиттанс накопленного пучка содержащий $6\sigma_x$ ($\varepsilon_x = 8$ нм), (3) впускаемый пучок, содержащий 95 % частиц $3\sigma_x$ ($\varepsilon_x = 10$ нм), (4) «нож» септум магнита (1 мм), (5) амплитуда колебаний впускаемого пучка после удара преинфлектора (6.5 мм), (6) эффективный акцептанс для захвата впускаемой порции ($A_{эфф} = 270$ нм), (7) коллиматор на $18\sigma_x$ (подавитель фона), установленный за инфлектором.

Набег фазы между преинфлектором, и септум магнитом $d\nu_x = 0.25$, между инфлектором и преинфлектором $-d\nu_x = 0.5$. Для обеспечения КПД накопления близким к 100% возникают достаточно жесткие требования к радиальному и вертикальному положению пучка на впуске. Из рис. 4.9, где схематически показан эффективный акцептанс для захвата впускаемого пучка и сам впускаемый пучок, следуют требования на получение 100% коэффициента инжекции: $\Delta x < \pm 1.5$ мм, $\Delta x' < \pm 0.04$ мрад.

Не менее жесткие требования накладываются и на положение впускаемого пучка по вертикали (рис. 4.10).

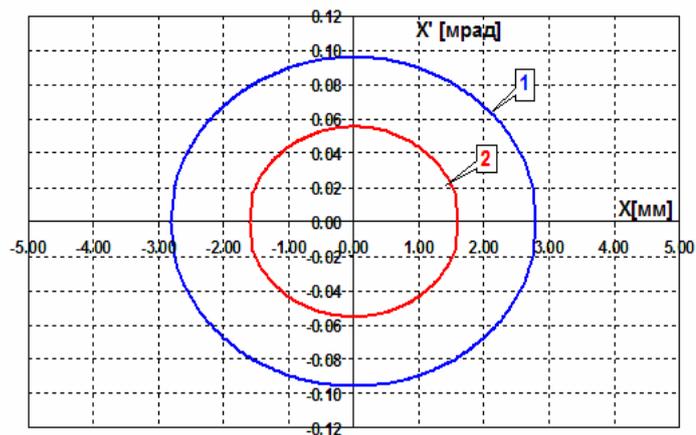


Рис. 4.9: Горизонтальный акцептанс ($A_{эфф} = 270$ нм) для впускаемого пучка (1) и граница впускаемого пучка (2), содержащая 95% частиц при эмиттансе $\varepsilon_x = 10$ нм.

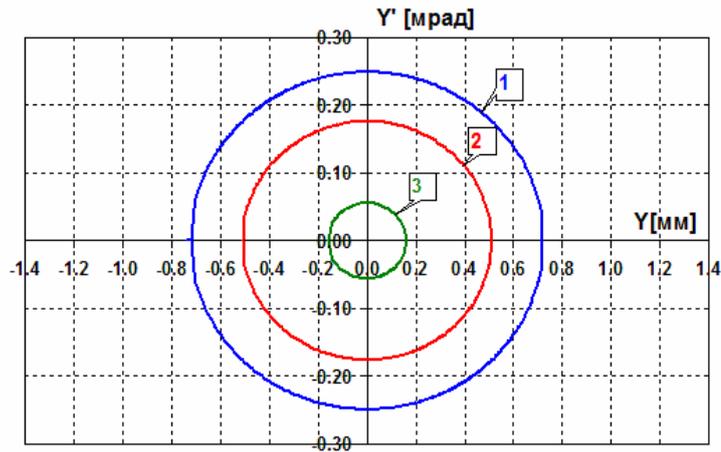


Рис. 4.10: Вертикальный акцептанс ($A_{z\phi} = 180$ нм, $\beta_z = 3$ м) для впускаемого пучка (1), граница впускаемого пучка, содержащая 95% частиц при 100% связи и эмиттансе $\varepsilon_z = 10$ нм (2) и то же, но при 10% связи и эмиттансе $\varepsilon_z = 1$ нм.

Для обеспечения 100%-ной инжекции требования на стабильность вертикальной координаты и угла впуска должны быть:

- $\varepsilon_z = 10$ нм $\Delta z = \pm 0.2$ мм, $\Delta z' = \pm 0.075$ мрад.
- $\varepsilon_z = 1$ нм $\Delta z = \pm 0.56$ мм, $\Delta z' = \pm 0.20$ мрад.

Из полученных выше требований на стабильность координатного и углового положения пучка на впуске, можно оценить требование на стабильность питания магнитов.

Для 90° поворотов $\Delta H/H = 4 \cdot 10^{-5} / 1.57 = 2.5 \cdot 10^{-5}$. Но т.к. эти магниты запитаны последовательно, а повороты ахроматические, то требование на стабильность питания снижается приблизительно до уровня $1 \div 2 \cdot 10^{-4}$. Для отдельно запитанных магнитов, типа 8° септум-магнита с токовым ножом: $\Delta H/H = 7.5 \cdot 10^{-5} / 0.139 = 5 \cdot 10^{-4}$. Для инфлектора $\varphi = 1.85 \cdot 10^{-3}$ (при разовой инжекции) $\Delta H/H = 4 \cdot 10^{-2}$.

С учетом возможных одновременных уходов, требования на стабильность поля в постоянных магнитах $\Delta H/H \leq 1 \div 2 \cdot 10^{-4}$, и импульсных инфлекторе и прединфлекторе $\Delta H/H \leq 1 \cdot 10^{-2}$, представляются вполне реализуемыми.

4.2 Источник поляризованных электронов

Настоящий проект источника поляризованных электронов в значительной степени базируется на положительном опыте работы с таким прибором, созданным в 1990-е годы в ИЯФ СО РАН в сотрудничестве с ИФП СО РАН и NIKHEF (Амстердам) [1, 2, 3, 4, 5]. Амстердамский источник использовался для проведения экспериментов по исследованию внутренней структуры поляризованных ядер методом рассеяния поляризованных электронов на ядрах внутренней мишени в накопительном кольце AmPS. В отличие от источника для AmPS, где лазер экстрагировал с фотокатода сравнительно длинный во времени импульс электронов (2.1 мксек, 15-50 мА, 1 Гц, степень поляризации до 80%, 100 кэВ), в новом источнике требуется ускорить одиночный банч $5 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{11}$ электронов с длительностью не превышающей 2 нсек. В последующем импульс электронного тока предполагается сжать в ещё более короткий банч, пригодный для прямого ускорения вплоть до энергии 2.5 ГэВ в импульсном линейном ускорителе S-диапазона, работающем с частотой повторения 50 Гц.

Несмотря на некоторые отличия решаемых задач, общая компоновка источника для τ -фабрики практически полностью повторяет схему источника для AmPS (рис. 4.11). Перейдем к обсуждению наиболее важных узлов и проблем будущего источника.

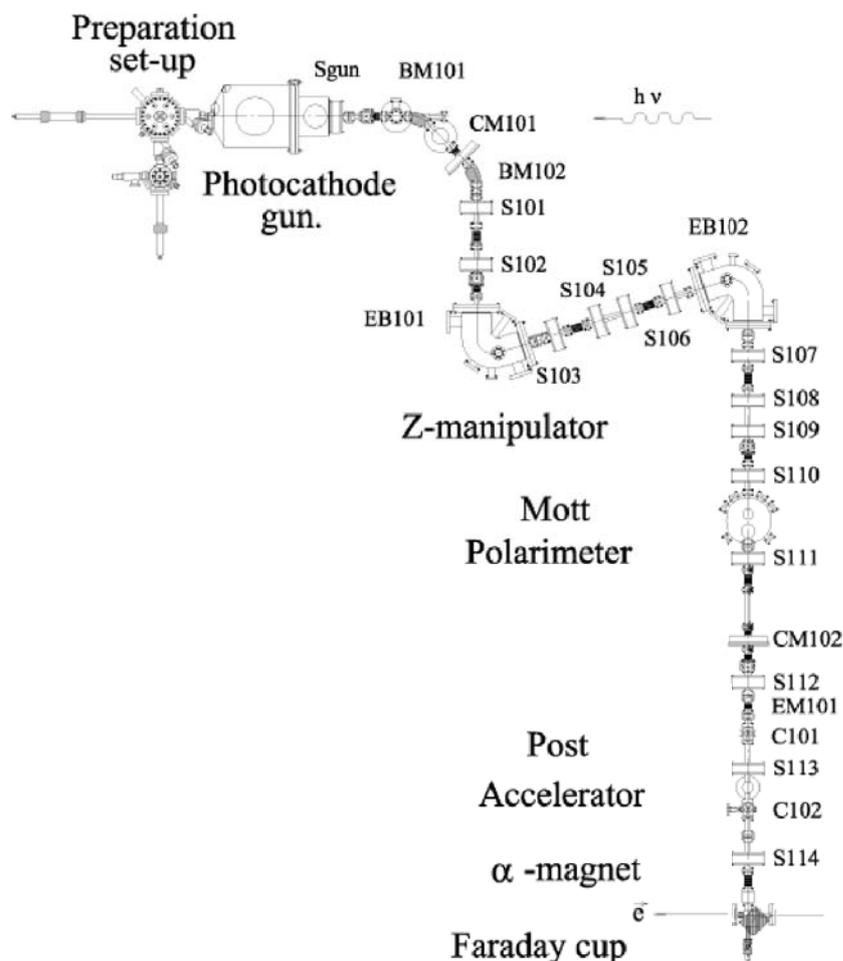


Рис. 4.11: Развернутая схема источника поляризованных электронов AmPS.

4.2.1 Фотокатод

В источнике, созданном для NIKHEF, использовались фотокатоды, представляющие собой структуру из InGaAsP и GaAs кристаллических слоев [1]. Степень поляризации по нашим измерениям составляла 80% в лучших образцах. Катоды, система их подготовки и лазерная оптическая система были спроектированы и изготовлены в Институте Физики Полупроводников СО РАН в лаборатории, руководимой А.С.Тереховым.

В последние годы достигнут значительный прогресс в технологии создания GaAs фотокатодов используемых для получения поляризованных электронных пучков [6]. Улучшены практически все их параметры, см. таблицу 4.1. Так, степень поляризации электронов в лучших фотокатодах повышена до 92% и обсуждается возможность её дальнейшего повышения до 97%. Квантовая эффективность фотокатодов достигла 0.85%.

Лучшие на данный момент времени фотокатоды производятся в Санкт-Петербурге научным коллективом под руководством профессора Ю.Мамаева. Данные фотокатоды прошли всестороннюю проверку в лаборатории SLAC в Стэнфорде. Они показали не только высокую степень поляризации и хорошую квантовую эффективность, но и продемонстрировали вполне приемлемое время жизни фотокатода. Проект источника для ILC также разрабатывается на их основе.

Современный фотокатод представляет собой многослойную полупроводниковую структуру с чередующимися периодами кристаллической решетки выращенной на сравнительно толстом основании из GaAs. Механическое напряжение, создаваемое легированием чередующихся слоев основного полупроводника атомами индия, алюминия и другими элементами, создает достаточно большое расщепление энергетических уровней

электронов с различным направлением спина в валентной зоне. Это расщепление уровней $J=3/2, m=-3/2$ и $J=3/2, m=-1/2$ в лучших образцах превышает 60 мэВ, что позволяет достаточно селективно эмитировать в зону проводимости электроны только с одним направлением спина, см. рис. 4.12 [7].

Таб. 4.1: Сравнительные характеристики лучших фотокатодов [6].

Sample	Composition	P_{\max}	$QE(\omega_{\max})$	Team
SLSP16	GaAs(3.2nm)/ GaAs _{0.68} P _{0.34} (3.2nm)	92%	0.5%	Nagoya University, 2005
SL5-777	GaAs(1.5nm)/ In _{0.2} Al _{0.23} Ga _{0.57} As(3.6nm)	91%	0.14%	SPbSPU, 2005
SL7-307	Al _{0.4} Ga _{0.6} As(2.1nm)/ In _{0.19} Al _{0.2} Ga _{0.57} As(5.4nm)	92%	0.85%	SPbSPU, 2007

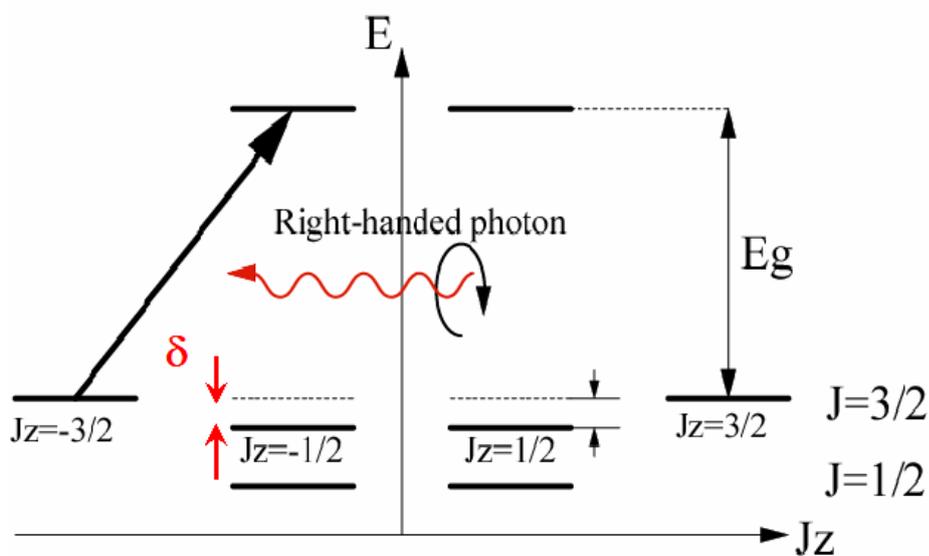


Рис. 4.12: Расщепление уровней валентной зоны и схема переходов в зону проводимости.

Подробности технологии приготовления фотокатодов выходят за рамки этого обзора, нас же, в основном, интересуют потребительские качества данного изделия. На графике рис. 4.13 представлены кривые зависимости квантового выхода и поляризации от длины волны используемого света [6]. Как видно из представленных данных, максимум степени поляризации 92% достигается на 825 нм.

SL Al_{0.19}In_{0.2}Ga_{0.61}As(5.4nm)/Al_{0.4}Ga_{0.6}As(2.1nm)

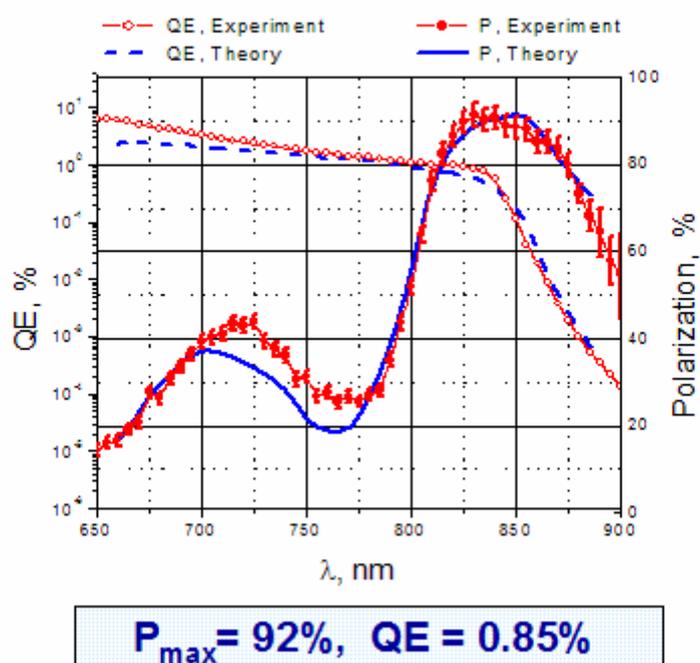


Рис. 4.13: Зависимость степени поляризации и квантового выхода от длины волны света.

4.2.2 Высоковольтный узел

Основным требованием к высоковольтному объему фото-пушки является обеспечение ультра-высокого вакуума, на уровне 10^{-11} мбар. Для Амстердамского источника была успешно опробована идея использования двойного вакуумного объема с изоляционным вакуумом 10^{-8} мбар окружающим изоляторы ускорительной трубки. На рис. 4.14 показана схема такого двойного вакуумного объема.

На ускорительную трубку подавался импульс отрицательного напряжения -100 кВ, длительностью около 500 мксек по основанию. Длительность пучкового импульса определялась длительностью световой вспышки. Для с-тау источника длительность светового импульса должна быть короче 2 нсек.

Низкая скважность импульсов ускоряющего напряжения более чем на три порядка снизила время бомбардировки фотокатода темновыми токами, всегда присутствующими в высоковольтных устройствах, что, в свою очередь, позволило увеличить время жизни катодов до одного месяца. С постоянным же напряжением на ускоряющем зазоре время жизни катода не превышало 2-3 дней.

Ускоряющий зазор пушки для AmPS составлял 65 мм. Максимальная напряженность поля на поверхности катода не превышала 17 кВ/см. Диаметр фотокатода был равен 12 мм, а размер светового пятна мог варьироваться от 1 до 7 мм.

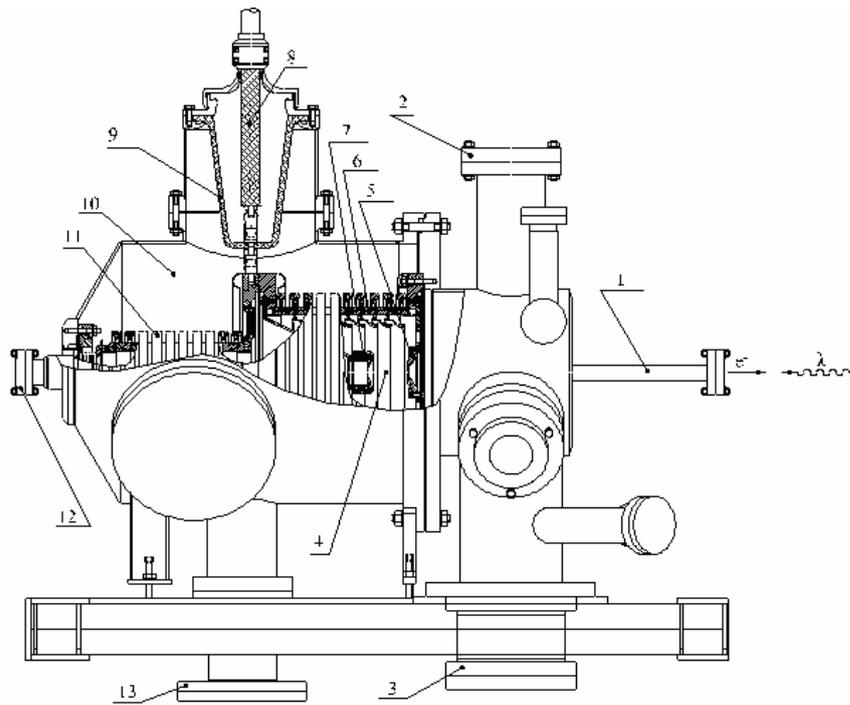


Рис. 4.14: Фотоэлектронная пушка: 1- выпускной канал и окно ввода лазерного излучения, 2,3, 13 – порты вакуумной откачки, 4 - ускоряющий зазор, 5 - аноде, 8 – высоковольтный кабель, 6 – изолятор ускорительной трубки, 11 - второй изолятор ускорительной трубки, 10 – корпус охранного вакуума, 12 – фланец стыковки с узлом препаративной и загрузочной камер.

Для генерации более короткого пучкового импульса в s -tau источнике очевидно придется использовать значительно более высокий темп ускорения по сравнению с источником для AmPS. Так, в источнике, разрабатываемом в Университете Нагойя в рамках проекта ILC, темп ускорения доведен до 29.7 кВ/см на поверхности фотокатода [7]. При этом постоянное ускоряющее напряжение -200 кВ приложено к весьма малому зазору 35 мм, рис. 4.15 и рис. 4.16. В данном источнике для подавления темновых токов используется молибден в качестве материала для катодных электродов и титан – как материал для анода. Проведенные в Университете Нагойя исследования показывают достижимость максимальных напряженностей полей на молибден-титановых парах электродов вплоть до 1300 кВ/см [8]. В целом, высоковольтный узел Университета Нагойя, в комплекте с препаративной и загрузочной камерами, построен по тем же принципам, что были использованы ранее в источнике для AmPS. Но в нем лучше сделано экранирование катода от слабых электрических разрядов, происходящих вдоль керамических изоляторов. Кроме того, витковая линза с продольным магнитным полем максимально приближена к фотокатоду. Эта мера улучшает согласование эмиттанса пучка с электронно-оптическим трактом канала. Все эти нововведения, как и новые фотокатоды производимые в Санкт-Петербурге, предполагается использовать в проекте источника для s -tau фабрики.

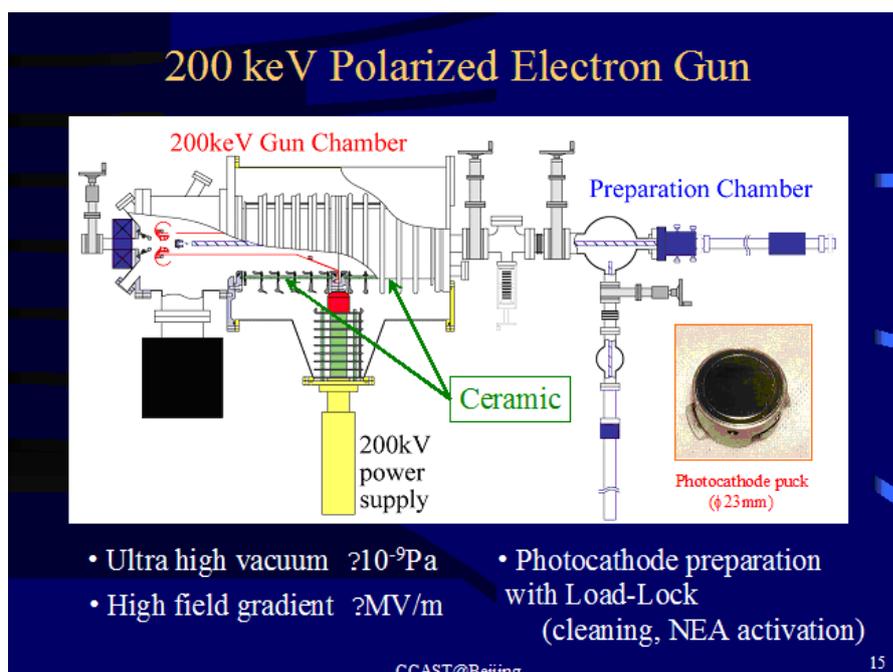


Рис. 4.15: Схема высоковольтного узла источника поляризованных электронов Университета Нагойя, Япония [7].

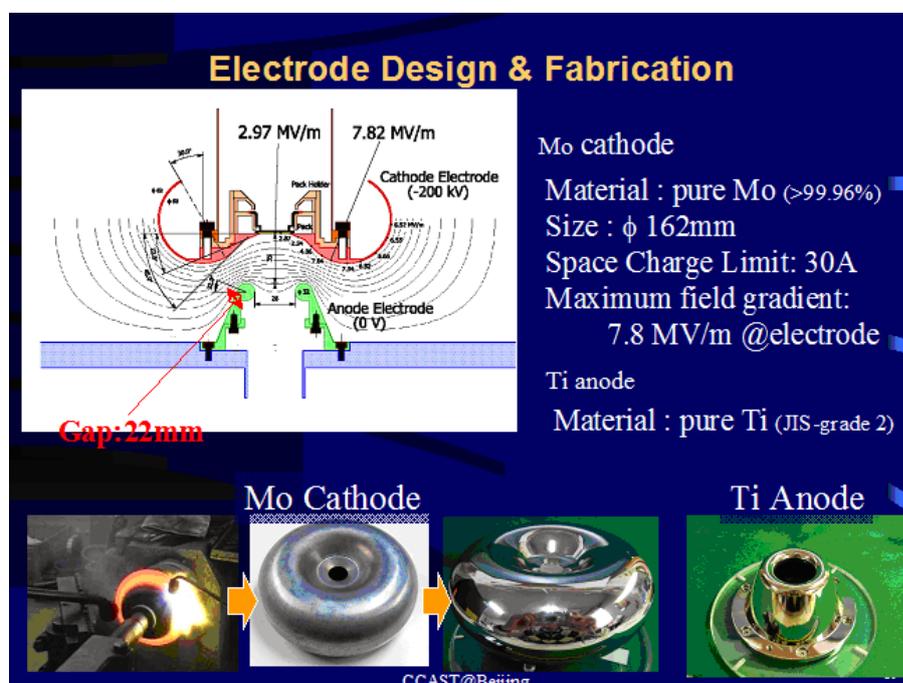


Рис. 4.16: Геометрия ускоряющего промежутка источника Университета Нагойя [7].

4.2.3 Активация катодов

В вытяжном шкафе в азотной атмосфере производится химическое травление катода в соляной кислоте (15-20 сек). Затем следуют промывка метанолом и сушка. После этого катоды вставляются в оправы и помещаются в специальный герметичный контейнер, расположенный в верхней части вытяжного шкафа. В контейнере может помещаться до трех катодов одновременно. Заполненный азотом контейнер с катодами переносится на верхний порт загрузочной камеры, также заполненной чистым азотом. Далее загрузочная камера с находящимися в ней катодами откачивается до 10^{-8} мбар. При этом используются безмаслянные турбо-насосы и магниторазрядные насосы. После чего катоды переносятся через шлюз в препаративную камеру. В последней камере фотокатоды помещаются на карусель, где могут размещаться одновременно до 4 экземпляров катодов. Все перемещения катодов производятся с помощью магнитных манипуляторов. Камеры разделяются шибером с металлическим уплотнением.

Процедура активации фото-катада происходит в препаративной камере, находящейся под вакуумом 10^{-11} мбар, поддерживаемым ионным насосом с титановым геттером и NEG лентой. Поворачивая карусель, катод в оправке перемещается в положение напротив пластины нагревателя. Инфракрасным излучением нагревателя катод постепенно нагревается до 600°C , при этом давление не должно расти выше 10^{-8} мбар. Температура 600°C поддерживается в течении одного часа, чтобы испарить загрязненный поверхностный слой различных соединений мышьяка. После этого катод медленно остывает до комнатной температуры.

Далее, с целью ослабления потенциального барьера для выхода электронов, производится процедура поочередного напыления атомов цезия и кислорода. Данная процедура получила название "Yo-Yo". Толщина каждого элементарного слоя составляет порядка 0.1 монослоя. Первым напыляется цезий. Наносится 12-15 пар слоев, до насыщения фототока собираемого на специальный коллектор. Катод при цезировании непрерывно освещается светом галогеновой лампы.

После активации квантовый выход измеряется с помощью гелий-неонового лазера, на нескольких уровнях мощности. Хороший InGaAsP катод обычно показывает 10-14% выход на длине волны этого лазера.

Старый катод снимается и ставится на карусель для последующей реактивации. Обычно 2-3 реактивации незначительно снижают качество катода. Новый катод ставится на катодный узел и производится его тестирование на нескольких длинах волн титан-сапфирового лазера.

4.2.4 Магнито-оптическая система. Спиновый ротатор

Непосредственно на выходе пушки ставится линза с аксиально-симметричным продольным магнитным полем. Конфигурация поля линзы подбирается с учетом влияния на траектории электронов эффекта пространственного заряда. Для интенсивного наносекундного сгустка влияние этого эффекта необходимо учитывать и по возможности стараться скомпенсировать. Если ориентироваться на результаты моделирования и измерений нормализованного эмиттанса в Университете Нагойя [7], то его величина не превышает $\varepsilon_{x,y} = 10\pi \cdot mm \cdot mrad$. Эти измерения делались для $q = 5 nC$ и длительности пачка 1 нсек.

Затем делается поворот пучка магнитным полем на 90° или на несколько меньший угол, с тем, чтобы развести световой и электронный пучки. Но, в принципе, возможно, по видимому, ввести лазерный луч по косо́й траектории, тогда магнитного поворота не требуется. Последний вариант требует дополнительной проработки. Заметим, что магнит-

ные повороты нерелятивистского пучка электронов, практически не влияют на спин, в том смысле, что спин поворачивается точно так же, как вектор скорости.

Дальше есть две возможности повернуть спин перпендикулярно вектору скорости. В Амстердамском источнике мы использовали поворот пучка электрическим полем на 110° градусов. Спин при этом практически не поворачивался и оказывался точно перпендикулярным к скорости. Дальше он поворачивался соленоидом вокруг продольной оси в вертикальное положение и оставался вертикальным и после прохождения обратного поворота электрическим полем. Если же соленоиды между поворотами включались в конфигурации с нулевым интегралом продольного поля, то два электрических поворота компенсировали друг друга, и спин оставался продольным. Регулируя величину интеграла продольного поля, можно было получить любую желаемую ориентацию спина. Данный вид спинового ротатора получил название Z-манипулятор из-за вида в плане.

Другая возможность – это использовать так называемый фильтр Вина. Он представляет собой прямолинейный участок со скрещенными магнитным и электрическим полем. Их действие на вектор скорости взаимно скомпенсировано, а спин при этом поворачивается вокруг направления магнитного поля на угол, пропорциональный интегралу магнитного поля. Основное преимущество использования фильтра Вина – нет завязки на строго определенную энергию электронов.

4.2.5 Мотт-поляриметр

Пучок, пройдя спиновый ротатор, имеет поперечную к скорости ориентацию спина, например, вертикальную, см. рис. 4.11. Его рассеяние на атомах золота на угол 120° обладает заметной асимметрией, что обычно используется для измерения степени поляризации. Подробности устройства поляриметра и особенности его функционирования можно найти в [2, 4].

4.2.6 Группировка, доускорение и инжекция пучка в линак

В источнике AmPS пучок группировался и затем ускорялся до энергии 400 кэВ с помощью двух резонаторов, питаемых частью мощности 1-го клистрона большого линака [3]. Затем пучок инжектировался на ось линака с помощью магнитного поворота на 270° градусов, так называемым альфа-магнитом. Такой поворот обладает рядом преимуществ, по сравнению с простым поворотом на 90° . Он может быть сделан ахроматичным и фокусирующим по обеим поперечным координатам. Кроме того, он обладает определенным группирующим эффектом, противоположным по знаку дрейфовому промежутку. В варианте работы с неполяризованным источником электронов альфа-магнит выключался, пропуская пучок с прямого направления.

4.2.7 Основные параметры

В заключение в таб. 4.2 приведен список основных подсистем источника поляризованных электронов.

Основные проектные параметры источника поляризованных электронов для с-тау фабрики приведены в таблице таб. 4.3. Следует заметить, что многие характеристики пучка определяются не столько качеством фотопушки, как таковой, а последующими его преобразованиями в процессе группировки и до-ускорения. В частности, величина эмиттанса на данной стадии остается не достаточно надежно прогнозируемой.

Таб. 4.2: Основные подсистемы источника поляризованных электронов.

Glove box for photocathode etching
Loading chamber
Preparation chamber
Magnetic manipulators
Photo-gun + 100 kV pulsed power supply (0.2 ms pulse, 50 Hz)
Ultra-high vacuum system (pumps, heaters, NEG, sensors): $p < 10^{-11}$ mbar
Ti-Sapphire drive laser + optics
Z-shape spin-manipulator
100 keV beam line
Mott polarimeter
Sub-harmonic pre-buncher + pre-accelerator
Alpha-magnet
Faraday cup

Таб. 4.3: Параметры источника поляризованных электронов для с-тау фабрики.

Beam polarization	80-90%
Polarization lifetime in ring	3000-4500 s
Cathode voltage (pulsed, 02 ms, 50 Hz)	-100 kV
Photocathode type	AlInGaAS/AlGaAS SL with strained QW, SPbSPU
Laser type	Ti-Sapphire
Laser wavelength	700-850 nm
Laser energy in pulse	10 mkJ
Pulse duration	2 ns
Repetition rate	50 Hz
Number of electrons/pulse	3×10^{10} (5 nC)
Normalized beam emittance, rms	10-30 mm-mrad
Photocathode quantum efficiency	up to 0.5 %
Photocathode recesiation time	200-600 hours (depends on laser power)

4.3 Получение интенсивных позитронных пучков на инжекционном комплексе

4.3.1 Введение

Известно два процесса, практически пригодных для производства позитронов: (а) β^+ распад радиоактивных изотопов и (б) рождение электрон-позитронных пар при прохождении релятивистского фотона в поле ядра атома. Источники позитронов, основанные на β^+ распаде, плохо подходят для экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках из-за относительно невысокой интенсивности рождения частиц, а также по причине сложности сбора полученных позитронов в короткие узконаправленные сгустки, с которыми оперируют современные ускорители. В ускорительной технике для производства позитронов используется процесс рождения электрон-позитронных пар в электромагнитном ливне. Электромагнитный ливень можно получить, направив на мишень электронный пучок высокой энергии. Электроны теряют энергию в мишени, излучая релятивистские тормозные фотоны. Эти фотоны в поле ядер порождают электрон-позитронные пары высокой энергии, которые излучают новые фотоны. Лавинообразное размножение частиц происходит до тех пор, пока электроны и позитроны не замедлятся настолько, что потери энергии на тормозное излучение сравняются с ионизационными по-

терями. Эта критическая энергия для разных веществ может быть приблизительно подсчитана по формуле [9, стр. 213]

$$E_c = \frac{800 \text{ МэВ}}{Z + 1.2}, \quad (4.1)$$

где Z — количество протонов в атоме вещества мишени.

Современные позитронные источники, основанные на рождении частиц в электромагнитном ливне [10, 11], работают по принципу, впервые реализованному в 50-х годах прошлого века в Стэнфорде [12]. На рис. 4.17 показана общая схема подобного источника. Электронный пучок линейного ускорителя, сфокусированный на мишени из материала с высоким атомным номером, генерирует электромагнитный ливень. Рожденные в ливне позитроны выходят из мишени с большим угловым и энергетическим разбросом (рис. 4.18), поэтому лишь небольшую часть (обычно $< 10\%$) этих частиц удастся сфокусировать и ускорить во втором линейном ускорителе. Начало этого ускорителя помещено в соленоидальное магнитное поле, обеспечивающее удержание позитронов вблизи оси ускоряющей структуры до тех пор, пока они не приобретут продольный импульс, достаточно большой, чтобы в остальной части ускорителя можно было использовать знакопеременную фокусировку квадрупольными линзами.

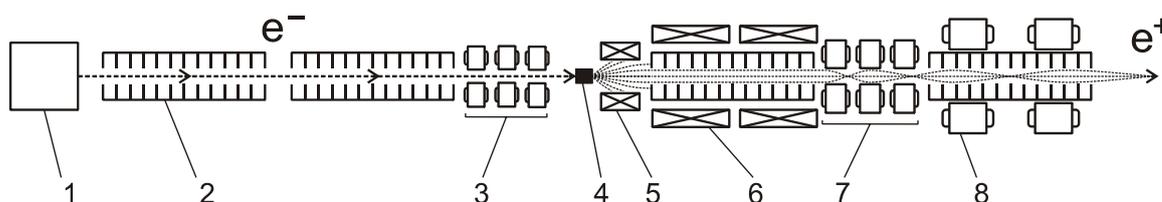


Рис. 4.17: Схема типичного источника позитронов, используемого в ускорительной технике. 1 — источник электронов, 2 — ускоряющая ВЧ-структура, 3 — квадрупольные линзы, фокусирующие электроны на мишень, 4 — конверсионная мишень, 5 — согласующее устройство, 6 — соленоид, в который вложена первая ускоряющая позитроны структура, 7, 8 — квадрупольные линзы.

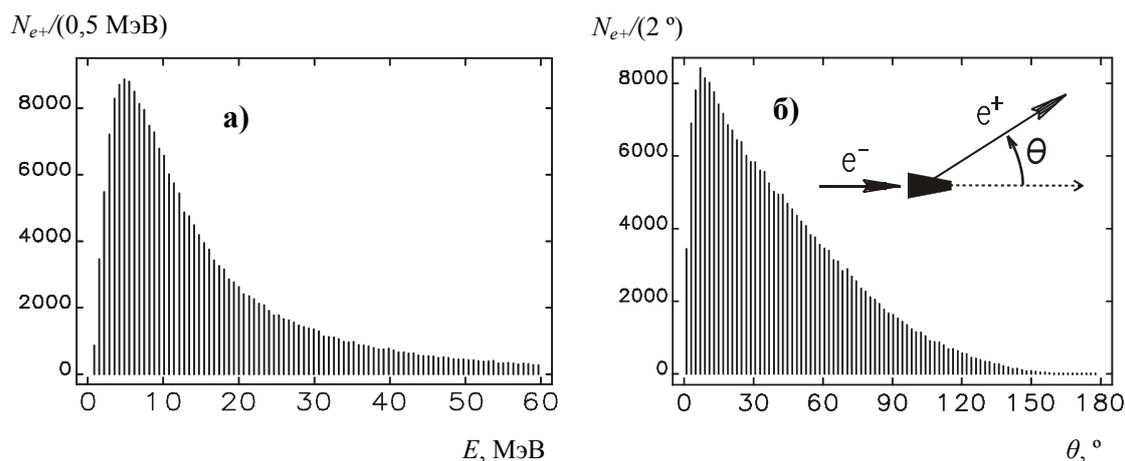


Рис. 4.18: Энергетическое (а) и угловое (б) распределение позитронов, вышедших из конверсионной мишени. Спектры получены с помощью программы GEANT [13] (кол-во падающих на мишень электронов — $2 \cdot 10^5$, энергия электронов — 280 МэВ, длина танталовой мишени — 12 мм). Общее число вышедших из мишени позитронов — $2,4 \cdot 10^5$ (расхождение с формулой (4.2) объясняется тем, что приблизительно половина родившихся в ливне позитронов аннигилирует внутри мишени)). Спектры слабо зависят от энергии первичного электронного пучка.

Число позитронов в максимуме электромагнитного ливня, рожденного электроном с энергией E , дается выражением [14, стр. 197]

$$N_{e^+} \approx \frac{0,15}{\sqrt{\ln(E/E_c) - 0,37}} \cdot \frac{E}{E_c}, \quad (4.2)$$

Эта зависимость в большом диапазоне энергий близка к линейной (см. рис. 4.19), поэтому в качестве меры эффективности позитронного источника принято использовать величину

$$Y = \frac{1}{E} \cdot \frac{N_+}{N_-}, \quad (4.3)$$

называемую выходом позитронов (positron yield). Здесь N_- — это количество падающих на мишень электронов, N_+ — число ускоренных позитронов. На современных установках получен выход позитронов $Y = 0,02 \div 0,06 \text{ ГэВ}^{-1}$ (см. табл. 4.4).

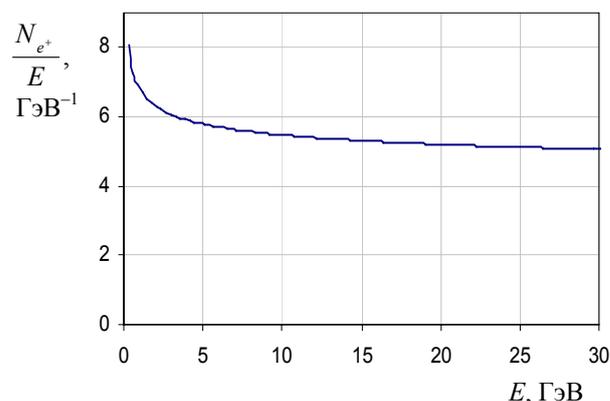


Рис. 4.19: Зависимость величины N_{e^+}/E от энергии, рассчитанной по формуле (4.2). Энергия E меняется в диапазоне от 0,3 ГэВ до 30 ГэВ.

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 предназначен для обеспечения релятивистскими электронами и позитронами экспериментов по физике элементарных частиц на встречных электрон-позитронных пучках. Особое внимание при разработке позитронного источника было уделено магнитной системе сбора позитронов после конверсионной мишени. В результате для этой цели удалось создать импульсную аксиальную магнитную линзу с достаточно качественным магнитным полем (мала поперечная компонента поля, отклоняющая частицы от оси ускорителя), что обеспечило позитронному источнику довольно высокий показатель выхода позитронов ($Y \approx 0,1 \text{ ГэВ}^{-1}$), при относительно скромных затратах на создание установки. Разработанный в институте источник позволяет за один импульс получить $5 \cdot 10^8$ позитронов, ускоренных в первой после мишени ускоряющей секции до энергии 70 МэВ. В падающем на мишень электронном пучке содержится $2 \cdot 10^{10}$ электронов с энергией 270 МэВ.

Таб. 4.4: Параметры позитронных источников. Сокращения: КП — концентратор потока, ЧВТ — четвертьволновый трансформатор. Звездочкой помечены параметры, которые не удалось найти в литературе, и поэтому они были подсчитаны по косвенным данным.

Название установки	PEP-II	KEKB	DAFNE	BEPC	DORIS	LIL
Научный центр	SLAC	KEK	LNF	IHEP	DESY	CERN
Страна	США	Япония	Италия	Китай	Германия	Швейцария
Частота ускоряющих ВЧ-структур, МГц	2856	2856	2856	2856	2998	2998
Частота комплекса, Гц	120	50	50	12.5	50	100
Энергия e^- на мишени, ГэВ	33	3.7	0.19	0.14	0.4	0.2
Число e^- в сгустке	$5 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{10*}$	$5.4 \cdot 10^9*$	$3.1 \cdot 10^9*$	$3 \cdot 10^9*$
Величина поля в соленоиде, Т	0.5	0.4	0.5	0.35	0.4	0.36
Энергия позитронов после соленоида, МэВ	120	100	120*	100		90
Материал мишени	W-25Re	W	W-25Re	W	W	W
Тип согласующего устройства	КП	ЧВТ	КП	КП	ЧВТ	ЧВТ
Параметры согласующего устройства	$B_{max} = 6$ Т $L = 10$ см	$B_{max} = 2$ Т $L = 4.5$ см	$B_{max} = 5$ Т $L = 12$ см	$B_{max} = 2.6$ Т $L = 12$ см	$B_{max} = 1.8$ Т $L = 4.5$ см	$B_{max} = 0.83$ Т $L = 4.4$ см
Выход позитронов после линейного ускорителя, 1/ГэВ	0.054*	0.023	0.053	0.014	0.025	0.0295
Энергия накопителя, ГэВ	1.15	3.5	0.51	1.3	0.45	0.5
Энергетический акцептанс накопителя, $(\Delta E/E) \cdot 100\%$	2 %	0.5 %	3%	1%	1%	2 %
Производительность позитронов, 1/с	$\sim 8 \cdot 10^{12*}$	$\sim 10^{11*}$ ($2 \cdot 10^{11*}$)	$\sim 2 \cdot 10^{10*}$	$\sim 2.5 \cdot 10^8*$		$\sim 2.2 \cdot 10^{10*}$
Источники данных	[15, 16, 17]	[18, 19]	[20, 21, 22]	[23, 24]	[25, 26]	[25, 27]

4.3.2 Инжекционный комплекс ВЭПП-5

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 (рис. 4.20) — это современный источник релятивистских электронов и позитронов, строящийся в Институте ядерной физики для обеспечения работы установок на встречных электрон-позитронных пучках. Основу инжекционного комплекса составляет форинжектор — два линейных ускорителя на энергию 270 МэВ и 510 МэВ. Электроны из первого ускорителя после поворота в магнитном поле на 180° попадают на конверсионную мишень и производят позитроны, часть из которых затем ускоряется до 510 МэВ во втором ускорителе. Также предусмотрен режим работы форинжектора, когда ускоряются только электроны. В этом случае отдельные электронные сгустки направляются мимо мишени во второй линейный ускоритель, настроенный так, чтобы ускорять электроны с 270 МэВ до 510 МэВ.

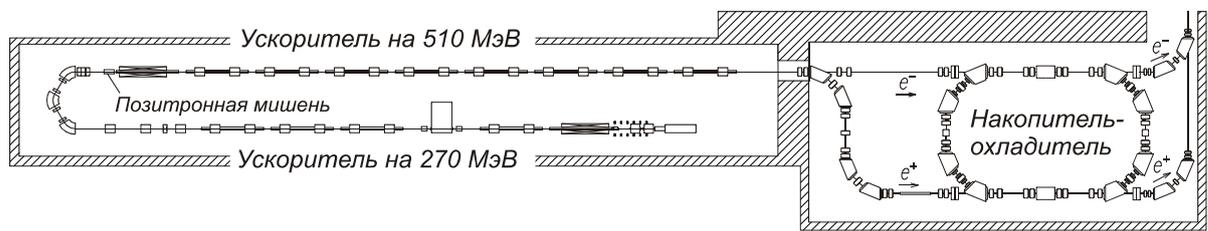


Рис. 4.20: Инжекционный комплекс ВЭПП-5:
а) линейные ускорители, б) накопитель-охладитель.

Таб. 4.5: Проектные параметры форинжектора.

Конечная энергия пучков	510 МэВ
Число электронов в импульсе	$2 \cdot 10^{10} e^-$
Число позитронов в импульсе	$5 \cdot 10^8 e^+$
Частота повторения импульсов	50 Гц.
Энергетический разброс:	
электронного пучка	$\pm 1 \%$
позитронного пучка	$\pm 3 \%$
Эмиттанс:	
электронного пучка	$\sim 10^{-5}$ рад·см
позитронного пучка	$\sim 10^{-4}$ рад·см
Рабочая частота ВЧ	2856 МГц
Импульсная мощность клистрона	≈ 60 МВт
Количество клистронов	4 шт.
Полная потребляемая мощность	600 кВт

Таб. 4.6: Проектные параметры накопителя-охладителя.

Энергия пучков	510 МэВ
Периметр	2740 см
Частота ВЧ	700 МГц
Время радиационного затухания	18 мсек (τ_z)
Выходные параметры пучков:	
число частиц	$2 \cdot 10^{10} e^+$ или e^-
энергетический разброс	$\pm 0,07 \%$
продольный размер	4 мм (σ_z)
горизонтальный эмиттанс	$2,3 \cdot 10^{-6}$ рад·см
вертикальный эмиттанс	$0,5 \cdot 10^{-6}$ рад·см
Полная потребляемая мощность	800 кВт

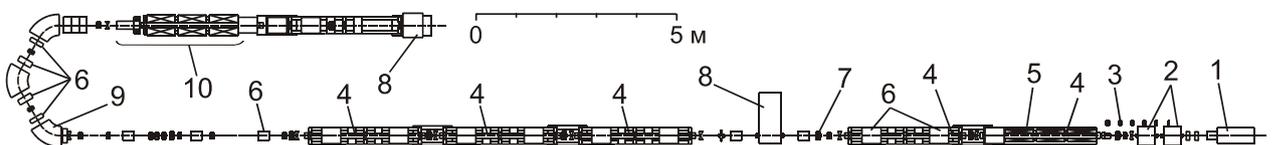


Рис. 4.21: Схема позитронного источника инжекционного комплекса ВЭПП-5. 1 — электронная пушка, 2 — субгармонический группирователь, 3 — фокусирующая катушка, 4 — ускоряющая структура, 5 — катушка соленоида, 6 — квадрупольная линза, 7 — корректор, 8 — спектрометр, 9 — поворотный магнит, 10 — конверсионная система.

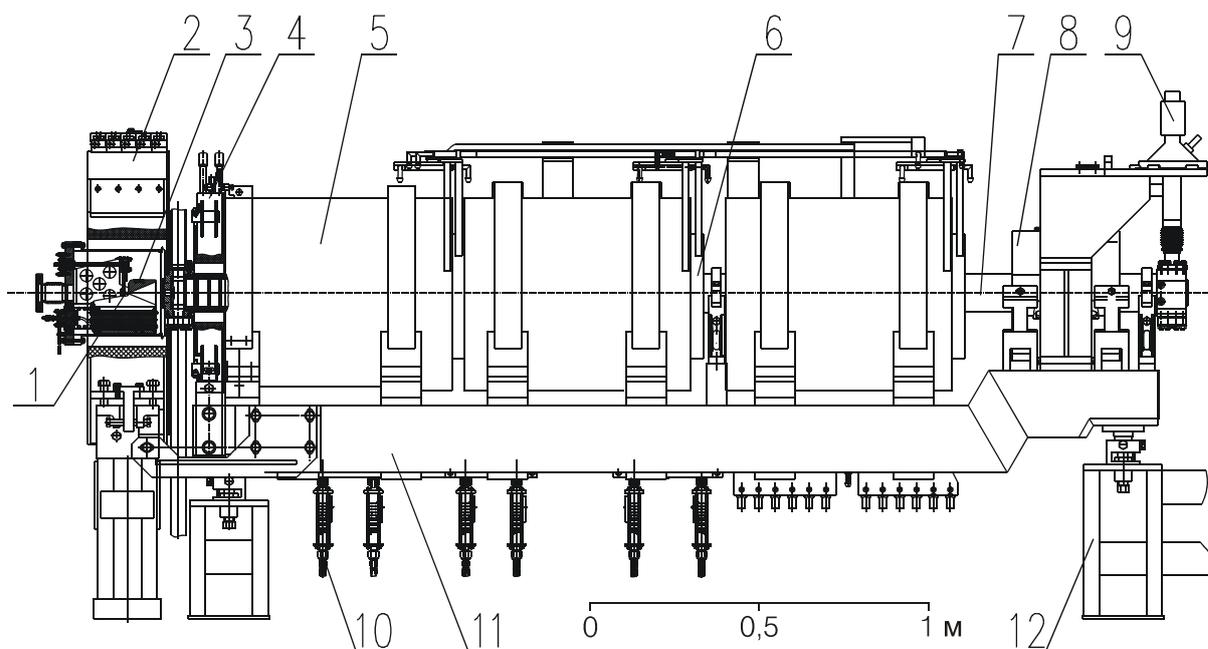


Рис. 4.22. Конверсионная система. 1 — конверсионная мишень, 2 — катушка конвертора, 3 — согласующее устройство, 4 — согласующая катушка, 5 — внешняя катушка соленоида, 6 — внутренняя катушка соленоида, 7 — ускоряющая структура, 8 — квадрупольная линза, 9 — вакуумный насос, 10 — расходомер охлаждающей воды, 11 — подставка соленоида, 12 — опора.

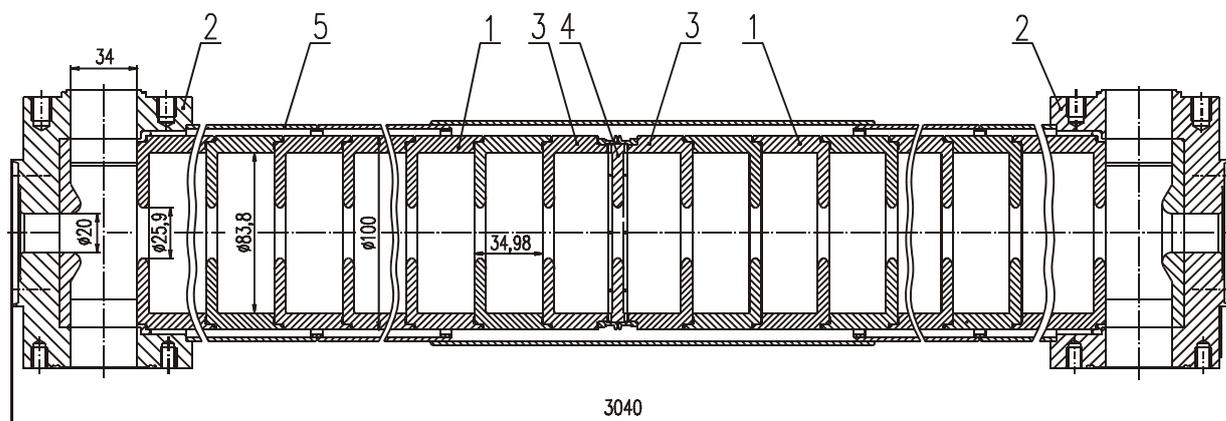


Рис. 4.23. Ускоряющая ВЧ-структура инжекционного комплекса ВЭПП-5. 1 — регулярная ускоряющая ячейка, 2 — трансформатор типа волны, 3 — переходная (соединительная) ускоряющая ячейка, 4 — соединительная диафрагма, 5 — рубашка охлаждения.

Помимо линейных ускорителей в состав инжекционного комплекса входит циклический накопитель частиц. Электронные либо позитронные пучки после линейного ускорителя инжектируются в накопитель, где они движутся в магнитном поле по замкнутой траектории. Через определенное количество оборотов к циркулирующему сгустку добавляется очередная порция частиц из линейного ускорителя. После набора необходимого количества частиц, пучок выпускается потребителям. В силу малости коэффициента выхода позитронов накопитель должен работать большую часть времени именно с этими частицами. Электроны также могут быть инжектированы в кольцо накопителя, и обращаясь они будут в противоположном направлении (см. рис. 4.20). Одновременное накопление обоих сортов частиц, вращающихся в противоположные стороны, конструкцией накопителя не предусмотрено.

Частицы в накопителе совершают бетатронные колебания относительно равновесной орбиты, состоящей из дуг окружностей в поворотных магнитах и прямых отрезков в промежутках между ними. На прямолинейных участках орбиты установлены квадрупольные линзы, обеспечивающие устойчивость бетатронных колебаний. Двигаясь в поле поворотных магнитов накопителя, заряженная частица излучает т. н. синхротронное излучение — в результате чего появляется сила реакции излучения, направленная против вектора импульса частицы. Средние потери энергии частиц на излучение компенсируются в накопителе за счет ВЧ-резонатора, работающего на частоте, кратной частоте обращения пучка, двигающегося по равновесной орбите. Электрическое поле в резонаторе направлено вдоль равновесной орбиты и поэтому восполняет только потери продольной компоненты импульса. В результате сила реакции излучения за много оборотов приводит к постепенному уменьшению поперечных компонент импульса частиц и амплитуды бетатронных колебаний [28, стр. 197; 29]. При этом в сопровождающей системе, движущейся со средней скоростью пучка, хаотическая скорость частиц уменьшается, другими словами пучок «охлаждается». Равновесный фазовый объем пучка определяется главным образом квантовыми флуктуациями синхротронного излучения [30, стр. 123; 29]. Максимальная интенсивность циркулирующего сгустка ограничена когерентными неустойчивостями, возникающими при взаимодействии электромагнитных полей сгустка с ВЧ-резонатором, неоднородностями вакуумной камеры, впускными и выпускными устройствами и т. д. [31, стр. 231].

Время радиационного затухания поперечных компонент импульса частицы в накопителе можно оценить как [29]

$$\tau \sim \frac{m^4 c^7}{e^4} \cdot \frac{1}{EB^2}, \quad (4.4)$$

где E — это энергия частицы, B — величина магнитного поля в поворотных магнитах накопителя, m — масса электрона, e — заряд электрона, c — скорость света. Более точная формула должна учитывать степень заполнения орбиты пучка поворотным магнитным полем. Для накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5 время радиационного затухания приблизительно равно 20 мсек, что соответствует $2 \cdot 10^5$ оборотам пучка.

Уменьшение фазового объема пучка под действием синхротронного излучения принципиально важно для накопления частиц. Добавление к циркулирующему пучку новой порции частиц из линейного ускорителя осуществляется при помощи импульсного электрического поля, время действия которого меньше периода обращения пучка в накопителе. На таком коротком отрезке времени радиационными потерями можно пренебречь, поэтому к процессу инжекции частиц в накопитель применима теорема Лиувилля [32, стр. 188; 10], согласно которой, фазовый объем, занимаемый частицами после объединения двух пучков должен сохраниться. Следовательно, если инжектировать новые порции частиц в один и тот же циркулирующий сгусток через промежутки времени меньшие времени радиационного затухания, фазовый объем пучка в накопителе и амплитуда бетатронных колебаний будут расти, пока частицы не станут выбывать из пучка, попадая на стенки вакуумной камеры накопителя. Поскольку апертура вакуумной камеры ограничена межполюсными зазорами магнитных элементов накопителя, достичь большой интенсивности в накопленном пучке можно только за счет радиационного затухания, добавляя новые порции частиц в освобождающиеся участки фазового пространства. Таким образом, производительность инжекционного комплекса обратно пропорциональна времени радиационного затухания.

На выбор рабочей энергии и магнитной структуры накопителя помимо соображений минимизации времени радиационного затухания, влияют также и параметры экспериментов по физике высоких энергий. Так, например, рабочая энергия накопителя-

охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5 выбрана равной 510 МэВ с тем расчетом, чтобы выпускаемые из него пучки можно было без дополнительного ускорения использовать для рождения ϕ -мезонов с массой $1019 \text{ МэВ}/c^2$.

Охлаждение пучков перед их инжекцией в основной циклический ускоритель, производящий столкновение электронов и позитронов (коллайдер), часто используется по нескольким причинам. Накопление и охлаждение частиц непосредственно в коллайдере в принципе возможно, так как времена накопления и охлаждения пучка значительно меньше времени его жизни в циклическом ускорителе. Однако инжекция пучка, с большим фазовым объемом, требует соответственно большой апертуры вакуумной камеры ускорителя и, поэтому часто выгодно использовать относительно небольшой предварительный накопитель-охладитель частиц, который позволяет в последующей электронно-оптической системе сократить апертуру вакуумной камеры и, следовательно, размеры и стоимость магнитных элементов. Помимо этого потери электронов и позитронов на стенках вакуумной камеры коллайдера служат источником фоновых событий в детекторе. Резкое увеличение размеров пучка в моменты инжекции приводит к соответствующему увеличению уровня этого фона, что нежелательно, так как может повлечь за собой выход из строя чувствительной регистрирующей аппаратуры детектора.

4.3.3 Позитронный источник инжекционного комплекса ВЭПП-5

4.3.3.1 Линейный ускоритель электронов

Ускорение электронов и позитронов осуществляется в волноводных структурах на бегущей волне (рис. 4.23). Основу структуры составляет цилиндрический диафрагмированный волновод, в котором распространяется электромагнитная волна, с фазовой скоростью, равной скорости света в вакууме [9, стр. 26; 33, стр. 8; 34, стр. 8]. Характерное значение продольной компоненты электрического поля в ускоряющей структуре $\sim 10 \text{ МВ/м}$. Набирая энергию в поле такой величины, электроны или позитроны приобретают скорость, достаточно близкую к скорости света, уже на первых десяти сантиметрах пути, и в дальнейшем движутся синхронно с бегущей волной. Для создания в ускоряющих структурах электрических полей высокой напряженности используются мощные клистронные СВЧ усилители дециметрового диапазона. На инжекционном комплексе ВЭПП-5 большая часть структур обеспечивает средний темп ускорения равный 18 МэВ/м . К двум структурам, ускоряющим частицы с малыми начальными энергиями (одна структура расположена после источника электронов, вторая — после конверсионной мишени), подводится повышенная СВЧ-мощность, поэтому в них средний темп ускорения составляет 25 МэВ/м .

Параметры ускоряющей структуры требуют источника электронов, способного производить электронные пучки, подходящие для захвата в ускоряющую фазу волны: необходимая энергия пучка $\sim 100 \text{ кэВ}$, длина $\sim 1 \text{ см}$. Существует два подхода к созданию источников электронов для ускорителей на бегущей волне. Можно получить требуемый электронный сгусток, облучая коротким лазерным импульсом фотокатод, с приложенным к нему вытягивающим электрическим полем [9, стр. 419]; либо сжимая в продольном направлении более длинный пучок, полученный в источнике на основе термоэмиссионного катода. На инжекционном комплексе используется термоэмиссионный источник электронов с последующей времяпролетной системой группировки.

Основные элементы системы группировки — это ВЧ-резонаторы и свободные промежутки. При проходе через резонатор частицы приобретают разную энергию в зависимости от своего продольного положения в сгустке. Фаза влета выбирается таким образом, чтобы головные частицы замедлялись, а хвостовые — ускорялись, тогда в свободном промежутке сгусток сжимается в продольном направлении. При продольном сжатии, сгусток электронов начинает расширяться в поперечном направлении за счет собст-

венного заряда. Для подавления этого эффекта, группировка пучка и его движение в первой ускоряющей секции сопровождается соленоидальной фокусировкой.

Для сокращения общей длины установки, электронный и позитронный ускорители расположены параллельно друг другу, а частицы в них движутся в противоположных направлениях (см. рис. 4.21). Перед конверсионной мишенью электронный пучок разворачивается в магнитном поле на 180° . Использована изохронная схема ахроматического поворота, где в первом порядке энергетический разброс пучка не приводит к увеличению его поперечного и продольного размера. Удлинение электронного, а, следовательно, и позитронного пучка нежелательно, так как влечет за собой увеличение энергетического разброса в ускоренном позитронном пучке, что затрудняет его инжекцию в накопитель-охладитель.

К настоящему времени создан и успешно испытан на проектных параметрах электронный линейный ускоритель инжекционного комплекса ВЭПП-5 на энергию 270 МэВ (рис. 4.21), а также конверсионная система (рис. 4.22).

4.3.3.2 Конверсионная мишень

Для изготовления неподвижных конверсионных мишеней чаще всего применяют тугоплавкие тяжелые металлы тантал, вольфрам и рений, имеющие соответственно 73-й, 74-й и 75-й номера в таблице Менделеева. Эти металлы обладают большим зарядом ядра и, следовательно, отвечают низкой критической энергии $E_c \approx 10$ МэВ. Кроме того, данные металлы, а также их сплавы обладают большой механической прочностью и высокой температурой плавления, что важно, так как конверсионная мишень должна выдерживать многократные попадания интенсивного электронного пучка. В результате резкого термического расширения материала под действием электронного пучка в конверсионной мишени образуется ударная волна, которая может иметь интенсивность, достаточную для разрушения мишени. Экспериментально установлено, что металлические мишени на основе сплава вольфрама с рением способны длительное время выдерживать попадания электронного сгустка с плотностью энергии (в расчете на единицу площади мишени), до $2 \cdot 10^{12}$ ГэВ/мм² [35].

На инжекционном комплексе ВЭПП-5 электронный пучок, сфокусированный на площади 1 мм, соответствует плотности энергии $0,27$ ГэВ $\cdot 2 \cdot 10^{10} \approx 5 \cdot 10^9$ ГэВ/мм². Таким образом, интенсивность электронного пучка в нашем случае заведомо меньше предельно допустимой. Средняя мощность, выделяющаяся в мишени также невелика: при частоте импульсов электронного пучка, равной 50 Гц, с мишени необходимо снимать приблизительно 30 Вт тепловой мощности [36].

На электрон-позитронных коллайдерах следующего поколения, таких как проектируемый в настоящее время международный линейный коллайдер ILC, требуется на несколько порядков большая производительность позитронного источника. В этом случае средняя тепловая мощность, выделяющаяся в мишени, приводит к необходимости использовать в качестве конверсионной мишени вращающееся колесо или поток жидкого металла.

На инжекционном комплексе ВЭПП-5 в качестве материала мишени выбран тантал (радиационная длина $X_0 \approx 4$ мм). Танталовая мишень в виде конуса с минимальным диаметром 2,5 мм и длиной 12 мм закреплена в держателе, который с помощью тяги может перемещаться в продольном направлении на ± 2 мм из положения, указанного на рис. 4.25. Мишень также имеет специальный паз, через который электронный пучок может инжектироваться в позитронный ускоритель. В этом случае при помощи двух магнитов пучок параллельно переносится перед мишенью на 2 мм вниз (рис. 4.24).

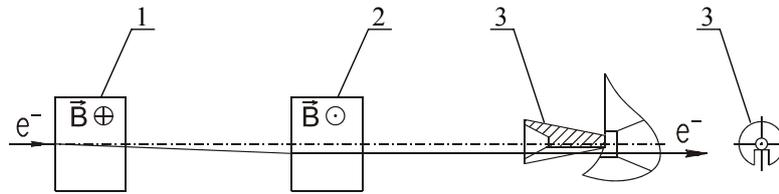


Рис. 4.24: Система параллельного переноса электронного пучка. 1, 2 — магниты, 3 — конверсионная мишень.

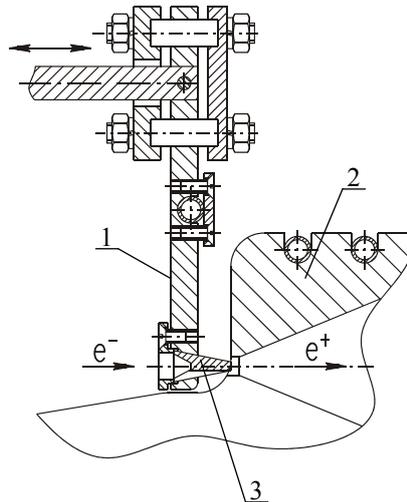


Рис. 4.25: Конструкция держателя мишени. 1 — перемещаемый держатель мишени, 2 — импульсная магнитная линза (концентратор потока), 3 — конверсионная мишень.

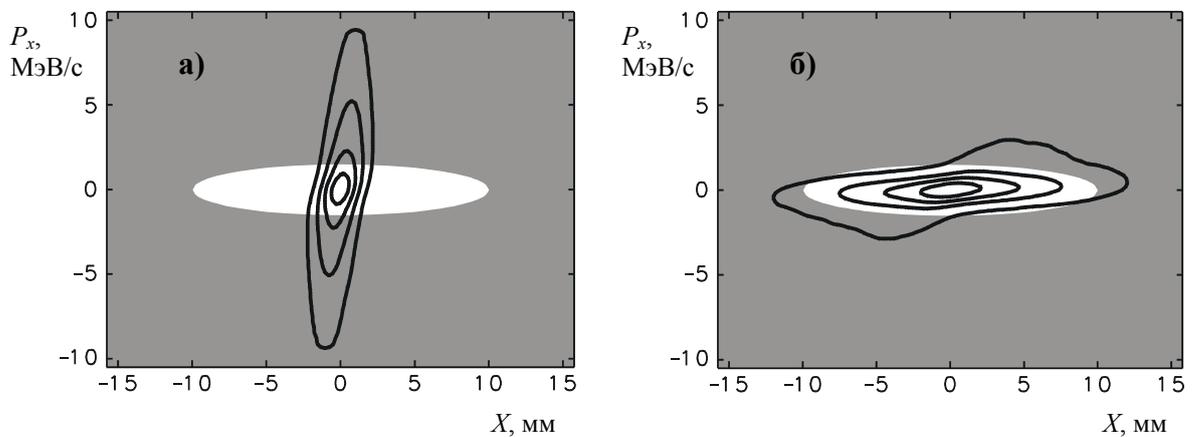


Рис. 4.26: Фазовые портреты позитронного пучка, изображенные линиями постоянной плотности: а) после конверсионной мишени б) после согласующего устройства. Серым цветом выделена область плоскости P_x - X , недоступная для ускорения.

Изображения получены моделированием пролета позитронов через аксиально-симметричное магнитное поле, аппроксимирующее поле согласующего устройства инжекционного комплекса:

$$B(z, r=0) = \frac{B_t}{1+gz}, \text{ где } g = \frac{1}{L} \left(\frac{B_t}{B_w} - 1 \right), B_t = 10 \text{ Т}, B_w = 0,5 \text{ Т}, L = 8 \text{ см.}$$

4.3.3.3 Соленоидальная фокусировка позитронов

Поперечная компонента импульса большей части позитронов, выходящих из мишени, не превышает 15 МэВ/с (рис. 4.27).

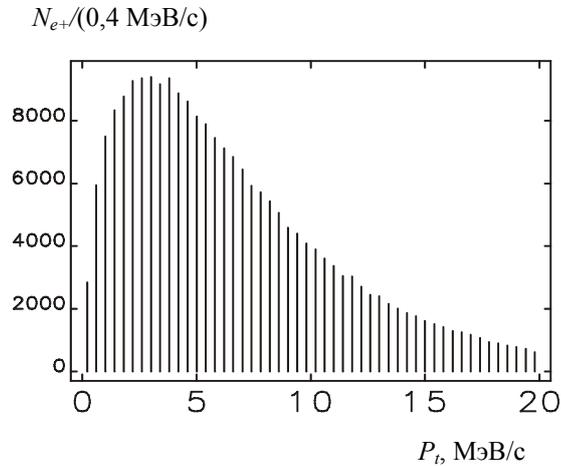


Рис. 4.27: Распределение поперечной компоненты импульса позитронов, родившихся в конверсионной мишени. Спектр получен с помощью программы GEANT [13] (кол-во падающих на мишень электронов — $2 \cdot 10^5$, энергия электронов — 280 МэВ, длина танталовой мишени — 12 мм). Общее число вышедших из мишени позитронов — $2,4 \cdot 10^5$.

ВЧ-структура слабо меняет поперечный импульс ускоряемых частиц, поэтому траектория позитрона внутри помещенной в соленоид структуры в поперечной плоскости будет ларморовской окружностью. Чтобы ларморовская орбита позитрона, рожденного вблизи оси с поперечным импульсом 15 МэВ/с, поместилась внутри ускоряющей секции с радиусом апертуры 1 см, необходимо магнитное поле величиной ≈ 10 Т. Создавать такие поля в достаточно большом объеме можно только при помощи сверхпроводящих магнитов, использование которых в конверсионной системе затруднено из-за сильного радиационного фона. Постоянное соленоидальное поле, создаваемое магнитами с охлаждаемыми водой обмотками, ограничено величиной $\approx 0,5$ Т. Максимальный поперечный импульс позитронов в таком поле при диаметре апертуры камеры 2 см равен 1,5 МэВ/с.

Так как размер электромагнитного ливня на выходе мишени обычно в несколько раз меньше диаметра апертуры ускоряющей секции, существует принципиальная возможность, используя магнитную фокусировку, в согласии с теоремой Лиувилля [32, стр. 188; 10], уменьшить угловой разброс позитронов за счет расширения пучка до диаметра апертуры ускоряющей секции. Магнитная линза, производящая описанную трансформацию фазового объема, т. е. фокусирующая позитроны перед ускоряющей структурой называется согласующим устройством.

Принцип работы согласующего устройства проиллюстрирован на рис. 4.26, где на фоне акцептанса ускоряющей структуры изображены фазовые портреты позитронного пучка перед согласующим устройством и после него. Под акцептансом на рис. 4.26 мы понимаем проекцию фазового объема, доступного для ускорения частиц на плоскость P_x — X . Т. е., если частица попадает в эту область, для захвата в ускоряющей структуре она еще должна удовлетворять некоторым условиям по остальным координатам, но если частица не попадает внутрь белого эллипса — тогда она гарантированно теряется на стенках ускоряющей структуры.

Существует три основных типа согласующих устройств: четвертьволновый трансформатор, концентратор магнитного потока и плазменная либо литиевая линза [10]. Во всех этих устройствах используется импульсное магнитное поле большой величины.

В плазменной линзе частицы фокусируются азимутальным магнитным полем, возникающим в среде, через которую параллельно оси пучка пропущен электрический ток. Четвертьволновый трансформатор представляет собой короткий импульсный соленоид. Конверсионная мишень располагается в начале этого соленоида, а его длина и магнитное поле подбираются таким образом, чтобы поперечный импульс позитронов компенсировался ударом, который частицы получают на выходе соленоида. Основным недостатком как линз с азимутальным магнитным полем, так и четвертьволнового трансформатора является избирательность этих устройств по энергии частиц. Четвертьволновый трансформатор и плазменная линза хорошо фокусируют позитроны только в узкой части спектра вблизи максимума.

В согласующем устройстве на основе концентратора магнитного потока используется фокусировка частиц в спадающем магнитном поле. Позитронный пучок в этом устройстве расширяется в магнитном поле, спадающем от максимального значения вблизи конверсионной мишени до минимального в ускоряющей структуре. Преимущество данного устройства заключается в меньшей зависимости его фокусирующих свойств от энергии позитронов. На инжекционном комплексе ВЭПП-5 используется именно этот тип согласующего устройства; его общая схема изображена на рис. 4.28. Расчет и оптимизация параметров концентратора проводились при помощи численного моделирования [37, 38]. Основными параметрами оптимизации в данном случае являются длина и максимальное магнитное поле в устройстве.

Впервые концентратор магнитного потока был применен для сбора позитронов на стенфордском линейном ускорителе (SLC) [39]. В первых реализациях этого устройства его длина составляла $60 \div 80$ см и максимальное поле около 3 Т [40, 41]. При движении позитронов в таком поле выполняется условие адиабатичности: изменение магнитного поля на шаге ларморовской спирали много меньше величины поля. В связи с этим устройство получило название адиабатического согласующего устройства.

В дальнейшем для фокусировки позитронов стали применять более короткие концентраторы потока, так как в них слабее проявляется эффект удлинения пучка за счет разности длин траекторий позитронов. При этом, хотя условие адиабатичности для большинства позитронов уже не выполняется, все равно подобное согласующее устройство часто по традиции называют адиабатическим либо квазиадиабатическим.

На рис. 4.28 изображен концентратор магнитного потока, используемый в позитронном источнике инжекционного комплекса ВЭПП-5. Устройство представляет собой трансформатор, первичной обмоткой которого служит импульсный соленоид, а вторичной — массивный медный корпус, с двумя вырезанными полостями. Поскольку длительность импульса составляет 20 мксек, ток течет в тонком скин-слое проводников ($\sim 0,5$ мм). Магнитный поток, создаваемый первичной обмоткой, замыкается через верхнюю полость, где за счет конической геометрии удается получить требуемый продольный профиль магнитного поля. На рис. 4.29 показаны характерные траектории позитронов в магнитном поле, аппроксимирующем спадающее поле концентратора магнитного потока, применяемого на инжекционном комплексе ВЭПП-5. Позитроны с энергией несколько МэВ, составляющие большую часть спектра, успевают совершить всего 1—2 оборота в этом поле.

Магнитное поле спадает от 10 Т при $Z = 0$ до 0,5 Т при $Z = 80$ мм по закону:

$$B(z, r = 0) = \frac{B_t}{1 + gz}, \text{ где } g = \frac{1}{L} \left(\frac{B_t}{B_w} - 1 \right), B_t = 10 \text{ Т}, B_w = 0,5 \text{ Т}, L = 8 \text{ см}.$$

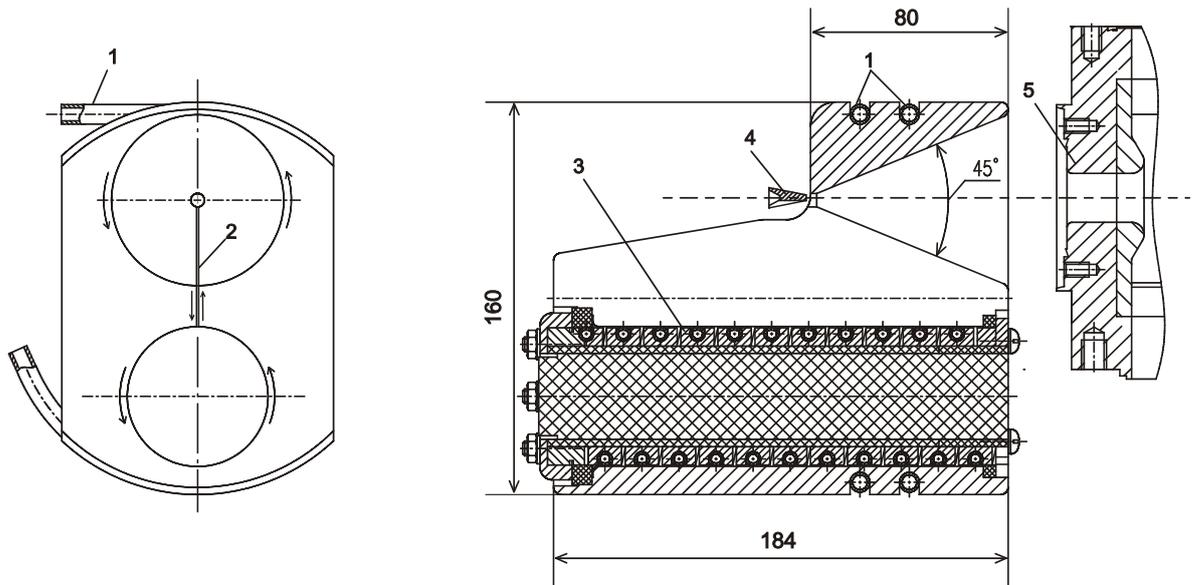


Рис. 4.28: Схема концентратора магнитного потока, используемого в позитронном источнике инжекционного комплекса ВЭПП-5. Стрелками обозначены поверхностные токи. 1 — трубки водяного охлаждения; 2 — паз между конической полостью и полостью первичной обмотки (ширина паза — 0,2 мм; на рисунке ширина паза изображена в неправильном масштабе, т. к. иначе оба края разреза сливаются); 3 — импульсная катушка (первичная обмотка); 4 — конверсионная мишень, 5 — начало ускоряющей структуры.

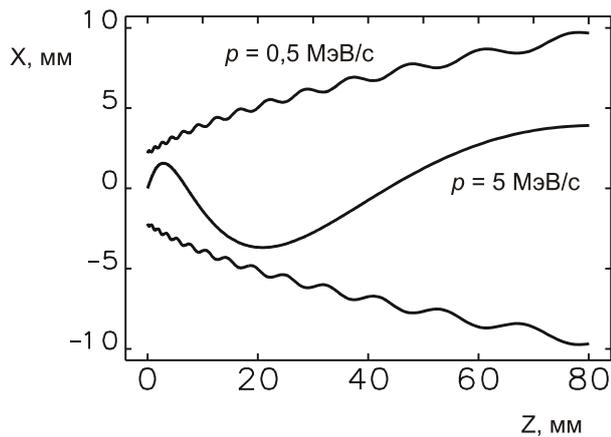


Рис. 4.29: Траектории позитронов в спадающем поле концентратора магнитного потока.

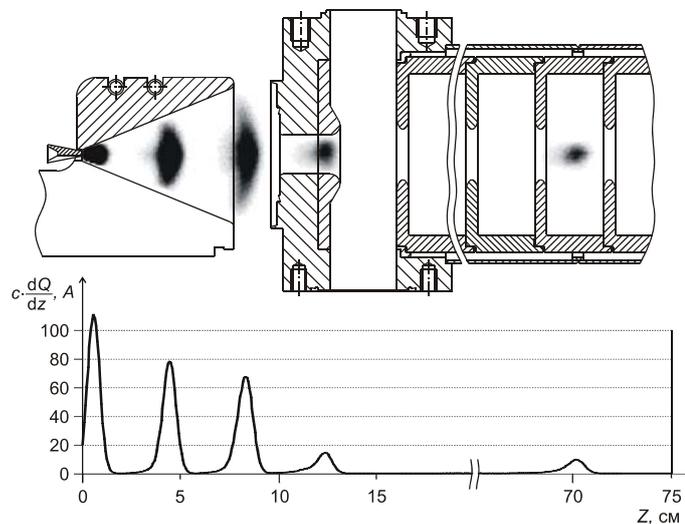


Рис. 4.30: Портреты позитронного пучка в разные моменты времени (численное моделирование).

При создании концентратора магнитного потока приходится решать три основные проблемы в отношении механики, энергетики и оптики этого импульсного магнита. Проблема механики — результат действия электродинамических сил в элементах магнита, прежде всего, в его токопроводящих узлах. Проблема механического крепления витков обмотки обостряется по причине невозможности применения органической изоляции в условиях интенсивных потоков ионизирующего излучения. Здесь допустимо применение лишь исключительно керамической изоляции, причем только для элементов обмотки, находящихся в слабом поле и в условиях гарантированного отсутствия вибраций, либо их ограничения до допустимой величины, исключающей износ пары керамика – металл. Оперативное устранение отмеченного ослабления механических связей практически невозможно, поскольку эти элементы расположены, как правило, в вакууме, причем в интенсивных потоках ионизирующего излучения, поэтому они сильно активированы. Эти обстоятельства могут исключить возможность доступа к этим элементам даже после отключения источника излучения.

Наряду с обеспечением необходимых параметров продольного магнитного поля, необходимо свести к минимуму аксиально несимметричную компоненту поля, возникающую, прежде всего, из-за утечки потока из конической полости магнита через принципиально необходимый паз на краю этой полости. Спадающий профиль магнитного поля (рис. 4.31-а) внутри конической полости, необходимый для фокусировки позитронов, соответствует резко неравномерному распределению тока по внутренней поверхности конуса. Это приводит к отклонению тока на поверхности разреза от радиального направления, т. е. появлению токов с компонентой, направленной вдоль оси конуса. Для ослабления паразитного влияния этих компонент токов, первичная обмотка сделана вдвое длиннее конической полости концентратора (рис. 4.31-б). Такое удлинение первичной обмотки позволяет уменьшить паразитное влияние продольных компонент поверхностных токов.

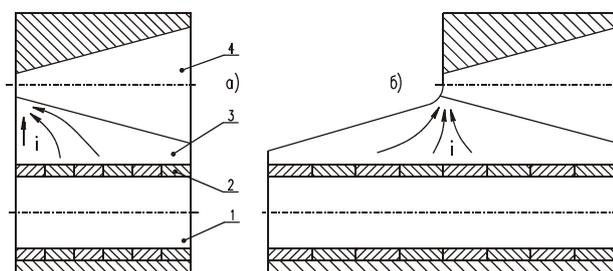


Рис. 4.31: Распределение токов (i) по одной из поверхностей паза (3), соединяющего полость первичной обмотки (1) и полость концентратора потока (4). а) Длина первичной обмотки (2) равняется длине конической полости. б) Удлинение первичной обмотки позволяет уменьшить паразитное влияние продольных компонент токов.

Основные параметры концентратора магнитного потока следующие:

- максимальное значение магнитного поля 10 Тл,
- общий ток конической полости магнита 120 кА,
- максимальное напряжение емкостного накопителя 1,2 кВ,
- энергоемкость емкостного накопителя 90 Дж,
- длительность импульса тока 26 мкс,
- частота работы 50 Гц,
- средняя потребляемая мощность 4 кВт.

4.3.3.4 Стендовые испытания концентратора магнитного потока

После разработки и изготовления импульсного магнита были проведены его стендовые испытания на штатном импульсном генераторе. Магнитные измерения проводились с помощью индуктивного датчика, снабженного RC-интегратором [42]. На рис. 4.32 представлено распределение продольного и поперечного магнитного поля в конусе магнита.

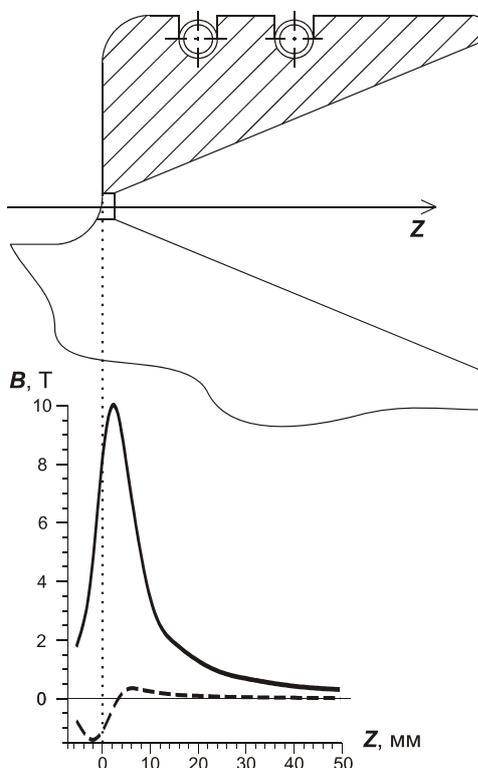


Рис. 4.32: Результаты измерения магнитного поля концентратора. Сплошная линия — продольное поле, пунктирная — поперечное.

Магнит проработал на стенде около 10^7 циклов без каких-либо повреждений или изменения его параметров, что свидетельствует об отсутствии проблем, связанных с механикой импульсного устройства.

Конверсионная мишень, помещенная в сильное импульсное магнитное поле, заметно нагревается, однако предусмотренное конструкцией держателя мишени охлаждение обеспечивает нагрев торца мишени не более чем на 100°C . Возмущение магнитного поля на торце такой «полупрозрачной» (толщина скин-слоя ≈ 1 мм) для импульсного магнитного поля мишени также оказалось незначительным. Величина импульсного поля снижается лишь на $2\div 3\%$ на расстоянии 1 мм от торца мишени.

4.3.3.5 Квадрупольная фокусировка позитронов

Квадрупольная фокусировка экономически более выгодна, чем соленоидальная, так как не требует создания магнитного поля во всем объеме вакуумной камеры; но пучок, фокусируемый квадрупольными линзами, должен быть достаточно монохроматичным. Квадрупольная фокусировка обычно применяется в позитронных источниках при наборе пучком средней энергии больше 100 МэВ, когда энергетический разброс $\approx 20\%$.

Перейти к фокусировке квадрупольными линзами без потерь частиц можно только в том случае, если акцептанс квадрупольного канала соответствует эмиттансу пучка на выходе соленоида. Акцептанс квадрупольного канала можно оценить как:

$$A \approx \frac{r^2}{L_q} p, \quad (4.5)$$

где r — это радиус апертуры вакуумной камеры, L_q — расстояние между центрами квадрупольей, p — средний импульс позитронов. Под акцептансом мы понимаем здесь фазовую площадь в координатах (x, p_x) или (y, p_y) . Эта оценка близка к точному значению в случае, когда изменение энергии позитронов между двумя линзами мало по сравнению с их энергией на выходе соленоида.

Через соленоид смогут пройти позитроны, поперечный импульс которых не больше величины

$$P_{t, \max} = reB_w, \quad (4.6)$$

где e — заряд позитрона, B_s — магнитное поле в соленоиде. Для параметров инжекционного комплекса ВЭПП-5 $P_{t, \max} \approx 1,5$ МэВ/с. Область фазовой плоскости (x, p_x) , доступная для ускорения частиц внутри длинного соленоида, ограничена эллипсом с площадью

$$A_s = \pi r P_{t, \max}. \quad (4.7)$$

Степень заполненности этого эллипса позитронами зависит от параметров согласующего устройства. На рис. 4.33 показано распределение позитронов на плоскости (x, p_x) , соответствующее параметрам инжекционного комплекса ВЭПП-5.

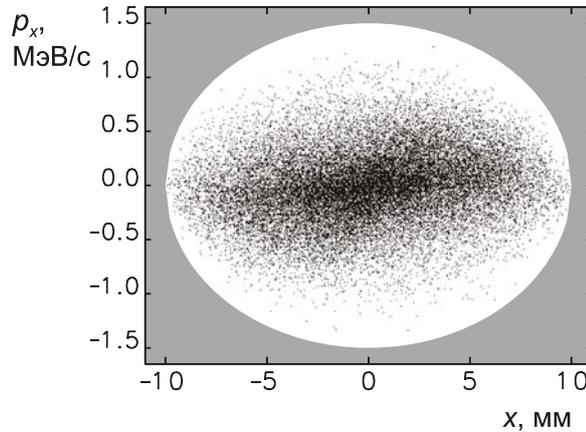


Рис. 4.33: Фазовый портрет позитронного пучка в конце соленоида (численное моделирование). Белым овалом обозначен акцептанс соленоида.

Согласно рис. 4.33, пучок в конце соленоида занимает всю доступную апертуру; при этом по оси импульсов распределение частиц в два раза уже доступного интервала от $-P_{t, \max}$ до $P_{t, \max}$ (см. рис. 4.34). Подобная ситуация с небольшими изменениями характерна для всех согласующих устройств и отражает тот факт, что чем ближе поперечный импульс позитрона к ограничению $P_{t, \max}$, тем легче этой частице попасть на стенки вакуумной камеры внутри соленоида. Из распределений, приведенных на рис. 4.33 и рис. 4.34, следует, что 90% позитронов занимают на фазовой плоскости вдвое меньшую площадь, чем рассчитано по выражению (4.7).

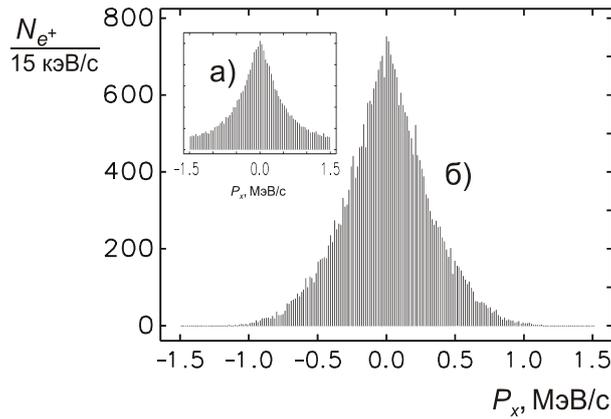


Рис. 4.34: Распределение позитронов по горизонтальному импульсу: а) в начале соленоида б) в конце соленоида.

Таким образом, уравнение на энергию перехода между соленоидальной и квадрупольной фокусировкой, при которой потери позитронов меньше 10%, выглядит следующим образом:

$$\frac{r^2}{L_q} \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{rP_{t, \max}}{E_{tr}/c}, \quad (4.8)$$

где E_{tr} — это энергия перехода. Отсюда выражаем E_{tr}

$$E_{tr} \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{L_q}{r} \cdot cP_{t, \max} = \frac{\pi}{2} \cdot B_s L_q e c. \quad (4.9)$$

На инжекционном комплексе ВЭПП-5 расстояние между линзами, расположенными на ускоряющих секциях, $L_q = 1,7$ м (см. рис. 4.35); поле в соленоиде $B_s = 0,5$ Т; следовательно, $E_{tr} \approx 400$ МэВ. В настоящее время на инжекционном комплексе $E_{tr} \approx 70$ МэВ, в связи с чем неизбежны большие потери позитронов (около 2/3 от числа прошедших через соленоид). В будущем планируется увеличить длину соленоида конверсионной системы, а также установить дополнительные квадрупольные линзы, что должно повысить выход позитронов приблизительно в 2 раза.

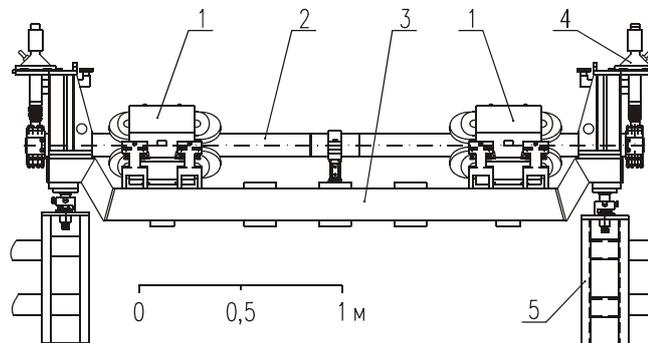


Рис. 4.35: Ускоряющая структура с квадрупольными линзами. 1 — квадрупольная линза, 2 — ускоряющая структура, 3 — подставка, 4 — вакуумный насос, 5 — опора.

На рис. 4.36 показаны минимальные размеры позитронного пучка, которые способна обеспечить квадрупольная фокусировка в позитронном ускорителе инжекционного комплекса (если отсутствовало бы ограничение по апертуре вакуумной камеры).

Как видно из рис. 4.36, поперечный размер пучка становится меньше его исходного размера в соленоиде только в конце линейного ускорителя, где энергия позитронов больше 400 МэВ; что соответствует сделанным ранее оценкам.

На рис. 4.37 показано, как число позитронов уменьшается с продвижением пучка вдоль ускорителя из-за потерь позитронов на стенках вакуумной камеры.

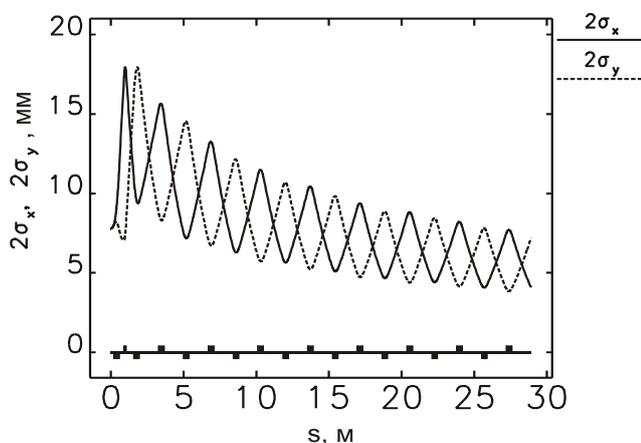


Рис. 4.36: Минимизированные поперечные размеры пучка в позитронном ускорителе инжекционного комплекса (без учета ограничения по апертуре вакуумной камеры). Расчеты сделаны в программе ELEGANT [43]. В нижней части графика прямоугольниками обозначены квадратурные линзы.

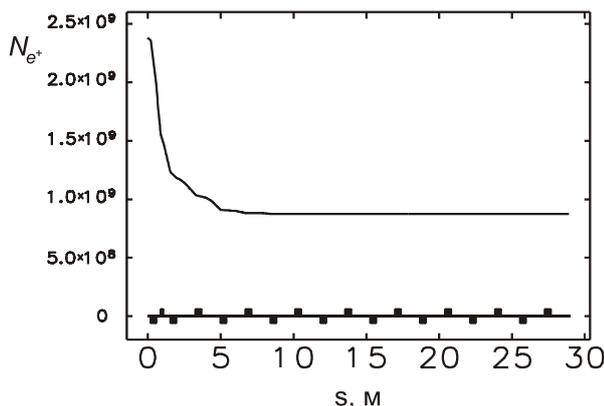


Рис. 4.37: Количество позитронов в зависимости от положения пучка вдоль линейного ускорителя инжекционного комплекса (от соленоида конверсионной системы до впускных каналов накопителя-охладителя). Моделирование проведено в программе ELEGANT [43].

В нижней части графика прямоугольниками обозначены квадратурные линзы.

4.3.3.6 Инжекция позитронного пучка в накопитель-охладитель

Особенностью накопителя-охладителя, как и многих циклических ускорителей, является его относительно малый энергетический акцептанс, т. е. предельно допустимый энергетический разброс в инжектируемом пучке. Для накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5 допустимое отклонение энергии частицы от равновесной составляет $\Delta E/E_0 = \pm 0,012$.

Энергетический разброс позитронного пучка в конце линейного ускорителя определяется соотношением длины пучка и длины волны ускоряющего ВЧ-поля. Обычно этот энергетический разброс оказывается больше предельно допустимого разброса для накопителя, поэтому на многих установках перед инъекцией позитронов в накопитель применяется дополнительное согласующее устройство — дебанчер-монокроматор. Это устройство осуществляет поворот позитронного пучка в плоскости $E - s$ (энергия — продольная ко-

ордината), уменьшая, таким образом, энергетический разброс за счет увеличения продольного размера пучка.

На рис. 4.38 показана схема работы дебанчера-монохроматора на инжекционном комплексе ВЭПП-5.

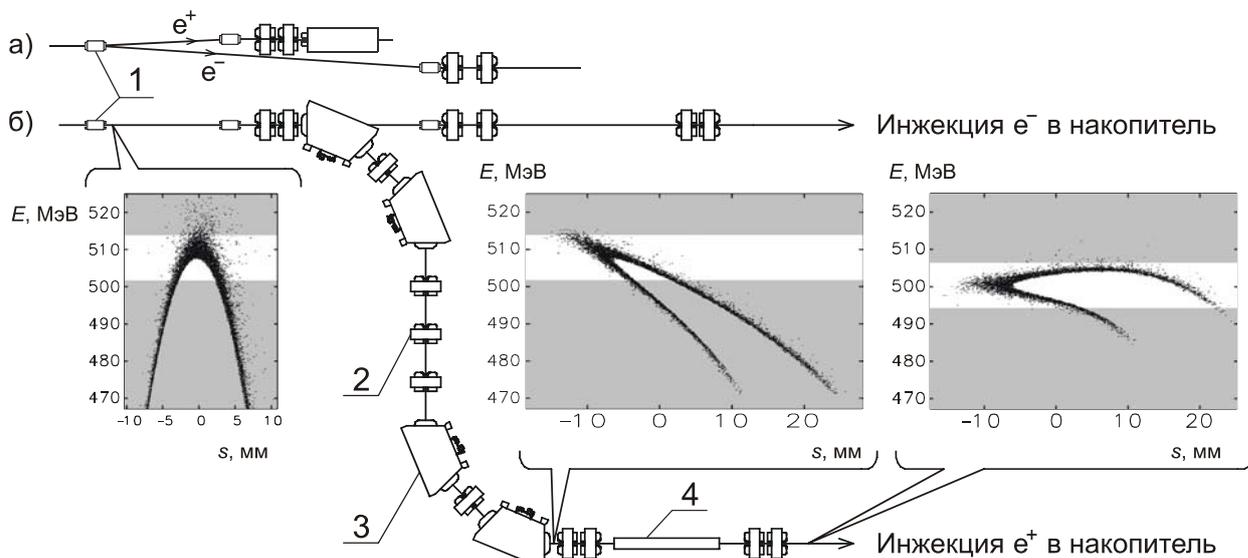


Рис. 4.38: а) Схема разделения позитронов и электронов перед инъекцией в накопитель-охладитель (вид сбоку). б) Схема дебанчера-монохроматора позитронного пучка (вид сверху). 1 — дипольный магнит, разделяющий электроны и позитроны в вертикальной плоскости; 2 — квадрупольная линза; 3 — поворотный магнит; 4 — ускоряющая структура. На вставках показаны портреты позитронного пучка на плоскости E - s (энергия — продольная координата) в различных точках канала. Белой полосой на графиках обозначен энергетический акцептанс накопителя-охладителя.

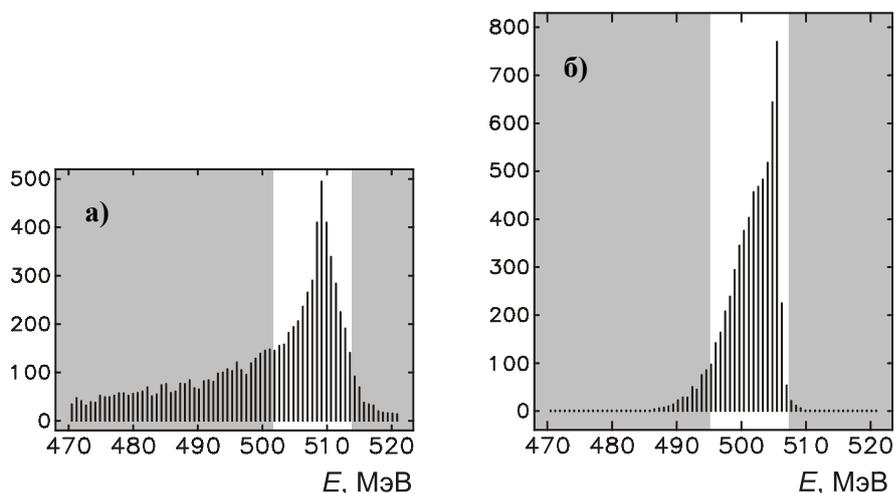


Рис. 4.39: Расчетный спектр позитронного пучка: а) в конце линейного ускорителя, б) после дебанчера-монохроматора. Белой полосой обозначен энергетический акцептанс накопителя-охладителя.

Позитроны предполагается направлять в накопитель по каналу, состоящему из четырех 45-радусных поворотных магнитов. Частицы, имеющие большую энергию, движутся в поле поворотных магнитов по большему радиусу, и оказываются в хвосте пучка; соответственно частицы с меньшей энергией оказываются в головной части пучка. Энергетический разброс в упорядоченном таким образом пучке можно частично уменьшить, пропустив пучок через ускоряющую структуру вблизи нулевой фазы электрического поля.

На рис. 4.39 показаны расчетные спектры позитронного пучка до и после дебанчера-монохроматора.

Расчеты показывают, что использование дебанчера-монохроматора на инжекционном комплексе ВЭП-5 позволит в полтора раза увеличить число захваченных в накопитель позитронов.

4.3.3.7 Результаты экспериментов, измерение коэффициента выхода позитронов Y

Для определения коэффициента выхода позитронов Y были проведены измерения всех трех входящих в формулу (4.3) величин: E , N_- и N_+ .

Измерение заряда электронного пучка перед конверсионной мишенью производилось при помощи цилиндра Фарадея. Цилиндр Фарадея изготовлен из вольфрама, его длина 70 мм, ширина и высота по 20 мм. Моделирование в программе GEANT [13] показывает, что поглощение заряда в цилиндре составляет 94% (цилиндр полного поглощения не удалось использовать из-за недостатка свободного места). Для запираания тока вторичной электронной эмиссии с поверхности цилиндра на него подается положительное относительно вакуумной камеры напряжение величиной 300 В. По осциллограмме тока, стекающего с цилиндра Фарадея, вычислялся заряд электронного пучка.

Энергия электронов измерялась после поворотного магнита по изображению пучка на выдвжном люминофоре (см. рис. 4.40).

Чтобы измерить количество позитронов, производимых конверсионной системой, необходимо отделить позитроны от электронов, ускорившихся в соседних фазах бегущей волны ВЧ-структуры. Для этого использовался прямоугольный дипольный магнит (магнит-сепаратор на рис. 4.41).

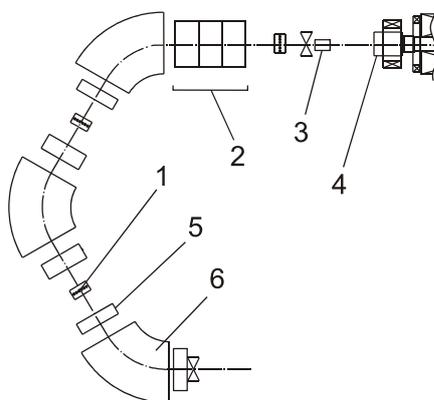


Рис. 4.40: Изохронный поворот пучка перед конверсионной системой. 1 — люминофор, 2 — фокусирующий триплет, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — конверсионная система, 5 — линза, 6 — поворотный магнит. Квадрупольная линза 5 выключается во время измерения энергии электронного пучка.

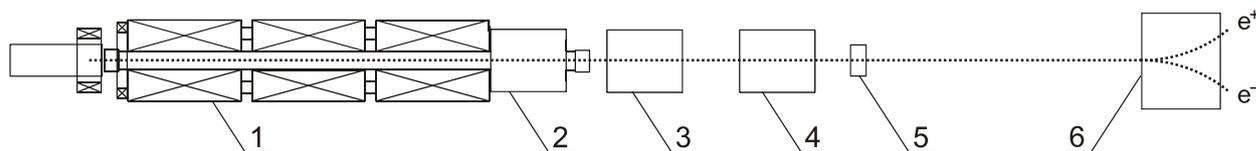


Рис. 4.41: Установка, использованная для измерения коэффициента выхода позитронов. 1 — соленоид конверсионной системы, 2, 3, 4 — квадрупольные линзы, 5 — корректор положения пучка, 6 — магнит-сепаратор.

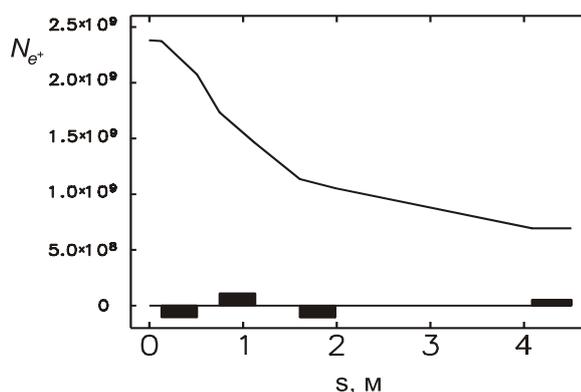


Рис. 4.42: Количество позитронов в зависимости от положения пучка вдоль вакуумного канала экспериментальной установки. В нижней части графика прямоугольниками обозначены три квадрупольные линзы и магнит-сепаратор. Моделирование проведено в программе ELEGANT [43].

Между соленоидом конверсионной системы и магнитом-сепаратором для фокусировки пучка размещены три квадрупольные линзы. На рис. 4.42 показаны результаты расчета потерь позитронов в вакуумном канале от соленоида до конца магнита-сепаратора.

Моделирование показало, что при оптимальных значениях градиента магнитного поля в линзах, через используемый для измерений канал может пройти не более 80% позитронов от числа ускоренных в полностью собранном позитронном ускорителе (рис. 4.37). Таким образом, измерение заряда позитронного пучка после магнита-сепаратора не должно давать необоснованно завышенную оценку эффективности всего инжекционного комплекса.

Для измерения заряда и средней энергии позитронного пучка после дипольного магнита-сепаратора устанавливался секционированный приемник, состоящий из 16 свинцовых секций (ламелей). Ширина секции 10 мм, длина 50 мм. Секции изолированы друг от друга стеклотекстолитом. Падающий пучок полностью поглощается в приемнике. Измерение заряда, попавшего на ламели, производится блоком, представляющим собой 32 зарядочувствительных усилителя [44, стр 270], поочередно коммутируемых на АЦП. Измерение производилось с каждой ламели отдельно, затем заряд пучка вычислялся суммированием. На рис. 4.44 показана зависимость числа позитронов от максимума поля в согласующем устройстве при разных энергиях падающего на мишень электронного пучка.

При энергии электронов 265 МэВ количество позитронов, зарегистрированных после магнита сепаратора, составляет $5 \cdot 10^8$. Число электронов перед мишенью, измеренное с помощью цилиндра Фарадея, $—1,8 \cdot 10^{10}$. Таким образом, коэффициент конверсии (4.3) для данной системы составляет $Y \approx 0,1 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Для измерения пространственного распределения частиц в пучке, после магнита-сепаратора вместо свинцовых поглотителей был установлен люминофор. Вспышка света на люминофоре, вызванная попаданием пучка, регистрировалась с помощью ПЗС-камеры, синхронизованной с работой ускорителя. На рис. 4.45 показано изображение, регистрируемое камерой.

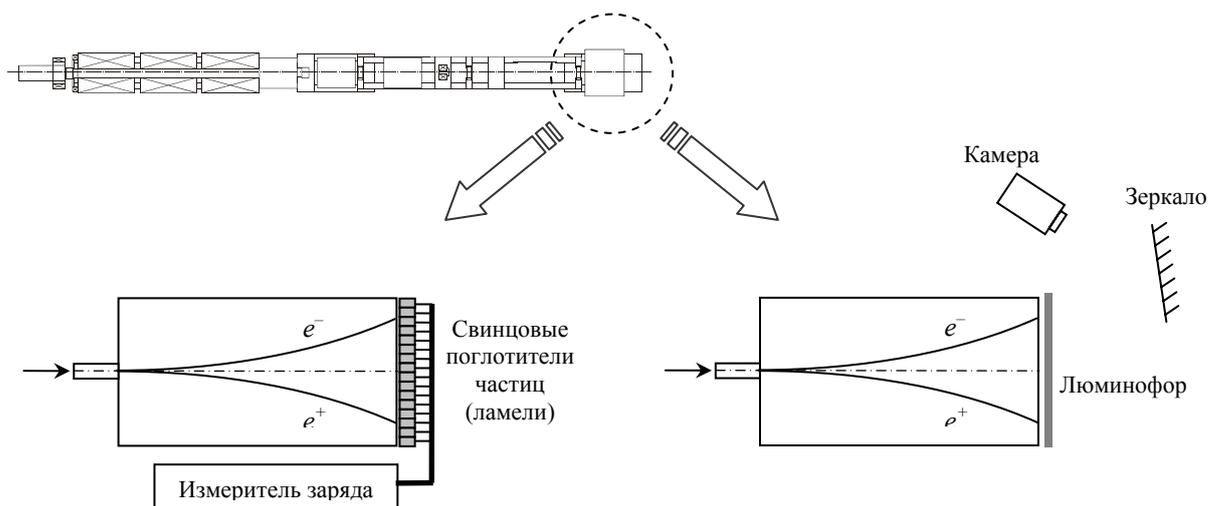


Рис. 4.43: Системы регистрации частиц.

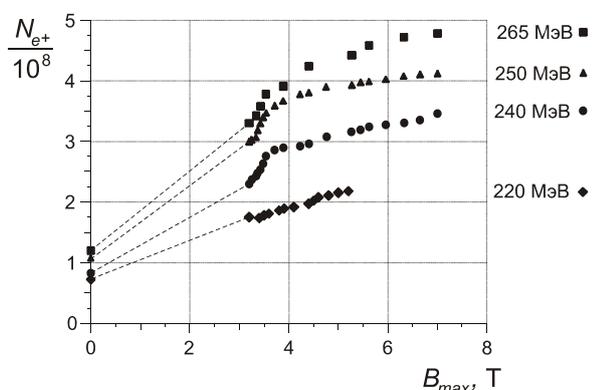


Рис. 4.44: Зависимость числа ускоренных позитронов от величины магнитного поля концентратора для разных энергий электронного пучка.



Рис. 4.45: Изображение на люминофоре.

4.3.4 Заключение

Испытания конверсионной системы инжекционного комплекса ВЭПП-5 показали, что данная установка способна производить за один импульс до $5 \cdot 10^8$ позитронов. Потери позитронов при инжекции в накопитель-охладитель согласно расчетам должны составить приблизительно половину от этого числа, поэтому можно ожидать, что общая производительность инжекционного комплекса при частоте работы линейных ускорителей 50 Гц, достигнет 10^{10} позитронов в секунду.

Основным преимуществом инжекционного комплекса ВЭПП-5 перед аналогичными установками, как видно из табл. 1, является согласующее устройство улучшенной конструкции, в котором удалось достичь оптимальной для фокусировки позитронов величины магнитного поля, сохранив аксиальную симметрию этого поля. К недостаткам следует отнести, малую длину соленоида, обеспечивающего фокусировку позитронов в начале ускорителя, а также малое количество квадрупольных линз, благодаря чему неизбежны потери позитронов при пролете пучка через переходную область между соленоидальной и квадрупольной фокусировкой. Еще одним конструктивным недостатком позитронной системы является отсутствие магнитной системы, отделяющей позитроны от электронов в начале ускорителя (после соленоида). Сгусток электронов, отстающий от позитронов на половину длины волны ВЧ, в данном случае будет пролетать сквозь весь ускоритель вплоть до накопителя-охладителя, затрудняя настройку установки. Сепарирующие электроны магниты на инжекционном комплексе не стали вводить из-за экономии места под линейный ускоритель позитронов.

Повышение производительности комплекса в будущем возможно в нескольких направлениях: за счет улучшения магнитной фокусировки позитронов, увеличения интенсивности и энергии первичного электронного пучка. Удлинение соленоида конверсионной системы, а также установка дополнительных квадрупольных линз на ускоряющих секциях, способны исключить потери позитронов после соленоида (см. рис. 4.37) и увеличить выход позитронов в 2—3 раза. Благодаря использованию более совершенного источника электронов, приблизительно в 3 раза, до $6 \cdot 10^{10}$, можно увеличить количество электронов в падающем на мишень пучке (дальнейшее увеличение интенсивности электронного пучка ограничено эффектами искажения ВЧ-поля, под действием электромагнитных полей, излученных пучком в ускоряющую структуру). Кроме того, есть возможность в 1,5 раза поднять энергию электронного пучка, установив дополнительные ускоряющие структуры. Таким образом, 10^{11} позитронов в секунду, вероятно, является предельной производительностью, которую способен обеспечить инжекционный комплекс ВЭПП-5.

4.4 Линейный ускоритель

Линейный ускоритель (ЛУ) $c\tau$ -фабрики предназначен для обеспечения эффективной инжекции электронов и позитронов в коллайдер на энергии проведения экспериментов вплоть до максимальной $E = 2.5$ ГэВ. Для ЛУ $c\tau$ -фабрики планируется использовать ускоряющие волноводные структуры на бегущей волне, которые уже эксплуатируются в Институте в инжекционном комплексе ВЭПП-5.

Акцептанс $c\tau$ -фабрики по вертикали и горизонтали определяется геометрической апертурой линз финального фокуса и составляет $A_x = 23 \sigma_x$ и $A_z = 60 \sigma_z$, или, в абсолютном выражении $A_x = 4250$ нм-рад и $A_z = 180$ нм-рад.

Эмиттансы позитронного пучка на выходе накопителя-охладителя при энергии $E = 510$ МэВ равны $\varepsilon_x = 23$ нм-рад, $\varepsilon_z = 5$ нм-рад. После доускорения в линаке эмиттансы адиабатически уменьшатся и составят: $\varepsilon_x = 11$ нм-рад, $\varepsilon_z = 2.5$ нм-рад при $E_{inj} = 1$ ГэВ и $\varepsilon_x = 4.6$ нм-рад, $\varepsilon_z = 1$ нм-рад при $E_{inj} = 2.5$ ГэВ

Электронный пучок, ускоряемый от фотопушки до полной энергии в линаке, будет иметь: $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 10$ нм-рад при $E_{inj} = 1$ ГэВ, и $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 5$ нм-рад при $E_{inj} = 2.5$ ГэВ с энергетическим разбросом $\sigma_E \leq 1 \cdot 10^{-3}$.

Из накопителя охладителя выпускаются позитроны с энергетическим разбросом $\sigma_{E0} = 5 \cdot 10^{-4}$. Длина сгустка на выходе из накопителя $\sigma_{s0} = 0.3$ см. После доускорения в линаке с длиной волны $\lambda = 10$ см, энергетический разброс в пучке, из-за фазовой протяженности сгустка, увеличится на порядок. Эффективность захвата такого пучка в накопительное кольцо $c\tau$ -фабрики будет не выше 60÷70%.

Для уменьшения энергетического разброса позитронов после доускорения в линке, сгусток позитронов, перед впуском в линак, надо сжать в 2÷3 раза. С этой целью в выпускном позитронном канале, после 90° поворота, (зал №.2) надо установить секцию линейного ускорителя на 15 ÷ 20 МэВ. На выходе секции энергетический разброс в пучке будет увеличен в 4 ÷ 5 раз, а после прохождения ахроматического участка спуска в тоннель, с продольной дисперсионной функцией $\eta_s \approx 50$ см, длина сгустка уменьшится. После этих манипуляций энергетический разброс на входе в накопительное кольцо $c\tau$ -фабрики составит $\sigma_E = 1 \div 2 \cdot 10^{-3}$, и длина сгустка $\sigma_s \approx 0.5$ см (сгусток удлинится после прохождения канал впуска в $c\tau$ -фабрику, где $\eta_s \approx 250$ см).

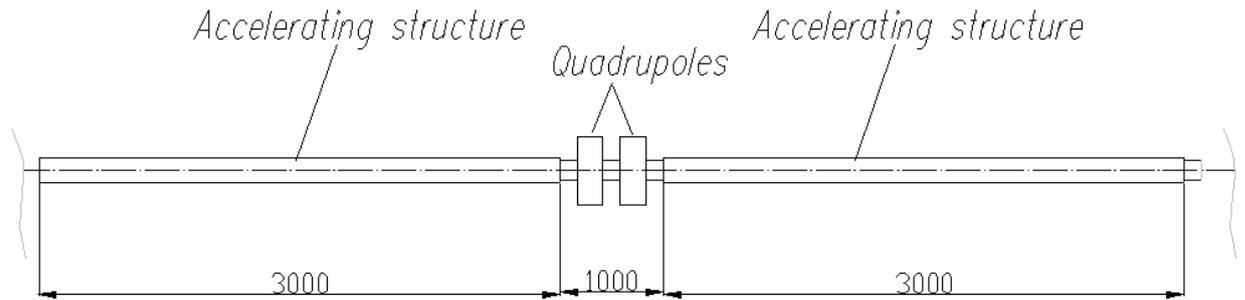


Рис. 4.46: Схематичный вид модуля ускорителя.

Таким образом, необходим линейный ускоритель, который должен ускорять позитроны до энергии 2 ГэВ, а электроны, получаемые из источника поляризованных электронов, до 2.5 ГэВ. В качестве ускоряющих структур предлагается использовать структуры на бегущей волне. Они представляют собой круглый диафрагмированный волновод с постоянной геометрией ячеек, набегом фазы на ячейку $2\pi/3$, и фазовой скоростью основной ускоряющей гармоники равной скорости света. Позитроны попадают в регулярную часть ускорителя, которая состоит из ускоряющей структуры и ОФОДО ячейки, поэтому отдельно не рассматриваются.

Общая схема ускорителя будет состоять из модулей (см. рис. 4.46), в которые входит один клистрон с модулятором, система умножения мощности типа SLED, две ускоряющие структуры и две волноводные нагрузки. Между структурами должен располагаться промежуток, в котором необходимо расположить ОФОДО ячейку, систему диагностики пучка и вакуумный шибер. Общий вид ускорителя приводится на рисунке 4.47.

После источника поляризованных электронов пучок имеет энергию $W \approx 100$ кэВ и длительность $t_b \approx 2$ нс. Для повышения количества ускоренных частиц и для уменьшения энергетического разброса в пучке, между источником электронов и первым ускоряющим модулем необходимо разместить систему группировки пучка. Данная система будет состоять из субгармонического резонатора-группирователя и группирователя на основной частоте ускорителя $f_0 = 2856$ МГц.

Для продольного сжатия сгустка электронов длиной 2 нс, субгармонический группирователь должен обладать периодом в два раза больше длины пучка, т.е. 4 нс. Частота при этом равна 250 МГц. Целесообразно сделать резонатор с частотой ниже необходимой, чтобы полпериода волны в нем было слегка больше длины пучка, например $f_s \approx f_0 / 12 = 238$ МГц. После резонатора необходим свободный промежуток, чтобы пучок успел уменьшить свой продольный размер в ~6 раз перед влетом в группирователь на основной частоте. Длина промежутка должна определиться после расчета динамики частиц, и, по оценке, может достигать 1.5 м.

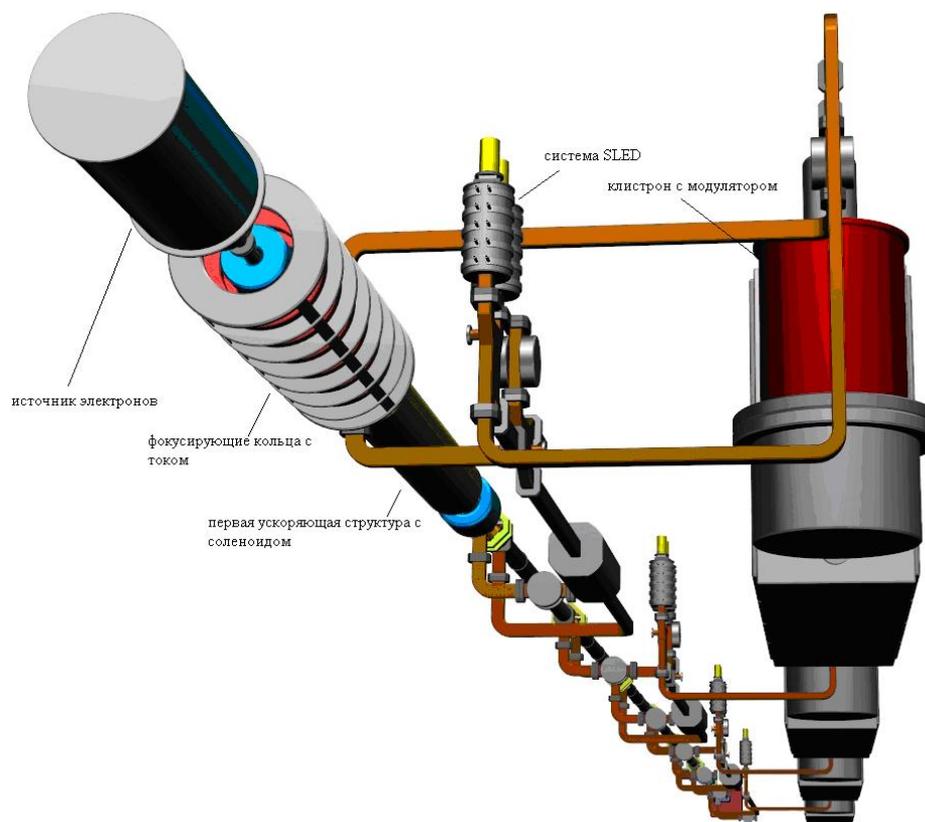


Рис. 4.47 Общий вид ускорителя электронов.

Группирователь на основной частоте можно выполнить в виде трехячеечного резонатора с модой колебания π , который давно применяется на форинжекторе ВЭПП-5. Преимущество такого резонатора в том, что на выходе его пучок уже является сгруппированным и готов к инъекции в ускоритель.

Также для ускорителя электронов очень важна фокусирующая система, расположенная после источника электронов. Поскольку при сжатии пучка после субгармонического резонатора кулоновские силы расталкивания будут увеличиваться, то необходимо возрастание магнитного поля, в котором должен двигаться пучок. Такое увеличение поля может формироваться с помощью колец с током, расположенных правильным образом. Кроме этого, пока пучок движется в первой ускоряющей структуре, он должен все время находиться в соленоидальном магнитном поле.

4.4.1. Высокочастотная система линейного ускорителя

4.4.1.1 Клистрон

В качестве источника СВЧ мощности предлагается использовать клистрон TH 2128 C/D компании Thales. Средняя мощность такого клистрона составляет 10 кВт, что при длительности импульса 4 мкс дает частоту повторений 50 Гц. Параметры и вид его приведены в таб. 4.7 и на рис. 4.48 соответственно.

Современное импульсное высоковольтное питание данного клистрона производится несколькими компаниями. Примером является оборудование, производимое для таких клистронов шведской компанией “ScandiNova Systems” [47] – модуляторы K2-1/K2-3 (таблица 4.8).



Рис. 4.48: Внешний вид клистронов серии TH 2100 (слева) и модулятора K2-3.

Таб. 4.7: Основные параметры клистрона TH 2128 C/D.

Частота ВЧ	2856 МГц
Пиковая выходная мощность	45.5 МВт
Средняя мощность	10 кВт
Длительность ВЧ импульса	4 мкс
Усиление	54 ДБ
КПД	43 %
Макс. входная мощность	200 Вт
Ширина полосы	10 МГц
Напряжение на катоде	315 кВ
Ток пучка	335 А
Напряжение накала катода	30 В
Ток накала катода	24 А

Таб. 4.8: Параметры модуляторов серии K2 (ScandiNova Systems).

Параметер	Ед.	K2-1	K2-2	K2-3
Имп.выходная СВЧ мощность клистрона	МВт	35	40	45
Сред.выходная СВЧ мощность клистрона	кВт	1.6	1.6	1.6
Импульсная мощность модулятора	МВт	74.3	91.5	100.5
Средняя мощность модулятора	кВт	4.3	5.0	5.1
Импульсное напряжение	кВ	270	300	314
Импульсный ток	А	275	305	320
Частота следования импульсов	Гц	1-10	1-10	1-10
Длительность импульса	µс	4.5	4	3.5
Равномерность плоской части импульса	%	± 1	± 1	± 1
Повторяемость формы импульса	%	± 0.2	± 0.2	± 0.2

Данный модулятор (рис. 4.48) является законченным решением по обеспечению штатной работы клистрона и включает в себя все необходимые для этого устройства: высоковольтное зарядное устройство, формирующую линию, твердотельные высоковольтные ключи, импульсный высоковольтный трансформатор, питание накала клистрона, систему управления, диагностики и блокировок.

4.4.1.2 Система SLED

Система умножения мощности типа SLED применяется на форинжекторе ВЭПП-5 (рис. 4.49). Параметры такой системы приводятся в таблице 4.9.

Таб. 4.9: Основные параметры системы умножения мощности.

Диаметр резонаторов, D	196 мм
Высота резонаторов, H	346.6 мм
Рабочая частота, f_0	2856 МГц
Диапазон перестройки, $\Delta f (\Delta f / \Delta H)$	± 5 МГц (2.75 МГц/мм)
Собственная добротность, Q_0	53200
Коэффициент связи с подводющим волноводом, β	5.84
Постоянная времени, τ_0	5.93 мкс
Нагруженная постоянная времени $T_C = \tau_0 / (1 + \beta)$	0.87 мкс
Момент переключения фазы на 180°	3 мкс
Длительность импульса от клистрона	3.5 мкс
Коэффициент умножения по напряжению K_0	2.67

Рис.4.49 показывает, также, типовую зависимость ВЧ мощности на выходе системы умножения от времени. Значения соответствующих параметров системы умножения мощности (типа SLED) приведены в таблице 4.9. Отличие реальной зависимости от идеальной связано с конечностью фронтов ВЧ-импульса клистрона, ненулевым временем переворота фазы и с омическими потерями в системе умножения.

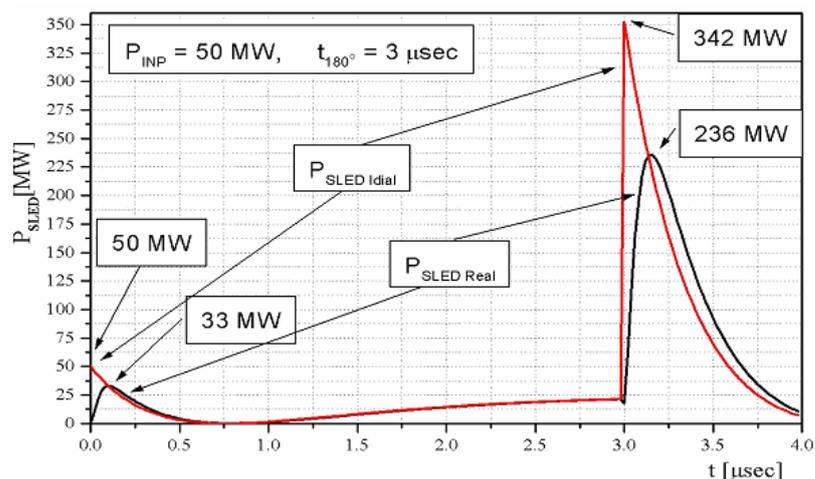
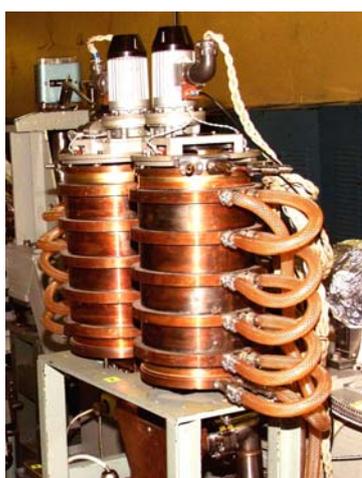


Рис. 4.49: Система умножения мощности SLED, изготовленная в ИЯФ СО РАН (слева). Зависимость ВЧ мощности на выходе SLED от времени для идеального (красная кривая справа) и реального (черная кривая) случаев.

4.4.1.3 Система группировки

Система группировки пучка из источника поляризованных электронов представляется в виде двух резонаторов группирователей и свободного промежутка между ними.

Первый резонатор, являющийся субгармоническим группирователем, работает с модой колебания E_{010} на частоте $f_s \approx f_0 / 12 = 238$ МГц. Он должен сгруппировать пучок примерно в 6 раз перед влетом в группирователь на основной частоте ускорителя. Между двумя резонаторами должен располагаться свободный промежуток для группировки пучка, длиной около 1.5 м.

Второй резонатор выполнен в виде трехячеечного резонатора с модой колебания π . Вид его изображен на рис.4.50. На рис.4.51 показано распределение электрического поля на оси резонатора.

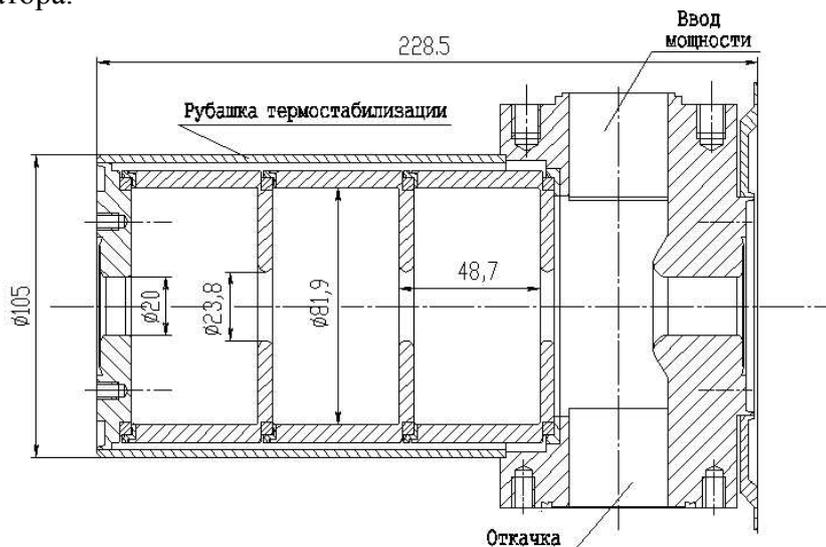


Рис. 4.50: Резонатор-группирователь на основной частоте 2856 МГц.

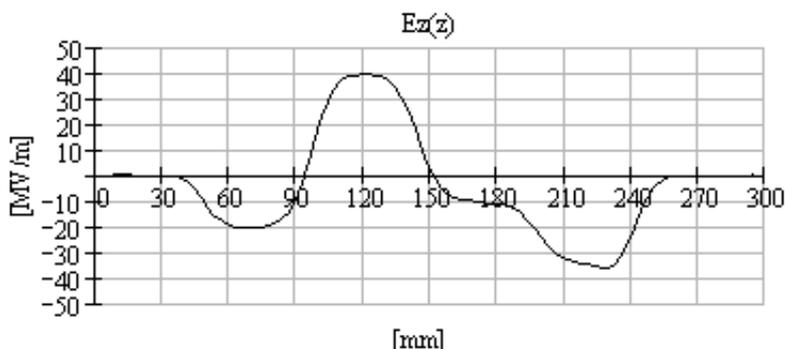


Рис. 4.51: Напряженность электрического поля на оси резонатора-группирователя на основной частоте при запасенной энергии 1 Дж.

4.4.1.4 Ускоряющая секция

Сценарий работы линейного ускорителя S -диапазона на бегущей волне с системой умножения мощности выглядит следующим образом. Импульс ВЧ мощности, аналогичный импульсу на рисунке 4.49, разделяется между нужным количеством ускоряющих структур (УС), и через фазовращатели подается на их входы. Напряженность электромагнитного поля в структуре достигает максимального значения в самом ее начале, в момент, когда максимальная мощность после системы умножения начинает свой проход через УС. Если эта напряженность превышает некоторую величину, то в начале структуры начинаются ВЧ пробои, которые приведут к потере пучка. Для нашей конструкции УС макси-

мальная напряженность ускоряющего электрического поля, полученная экспериментально ≤ 40 МВ/м. Далее ВЧ мощность распространяется вдоль структуры с групповой скоростью и через время равное времени заполнения структуры начинает поступать в согласованную нагрузку. Именно в этот момент оптимально ускорять электронный сгусток.

В нашем случае один клистрон и одна система умножения мощности SLED питают две ускоряющие секции. Параметры секции представлены в таблице 4.10. Полная набираемая энергия в идеальном варианте без учета пучка с одной секции 70 МэВ (рис. 4.54). Как видно из графика рис. 4.53, напряженность поля в первой ячейке секции близка к критической 40 МВ/м. Т.о., градиент ускорения 23 МэВ/м является практически предельным для устойчивой работы ускорителя. Правильно иметь после одной ускоряющей секции энергию пучка около 65 МэВ. Тогда напряженность в первой ячейке будет ниже 40 МВ/м (около 35 МВ/м), но темп ускорения – 21 МэВ/м. С учетом неидеальности структур, реалистичный темп ускорения будет ≈ 17 МэВ/м. Если брать промежуток между секциями 1 метр, то один ускоряющий модуль будет занимать 7 м и обеспечивать энергию 102 МэВ. Рис. 4.52 содержит схематический чертеж ускоряющей структуры разработки ИЯФ СО РАН.

Таб. 4.10. Основные параметры УС.

Рабочая частота	2855.5 МГц
Рабочий вид колебаний	$2\pi/3$
Длина, L	2.93 м
Собственная добротность, Q_0	$1.32 \cdot 10^4$
Групповая скорость, V_{gr}	$0.021 \cdot c$
Шунтовое сопротивление	51 МОм/м
Постоянная времени УС, $\tau_0 = 2 \cdot Q_0 / \omega$	1.47 мкс
Коэффициент затухания в УС по полю, $\alpha = 1 / (\tau_0 \cdot V_{gr})$	0.108 1/м
Параметр затухания, αL	0.316
Время заполнения УС, $T_f = L / V_{gr}$	0.465 мкс
Период	34.98 мм
Внутренний диаметр резонатора	83.8 мм
Диаметр отверстия диафрагмы	25.9 мм
Толщина диафрагмы	6 мм
Коэффициент перенапряжения	1.7

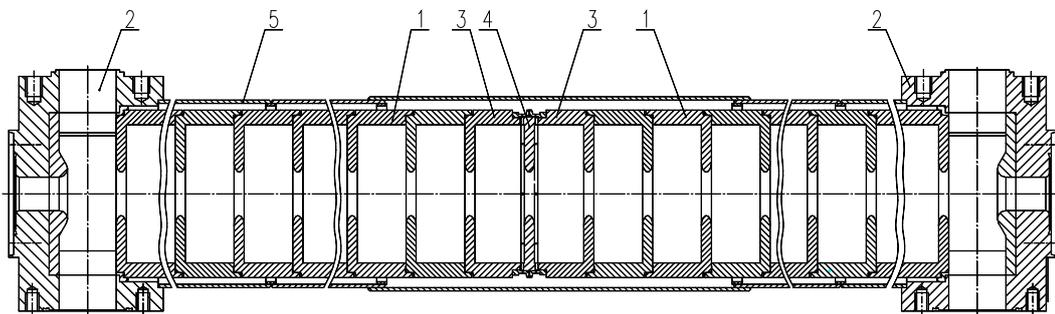


Рис. 4.52: Ускоряющая структура. Обозначения: регулярная ускоряющая ячейка (1), трансформатор типа волны (2), переходная (соединительная) ускоряющая ячейка (3), соединительная диафрагма (4), рубашка охлаждения (5).

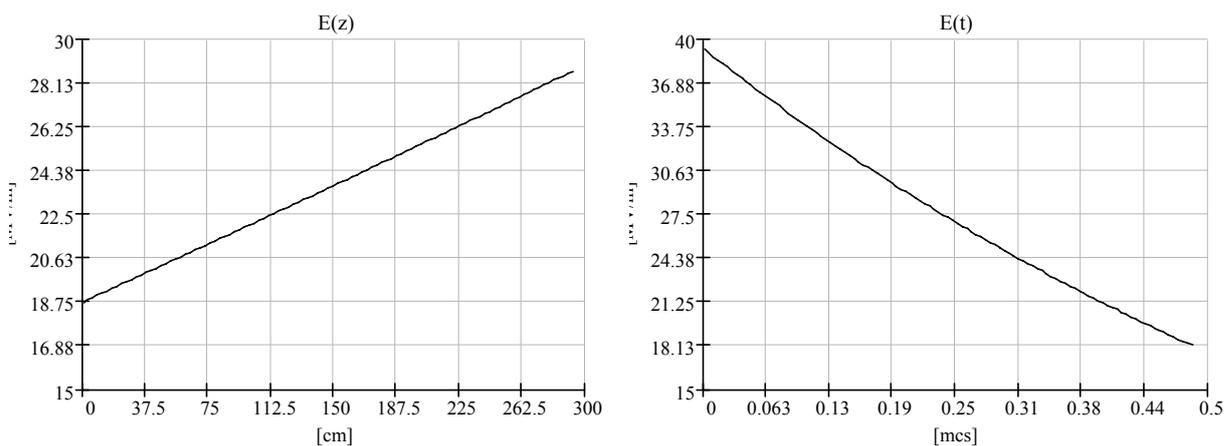


Рис. 4.53: Распределение напряженности электрического поля вдоль структуры (слева) и зависимость напряженности электрического поля в первой ячейке от времени (справа).

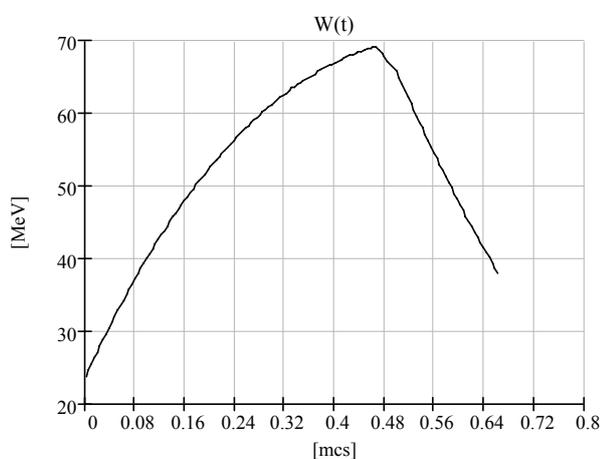


Рис. 4.54. Зависимость набираемой пучком энергии от времени влета в УС (время отсчитывается после переворота фазы в системе SLED).

4.4.2. Система фокусировки пучка

После субгармонического резонатора происходит продольное сжатие сгустка электронов, при котором возрастает сила кулоновского расталкивания. В связи с этим пучок должен двигаться в возрастающем аксиальном магнитном поле. Такое поле можно получить, например, с помощью колец с током. Предположительный их вид и распределение поля представлены на рис. 4.55 и рис. 4.56 соответственно.

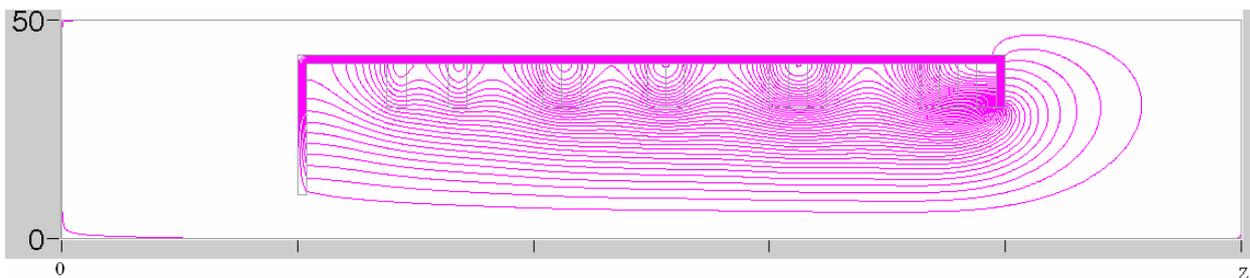


Рис. 4.55: Кольца с током и распределение магнитных силовых линий.

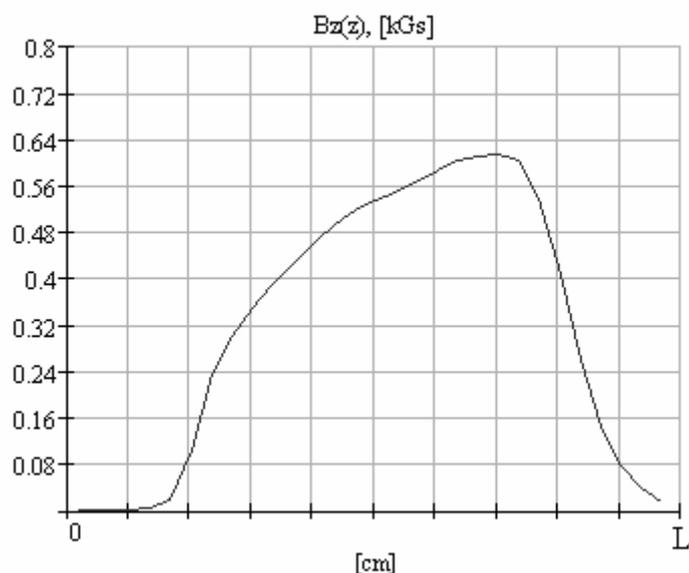


Рис. 4.56: Распределение магнитного поля колец с током.

При движении в первой ускоряющей структуре, пучок должен двигаться в магнитном поле соленоида. Соленоид желательно выполнить безжелезным, чтобы сделать ввод пучка в структуру более «мягким». Величину поля должен определить расчет динамики частиц, предварительное значение не более 3 кГс.

4.4.3. ВЧ нагрузка

Резонаторная СВЧ нагрузка разработки ИЯФ СО РАН состоит из двух низкодобротных резонансных структур, связанных с прямоугольным волноводом (сечением 72×34 мм) через отверстия в широкой стенке. На противоположном входу конце волновода расположен плунжер. Расстояние между отверстиями связи и плунжером соответствует примерно половине длины электромагнитной волны в волноводе. Магнитное поле со стороны подводящего волновода и внутри каждой резонансной сборки в окрестности отверстий связи принимает свое максимальное значение. Использование двух отверстий связи позволяет повысить электрическую прочность структуры за счет уменьшения напряженности электрических полей на поверхности отверстия и снижения уровня средней мощности, рассеиваемой на каждом отверстии. Рабочая мода для каждой из сборок аналогична моде E_{020} цилиндрического резонатора. Общий вид нагрузки представлен на рис. 4.57.

В таблице 4.11 представлены основные параметры ВЧ нагрузок трех типов.

Таб. 4.11: Основные параметры ВЧ нагрузок.

Тип нагрузки	Слабая	Средняя	Мощная
Уровень поглощаемой мощности (МВт)	1	60	120
Диаметр резонаторов (мм)	180	182	184
Размер апертуры (мм)	39	39	39
Высота резонаторов (мм)	5	5	5
Толщина дисков (мм)	-	5	5
Количество резонаторов в сборке	1	5	11
Полоса частот на уровне КСВн 1.21 (МГц)	2.2	2.5	2.5
Нагруженная добротность	200	180	180

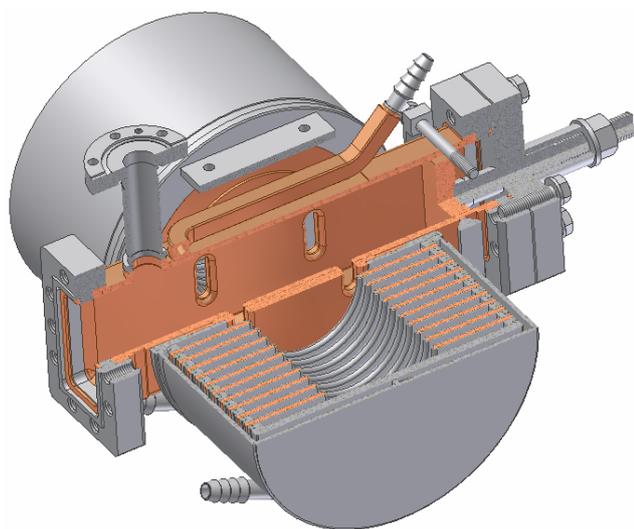


Рис. 4.58: Конструкция нагрузки на максимальную импульсную и среднюю мощности.

4.4.4. Заключение

Основным элементом линейного ускорителя является ускорительный модуль длиной 7 м. Для устойчивого режима работы градиент ускорения желательно иметь около 17 МэВ/м. В этом случае прирост энергии пучка после такого модуля составит 102 МэВ. Для достижения энергии 2 ГэВ необходимо 20 таких модулей с полной длиной 140 м. Для энергии 500 МэВ необходимо 5 модулей и длина 35 м. Кроме этого, между источником поляризованных электронов и первой ускоряющей секцией необходимо разместить систему группировки со свободным промежутком, порядка 1.5 м. Схематичный вид ускорителя электронов до энергии 500 МэВ представлен на рис. 4.59.

Позитроны в ускоритель попадают из форинжектора с энергией 500 МэВ, поэтому они должны доускориться до энергии 2 ГэВ (рис. 4.60).

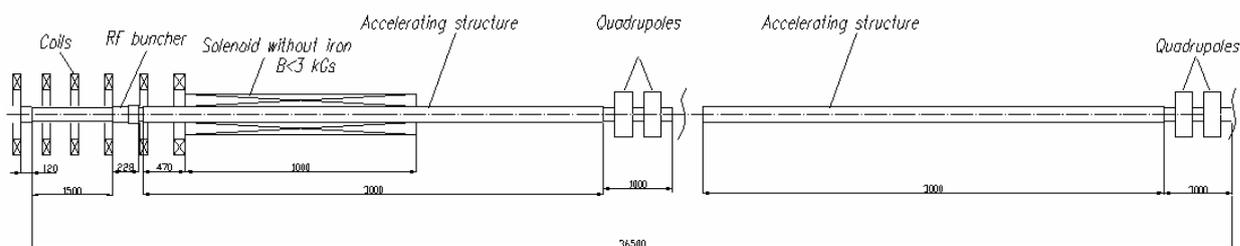


Рис. 4.59: Схематичный вид начала ускорителя электронов.

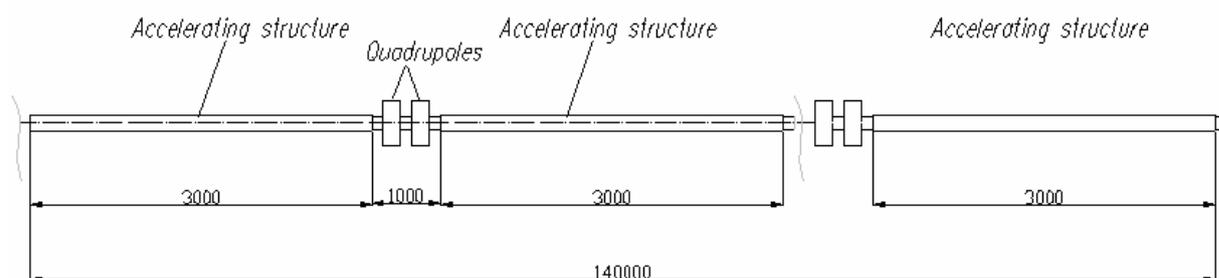


Рис. 4.60: Схематичный вид ускорителя на энергию 2 ГэВ.

Литература

- 1 Yu. B. Bolkhovityanov et al., SPIN96 Proceedings, 4, 700 (1997).
- 2 B.L.Militsyn. "A pulsed polarized electron source for nuclear physics experiments", Proefschrift (Ph.D. Thesis), Universiteit Eindhoven, Eindhoven (1998).
- 3 I.Koop et al. "Polarized electrons in AmPS", NIM-A427, 36-40 (1999).
- 4 B.L.Militsyn et al., "Beam optical system of the polarized electron source of the Amsterdam pulse stretcher AmPS", NIM-A427, 46-50 (1999).
- 5 И.А.Кoop. "Продольно-поляризованные электроны в накопительном кольце AmPS", диссертация на соискание степени д.ф.-м.н., Новосибирск, 2000.
- 6 L.G.Gerchikov, SPU, St.Petersburg, Russia. "Optimization of Semiconductor Superlattice for Spin-Polarized Electron Source", PESP2008 - workshop on sources of polarized electrons and high brightness electron beams.
- 7 M.Yamamoto, Nagoya University. "High polarization and low emittance electron source for ILC", CCAST workshop on TeV physics and the LHC, Beijing, 2006.
- 8 F.Furuta et al., NIM-A 538(2005), 33-44.
- 9 Alexander Wu Chao, Maury Tigner. Handbook of accelerator physics and engineering. Singapore: World Scientific, 1999.
- 10 R.Chehab. Positron Sources. Proc. CERN Accelerator School, General Accelerator Physics, Geneva, 1994, p.643.
- 11 H.-H. Braun "Positrons for Accelerators", Ph.D. thesis, Zurich University, 1992.
- 12 D. Yount and J. Pine "Production of Positrons with the Stanford Mark III accelerator", Nucl. Inst. and Meth. 15, pp 45-50, 1962.
- 13 <http://cern.ch/geant4>
- 14 C. Leroy, P.-G. Rancoita. Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection. World Scientific, 2004.
- 15 R. Pitthan et al., "SLC Positron Source-Simulation and Performance", IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco, CA, 1991, in Particle Accel.Conf: IEEE 1991:2098-2100 (QCD183:P3:1991).
- 16 HIGH-YIELD POSITRON SYSTEMS FOR LINEAR COLLIDERS. By J.E. Clendenin (SLAC), SLAC-PUB-4743, April 1989. Published in Proceedings of the 1989 Particle Accelerator Conference, March 23 - 27, 1989, Chicago, IL. p. 1107.
- 17 RECENT IMPROVEMENTS IN THE SLC POSITRON SYSTEM PERFORMANCE. By P. Krejcik, W.J. Corbett, Stanley D. Eeklund, P. Emma, T.H. Fieguth, Richard H. Helm, A.V. Kulikov, T. Limberg, H. Moshhammer, M.C. Ross, R. Siemann, W.L. Spence, M.D. Woodley (SLAC). SLAC-PUB-5786, Mar 1992.3. Contributed to 3rd European Particle Accelerator Conf., Berlin, Germany, Mar 24-28, 1992.
- 18 Abe, et. al., "The KEKB injector linac", Nucl. Instr. and Methods A, Vol. 499, pp. 167-190 (2003).
- 19 T. Kamitani, et. al, KEKB INJECTOR LINAC STATUS AND FUTURE UPGRADE, Proceedings of EPAC 2002, Paris, France.
- 20 Sannibale, et al, DAFNE Linac Commissioning Results, Frascati, April 4, 1997. Note: BM-2.
- 21 R. Boni, F. Marcellini, F. Sannibale, M. Vescovi, G. Vignola: "DAFNE Linac Operational Performances", Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Stockholm (Sweden), 22-26/6/1998, p. 764.
- 22 M.A. PREGER, et al., PERFORMANCE AND OPERATION OF THE DAFNE ACCUMULATOR, Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Stockholm (Sweden), 22-26/6/1998, p. 415.
- 23 X. Yu, Y. Chen, X. Wang, M. Liu, OPERATION STATUS OF THE BEIJING ELECTRON-POSITRON COLLIDER, Proceedings of APAC 2004, Gyeongju, Korea.

- 24 G. X. Pei et al., Design Report of the BEPCII Injector. Linac, IHEP-BEPCII-SB-03-02, November 2003.
- 25 J. Clendenin, et. al., "Compendium of Scientific Linacs", CERN/PS 96-32 (DI), 1996.
- 26 A. Frebel and G. Hemmie, "PIA, the Positron Intensity Accumulator for the PETRA Injection", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-26, No. 3 (June 1979).
- 27 New optics of the LEP injector linac for positron production. C. Bourat, H. Braun, L. Rinolfi (CERN). Jun 1994. Prepared for 4th European Particle Accelerator Conference (EPAC 94), London, England, 27 Jun - 1 Jul 1994. Published in London 1994, EPAC 94, vol. 1, 704-706.
- 28 Коломенский А., Лебедев А. Теория циклических ускорителей. Москва: ФизМатЛит, 1962.
- 29 А. Н. Скринский, В. В. Пархомчук «Методы охлаждения пучков заряженных частиц», Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, том. 12, вып. 3.
- 30 Sands M. The physics of electron storage rings. An introduction. SLAC, 1979.
- 31 Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. Москва: АтомИздат, 1970.
- 32 Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т.1 Механика. Москва: "Наука", 1988.
- 33 Wangler T. Principles of RF Linear Accelerators. New York: John Wiley & Sons, 1998.
- 34 Бурштейн Э. Л., Воскресенский Г. В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. Москва: АтомИздат, 1970.
- 35 S. Ecklund, Positron Target Materials Tests, SLAC-CN-128, 1981г.
- 36 Р. М. Лапик, П. В. Мартышкин, С. В. Шиянков, А. М. Якутин. Система электрон-позитронной конверсии инжекционного комплекса ВЭПП-5. Препринт ИЯФ №2005-50.
- 37 А. А. Kulakov, P. V. Martyshkin. VEPP-5 Positron Source Simulations. Proceedings of the 1996 European Particle Accelerator Conference.
- 38 R. M. Lapik, P. V. Martyshkin. The Capture Efficiency of High Field Flux Concentrator. Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference.
- 39 R. H. Helm, "Adiabatic Approximation for Dynamics of a Particle in the Field of a Tapered Solenoid", SLAC-4, 1962.
- 40 The Stanford two-miles accelerator. Ed. by R. B. Nearl, New-York-Amsterdam: W. A. Benjamin, Inc. 1968.
- 41 R. Chehab, G. L. Meur, B. Mouton, M. Renard. An adiabatic matching device for the Orsay linear positron accelerator. LAL/RT/83-03 March 1983.
- 42 Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. «Мир», Москва, 1972.
- 43 M. Borland, "elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation", Advanced Photon Source LS-287, September 2000.
- 44 Клаус Группен «Детекторы элементарных частиц», Новосибирск 1999.
- 45 А. А. Кулаков, П. В. Мартышкин «Разработка позитронного источника на основе линейных ускорителей», препринт ИЯФ № 99-26.
- 46 R.Lapik, P.Martyshkin. Capture Efficiency of High Field Flux Concentrator. PAC-2001, 2001.
- 47 <http://www.sc-nova.com/>

Глава 5

Инфраструктура

Супер-ст-фабрику планируется возвести на 2-х земельных участках в Научно-производственной зоне Новосибирского научного центра Советского района г.Новосибирска. Первый участок – это значительно освоенная территория института, на которой располагаются инжектор (в реконструированном здании), подземный канал транспортировки электронного и позитронного пучков, тоннель линака, “ускорительное” здание 27/1/1. Второй участок площадью 6,2 Га присоединен к основной территории института и предназначен под новое строительство, здесь размещаются “детекторное” здание 27/1/2, “энергетические” здания. Подземный кольцевой тоннель с электронным и позитронным каналами коллайдера находится на обоих участках.

Отвод территории под Супер-ст-фабрику соответствует генеральному плану развития ННЦ, утвержденному Президиумом СО РАН. Имеется разрешение на отвод земельных участков на строительство (постановление мэрии г. Новосибирска № 1820 от 03.03.2011 г.).

5.1 Инженерно-геологические условия площадки строительства

В геоморфологическом отношении район строительства приурочен к правобережному Приобскому плато. Рельеф участка имеет спокойную поверхность, абсолютные отметки изменяются от 167.9 до 178.96 м в западном направлении.

В геологическом строении района строительства принимают участие нижнесреднечетвертичные отложения Краснодубровской свиты, представленные супесями и суглинками от твёрдой до тугопластичной и пластичной консистенции субаэрального и субаквального генезиса (а 1 ад 1–II).

В пределах глубины исследования (26 м) вскрыт следующий геолого-литологический разрез:

- не слежавшийся насыпной грунт – смесь грунтов (супесь, суглинок, почва) со строительным мусором (кирпич 5%, шлак 5%, бетон 2%), мощностью 1.0 – 3.7 м.

Распространён в западной части площадки:

- почвенно-растительный слой мощностью 0.4 – 0.5 м.

Распространён повсеместно:

- супесь бурая с прослоями песка маловлажная, мощностью 0.7 – 5.2 м;

- супесь бурая с прослоями суглинка влажная и насыщенная водой, мощностью 0.8 – 8.3 м;
- суглинок бурый с прослоями супеси и погребенной почвы влажной и насыщенной водой, мощностью 1.2 – 7.6 м.

По генезису и физико-механическим свойствам в разрезе исследуемого участка выделено 8 инженерно-геологических элементов (слоёв), описание которых приводится ниже:

- Слой 1. Насыпной грунт - неорганизованно отсыпанная сухим способом смесь супесчаных грунтов со строительным мусором, битым кирпичом, шлаком, не слежавшийся.
- Слой 2. Почвенно-растительный слой с корнями древесной растительности.
- Слой 3. Супесь с прослоями песка, маловлажная, твёрдая, непросадочная, не набухающая, незасоленная.
- Слой 3а. Супесь с прослоями суглинка, маловлажная, твёрдая, непросадочная, не набухающая, незасоленная.
- Слой 4. Суглинок с прослоями супеси, влажный, полутвёрдый, непросадочный, слабо набухающий, незасоленный.
- Слой 4а. Суглинок с прослоями супеси и погребенной почвы, насыщенный водой, тугопластичный, незасоленный.
- Слой 5. Супесь с прослоями песка, маловлажная, твёрдая, непросадочная, не набухающая, незасоленная.

Слой 5а. Супесь с прослоями песка, насыщенная водой, пластичная.

Инженерно-геологические условия строительства – II категории сложности (средней сложности).

Грунтами основания для сооружений непосредственно будут служить супеси маловлажные, твёрдые с прослоями песка и суглинка (слой 3, 3а) и суглинка влажные, полутвёрдые с прослоями супеси (слой 4).

Поверхностные воды на территории строительства образуются только в результате атмосферных осадков и таяния снегов. Большая часть поверхностных вод фильтруется в грунт, остальная часть откатывается по рельефу на ул. Физиков, а в дальнейшем на ул. Инженерную и пр. Лаврентьева, в ливневую канализацию общегородской сети.

На исследуемой площадке наблюдается изменчивость влажности грунтов: на глубине среза 0.3 – 10.2 м грунты находятся в маловлажном состоянии, ниже 15.9 м – насыщенные водой.

Водовмещающими породами являются супеси с прослоями песка (слой 5а). По типу и гидравлическим условиям подземные воды относятся к грунтовым парово – пластовым безнапорным. Амплитуда сезонного колебания уровня, по данным наблюдения НПГО, составляет 1.0 м.

По классификации О.А. Алекина грунтовые воды по химическому составу относятся к гидрокарбонатному классу, кальциевой группе, 1 типа. Воды пресные (сухой остаток 257–545 мг/л) умеренно-жесткие и жесткие (общая жесткость 4.6 – 9.0 мг/л).

Реакция воды нейтральная и щелочная (РН 7.0 – 7.5).

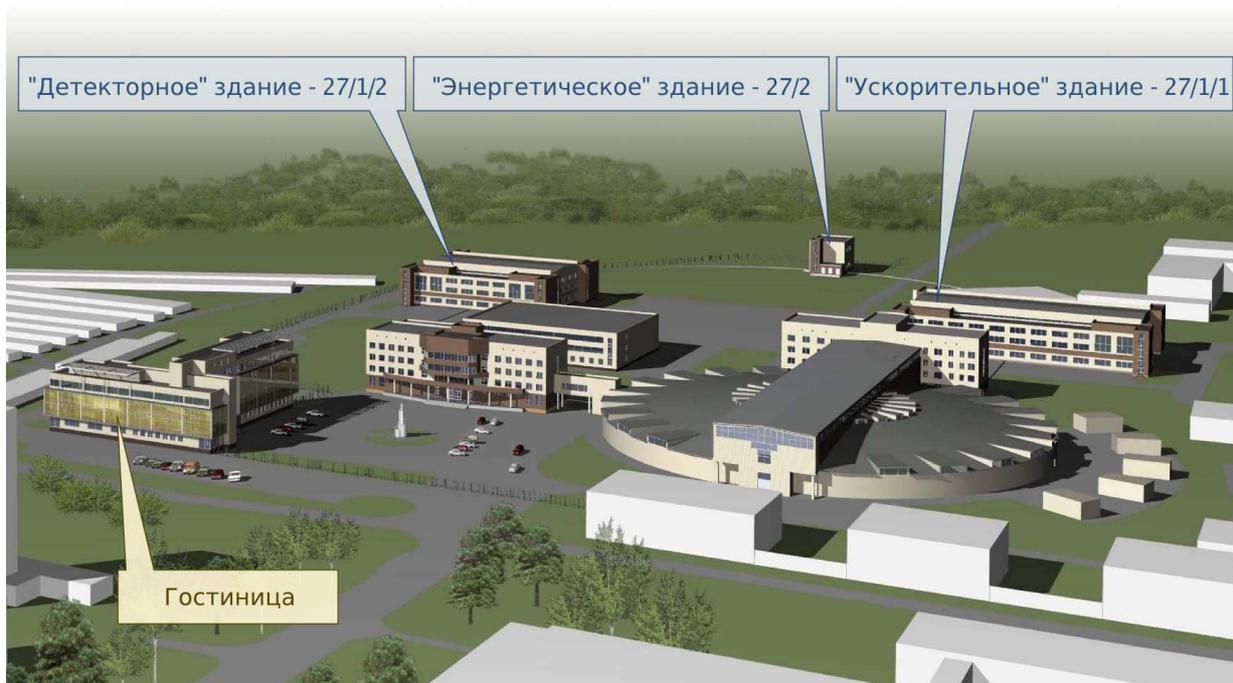


Рис. 5.1: Здания Супер-ст-фабрики на территории института (план развития).

На рис. 5.1 показан 3-х мерный план размещения зданий Супер-ст-фабрики на территории института.

На рис. 5.2 показана схема размещения Супер-ст-фабрики в составе:

1. Инжектор электронов и накопитель–охладитель в реконструируемом здании № 13 института.
2. Линак и канал транспортировки в прямолинейном подземном тоннеле.
3. Коллайдер (позитронный и электронный кольцевые ускорители) Супер-ст-фабрики – в кольцевом подземном тоннеле.
4. Детектор в “месте встречи” электронного и позитронного пучков в “детекторном зале” тоннеля (под “детекторным” зданием 27/1/2).
5. Специальное электропитание магнитных, ВЧ и вакуумных систем Супер-ст-фабрики – в “ускорительном” здании 27/1/1.
6. Специальное электропитание магнитных и вакуумных систем детектора Супер-ст-фабрики – в “детекторном” здании 27/1/2,
7. Система подготовки охлаждающей воды, электрощитовые, специальное электропитание инженерного оборудования (вентиляция и кондиционирование, коррекция магнитного поля) – в “энергетических” зданиях (27/2, 27/3).

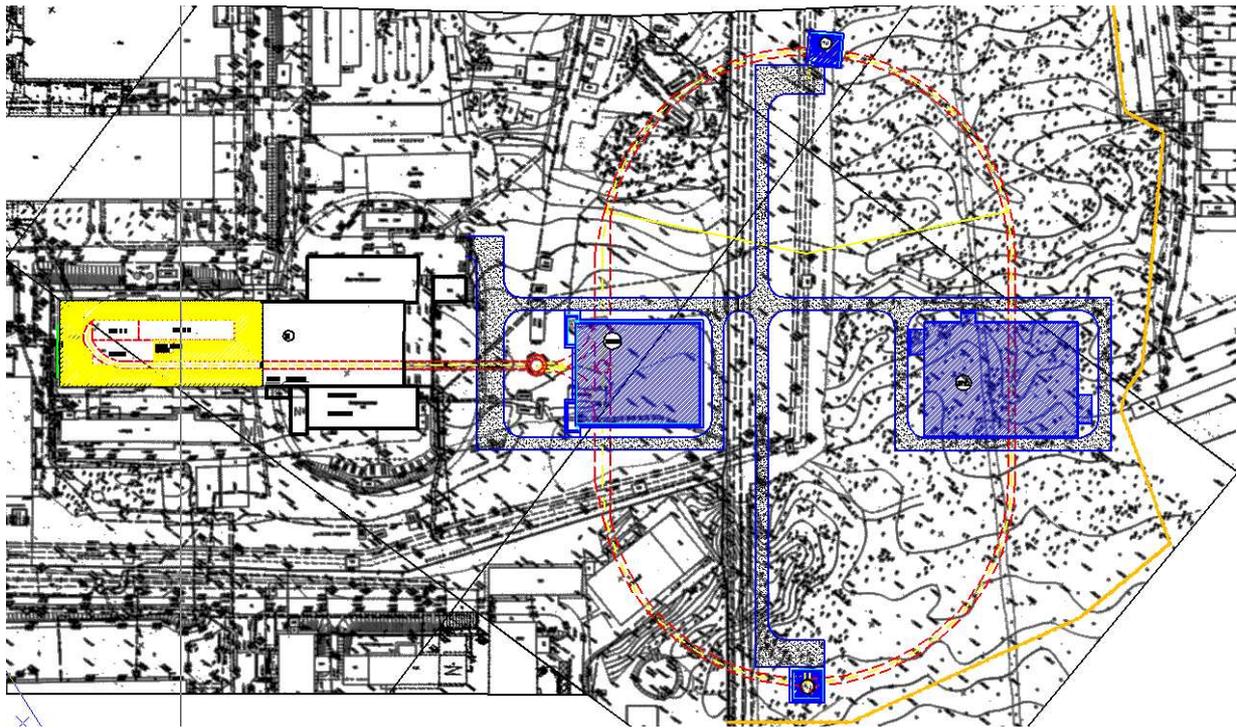


Рис. 5.2: Схема Супер-ст-фабрики.

5.2 Основные параметры

1. Общая площадь зданий	16500 м ²
в том числе:	
– наземная	12000 м ²
– подземная	4500 м ²
2. Водоснабжение	15000 м ³ /сут
в том числе:	
– хозяйственно-питьевые нужды	10 м ³ /сут
– подпитка системы оборотного водоснабжения	5 м ³ /сут
3. Теплоснабжение	2000000 ккал/час
в том числе:	
– на отопление	1400000 ккал/час
– на вентиляцию	600000 ккал/час
4. Потребляемая электрическая мощность	14000 кВт

5.3 Подземные сооружения

Подземные сооружения Супер-ст-фабрики предназначены для размещения каналов транспортировки электронов и позитронов, линака, коллайдера (2 канала для пучков позитронов и электронов), детектора и их вспомогательных устройств.

Подземные сооружения Супер-ст-фабрики включают в себя:

- кольцевой тоннель длиной ~ 815 м сечением по внутренним размерам 3×4 м (в основной части) и расширением к детекторному залу (до 3×6.5 м), расположенный на глубине от 9 до 17 м;
- детекторный зал размером 23×36 м глубиной 18 м предназначен для размещения детектора элементарных частиц, образующихся в результате столкновений встречных электронно-позитронных пучков;
- технологические шахты (2 шт.) с внутренним диаметром 5.5 м располагаются на радиусных участках тоннеля;
- прямолинейный тоннель сечением 3×4 м предназначен для транспортировки электронного и позитронного пучков из инжектора и накопителя-охлаждителя в линак и далее после ускорения в Супер-ст-фабрику.

5.3.1 Строительная часть подземных сооружений

Отклонение фактических отметок тоннелей от проектных не превышает ± 2 см, нагрузка на пол до 6 тс/м^2 (в детекторном зале до 50 тс/м^2).

Прямолинейный тоннель построен и в нем размещаются электронный и позитронный каналы (рис. 5.3).

Часть тоннеля коллайдера построена (рис. 5.4).

В кольцевом тоннеле планируются технологические ниши для размещения криогенного оборудования виглеров; резонаторных узлов в прямолинейном промежутке, противоположного детекторному участку.

Конструкция детекторного зала предусматривает развязку с кольцевым тоннелем, фундаментом и стенами здания 27/1/2 для минимизации передаваемых вибраций здания на детекторный зал. Требования на вибрацию – не более 1 мкм в диапазоне частот 4 – 50 Гц.

Дно детекторного зала является фундаментом с рельсовым путем для детектора общим весом 1000 тс. В детекторном зале предусматривается работа с мостовым краном грузоподъемностью 50/10 тонн и длиной моста 24 м. Мост крана устанавливается на отметке здания 0 м.

Детекторный зал обеспечивается грузопассажирским лифтами.

Технологические шахты вдоль тоннеля и в зданиях предназначены для обеспечения доставки оборудования в тоннель и вентиляции/кондиционирования тоннеля.

Биозащита (от радиационной нагрузки) обеспечивается конструкцией детектора и конструкцией радиационной защиты ускорителя.

Ввода инженерных сетей в радиационно-опасные зоны осуществляются через кабельные каналы и проходки для трубопроводов и воздухопроводов (в полу, через стены) с соблюдением правил радиационной безопасности.



Рис. 5.3: Прямолинейный тоннель от инжектора до коллайдера.

5.3.2 Электроснабжение подземных сооружений

Электроснабжение физического и инженерного оборудования осуществляется от размещенных в зданиях распределительных устройств.

5.3.3 Отопление и вентиляция подземных сооружений

Отопление подземных объектов не предусматривается. Физическое оборудование, располагаемое в тоннелях, требует стабильной температуры ($25 \pm 1^\circ\text{C}$), что обеспечивается заглублением объектов и системами кондиционирования и вентиляции, размещаемыми в зданиях.



Рис. 5.4: Вход в кольцевой тоннель коллайдера.

5.3.4 Контур охлаждения оборотной дистиллированной воды подземных сооружений

Физическое оборудование, располагаемое в тоннелях, выделяет в воздух 270 кВт тепла, но требует водяного охлаждения. Сеть дистиллята в виде магистральных трубопроводов будет размещаться на внутренней стороне кольцевого тоннеля. Суммарная мощность охлаждения по тоннелю – 5500 кВт. Теплообменные узлы размещаются в зданиях 27/1/1 и 27/1/2.

5.3.5 Снабжение сжатым воздухом подземных сооружений

Снабжение сжатым воздухом выполняется от существующих сетей ИЯФ СО РАН. Трубопровод размещается на внутренней стороне кольцевого тоннеля.

5.3.6 Водопровод и канализация подземных сооружений

Хозяйственно-питьевой водопровод, производственный водопровод, бытовая канализация в тоннелях не предусматривается. Дренажная канализация предусматривается.

5.3.7 Пожаротушение подземных сооружений

Предусматривается пенное пожаротушение посредством вертикальных трубных опусков с поверхности земли до подземных объектов.

5.3.8 Сигнализация, интернет и связь подземных сооружений

Пожарная сигнализация, Интернет-связь (проводная и беспроводная) в тоннелях предусматривается. Связь осуществляется от существующей АТС и по сотовой линии.

5.3.9 Радиационная безопасность подземных сооружений

Защита грунтовых вод от излучения, выходящего из физического оборудования, располагаемого на подземных объектах, обеспечивается за счет железобетонных стен указанного объекта. Выделения озона и окислов азота не предполагается.

Защита посторонних людей от проникающей радиации должна обеспечиваться путем заглубления подземных объектов.

5.3.10 Штатный персонал

В подземных тоннелях отсутствуют постоянные рабочие места, присутствие людей – только при монтажных и пуско-наладочных работах на физическом оборудовании.

5.3.11 Охрана окружающей среды

Вредные стоки отсутствуют. Воздействие на воздушный бассейн отсутствует. Наружный почвенный слой в процессе строительства будет рекультивирован и выполнено озеленение.

5.4 Наземные сооружения

Здание № 13, в котором размещается инжектор и накопитель-охладитель, реконструировано. Фотографии инжектора и накопителя-охладителя показаны на рис. 5.5 и 5.6 .



Рис. 5.5: Инжектор электронов в здании № 13.

Посадка зданий 27/1/1 и 27/1/2 обусловлена расположением тоннеля Супер-ст-фабрики и его прямолинейных промежутков, что позволяет наиболее оптимально расположить в них системы инженерного обеспечения.



Рис. 5.6: Накопитель–охладитель в здании № 13.

Посадка зданий 27/2 и 27/3 обусловлена расположением технологических шахт на кольцевом тоннеле и увязана с размещением физического оборудования и специальных инженерных систем.

Каждое из зданий 27/1/1, 27/1/2, 27/2 и 27/3 предназначено для размещения в нем специального инженерно–технического оборудования, обеспечивающего работоспособность ускорительно–детекторного комплекса Супер-ст-фабрики. Здание 27/1/1 – здание электропитания электромагнитных систем коллайдера Супер-ст-фабрики; здание 27/1/2 – здание электропитания электромагнитных систем детектора.

5.4.1 Строительная часть наземных зданий 27/1/1 и 27/1/2

Здания представляют собой объемы, состоящие из производственных корпусов пролетом 24 м и длиной 66 м – для здания 27/1/1 и соответственно 30 м (пролет) и 67 м (длина) – для здания 27/1/2. К производственным корпусам с обеих сторон примыкают 3-х этажные объемы с техническими этажами и частично с подземным этажом на отметке минус 3 м. Эти помещения предназначены для энергетического оборудования, а также для размещения персонала.

Для въезда транспорта предусматриваются тамбура с воротами и с тепловыми завесами.

По торцам зданий располагаются незадымляемые лестничные клетки, каждая из которых имеет выход наружу и обеспечивает поэтажную связь.

Для пропуска инженерных коммуникаций предусмотрены ниши с обслуживанием из коридоров.

Высота этажей: 1 этаж – 5 м, последующие – 3.5 м. В техническом этаже размещаются вытяжные вентиляционные камеры.

5.4.1.1 “Ускорительное” здание 27/1/1

В здании 27/1/1 размещаются помещения:

- погрузочно-разгрузочная площадка (площадь – до 1500 м², кран – до 30/5 тн)
- блок ВЧ-питания для размещения ВЧ-генераторов и соответствующих источников питания и управления (площадь 250 м², термостабилизация $\pm 1^\circ\text{C}$, электроснабжение – 700 кВт, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 700 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 70 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 3–5 тонн);
- помещения для размещения систем питания электромагнитных элементов электронного и позитронного ускорителей (2 помещения по 125 м², термостабилизация $\pm 3^\circ\text{C}$, электроснабжение – 3 МВА, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 600 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 50 кВт в воздух, сжатый воздух);
- помещение для размещения систем питания и контроля вакуумного оборудования электронного и позитронного ускорителей (площадь – 50 м², термостабилизация $\pm 3^\circ\text{C}$, электроснабжение – 150 кВт, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 50 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух);
- помещение радиопульты для размещения систем контроля и диагностики пучков и оборудования (площадь – 40 м², термостабилизация $\pm 3^\circ\text{C}$, электроснабжение – 45 кВт, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 30 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух);
- помещение пульта ускорительного комплекса Супер-ст-фабрики (площадь – 100 м², термостабилизация 20 – 25 °С, тепловыделения – до 10 кВт в воздух);
- помещение механо–вакуумного стенда (площадь 70 м², термостабилизация 20 – 25 °С, электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 5 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 2–3 тн);
- конференц-залы (2 помещения площадью – по 60 м²);
- офисные помещения для размещения научного персонала (площадь – по 12 м², 25–35 комнат на 2–3 этажах, электроснабжение – до 10 кВт, тепловыделение – до 5 кВт в воздух)
- лабораторные помещения для размещения лаборантов (6–10 помещений площадью – по 30 м², электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 1 тн в некоторых помещениях);
- складские помещения.

В здании 27/1/1 персонал (в эксплуатационном режиме) составляет – до 50 человек, кол-во рабочих мест – до 120. При строительстве здания и монтаже ускорительного оборудования Супер-ст-фабрики число работающих определяется порядком выполнения соответствующих работ.

5.4.1.2 “Детекторное” здание 27/1/2

В здании 27/1/2 размещаются помещения:

- погрузочно-разгрузочная площадка (площадь 250 м², пол грузовой площадки с нагрузкой 6 т/м², кран в здании – 30/5 тн, грузовой лифт между 1–4 этажами – 6 тн);

- детекторный зал (на рис. 5.7 показан детектор с антресолями), основание зала заглублено на 18 м, площадь $\sim 830 \text{ м}^2$, радиационная защита от ускорителя, класс В1а по ПУЭ, термостабилизация $\pm 3^\circ \text{C}$, электроснабжение – 480 кВт, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 410 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 25 кВт в воздух, сжатый воздух, кран над “детекторным залом” - 50/10 тн);
- помещение для подготовки газовых смесей со взрывоопасными компонентами (площадь – 54 м^2 , категория “А” по НПБ 105-03, класс В1а по ПУЭ, вход с улицы);
- помещение пультовой детекторного комплекса Супер-ст-фабрики (площадь 100 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, тепловыделения – до 10 кВт в воздух);
- помещение машзала для размещения оборудования сбора и первичной обработки данных с детектора (площадь 160 м^2 , термостабилизация $\pm 1^\circ \text{C}$, электроснабжение – 700 кВт со 100 % резервным питанием, сеть оборотного водоснабжения (дистиллят) – до 630 кВт снимаемой мощности, тепловыделение – до 240 кВт в воздух, сжатый воздух);
- 2 (два) помещения вспомогательные для обеспечения бесперебойным питанием оборудования машзала и размещения системы газового пожаротушения машзала (площадь – по 50 м^2 , термостабилизация $\pm 1^\circ \text{C}$, электроснабжение – по 60-70 кВт, тепловыделение – до 60 кВт в воздух, кран-балки – 2 тн);
- помещение для сборки мюонных камер (площадь – 70 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, электроснабжение – 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 1 тн);
- помещение для сборки CsJ калориметра (площадь – 80 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, влажность – менее 10 %, электроснабжение – 30 кВт, тепловыделение – до 15 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 3-5 тн);
- помещение для механической мастерской (площадь 70 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 5 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 1 тн);
- помещение для сборки криогенного оборудования (площадь – 100 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, электроснабжение – 30 кВт, тепловыделение – до 5 кВт в воздух, кран-балка – 1 тн);
- конференц-залы (2 помещения площадью – по 50 м^2);
- помещение для тестирования систем детектора на рабочем газе (площадь – 35-40 м^2 , термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$);
- офисные помещения для размещения научного персонала (площадь – по 12-18 м^2 , 25-35 комнат на 2-3 этажах, электроснабжение – до 10 кВт, тепловыделение – до 5 кВт в воздух);
- чистая комната со вспомогательными помещениями (площадь – 50 м^2 , электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, термостабилизация 20 – 25 $^\circ \text{C}$, подготовка воздуха по пыли – 6 класс ИСО)

- помещение для настройки дрейфовой камеры (площадь – 60 м², термостабилизация 20 – 25 °С, электроснабжение – 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух, газоснабжение – азот, кран-балка – 1 тн);
- помещение для обработки и хранения аэрогеля (площадь – 60 м², термостабилизация 20 – 25 °С, влажность – 20-30 %, электроснабжение – 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, кран-балка – 1тн);
- помещение для сборки и наладки аэрогелиевых счётчиков (площадь – 50 м², термостабилизация 20 – 25 °С, влажность – 20-30 %, электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 1 тн);
- лабораторные помещения для размещения лаборантов (2 помещения площадью – по 50 м², и 7–8 помещений по 24 м², электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух, кран-балка – 1 тн для больших помещений) ;
- помещение для радиомонтажной (площадь – 50 м², термостабилизация 20 – 25 °С, электроснабжение – до 30 кВт, тепловыделение – до 10 кВт в воздух, сжатый воздух);
- складские помещения

В здании 27/1/2 персонал (в эксплуатационном режиме) составляет – до 86 человек, кол-во рабочих мест – до 220. При строительстве здания и монтаже/пуско-наладке детектора Супер-ст-фабрики число работающих определяется порядком выполнения соответствующих работ.

Внешний вид зданий 27/1/1 и 27/1/2 показан на рис. 5.8.

5.4.2 Строительная часть наземных зданий 27/2 и 27/3

Здания представляют собой 2-х этажные объемы с размерами в плане 18 × 12 м. Основным планировочным элементом является двухсветный зал для монтажно–разгрузочной площадки с тамбуром и тепловой завесой с мостовым краном грузоподъемностью 5 тонн. В центральной части зданий располагаются технологические шахты, соединяющие здания с кольцевым тоннелем.

В зданиях проектом предусмотрены 2 этажа помещений для размещения инженерного оборудования для обеспечения жизнедеятельности физического оборудования в кольцевом тоннеле (системы вентиляции и кондиционирования, оборотного водоснабжения и электро-снабжения и т.д.). Высота этажей предусматривается: 1 этаж – 6 м, 2 этаж – 3.3 м. Высота до балки крана – не менее 6 м.

В зданиях 27/2 и 27/3 число работающих (в эксплуатационном режиме) – до 3 человек в каждом, при строительстве и монтаже Супер-ст-фабрики число работающих определяется порядком выполнения соответствующих работ.

Электропотребление зданий 27/2 и 27/3 составляет соответственно по 450 кВт. Теплосъем с физического оборудования, размещенного в зданиях 27/2 и 27/3, дистиллятом составляет по 70 кВт, и воздухом – по 10 кВт.

Внешний вид зданий 27/2 и 27/3 показан на рис. 5.9.

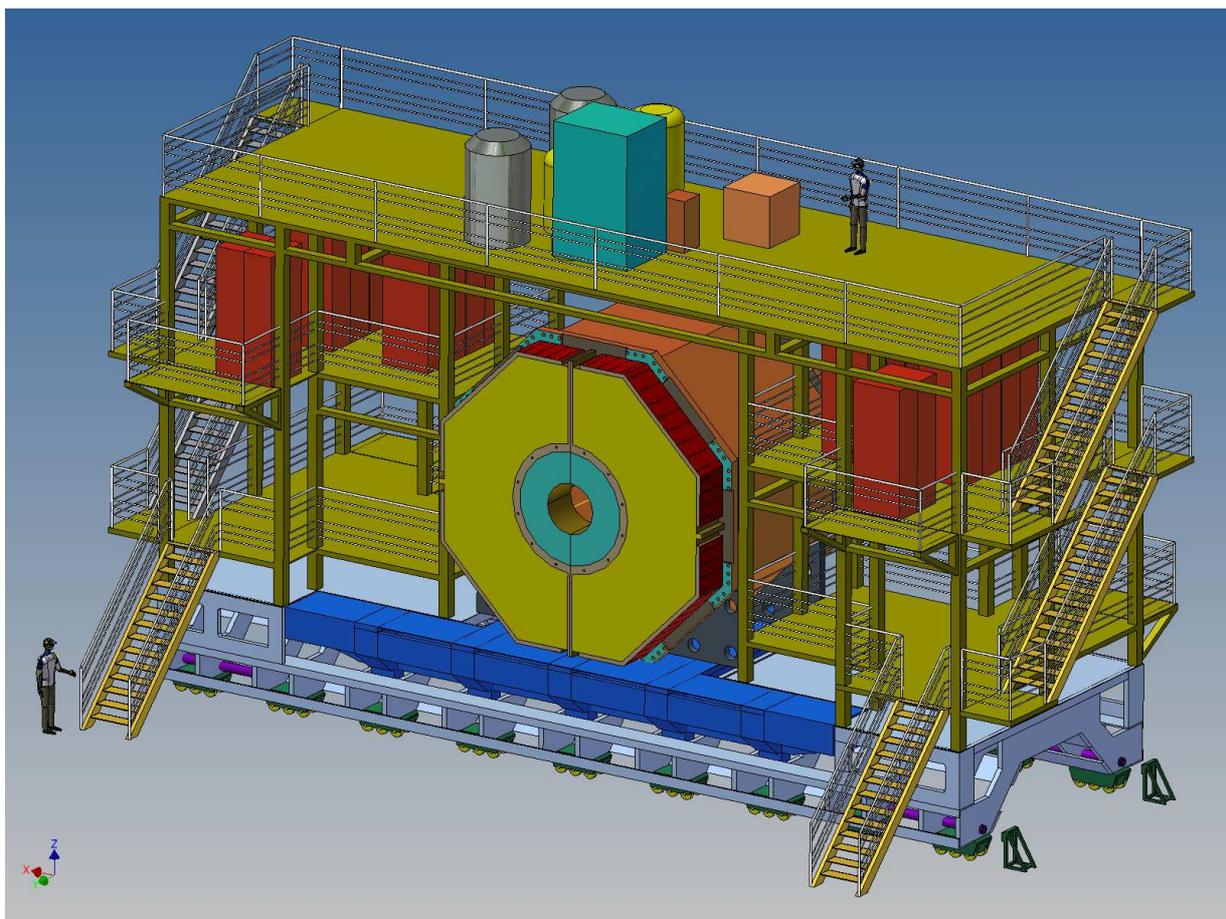


Рис. 5.7: Моделирование детектора с антресолями для стоек с электроникой (на первом этаже антреселей стойки не показаны).

5.4.3 Внутренние сети зданий 27/1/1, 27/1/2, 27/2 и 27/3.

В зданиях предусмотрена объединенная хозяйственно-питьевая и противопожарная система водопровода.

Система горячего водоснабжения – централизованная с циркуляцией в магистральных стояках. Подача горячей воды предусмотрена от узлов управления.

Сеть дистиллята по зданиям и тоннелям предусмотрена для охлаждения оборудования, находящегося в соответствующих помещениях.

Сеть сжатого воздуха по зданиям предусмотрена для технологических целей.

Сеть газоснабжения (или отдельные посты) по зданиям предусмотрена для технологических целей.

Отвод хозяйственно-бытовых сточных вод предусматривается по отдельным системам с отдельными выпусками в наружную сеть канализации.

Отвод дождевых вод с кровель корпусов предусматривается через воронки и через внутреннюю сеть самотеком в наружные сети дождевой канализации.

В зданиях и тоннелях предусматривается пожарная сигнализация.

Связь осуществляется от существующей в институте АТС (с расширением) и по сотовой линии. Интернет-связь (проводная и беспроводная) предусматривается в зданиях.



Рис. 5.8: Внешний вид “ускорительного” и “детекторного” зданий 27/1/1 и 27/1/2.

5.4.4 Теплоснабжение, отопление, вентиляция и кондиционирование

Снабжение теплом Супер-ст-фабрики предусматривается от внутриплощадочных сетей ИЯФ. Источник тепла – тепловая станция №2. Теплоноситель – перегретая вода с параметрами $150^{\circ}\text{C} - 70^{\circ}\text{C}$. Схема присоединения отопления – зависимая. Горячее водоснабжение предусматривается по открытой схеме.

Прокладка тепловых сетей предусматривается в подземных непроходных каналах.

В каждом здании предусматривается автоматический тепловой узел.

В приточных установках предусмотрено автоматическое поддержание заданных параметров приточного воздуха и защиту калориферов от замораживания.

В системах с резервными вентиляторами будет блокировка и автоматический пуск запасного вентилятора при остановке работающего.

В системах с местными отсосами от технологического оборудования предусмотрены блокировки с вытяжными вентиляторами.

Отопление зданий 27/1/1, 27/1/2, 27/2 и 27/3 – водяное с местными нагревательными приборами и тепловые завесы на въездных воротах.

Вентиляция зданий и сооружений Супер-ст-фабрики – приточно-вытяжная с механическим и естественным побуждением.

От оборудования, выделяющего вредности предусматриваются местные системы вентиляции.

Кондиционирование воздуха производится в помещениях радиопультовых и пультовых и других помещениях, где требуется поддержание определенных параметров воздуха. Наружный воздух ($60 \text{ м}^3/\text{час}$ на одного работающего) очищается в фильтрах, подогревается и подается в помещения. Системы кондиционирования оборудуются автономными кондиционерами с дублированием мощности.



Рис. 5.9: Внешний вид “энергетических” зданий 27/2 и 27/3

5.4.5 Сеть охлаждения оборудования оборотной дистиллированной воды

Сеть дистиллята используется для охлаждения оборудования, находящегося в зданиях и тоннелях, существует несколько контуров охлаждения в зависимости от материалов и специфики физического оборудования.

Участок подготовки дистиллята расположен в энергетическом здании, теплообменные узлы размещаются в каждом здании. Дистиллят охлаждает физическое оборудование, антифриз охлаждает дистиллят, антифриз охлаждается на воздушных теплообменниках.

5.4.6 Снабжение сжатым воздухом наземных зданий и сооружений

Снабжение сжатым воздухом осуществляется от существующих сетей ИЯФ СО РАН и от независимых компрессоров в соответствии с технологическими требованиями.

5.4.7 Газоснабжение наземных зданий и сооружений

Газоснабжение проектом предусматривается согласно техническим требованиям на физическое оборудование, размещаемое в зданиях и сооружениях.

5.5 Внутриплощадочные инженерные сети

Источником водоснабжения является существующий институтский кольцевой внутриплощадочный водопровод. Системой водоснабжения принята объединенная хозяйственно-питьевая и противопожарная низкого давления.

Стоки приняты равными водопотреблению холодной и горячей воды. Отвод сточных вод комплекса предусмотрен самотеком в существующую сеть бытовой канализации. Система канализации принята неполной раздельной.

Отвод дождевых стоков предусмотрен самотеком без дополнительной очистки в существующую сеть.

Телефонизацию осуществляется от существующей АТС института. Предусмотрена система охранной и пожарной сигнализации, которая привязана к существующей системе ОПС “Орион”.

Для электроснабжения объектов Супер-ст-фабрики запроектировать новое РУ-10 кВ (РУ-9) в здании энергоцентра, в котором будут размещены РУ, ТП, участок подготовки дистиллята, диспетчерская и помещения для обслуживающего. Категория надёжности электроснабжения РУ-10 кВ – первая.

Новое РУ-9 – двухсекционное, на вводах предусмотрена автоматическая система коммерческого учёта электроэнергии АСКУЭ с подключением к существующей АСКУЭ ИЯФ. РУ-9 выполняется на базе ячеек КСО-190 “ИВА” с выключателями Schneider (EVOLIS), количество отходящих ячеек – 12 шт. на каждой секции (без учёта ввода, ТН, ТСН), все отходящие ячейки трансформаторного типа.

Предусматривается строительство восьми двух-трансформаторных подстанций 10/0.4 кВ: три для здания 27/1/1 и три для здания 27/1/2, по одной для зданий 27/2 и 27/3, трансформаторы единичной мощностью 1000 кВА. Кроме того, одна двухтрансформаторная подстанция 10/6 кВ с трансформаторами мощностью 6.3 кВА для питания ВЧ системы в здании 27/1/1.

Прокладку в/в кабелей от РУ-9 до трансформаторов и между зданиями предусмотреть в проходных кабельных каналах, используемых для прокладки трубопроводов дистиллята.

В каждом здании предусмотреть независимое от РУ-9 и от проектируемых ТП 10/0.4 кВ автономное питание 0.4 кВ (для систем электрических блокировок, пожарно-охранной сигнализации и технических средств АСУТП).

Все элементы электроснабжения выбирать с учётом требований оперативного управления питающими вводами 10 кВ и 0.4 кВ с АРМ диспетчера в помещении МДП во вновь построенном здании энергоцентра.

Работа инженерных систем и оборудования (вентиляция, тепловые пункты, узлы управления и т.п.) автоматизирована для обеспечения нормальных режимов работы оборудования и его защиты в аварийных ситуациях.

Контроль за техническим состоянием оборудования и технологическими параметрами осуществляется при помощи технических средств АСУТП из помещения местного диспетчерского пункта “МДП” в здании энергоцентра.

На “АРМ” диспетчера выводится оперативное управление автоматическими выключателями вводов электроэнергии на напряжение 10 кВ и 0.4 кВ, контроль напряжения и сигнализацию его исчезновения.

5.5.1 Вертикальная планировка, озеленение и благоустройство

Вырубка леса предусмотрена только в местах посадки технологических шахт, зданий Супер-ст-фабрики. Выбранный при строительстве грунт используется для выравнивания рельефа в местах прохождения временных и постоянных автодорог.

Предусматриваются транспортные развязки для обеспечения транспортировки грузов автотранспортом во все здания Супер-ст-фабрики, парковки для автомобилей, зоны зеленых насаждений

5.5.2 Охрана окружающей среды

Вредные воздействия на воздушный и водный бассейны отсутствуют.

Наружный почвенный слой в процессе строительства будет рекультивирован и выполнено озеленение.

5.5.3 Энергосбережение

Освещение предусматривается с использованием энергосберегающих ламп. Предусматриваются автоматические тепловые узлы в каждом здании, использование энергосберегающих технологий на инженерных системах.

Глава 6

Стоимость проекта

Оценка стоимости проекта основывается на опыте физиков из ИЯФ СО РАН полученном при разработке и создании нескольких детекторов и ускорительных комплексов.

За многолетнюю историю в нашем институте для проведения экспериментов по физике частиц был создан целый ряд универсальных или специализированных детекторов, такие как ОЛЯ, КМД-1, КМД-2, НД, МД-1, которые успешно работали на e^+e^- коллайдерах ВЭПП-2, ВЭПП-2М, ВЭПП-4. В настоящее время физические эксперименты проводятся на двух коллайдерах: ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М. Три детектора работают на эксперимент – СНД, КМД-3 и КЕДР.

ИЯФ участвует во многих международных коллаборациях. Новосибирские физики принимали активное участие в разработке, производстве, сборке и проведении экспериментов с такими детекторами как ATLAS (ЦЕРН, Швейцария), ВаВаг (СЛАК, США), Belle (КЕК, Япония). ИЯФ активно участвует в подготовке новых проектов Супер-В фабрик в Японии (Belle-2) и Италии, а также ряда других экспериментов.

Значительная часть работ по разработке и производству систем детектора будут проводиться в лабораториях институтара. В связи с этим в разделе “детектор” приводятся оценки трудозатрат в человеко-месяцах и отдельно оценки стоимости материалов, приборов и услуг, которые планируется приобретать на стороне. Для разделов “ускорительный комплекс” и “строительство” приводятся оценки полной стоимости.

		Трудозатраты, чел.-мес.	Стоимость, тыс.руб.
	Супер-ст-фабрика		13092000
1	Детектор	3197	3092000
1.1	Вершинный детектор	144	8000
1.2	Дрейфовая камера	304	100000
1.2.1	Проектирование	24	2000
1.2.2	Торцевые пластины	22	26000
1.2.3	Внутренняя обечайка	10	8000
1.2.4	Внешняя обечайка	8	4000
1.2.5	Проволочки	10	12000

1.2.6	Пины	19	18000
1.2.7	Оборудование торцевых пластин	8	16000
1.2.8	Сборка и натяжение проволочек	170	10000
1.2.9	Газовая система	18	2000
1.2.10	Тестирование	15	2000
1.3	ФАРИЧ	344	690000
1.3.1	Фотодетекторы (1.3 миллиона)	120	566000
1.3.2	Радиатор (Фокусирующий аэрогель)	170	82000
1.3.3	Система охлаждения	24	28000
1.3.4	Система крепления	24	10000
1.3.5	Калибровочная система	6	4000
1.4	Калориметр	600	1190000
1.4.1	Кристаллы (~40 тон CsI)	300	1016000
1.4.2	Фотоприемники	200	146000
1.4.3	Система крепления	100	28000
1.5	Мюонная система	225	172000
1.5.1	Детекторы	100	14000
1.5.2	Газовая система	75	14000
1.5.2	Ярмо магнита	50	144000
1.6	Магнит	250	174000
1.6.1	Сверхпроводящий соленоид	100	130000
1.6.1	Криогеника	150	44000
1.7	Электроника детектора	420	286000
1.7.1	Вершинный детектор	12	8000
1.7.2	Дрейфовая камера	12	14000
1.7.3	ФАРИЧ	288	166000
1.7.4	Калориметр	60	40000
1.7.5	Мюонная система	12	8000
1.7.6	Триггер	12	18000
1.7.7	Инфраструктура	24	32000
1.8	Компьютерное обеспечение	910	472000
1.8.1	Разработка и испытание прототипов	40	28000
1.8.2	Компьютеры	170	68000

1.8.3	Сетевое оборудование	90	48000
1.8.4	“Быстрое” хранилище данных	190	102000
1.8.5	Хранилище данных на лентах	170	108000
1.8.6	Инфраструктура ЦОД 1	190	88000
1.8.6	Инфраструктура ЦОД 2	60	30000
2	Ускорительный комплекс		8000000
2.1	Коллайдер		5960000
2.1.1	Магнитная система		3400000
2.1.2	Виглеры		240000
2.1.3	Сибирские змейки		200000
2.1.4	Вакуумная система		1400000
2.1.5	ВЧ система		400000
2.1.6	Обратные связи		40000
2.1.7	Диагностика пучков		160000
2.1.8	Система контроля		120000
2.2	Линейный ускоритель на 2.5 ГэВ		2000000
2.3	Инжектор поляризованных электронов		40000
3	Строительство зданий и общее инженерное обеспечение		2000000
3.1	“Ускорительное” здание 27/1/1		240000
3.2	“Детекторное” здание 27/1/2		220000
3.3	Инженерное обеспечение зданий		180000
3.4	Туннель ускорительного кольца		600000
3.5	Здание инжектора и туннель линейного ускорителя		240000
3.6	Снабжение комплекса электроэнергией (РУ, трансформаторные подстанции и т.д.)		200000
3.7	Система водяного съема тепла (чиллерные группы, теплообменники и т.д.)		240000
3.8	Общеобменная и техническая вентиляция		80000