ФАНО России

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН)

Cynep- Чapм- Tay фaб $pu\kappa a$

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ЧАСТЬ ВТОРАЯ

(коллайдер, инжектор)

Этот документ описывает проект Супер Чарм – Тау фабрики, которую предлагается построить 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 $5\,\Gamma$ эВ с беспрецедентно высокой светимостью $10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{c}^{-1}$ и продольной поляризацией электронов в месте встречи.

Основная цель экспериментов на Супер Чарм—Тау фабрике — изучение процессов рождения очарованных кварков и тау-лептонов, используя набор данных, превосходящий на два порядка объему набор данных эксперимента BESIII. Эти эксперименты могут быть чувствительны к новым физическим эффектам, не описываемым в рамках Стандартной Модели.

В.В. Анашин, А.В. Анисёнков, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, Е.М. Балдин, А.К. Барладян, А.Ю. Барняков, И.Ю. Басок, Д.Е. Беркаев, Е.А. Бехтенев, 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.Б. Голубев, Д.Н. Григорьев, В.Р. Грошев, Г.И. Гусев, Д.В. Гусев, Н.С. Диканский, Т.В. Димова, А.М. Долгов, В.П. Дружинин, Ф.А. Еманов, Д.А. Епифанов, Е.С. Ершов, В.Н. Жилич, В.В. Жуланов, А.Н. Журавлев, М.Н. Завадский, А.С. Зайцев, К.В. Золотарев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.Е. Карнаев, С.В. Карпов, Г.В. Карпов, П.В. Касьяненко, А.А. Катцин, Е.К. Кенжебулатов, А.Н. Козырев, В.А. Киселев, В.В. Колмогоров, С.А. Кононов, И.А. Кооп, А.А. Король, А.А. Краснов, П.П. Кроковный, В.Н. Кудрявцев, А.С. Кузьмин, В.С. Кузьминых, В.Ф. Куликов, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Купер, Г.Я. Куркин, И.А. Куянов, А.Е. Левичев, Е.Б. Левичев, Р.Н. Ли, П.В. Логачев, П.В. Мартышкин, Д.В. Матвиенко, А.С. Медведко, Н.А. Мезенцев, О.И. Мешков, А.И. Мильштейн, А.А. Морозов, Н.Ю. Мучной, С.А. Никитин, И.Б. Николаев, И.В. Овтин, И.Н. Окунев, А.П. Онучин, С.Б. Орешкин, А.А. Осипов, А.В. Отбоев, А.В. Петренко, М.В. Петриченков, В.В. Петров, В.М. Петров, П.А. Пиминов, Н.А. Подгорнов, А.О. Полуэктов, А.В. Полянский, А.С. Попов, В.Г. Присекин, Ю.А. Пупков, О.Л. Резанова, В.А. Родякин, Г.А. Савинов, Д.В. Сеньков, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, С.В. Синяткин, И.В. Сидоров, К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, В.В. Смалюк, А.В. Соколов, Е.В. Старостина, А.М. Сухарев, А.А. Талышев, В.И. Тельнов, Ю.А. Тихонов, В.М. Титов, К.Ю. Тодышев, А.Г. Трибендис, Ю.В. Усов, В.С. Фадин, Б.И. Хазин, Т.А. Харламова, С.В. Хрущев, В.Л. Черняк, В.Я. Чудаев, И.Н. Чуркин, Ю.М. Шатунов, Д.Н. Шатилов, В.Е. Шебалин, Л.И. Шехтман, В.А. Шкаруба, С.Н. Шмаков, Д.А. Штоль, А.И. Шушаро, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман, Л.Б. Эпштейн, Ю.В. Юдин, А.Н. Юшков

Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, np. Лаврентьева 11, Новосибирск 630090, Россия

А.Ф. Данилюк

Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, np. 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, Е.А. Кравченко, И.Б. Логашенко, Д.А. Максимов, 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, Д.В. Корда, С.Г. Пивоваров

Новосибирский государственный технический университет, *пр. К. Маркса 20, Новосибирск 630073, Россия*

А.В. Нефедьев

Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" *Большая*

Черемушкинская 25, Москва 117218, Россия

М.В. Данилов, Р.В. Мизюк, Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов, Е.И. Соловьева, Т.В. Углов, К.А. Чиликин, Р.Н. Чистов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект 53, Москва 119991, 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

А.А. Левченко, А.А. Соколов.

Государственный научный центр Российской Федерации Институт физики высоких энергий, ул. Победы 1, г. Протвино, Московская обл. 142281, 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

F. Grancagnolo

INFN Sezione di Lecce, Via per Arnesano, 73100, Lecce, Italy

G.F. Tassielli

Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Universita del Salento, Via per Arnesano,

73100, Lecce, Italy

A. Lusiani

Scuola Normale Superiore e INFN, Piazza die 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. Czyż

Institute of Physics, University of Silesia in Katowice, Universytecka 4, PL-40-007 Katowice, Poland

F. Jegerlehner

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

Оглавление

B	ведеі	ние		8				
1	Koj	ллайдер						
	1.1		а столкновения Crab Waist	11				
	1.2	Выбор	р параметров коллайдера	14				
	1.3	-	ка коллайдера	19				
		1.3.1	Экспериментальный промежуток	19				
		1.3.2	Поворотная арка	26				
		1.3.3	Технический промежуток	27				
		1.3.4	Сибирская змейка	28				
		1.3.5	Вигглер-затухатель	31				
	1.4	Управ	вление фазовым объемом пучка и параметрами затухания	33				
	1.5	_	екты встречи и светимость	38				
	1.6		изация	41				
		1.6.1	Замкнутая спиновая орбита. Спиновые ротаторы	41				
		1.6.2	Радиационная релаксация спинов	42				
		1.6.3	Усредненная по времени степень поляризации	44				
	1.7	Колле	ективные эффекты	46				
		1.7.1	Коллективные эффекты	46				
		1.7.2	Удлинение пучка	49				
		1.7.3	Когерентные потери энергии	51				
		1.7.4	TMC-неустойчивость (fast head-tail)	51				
		1.7.5	Продольная многосгустковая неустойчивость	54				
		1.7.6	Поперечная многосгустковая неустойчивость	56				
		1.7.7	Ионные неустойчивости	57				
		1.7.8	Электронные облака	60				
	1.8	Стаби	лизация параметров пучка и системы обратной связи	62				
		1.8.1	Задачи стабилизации	62				
		1.8.2	Алгоритмы коррекции	63				
		1.8.3	Расчет передаточных функций	64				
		1.8.4	Стабилизация орбиты	65				
		1.8.5	Системы быстрой обратной связи	66				
	1.9	ВЧ си	истема	67				
		1.9.1	Требования к ВЧ системе	67				
		1.9.2	Ускоряющие резонаторы	72				
		1.9.3	Система ВЧ питания	72				
		1.9.4	Методика расчетов работы ВЧ системы	73				
		105	Ромими работи ВУ систоми	75				

		1.9.6	Система управления	6
		1.9.7	Оценка параметров ВЧ системы со сверхпроводящими резонаторами . 7	6
	1.10	Вакуум	ная система	8
		1.10.1	Гребования на уровень разрежения	8
		1.10.2 I	Концепция вакуумной камеры пучка	G
	1.11	Магнит	ная система	2
		1.11.1	Дипольные магниты	3
		1.11.2 I	Квадрупольные линзы	4
		1.11.3	Секступольные линзы	6
	1.12	Система	а питания	8
		1.12.1 I	Асточники питания дипольных магнитов	8
		1.12.2 I	Асточники питания квадрупольных линз	S
		1.12.3 I	Асточники питания секступольных линз	C
		1.12.4 I	Асточники питания корректоров	(
	1.13	Сверхп	ооводящие магниты	1
			Ринальный фокус	1
			Вигглер-затухатель	150
			Соленоид Сибирской змейки	4
	1.14		стика пучков	6
				6
		1.14.2	Система положения пучка	8
		1.14.3	Оптическая диагностика	C
2	Инх	кектор	13	۶
_	2.1	_	ощий модуль	
	$\frac{2.1}{2.2}$		ик рабочих электронов	
	2.2		Пазерная система	
			Ротокатод	
	2.3		ние позитронов	
	2.0		Асточник электронов	
	2.4		ик поляризованых электронов	
	2.1		Ротокатод	
			Зысоковольтный узел	
			Активация фотокатодов	
			Активация фотокатодов	
			матнито-оптическая система. Спиновый ротатор	
			мотт-поляриметр	
			. руппировка, доускорение и инжекция пучка в линак	
		∠.4.1	ралдочение	4

Введение

В девяностые годы прошлого столетия в нескольких лабораториях мира, занимающихся исследованиями по физике высоких энергий, обсуждались проекты $c\tau$ -фабрик. Все эти установки планировались на энергию пучка $1\div 3$ ГэВ и пиковую светимость около 10^{33} см $^{-2}$ с $^{-1}$ [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. 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» $c\tau$ -фабрик 90-х годов, в настоящее время является коллайдер ВЕРС-II, запущенный в 2009 г. в Пекине в лаборатории IHEP [8]. В 2016 г. ВЕРС-II достиг проектной пиковой светимости $1\cdot 10^{33}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ на энергии пучка 1.89 ГэВ.

Возрождение интереса к рассматриваемой тематике и начало работ по проекту $c\tau$ -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 $c\tau$ -фабрики следующего поколения был вызван открытием принципиально новой схемы столкновения пучков в электрон-позитронных коллайдерах. Эта схема ($Crab\ Waist$, или сокращенно CW) позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость на один-два порядка. Идея была высказана итальянским физиком Панталео Раймонди в 2006 году в связи с изучением возможности создания В-фабрики с высокой светимостью [9]. Позже метод был строго обоснован в совместных работах П. Раймонди, М. Зобова (INFN LNF, Фраскати) и Д. Шатилова (ИЯФ, Новосибирск) [10, 11]. Начиная с 2008 года CW успешно работает на Φ -фабрике DAФNE (INFN LNF, Фраскати); результаты экспериментов подтверждают перспективность метода и находятся в хорошем согласии с теорией [12, 13]. Кроме $c\tau$ -фабрики в Новосибирске, на новом подходе основаны проекты e^+e^- коллайдеров на сверхвысокую энергию FCC-ее (CERN) и CEPC (IHEP, Китай).

Исходя из задач, подробно обсуждаемых в разделе физической программы *ст*-фабрики, были сформулированы следующие основные требования к ускорительному комплексу.

- Энергия пучка должна варьироваться от 1 ГэВ до 2.5 ГэВ, что позволит вести эксперименты от порога рождения нуклонов и антинуклонов до области семейства ψ -мезонов и очарованных барионов. Кроме того, столь широкий диапазон энергий позволит использовать результаты, полученные в ИЯФ на коллайдерах ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М.
- ullet Светимость фабрики должна быть не ниже $10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{c}^{-1}$ в области высоких энергий и

не ниже $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{c}^{-1}$ в области низких энергий.

- Электронный пучок должен быть продольно поляризован в месте встречи [14, 15].
- Асимметрия энергий встречных пучков не требуется.
- Известные способы монохроматизации энергии столкновения пучков уменьшают светимость, поэтому от монохроматизации было решено отказаться. Высокая светимость в схеме CW позволяет эффективно исследовать узкие резонансные состояния без монохроматизационных решений.
- Для калибровки энергии будет использоваться обратное комптоновское рассеяние лазерного излучения на частицах циркулирующего пучка. Такая методика была реализована в последние годы на ВЭПП-4М [16] и показала относительную точность измерения лучше 10⁻⁴, что представляется достаточным для задач новой *ст*-фабрики. Поперечно поляризованные пучки не требуются.

Таким образом, основными чертами нового электрон-позитронного коллайдера в Новосибирске, которые делают его уникальной установкой мирового класса, являются широкий диапазон энергий, высокая светимость и возможность проведения экспериментов с продольно поляризованным электронным пучком.

Кроме экспериментов по физике частиц и фундаментальных взаимодействий, создание такой передовой установки позволит существенно развить технологии применения пучков заряженных частиц (включая сильнополевые сверхпроводящие магнитные системы, мощные и эффективные высокочастотные генераторы, устройства прецизионной диагностики пучков, системы управления, сбора и обработки данных и т. п.). Эти технологии могут быть успешно использованы для разработки и создания ускорителей частиц для прикладных целей, включая источники синхротронного излучения, установки для терапии онкологических заболеваний с помощью протонных и ионнных пучков, другие виды ускорителей для промышленных и медицинских применений.

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.
- [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] 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.
- [9] P. Raimondi, "Status of the SuperB Effort", presentation at the 2nd Workshop on SuperB Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006.
- [10] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, "Beam-Beam Issues for Colliding Schemes with Large Piwinski Angle and Crabbed Waist", LNF-07-003-IR, 2007, e-Print: physics/0702033.
- [11] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, "Suppression of beam-beam resonances in Crab Waist collisions", EPAC08-WEPP045, Proc. of EPAC-2008, Genoa, Italy, 23–27 June 2008.
- [12] M. Zobov for DAFNE Collaboration Team, "DAFNE Operation Experience with Crab Waist Collision", arXiv:0810.2211v1.
- [13] M. Zobov et al., "Test of crab-waist collisions at DAFNE Phi factory", Phys.Rev.Lett.104:174801, 2010.
- [14] Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, A. N. Skrinsky, "On the spin motion of particles in storage rings with arbitrary field", BINP preprint 2-70, 1970.
- [15] Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, A. N. Skrinsky, Soviet Doklady (Physics) vol. 192, 6, pp. 1255-1258, 1970 (in Russian). Soviet Physics "Doklady", 15, pp 583-586, 1970 (translation).
- [16] V. E. Blinov et al., "Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider", ICFA Beam Dyn. Newslett., vol. 48, pp. 195–207, 2009.

Глава 1

Коллайдер

1.1 Схема столкновения Crab Waist

Для плоских пучков зависимость светимости от основных параметров можно записать следующим образом:

$$L = \frac{\gamma f_0}{2r_e} \cdot \frac{N_b \xi_y}{\beta_y^*},\tag{1.1}$$

где γ — релятивистский фактор, r_e — классический радиус электрона, f_0 — частота столкновений, N_b — число частиц в сгустке, ξ_y — вертикальный параметр пространственного заряда, β_y^* — вертикальная бета-функция в месте встречи. В традиционных схемах столкновений с малым или нулевым углом, из-за расходимости пучка (т. н. hour-glass эффект), β_y^* ограничена продольным размером сгустка σ_z , который не может быть сделан очень малым для интенсивных пучков из-за коллективных эффектов. Уменьшение β_y^* (а следовательно и σ_z) потребует, в первом приближении, пропорционального уменьшения N_b , т. е. существует некий предел для отношения N_b/β_y^* . Кроме того, есть ограничение $\xi_y \leqslant (0.07 \div 0.1)$ из-за эффектов встречи. Эти два условия и определяют максимальную светимость традиционных электронпозитронных коллайдеров.

Схема Crab Waist [1] позволяет при «стандартных» (т.е., достигнутых ранее) токах и длине сгустка увеличить N_b/β_y^* более чем на порядок, и ξ_y в два-три раза. Первое достигается организацией встречи двух пучков под углом 2θ в горизонтальной плоскости так, чтобы величина т. н. параметра Пивинского

$$\phi = \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \tan \theta \approx \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \theta \tag{1.2}$$

была достаточно большой, см. рис. 1.1. При этом длина области взаимодействия (перекрытия пучков)

$$L_i = \frac{\sigma_z}{\sqrt{1 + \phi^2}} \approx \frac{\sigma_x}{\theta} \tag{1.3}$$

становится примерно в ϕ раз (для $\phi \gg 1$) меньше σ_z , и во столько же раз можно уменьшить β_y^* без усиления hour-glass эффекта. Кроме того, в такой схеме полностью исчезает проблема с паразитными местами встречи, т. к. уже на расстоянии длины сгустка пучки разведены на несколько поперечных размеров.

Необходимость во встрече под углом возникла давно, с появлением нового поколения коллайдеров — т. н. фабрик. Их главное отличие состоит в том, что электронные и позитронные пучки циркулируют в отдельных кольцах, которые пересекаются только в месте встречи

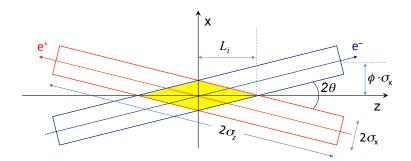


Рис. 1.1: Схема встречи с большим параметром Пивинского

(Interaction Point, или IP). Это позволяет работать в многосгустковом режиме [почти] без паразитных мест встречи, но для быстрого разведения траекторий требуется, чтобы они пересекались в IP под некоторым углом. При этом усиливаются синхро-бетатронные резонансы связи (см. например [2, 3]), а главным критерием здесь является не собственно угол, а параметр Пивинского. Поэтому в первом поколении фабрик (DAФNE, PEP-II, KEKB, BEPC-II) выполнялось условие $\phi < 1$, которое долгое время считалось необходимым. Однако, в схемах столкновения с $\phi \gg 1$ и $\beta_y^* \sim \sigma_z/\phi$ механизм возбуждения резонансов связи становится другим, и главную роль здесь начинает играть модуляция вертикальной бетатронной фазы [в момент толчка от встречного сгустка] горизонтальными бетатронными колебаниями. Как оказалось, эту проблему можно элегантно решить [1, 4, 5] с помощью двух секступольных магнитов, симметрично расположенных по обе стороны от места встречи на азимутах с определенным набегом бетатронной фазы до IP (см. рис. 1.2) и интегральной силой

$$K_2 L = \frac{1}{2\theta \beta_y^* \beta_y} \cdot \sqrt{\frac{\beta_x^*}{\beta_x}},\tag{1.4}$$

где β^* и β обозначают бета-функции в IP и на азимуте секступолей.

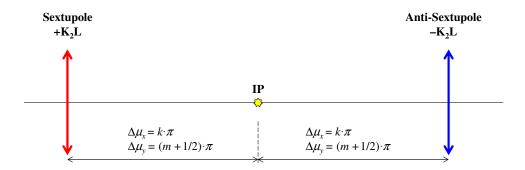


Рис. 1.2: Схема размещения СW секступолей (k и m — целые числа)

Смысл этого преобразования состоит в том, чтобы набег вертикальной бетатронной фазы частицы до точки, где она пересекает ось встречного пучка, перестал зависеть от ее горизонтальной координаты. При этом подавляются бетатронные и синхро-бетатронные резонансы связи [5,6], что позволяет получить рекордные ξ_y — в несколько раз больше, чем при лобовой встрече. Можно показать, что такое преобразование приводит к развороту линии минимума вертикальной бета-функции — делает ее параллельной оси встречного пучка, как показано

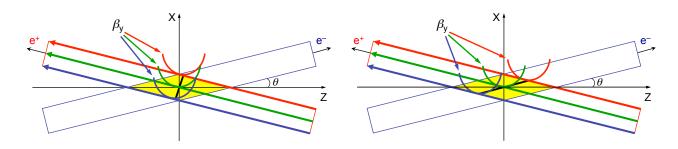
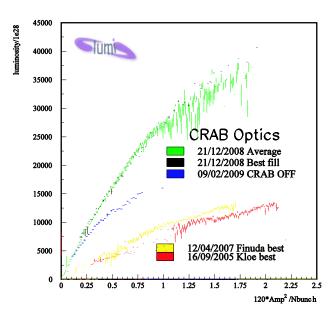


Рис. 1.3: Положение минимума вертикальной бета-функции в обычной схеме (слева) и Crab Waist (справа)

на рис. 1.3. Этот разворот перетяжки (waist) и дал название всей схеме, а задействованные в ней секступоли получили название «крабовых».

Схема Стаb Waist была экспериментально проверена на Φ -фабрике DAФNE (Фраскати, Италия) [7, 8]. Путем относительно небольших переделок там был увеличен угол θ и уменьшены эмиттансы, что привело к увеличению ϕ и позволило уменьшить β_y^* примерно в 2.5 раза. На рис. 1.4 [9] показана пиковая светимость DAФNE в различных условиях, и хорошо видны преимущества нового подхода. Синие точки соответствуют новой схеме, но с выключенными CW секступолями. Светимость при тех же токах здесь существенно выше, чем в старой конфигурации (красные и желтые точки), и связано это с уменьшением β_y^* . С другой стороны, усилившиеся эффекты встречи (резонансы связи) не позволяют достичь больших токов, поэтому синие точки рано обрываются. При включении CW секступолей (зеленые и черные точки) резонансы связи подавляются и светимость становится выше. Зазор между зелеными и синими точками растет по мере увеличения тока, что вполне естественно: при малых ξ_y резонансов меньше и они слабее, поэтому их подавление не так заметно. Но главный эффект от CW состоит в том, что в разы увеличивается предельный ток по эффектам встречи и, соответственно, светимость.



Красные и желтые точки показывают результаты в предыдущей конфигурации (без СW)

Рис. 1.4: Измеренная пиковая светимость DAФNE в зависимости от интенсивности сталкивающихся пучков

Следует отметить, что DAФNE изначально проектировалась под старую схему столкновений, поэтому нельзя было ожидать, что незначительные переделки позволят раскрыть весь потенциал новой схемы в полном объеме (да и светимость там сейчас ограничивается не эффектами встречи). Но работоспособность CW была убедительно продемонстрирована, а все экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теорией и моделированием.

1.2 Выбор параметров коллайдера

Физическая программа Супер Чарм – Тау фабрики предполагает работу коллайдера в двух режимах. Первый режим — это сканирование во всем диапазоне энергий пучка (1 ÷ 2.5 ГэВ) с шагом в несколько МэВ. Продольная поляризация пучков для этого эксперимента не требуется. Второй режим — набор статистики в определенных точках по энергии пучка:

- 1.00 ГэВ Порог рождения нуклонов. Требуется продольная поляризация.
- 1.12 ГэВ Порог рождения Л-гиперонов. Требуется поляризация.
- **1.55 ГэВ** Пик J/ψ . Поляризация желательна для изучения распада $J/\psi \to \Lambda \bar{\Lambda}$.
- **1.78** ГэВ Порог рождения τ -лептонов. Требуется поляризация.
- **1.84 ГэВ** Пик $\psi(2S)$. Поляризация желательна для изучения τ -лептона.
- **1.89 ГэВ** Пик $\psi(3770)$. Поляризация желательна для изучения τ -лептона.
- **2.10 ГэВ** Порог рождения D_s -мезонов. Поляризация желательна для изучения τ -лептона.
- **2.29 ГэВ** Порог рождения Λ_c -барионов. Требуется поляризация.

Основной интеграл (основное время работы Супер Чарм – Тау фабрики) будет набран в пиках J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, на пороге рождения D_s -мезонов и Λ_c -барионов. Поэтому оптимизация работы установки, в том числе и светимости, проводится в диапазоне энергий от $1.5\,\Gamma$ эВ до $2.5\,\Gamma$ эВ. В пиках $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ и на пороге рождения D_s -мезонов и Λ_c -барионов сечение рождения τ -лептона большое, и поэтому для изучения физики τ крайне желательно иметь продольную поляризацию в этих точках. Таким образом, поляризация нужна на низкой энергии ($\sim 1\,\Gamma$ эВ), в пике J/ψ и во всем диапазоне по энергии выше порога рождения τ -лептона, если она не приводит к падению светимости.

Особенностями коллайдера являются:

- высокая односгустковая светимость из-за *Crab Waist* встречи с большим параметром Пивинского и субмиллиметровой вертикальной бета-функцией в месте встречи;
- многосгустковый режим, что предполагает использование двухкольцевой схемы установки;
- финальный фокус на основе сверхпроводящих квадрупольных линз, обеспечивающих малую бета-функцию;
- малый горизонтальный и вертикальный эмиттансы пучка;
- большая интенсивность сгустка при малой его длине ($\sim 10 \, \text{мм}$);

- эффективное управление параметрами затухания (эмиттанс, время затухания и т.д.) для обеспечения максимальной светимости во всем диапазоне энергий;
- высокая степень продольной поляризации электронного пучка во всем диапазоне энергий;
- непрерывная инжекция на энергии эксперимента, обеспечивающая поддержание большого тока и получение высокой интегральной светимости;
- одновременная работа двух высокопроизводительных инжекторов источника позитронов и источника поляризованных электронов.

Следующие соображения учитывались при выборе параметров коллайдера:

Светимость. Большая светимость Супер Чарм – Тау фабрики достигается благодаря многосгустковому режиму и схеме Crab Waist (см. п. 1.1). Как видно из (1.1), в схеме Crab Waist светимость растет из-за двух факторов: (а) уменьшения вертикальной бета-функции в месте встречи (что становится возможным из-за укорочения области взаимодействия пучков) и (б) увеличения ξ_y , зависимость которого от основных параметров можно записать следующим образом [10, 11]:

$$\xi_y \propto \frac{N_b}{\sigma_x} \cdot \sqrt{\frac{\beta_y^*}{\varepsilon_y (1 + \phi^2)}}.$$
 (1.5)

Нам требуется при «стандартной» популяции сгустка N_b сделать $\phi \gg 1$, уменьшить β_y^* (примерно в ϕ раз) и увеличить ξ_y в несколько раз. Очевидно, это возможно только при существенном уменьшении поперечных размеров пучка. Отсюда следует требование на малый эмиттанс коллайдера с CW-схемой встречи. Кроме того, уменьшение σ_x позволяет выполнить условие $\phi \gg 1$ при относительно небольшом угле $\theta \sim 30$ мрад.

Для поддержания высокой светимости во всем диапазоне энергий выбрана следующая стратегия. Конструкция финального фокуса зависит от угла θ и бета-функций в месте встречи, которые остаются неизменными на всех энергиях. Число сгустков, число частиц в сгустке, эмиттансы и декременты затухания также сохраняются постоянными во всем диапазоне энергии. Параметры коллайдера выбраны так, чтобы получить светимость $10^{35}\,\mathrm{cm^{-2}c^{-1}}$ при энергии пучка $1.9\,\Gamma$ эВ. С ростом энергии светимость будет оставаться постоянной, а параметры $\xi_{x,y}$ уменьшаться — эффекты встречи будут ослабевать. На энергиях ниже $1.9\,\Gamma$ эВ ξ_y будет оставаться постоянным благодаря увеличению длины сгустка, а светимость будет уменьшаться линейно с энергией. Отметим, что увеличение длины сгустка является положительным фактором с точки зрения коллективных эффектов и внутрисгусткового рассеяния, усиливающегося с уменьшением энергии. Подробнее светимость и эффекты встречи обсуждаются в п. 1.5.

Конструкция финального фокуса ($\Phi\Phi$). Финальный фокус является в коллайдерах со схемой встречи СW одним из наиболее сложных и критических участков. Субмиллиметровая β_y^* приводит к большой величине вертикальной бета-функции в первой квадрупольной (дефокусирующей) линзе $\Phi\Phi$, что вызывает ряд негативных для динамики пучка эффектов: увеличение хроматизма места встречи, который необходимо компенсировать локально сильными секступольными линзами, рост влияния краевых нелинейных полей линз $\Phi\Phi$, непараксиальность движения и т. п. Поэтому дублет квадрупольных линз $\Phi\Phi$ приходится размещать как можно ближе к точке встрече (в нашем случае выбрано расстояние 60 см) и делать линзы сильными (в нашем случае максимальный градиент равен $10.7\,\mathrm{kTc/cm}$). Размещение внутри

детектора линз $\Phi\Phi$, соленоидов, компенсирующих влияние на пучок продольного поля детектора, вакуумной камеры двух пересекающихся колец, элементов криогенной системы и т.п. делает проектирование участка финального фокуса непростой технической задачей. В ИЯФ была предложена компактная сверхпроводящая двухапертурная линза с железным магнитопроводом, удовлетворяющая сложным требованиям $\Phi\Phi$. Прототип линзы был изготовлен и испытан на номинальном токе. Малая апертура линзы и большая бета-функция определяет механический акцептанс ускорителя.

Время затухания и фазовый объем пучка. Во всем диапазоне энергий фазовый объем и время затухания предполагаются постоянными. Декремент затухания горизонтальных бетатронных колебаний из-за синхротронного излучения имеет вид

$$\alpha_x = \tau_x^{-1} = C_a E^3 \frac{I_2}{\Pi},\tag{1.6}$$

где $C_a=2113.1\,{\rm m}^2/\Gamma$ э ${\rm B}^3/{\rm c},\,\Pi$ — периметр накопителя, I_2 — второй радиационный интеграл (безразмерный декремент затухания принят $J_x=1$), который включает в себя вклад от магнитной структуры кольца $I_{2,{\rm R}}$ и вигглеров-затухателей $I_{2,{\rm W}}$:

$$I_2 = I_{2,R} + I_{2,W}, \quad I_{2,W} = \frac{1}{2}h_W^2 L_W,$$
 (1.7)

где $h_{\rm W}=B_{\rm W}/BR,~B_{\rm W}$ — пиковое значение поля в змейке, BR — магнитная жесткость, $L_{\rm W}=\lambda_{\rm W}N_{\rm W}$ — полная длина змеек, $\lambda_{\rm W}$ — период поля, $N_{\rm W}$ — число периодов. Для поддержания постоянного времени затухания во всем диапазоне энергий в магнитную структуру накопителя устанавливаются сверхпроводящие змейки (вигглеры-затухатели), которые позволяют эффективно перестраивать интеграл I_2 . Заметим, что потери энергии на синхротронное излучение за оборот однозначно связанны со временем затухания

$$U_0 = C_a \gamma^2 \frac{\Pi}{\tau_x}. (1.8)$$

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

$$P = U_0 I, (1.9)$$

где I — ток пучка.

Кроме того, сверхпроводящие змейки позволяют контролировать горизонтальный фазовый объем ($I_{5,\mathrm{R}}$ и $I_{5,\mathrm{W}}$ обозначают вклад кольца и вигглеров-затухателей соответственно) согласно

$$\varepsilon_x = C_q \gamma^2 \frac{I_5}{I_2}, \quad I_5 = I_{5,R} + I_{5,W}, \quad I_{5,W} = \frac{1}{15\pi^3} h_W^3 \lambda_W^2 \left(\bar{\beta}_x + \frac{20\pi^2 \eta_0^2}{\bar{\beta}_x h_W^2 \lambda_W^2} \right),$$
 (1.10)

где $C_q=3.83\cdot 10^{-13}\,\mathrm{M},\ \bar{\beta_x}$ — среднее значение горизонтальной бета-функции на длине вигглера, η_0 — дисперсионная функция в центре вигглера. Выражение для $I_{5,\mathrm{W}}$ получено в приближении модели змейки с синусоидальным распределением поля. Сверхпроводящие змейки желательно устанавливать в места с малой бета-функцией, чтобы минимизировать их влияние на пучок. Варьируя η_0 , или при необходимости $\bar{\beta_x}$, можно изменять эмиттанс пучка.

Для Супер Чарм – Тау фабрики выбрано значение эмиттанса пучка, равное 8 нм рад, что является компромиссом между малым размером пучка в месте встречи, требуемым для светимости, и интенсивностью внутрисгусткового рассеяния, которое может определять потери

частиц и требования к инжектору, особенно на низкой энергии. Технологии получения такого эмиттанса хорошо известны и проверены в источниках СИ. Вертикальный эмиттанс пучка определяется коэффициентом связи бетатронных колебаний. Для оценки светимости в Супер Чарм—Тау фабрке мы выбрали коэффициент связи бетатронных колебаний на уровне $\varepsilon_y/\varepsilon_x \sim 0.005$. В современных источниках СИ значение этого параметра достигает $\varepsilon_y/\varepsilon_x \sim 1 \div 2 \cdot 10^{-3}$, однако мы, учитывая сложное устройство финального фокуса, наличие Сибирских змеек и т. д., применяем более консервативное значение.

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 (microwave instability) может приводить к увеличению энергетического разброса пучка при превышении порогового тока, а также увеличивать длину сгустка. Этот эффект имеет пороговый характер, и выгодно работать на значениях тока пучка ниже порога. На данном этапе значения тока и длины сгустка для Супер Чарм – Тау фабрики выбираются из опыта уже достигнутых значений в В-фабриках. Число частиц $7 \cdot 10^{10}$ при длине сгустка $1\,$ см представляется разумной величиной.

Число сгустков. Число сгустков (полный ток) определяется мощностью ускоряющей ВЧ системы. Число сгустков определяет параметры системы подавления многосгустковых неустойчивостей. Для подавления многооборотной ионной неустойчивости в электронном кольце необходим $5 \div 10\%$ зазор в следовании сгустков. Быстрая ионная неустойчивость (fast ion instability) в электронном кольце может приводить к увеличению вертикального размера сгустков вдоль цуга, что накладывает ограничения на давление остаточного газа. В позитронном кольце рост вертикального размера может наблюдаться вследствие взаимодействия с электронными облаками (e-cloud instability), которые формируются из вторичных частиц вблизи оси пучка. Порог возникновения неустойчивости пропорционален току пучка и обратно пропорционален расстоянию между сгустками. Для подавления неустойчивости из-за электронных облаков рекомммендуется использование анти-камеры, применение канавок, насечек и специального покрытия поверхности вакуумной камеры, для уменьшения выхода вторичных электронов, использование электродов и соленоидов для подавления облаков и т. д.

В нашем проекте используется следующая структура следования сгустков: 406 сгустков в каждой 3-й сепаратрисе (цуг) и 138 пустых сепаратрис (разрыв цуга). Всего 1356 сепаратрисы (кратность ВЧ).

Потери частиц. В Супер Чарм – Тау фабрике доминируют два эффекта, приводящие к потерям частиц: внутрисгустковое рассеяние (эффект Тушека) и однократное тормозное излучение. Второй эффект практически не зависит от энергии частиц и определяется светимостью, которая с уменьшением энергии будет падать. Соответственно, потери из-за однократного тормозного излучения также будут падать. «Тушековские» потери с уменьшением энергии пучков растут, однако увеличение длины сгустка отчасти купирует этот эффект.

Инжекция. Для обеспечения высокой интегральной светимости требуется поддержание соответствующего среднего тока. Поэтому предполагается обеспечение «непрерывной» инжекции частиц (top-up). Выбор частоты инжекции определяется эффективностью записи данных (соотношением между мертвым временем детектора и фоновой загрузкой). Максимальная частота инжекции составляет 50 Гц.

Поляризация. Одним из ключевых аспектов Супер Чарм – Тау фабрики является наличие продольной поляризации электронного пучка в месте встречи. Для реализации преду-

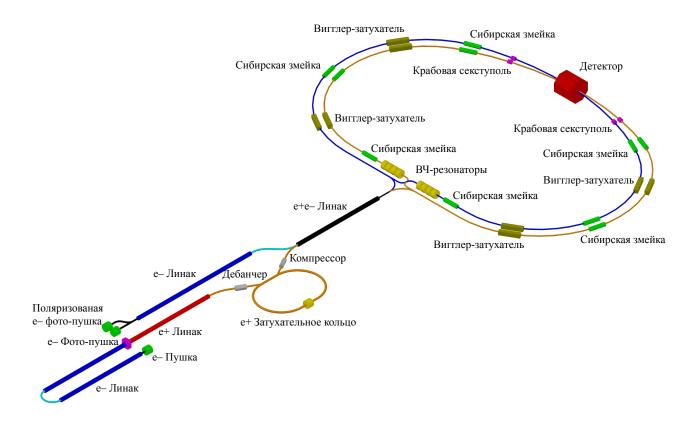


Рис. 1.5: Схема комплекса Супер Чарм – Тау фабрика

сматривается использование источника поляризованных электронов, на выходе из которого можно получить любое направление спина, так что с учетом всех дальнейших поворотов в точке инжекции впускаемый пучок будет иметь правильное направление спина.

Для получения продольной поляризации в точке встречи рассматривались два варианта: схема с восстановлением поляризации и схема с использованием «Сибирских змеек». В первом варианте вблизи места встречи размещаются два спиновых ротатора, осуществляющих поворот спина на небольшом участке по длине так, что в остальном кольце движение спина не возмущается. Спиновые ротаторы компактны, а интеграл продольного поля мал, однако недостатком этой схемы является наличие в рабочей области энергий (трех) спиновых резонансов, один их которых приходится на порог рождения τ -лептона, а другой — на область Λ -бариона. Поэтому мы выбрали схему с использованием пяти Сибирских змеек, которая свободна от этого недостатка. Для уменьшения спин-орбитальной связи сверхпроводящие змейки-затухатели размещаются между Сибирскими змейками.

Измерение энергии пучка и степени поляризации. Физическая программа Супер Чарм – Тау фабрики не требует очень точного измерения энергии пучка, достаточно обеспечить относительную точность $\sim 10^{-4}$, что можно сделать с помощью обратного комптоновского рассеяния [84]. Этот метод позволяет также измерять энергетический разброс в пучке с точностью 10% и степень поляризации пучка.

Общая схема установки. Супер Чарм – Тау фабрика состоит из следующих установок (см. рис. 1.5):

- инжектора позитронов с накопителем-охладителем;
- инжектора поляризованных электронов;

- линейного ускорителя ускоряющего/замедляющего пучки до энергии эксперимента;
- двухкольцового коллайдера.

Два независимых инжектора (электронов и позитронов) позволяют эффективно производить частицы без потери времени на смену полярности магнитов и реализовать схему одновременного двухсгусткового 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.

Основные параметры коллайдера приведены в таб. 1.1.

1.3 Оптика коллайдера

Коллайдер Супер Чарм – Тау фабрики состоит из двух накопителей электронов и позитронов (см. рис. 1.6), лежащих в горизонтальной плоскости и пересекающихся в двух местах: в основном, где расположен детектор, и через половину оборота. Коллайдер зеркально симметричен относительно прямой, проходящей через места встречи. Накопители идентичны за исключением того, что в электронном кольце размещаются 5 Сибирских змеек для управления направлением спина частицы (см. п. 1.6). Сибирская змейка состоит из двух сверхпроводящих соленоидов, между которыми размещается группа квадрупольных линз. Аналогичные участки позитронного кольца имеют такую же структуру, но без соленоидов, которые, тем не менее, при необходимости, могут быть установлены. В полукольцах между Сибирскими змейками размещены 4 сверхпроводящих вигглера-затухателя, которые управляют фазовым объемом пучка и временем затухания колебаний (см. п. 1.4). Сибирские змейки и вигглерызатухатели размещаются в промежутках с нулевой дисперсионной функцией.

Каждое кольцо состоит из двух поворотных арок, экспериментального промежутка и технического промежутка. Расстояние между кольцами, за исключением участка вблизи основного места встречи и секции разведения колец в техническом промежутке, составляет $1\,\mathrm{m}$. Внешняя половина кольца имеет длину $408.26\,\mathrm{m}$, внутренняя — $404.85\,\mathrm{m}$. Размеры всего кольца: малая ось (от места встречи до пересечения колец в техническом промежутке) — $197.9\,\mathrm{m}$, большая ось (от внешней арки до внутренней арки) — $302.6\,\mathrm{m}$.

На рис. 1.7 показаны оптические функции половины кольца Супер Чарм—Тау-фабрики. Здесь и далее, под рисунком с оптическими функциями, показана последовательность магнитов: (черный) — поворотные магниты, (синий) — квадрупольные линзы, (зеленый) — секступольные линзы, (пурпурный) — соленоиды.

1.3.1 Экспериментальный промежуток

Экспериментальный промежуток предназначен для обеспечения пересечения пучков под углом 60 мрад в центре детектора с параметрами, соответствующими максимальной светимости. В задачи экспереминтального промежутка входят фокусировка пучков в точке пересечения до требуемых размеров, коррекция хроматических и геометрических аберраций, стаb-преобразование, согласование оптических функций финального фокуса с арками и т.д. На участках с большими бетатронными и дисперсионной функциями могут размещаться коллиматоры для подавления фона детектора.

Экспериментальный промежуток состоит из (1) финального телескопа, включающего в себя систему финального фокуса, (2) вертикальной и горизонтальной секций коррекции хроматизма, (3) участка крабовой секступоли, (4) согласующей секции. Участок от места встре-

Таб. 1.1: Основные параметры Супер Чарм-Тау фабрики

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5	ГэВ
Периметр, П		81	.3.1		M
Время обращения, $ au_0$	2.712				MKC
Частота обращения, f_0			кГц		
Частота ВЧ, $f_{ m RF}$		49	9.95		МΓц
Кратность ВЧ, h		1:	356		
Бетатронные частоты, ν_x/ν_y		43.545	/ 40.58		
Синхротронная частота, ν_z	$4.62 \cdot 10^{-3}$	$1.17 \cdot 10^{-2}$	$9.98 \cdot 10^{-3}$	$8.19 \cdot 10^{-3}$	
Коэфф. уплотнения орбит, α	$8.73 \cdot 10^{-4}$	$8.81 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.83 \cdot 10^{-4}$	
Поле вигглера, $B_{ m W}$	50.0	50.0	34.8	10.2	кГс
Поле магнита, B_0	3.85	5.78	7.71	9.63	кГс
Потери энергии на оборот, U_0	107	271	361	452	кэВ
Ускоряющее напряжение, U_{RF}	0.156	1.106	1.108	0.988	MB
ВЧ сепаратриса, $\Delta E/E_{ m max}$					
Гор. время затухания, $ au_x$	50.5		30		MC
Вер. время затухания, $ au_y$	50.5		30		MC
Прод. время затухания, $ au_z$	25.4		15		MC
Коэффициент связи, k		0.	5%		
Гор. эмиттанс, ε_x			нм рад		
Вер. эмиттанс, ε_y		нм рад			
Энергетический разброс, $\sigma_{\Delta E/E}$	$8.7 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$9.3 \cdot 10^{-4}$	$7.2 \cdot 10^{-4}$	
Θ нергетический разброс, σ_E	0.87	1.65	1.86	1.79	МэВ
Длина сгустка, σ_z	2.13	1.2	1.0	1.0	СМ
Адмиттанс, A_x		см рад			
A дмиттанс, A_y		см·рад			
Число частиц в сгустке, N_b	$4.6 \cdot 10^{-6}$ $7.1 \cdot 10^{10}$				
Ток сгустка, I_b	4.19				мА
Число сгустков, n_b	406				
Разрыв цуга	138 (10%)				
Время между сгустками, $ au_b$	6				нс
Полное число частиц, N	$2.88 \cdot 10^{13}$				
Π олный ток, I	1.7				A
Гор. бета-функции в IP, β_x	4				СМ
Вер. бета-функции в IP, β_y	0.08				СМ
Гор. размер пучка в IP, σ_x		MKM			
Вер. размер пучка в IP, σ_y		MKM			
Угол встречи, 2θ	0.178 60				мрад
Параметр Пивинского, ϕ	35.9	20.2	16.8	16.8	<u> </u>
Hour-glass фактор	0. 9066	0.9067	0.9068	0.9068	
Гор. параметр прост. зар., ξ_x	0.0016	0.0033	0.0036	0.0029	
Вер. параметр прост. зар., ξ_y	0.114	0.135	0.121	0.097	
Одногуст. светимость, L_b	$1.17 \cdot 10^{32}$	$2.08 \cdot 10^{32}$	$2.50 \cdot 10^{32}$	$2.50 \cdot 10^{32}$	$c m^{-2} c^{-1}$
Светимость, L	$0.47\cdot10^{35}$	$0.86\cdot10^{35}$	$1.02\cdot10^{35}$	$1.02\cdot10^{35}$	$\mathbf{c}\mathbf{m}^{-2}\mathbf{c}^{-1}$

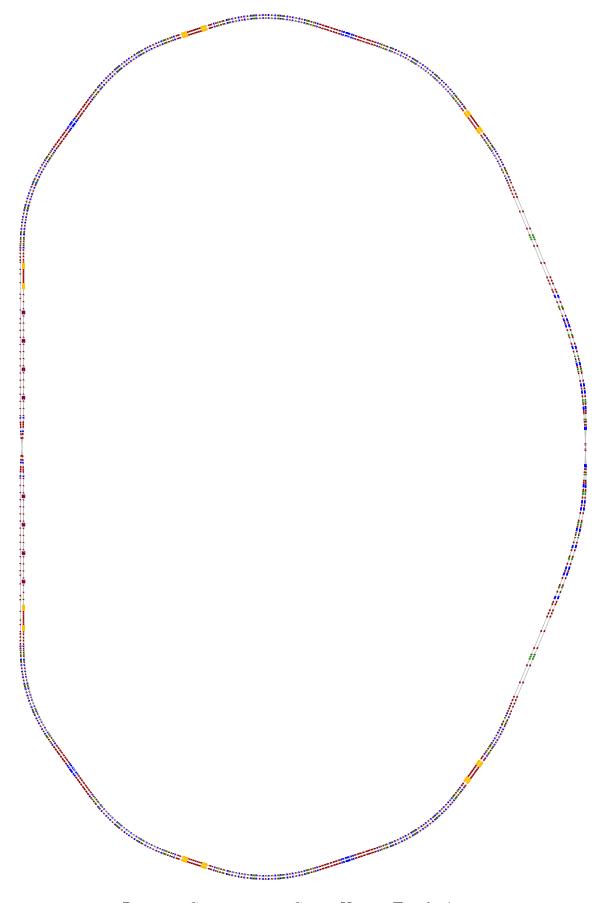


Рис. 1.6: Схема кольца Супер Чарм – Тау фабрики

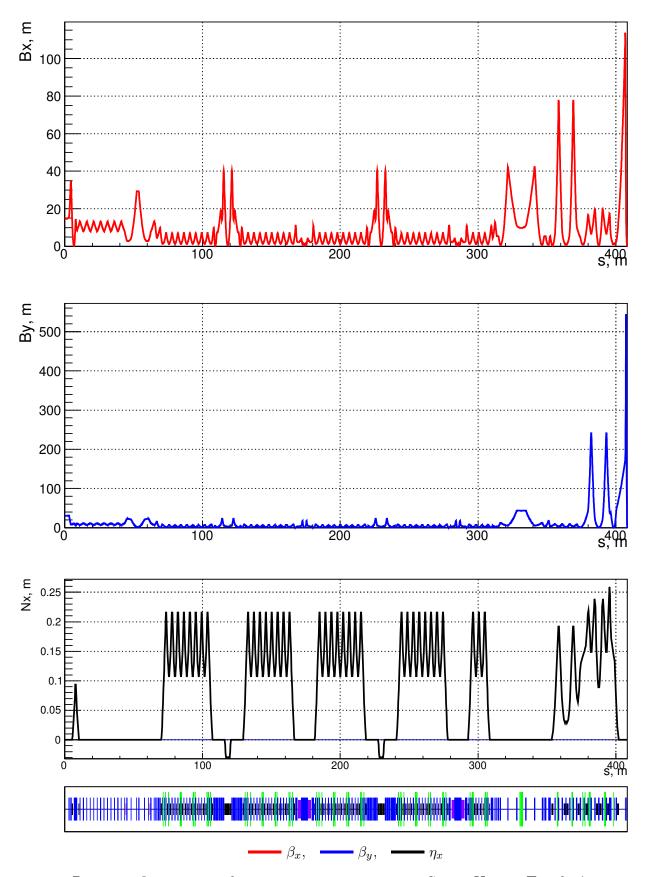


Рис. 1.7: Оптические функции половины кольца Супер Чарм – Тау фабрики

чи до согласующей ячейки также образует телескоп (см. ниже о понятии телескопа). Для разведения электронного и позитронного колец из места встречи, а также для контроля за дисперсионной функцией внутри секции коррекций хроматизма экспериментальный промежуток содержит дипольные магниты. Суммарный угол поворота и длина промежутка соответственно равны 45° и 197.87 м (внешняя арка — 24.2° и 99.61 м и внутренняя арка — 20.8° и 98.25 м). На рис. 1.8 схематически изображен экспериментальный промежуток, а на рис. 1.9 — оптические функции этого промежутка.

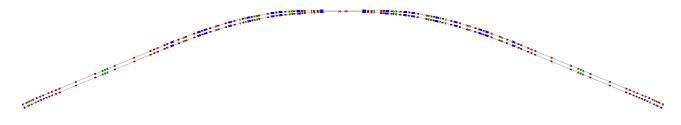


Рис. 1.8: Вид экспериментального промежутка

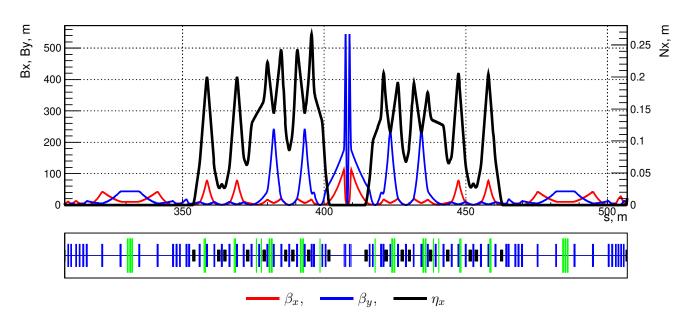


Рис. 1.9: Оптические функции экспериментального промежутка

Первый (финальный) телескоп состоит из двух дублетов квадрупольных линз, разделенных длинным промежутком, содержащим поворотный магнит. Первый дублет квадрупольных линз, которые также называются линзами финального фокуса, нужно расположить как можно ближе к точке столкновения пучков внутри детектора, т. к. бета-функции возрастают квадратично — от сверхмалых значений до максимальных значений по отношению ко всему кольцу. Для требуемой фокусировки пучков в месте встречи линзы финального фокуса обладают большим градиентом поля, реализовать который возможно только с помощью сверхпроводящей технологии. Линзы финального фокуса являются двухапертурными, 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 двухапертурную линзу и получить требуемые размеры пучка в месте встречи.

Перед линзами финального фокуса размещается сверхпроводящий анти-соленоид, компенсирующий интеграл продольного поля основного соленоида детектора от места встречи

до конца анти-соленоида. После анти-соленоида продольное поле зануляется при помощи компенсирующих соленоидальных обмоток, размещенных поверх ярма квадрупольных линз и промежутка между ними. Таким образом, движение частицы вне основного соленоида и анти-соленоида будет несвязанным. Вся система соленоидов имеет общую ось. Стоит отметить, что при изменении энергии пучка градиент квадрупольных линз будет меняться пропорционально, в то время как анти-соленоид и компенсирующие соленоиды будут оставаться постоянными и их поле определяться только полем основного соленоида.

Вся конструкция финального фокуса, включая компенсирующие соленоиды и анти-соленоид, помещается внутри одного криостата. Техническая реализация системы финального фокуса изложена в п. 1.13.1. Параметры магнитов секции финального фокуса и параметры пучка в них приведены в таб. 1.2.

Таб. 1.2: Параметры магнитов финального фокуса и размеры пучков в них

Азимут	Магнит	Апертура*	Длина	Поле	Δx	σ_x	σ_y
СМ		СМ	$_{ m CM}$		см	MKM	MKM
0	соленоид детектора	$\varnothing 5.3$	45	10 кГс**	0	17.8	0.178
40	40 Начало криостата						
45	анти-	Ø5.3	10	45 кГс**	2.7	201.6	100.4
55	55 соленоид	20.3			3.3	246.1	122.7
		Пустой пр	омежуток 🤄	5 см			
60	дефокусирующая				3.6	268.3	133.9
72	квадрупольная	Ø2.0	20	$-10.7\mathrm{k\Gamma c/cm}^{***}$	4.3	348.5	147.7
80	линза – EQ0				4.8	436.8	142
		Пустой пр	омежуток 2	0 см			
110	фокусирующая				6.6	830	98.4
129	квадрупольная	$\varnothing 4.2$	20	$6.6\mathrm{k\Gamma c/cm}^{***}$	7.7	952.5	83.7
130	линза – EQ1				7.8	951.6	83.6
135	135 Конец криостата						

^{* —} Внутренний размер вакуумной камеры.

Все последующие магниты одноапертурные и воздействуют только на один пучок. Второй дублет линз финального телескопа размещается через 4.8 м — расстояние, необходимое, чтобы обе бета-функции, которые достигают максимальных значений в квадрупольных линзах финального фокуса, уменьшились до «приемлемых» значений. Перед вторым дублетом линз расположен поворотный магнит, который имеет разный угол для входящего и исходящего пучков, т. е. для внутренней и наружной арки. Его назначение — развести пучки и возбудить дисперсию, которая требуется в следующих за финальным телескопом секциях коррекции хроматизма. Поле магнита выбрано малым, чтобы уменьшить синхротронное излучение, направленное в детектор.

После финального телескопа расположены секции коррекции хроматизма — вертикальная, а затем горизонтальная. Эти секции предназначены для локальной компенсации хроматизма линз финального фокуса. Так, например, оба финальных дублета производят хроматизм частот равный $\xi_x = -19.5$ и $\xi_y = -161.6$, что составляет $\sim 17\%$ и 60% от всего кольца. Для компенсации хроматизма бета-функций секступольные линзы секций коррекции хро-

^{** —} Не зависит от энергии пучка.

^{*** —} Соответствует энергии пучка $2.5\,\Gamma$ эВ.

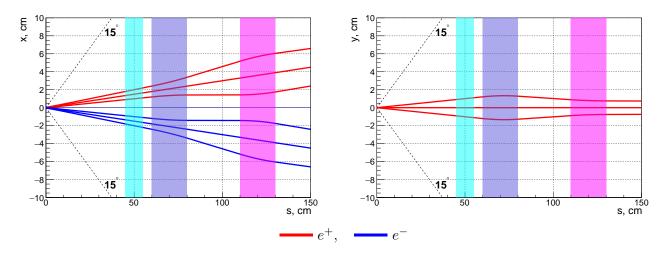


Рис. 1.10: Орбита и размеры пучков в системе финального фокуса

матизма отстоят от линз финального фокуса по бетатронной фазе на $n\pi$. Для увеличения эффективности секступольных линз бета-функции в них достигают больших значений (по отношению к кольцу) $\beta_x/\beta_y = 9/177\,\mathrm{m}$ в вертикальной секступоли и $\beta_x/\beta_y = 61/3\,\mathrm{m}$ в горизонтальной. В результате данные секступольные линзы производят большие геометрические аберрации. Для их компенсации используется схема с секступольными парами, отстоящими через -I, и секступольными компенсаторами, размещенными рядом с основными [12].

После секций коррекции хроматизма расположена секция крабовой секступоли. В начале этой секции дисперсионная функция зануляется. Квадрупольные линзы этой секции позволяют перестраивать бета-функции в крабовой секступоли, сохраняя условие на набег фазы до места встречи $\Delta \mu_x = 7/2\,\pi$, $\Delta \mu_y = 11/4\,\pi$. После крабового секступоля расположена группа квадрупольных линз, которые превращают весь промежуток до места встречи в телескоп. Завершает экспериментальный промежуток секция согласования, необходимая для получения требуемых значений оптических функций на входе супер-периода поворотной арки.

Телескопом называется оптический участок, матрица преобразования которого представляется в виде [13]

$$M_{x,y} = \left[\begin{array}{cc} K_{x,y} & 0\\ 0 & \frac{1}{K_{x,y}} \end{array} \right],$$

где $K_{x,y}$ — коэффициент преобразования телескопа. Набег фазы на таком участке будет равен $n\pi$. Бета-функции в начале s_0 и в конце s_1 телескопа будут

$$\beta_{x,y}(s_1) = K_{x,y}^2 \beta_{x,y}(s_0),$$

а размеры пучка

$$\sigma_{x,y}(s_1) = K_{x,y}\sigma_{x,y}(s_0).$$

Использование телескопа позволяет перестраивать бета-функции в месте встречи при помощи квадрупольных линз в согласующей ячейке экспериментального промежутка, при этом все остальные элементы (внутри телескопа) будут оставаться постоянными, а все фазовые соотношения, необходимые для хроматических и крабовых секступолей, будут выполняться автоматически. Это позволит существенно упростить перестройку оптики, коррекцию ошибок и т. д.

1.3.2 Поворотная арка

В полукольцах размещены четыре Сибирских змейки, между которыми расположены четыре сверхпроводящих вигглера-затухателя. Сибирские змейки и вигглеры-затухатели устанавливаются в бездисперсионные промежутки. Эти промежутки соединяются 4 супер-периодами поворотной арки с углом поворота 36°. Длина супер-периода внешней арки составляет 37.53 м, а внутренней — 36.89 м. Оптические функции супер-периода изображены на рис. 1.11. Каждый супер-период содержит две ячейки, расположенные по краям, предназначенные для зануления дисперсионной функции, и 7 FODO ячеек.

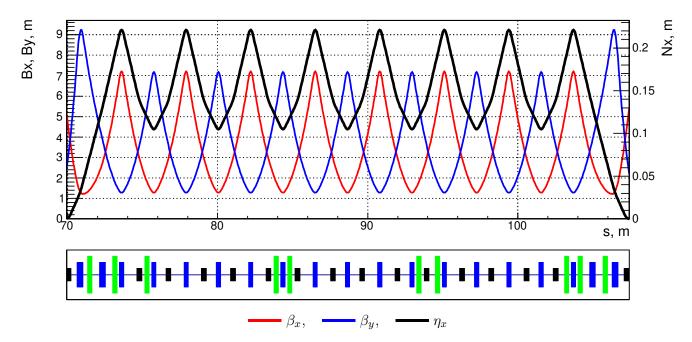


Рис. 1.11: Оптические функции супер-периода поворотной арки

Ячейка согласования дисперсии содержит 2 квадрупольных линзы и один поворотный магнит, на выходе из которого дисперсионная функция и ее производная равны нулю. Также в ячейках согласования дисперсии расположены две секступольных линзы, используемые для оптимизации динамической апертуры.

FODO ячейка содержит два поворотных магнита и две квадрупольные линзы. Длина FODO ячейки во внешней арке — $4.30\,\mathrm{m}$, во внутренней — $4.22\,\mathrm{m}$. Набег бетатронных фаз FODO ячеек в обеих арках составляет $\Delta\nu_{x,y}=0.25$. Таким образом, матрица преобразования через две FODO ячейки является -I, что позволяет организовать секступольные линзы, используемые для компенсации натурального хроматизма, в секступольные пары [13] и, тем самым, подавить второй порядок геометрических аберраций.

И в ячейках согласования, и в FODO ячейках используются одинаковые поворотные магниты длиной 34 см и углом поворота 2.25°. Поле поворотного магнита выбрано из условия времени затухания бетатронных колебаний $\tau_{x,y} \sim 30$ сек на энергии пучка 2.5 ГэВ (см. п. 1.4). Длина и количество FODO ячеек выбираются из соображения формирования эмиттанса пучка $\varepsilon_x \sim 8$ нм рад и создания трех секступольных пар на одном супер-периоде поворотной арки (одна горизонтальная и две вертикальных).

Так как экспериментальный промежуток обладает суммарным углом поворота 45°, то для согласования геометрии кольца между экспериментальным промежутком и Сибирской

змейкой используется короткий супер-период, состоящий из двух согласующих дисперсионных ячеек и двух стандартных FODO ячеек, в котором располагается 1 горизонтальная секступольная пара. Угол поворота этого супер-периода — 13.5°, длина во внешней арке — 16 м, во внутренней — 16.74 м. Оптические функции супер-периода изображены на рис. 1.12.

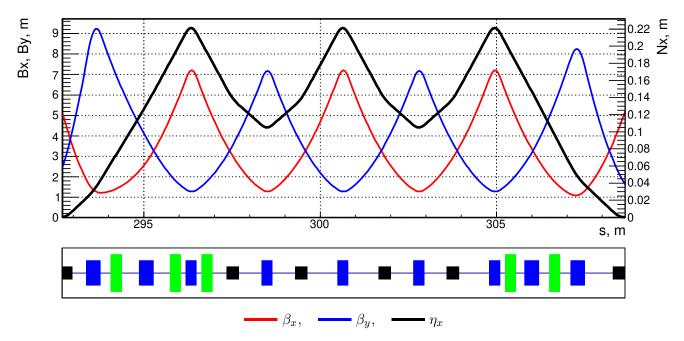


Рис. 1.12: Оптические функции короткого супер-периода поворотной арки

1.3.3 Технический промежуток

Технический промежуток расположен через половину оборота от основного места встречи и предназначен для размещения ВЧ системы, одной Сибирской змейки, участка разведения колец и участка инжекции. Полная длина технического промежутка, которая составляет 139.74 м, выбрана так, чтобы согласовать геометрию всего кольца, которая определяется экспериментальным промежутком и поворотными арками. Технический промежуток состоит из внутреннего прямолинейного промежутка длиной 58.81 м, участка разведения колец длиной 22.1 м, внешнего прямолинейного промежутка длиной 69.83 м. Вид технического промежутка показан на рис. 1.13, а оптические функции изображены на рис. 1.14.

Основную часть длинных участков технического промежутка составляют FODO ячейки длиной 5 м и пустые промежутки длиной 2.25 м. Набег бетатронных фаз на одной ячейке составляет $\Delta\nu_x\approx 0.08$ и $\Delta\nu_y\approx 0.09$. Перестройка бетатронной частоты всего кольца предусмотрена с помощью изменения набега фаз FODO ячеек. По краям технического промежутка расположены согласующие ячейки, которые предназначены для согласования периодического поведения бета-функций FODO ячеек с супер-периодом поворотных арок.

На краю внутреннего участка, примыкающего к поворотным аркам, размещается одна из Сибирских змеек. Также на внутреннем участке размещены ВЧ резонаторы, которые запитываются от ВЧ генератора, расположенного за внутренней стеной туннеля Супер Чарм—Тау фабрики.

Участок разведения колец длинной 22.1 м размещается в середине технического промежутка и состоит из двух ахроматических поворотов, между которыми размещены два дуб-

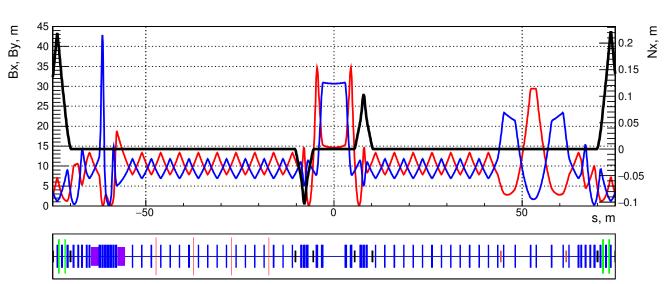


Рис. 1.13: Вид технического промежутка

Рис. 1.14: Оптические функции технического промежутка

лета квадрупольных линз, разделенных длинным промежутком длиной 5.8 м, где и пересекаются два кольца. Ахроматические повороты осуществляют параллельный перенос оси кольца (орбиты пучка) на расстояние 1 м. Каждый ахроматический поворот состоит из двух дипольных магнитов разной полярности с углом поворота 2°, между которыми располагается триплет квадрупольных линз. Магниты запитаны от источника питания основного поля. Квадрупольные дублеты формируют параллельный пучок в длинном промежутке пересечения колец. Оптические функции участка разведения колец показаны на рис. 1.15.

На внешнем участке технического промежутка расположен участок инжекции. Оптические функции этого участка показаны на рис. 1.16. Бета-функции в точке инжекции — $\beta_x = 29.4 \,\mathrm{m}, \, \beta_y = 1.68 \,\mathrm{m}$. До и после точки впуска установлены прединфлектор и инфлектор.

1.3.4 Сибирская змейка

Для создания продольной поляризации в месте встречи используются 5 Сибирских змеек (см. п. 1.6), расставленных по азимуту накопителя через 72°. Каждая Сибирская змейка состоит из двух сверхпроводящих соленоидов, длина каждого — 1.85 м, между которыми размещены 7 квадрупольных линз (4 фокусирующих и 3 дефокусирующих) в прямолинейном промежутке длиной 5.23 м. Полная длина Сибирской змейки — 8.93 м. Все Сибирские змейки размещены в бездисперсионных промежутках. На рис. 1.17 показаны оптические функции участка поворотной арки, содержащего Сибирскую змейку. Поведение оптических функций симметрично относительно середины Сибирской змейки. Основные параметры магнитных элементов и расстояния между ними представлены в таб. 1.3, где использованы обозначения

$$N = \frac{B_z}{BR}, \quad K_1 = \frac{1}{BR} \frac{\partial B_y}{\partial x},$$

где BR — магнитная жесткость, B_y и B_z — вертикальная и продольная компоненты поля.

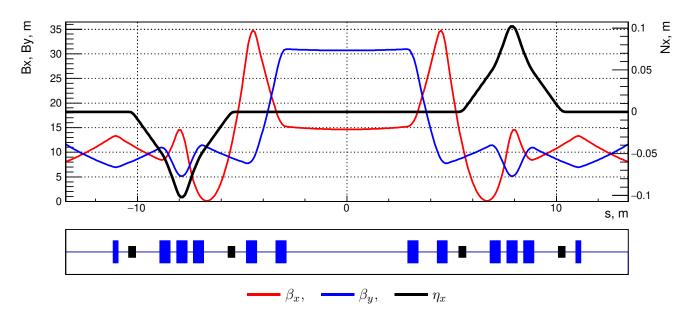


Рис. 1.15: Оптические функции участка разведения колец в техническом промежутке

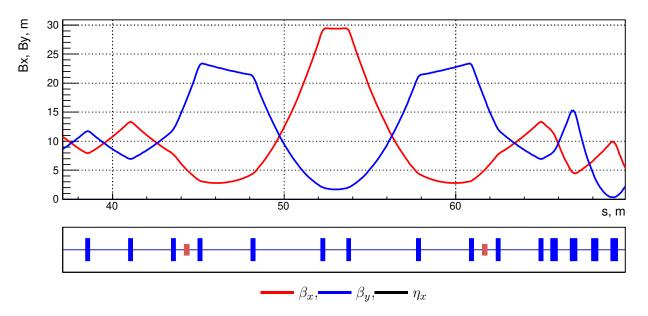


Рис. 1.16: Оптические функции участка инжекции в техническом промежутке

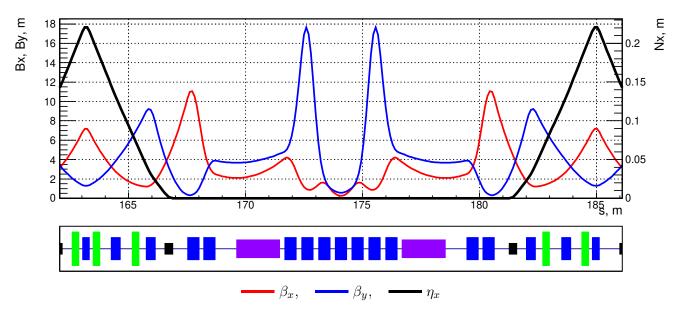


Рис. 1.17: Оптические функции участка с Сибирской змейкой (соленоиды выключены)

Таб. 1.3: Параметры Сибирской змейки

Элемент	Обозначение	Длина	Сила	Значение	
Змейка				Включена	Выключена
Соленоид	SOL	1.85 м	N	$0.849\mathrm{m}^{-1}$	$0 {\rm m}^{-1}$
Промежуток	DSP0	$0.50 \; \mathrm{m}$			
Квадруполь	QSP0	$0.50 \; {\rm M}$	K_1	$2.03 \; \mathrm{m}^{-2}$	$2.37{\rm M}^{-2}$
Промежуток	DSP1	$0.20 \; {\rm m}$			
Квадруполь	QSP1	$0.65 \; \mathrm{m}$	K_1	$-2.21{\rm M}^{-2}$	$-2.89{\rm M}^{-2}$
Промежуток	DSP2	$0.20 \; {\rm m}$			
Квадруполь	QSP2	$0.65 \; \mathrm{m}$	K_1	$2.78 \mathrm{m}^{-2}$	$3.04{\rm M}^{-2}$
Промежуток	DSP3	$0.30 \; \mathrm{m}$			
Квадруполь	QSP3	$0.50 \ {\rm M}$	K_1	$-2.57\mathrm{m}^{-2}$	$0.62{\rm m}^{-2}$

Транспортная матрица Сибирской змейки (от начала первого соленоида до конца второго)

$$M = \left[\begin{array}{cc} I & 0 \\ 0 & -I \end{array} \right],$$

где I — единичная матрица размерности 2×2 . Для получения данного условия используется 7 квадрупольных линз и пустые промежутки между ними как с включенными соленоидами, так и с выключенными.

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.

1.3.5 Вигглер-затухатель

Для управления радиационными параметрами пучка в каждом кольце Супер Чарм—Тау фабрики используются 4 сверхпроводящих вигглера-затухателя. Выбор параметров для вигглеров-затухателей подробно изложен в п. 1.4, а техническая реализация сверхпроводящего вигглера — в п. 1.13.2. Для уменьшения влияния затухания на динамику спина в кольце вигглеры-затухатели размещены в поворотных арках между Сибирскими змейками, т. е. через угол 36°. Полная длина промежутка — 21.9 м. На рис. 1.18 показаны оптические функции участка вигглера-затухателя. Поведение оптических функций симметрично относительно середины промежутка.

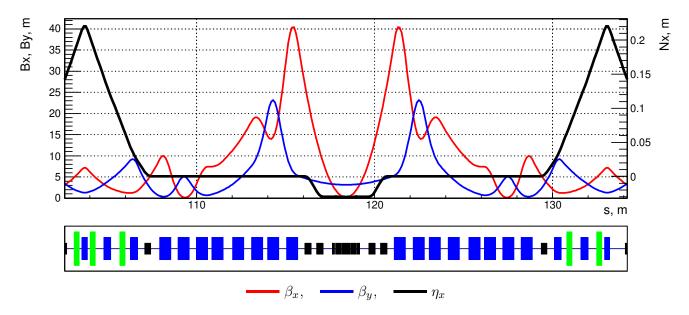


Рис. 1.18: Оптические функции участка вигглера-затухателя на энергии 2.5 ГэВ

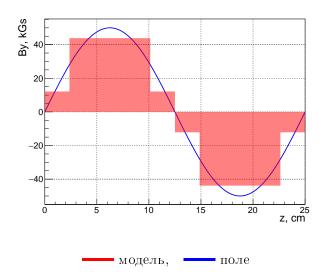
Вигглер-затухатель (магнитной) длиной 1.875 м размещен в середине промежутка. С обо-их сторон от вигглера расположены по два поворотных магнита длиной 34 см с пустым промежутком между ними длиной 50 см, которые используются для создания локального бампа орбиты (с нулевым углом поворота) и, тем самым, изменения дисперсии в вигглере. Далее между поворотными магнитами и супер-периодом поворотной арки в прямолинейном промежутке длиной 8.62 м расположены 8 квадрупольных линз, обеспечивающих фокусировку оптических функций в центре вигглера до малых значений, что требуется для уменьшения роста эмиттанса на высокой энергии, а также для уменьшения влияния фокусировки вигглера на малых энергиях. С помощью этих линз осуществляется компенсация влияния поля вигглера на оптику накопителя, таким образом, значения оптических функций на входе и выходе промежутка и набеги фаз на промежутке не зависят от поля вигглера во всем диапазоне энергий.

Для учета влияния поля вигглера-затухателя на оптику и радиационные параметры пучка использовалась приближенная модель вигглера, которая выбиралась из следующих соображений. Поле вигглера с бесконечно широкими полюсами описывается [14]

$$B_x = 0,$$

$$B_y = B_W \cosh(k_W y) \sin(k_W z),$$

$$B_z = -B_W \sinh(k_W y) \cos(k_W z),$$
(1.11)



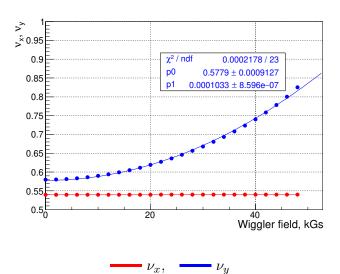


Рис. 1.19: Модель вигглера (один период поля)

Рис. 1.20: Зависимость бетатронных частот от поля вигглера-затухателя

где $k_{\rm W}=2\pi/\lambda_{\rm W},~\lambda_{\rm W}$ — период поля, $B_{\rm W}$ — максимальное (пиковое) значение поля. Используемая в Супер Чарм — Тау фабрике модель вигглера строится на периодической последовательности прямоугольных магнитов. Один полупериод поля представляется набором из трех магнитов одной полярности, но разной длины и амплитуды поля (см. рис. 1.19). Из условия симметрии, первый и последний магнит — одинаковые. Параметры этих магнитов выбираются из трех условий — угла поворота на полупериоде, второго I_2 и третьего I_3 радиационного интеграла

$$\theta_{\rm W} = \frac{1}{\pi} h_{\rm W} \lambda_{\rm W}, \quad I_{2,{\rm W}} = \frac{1}{4} h_{\rm W}^2 \lambda_{\rm W}, \quad I_{3,{\rm W}} = \frac{2}{3\pi} h_{\rm W}^3 \lambda_{\rm W}.$$

Таким образом, поле B_{m} и длины L_{m} эквивалентных магнитов

$$B_{\rm m_0} = B_{\rm W} \frac{K - 2\pi}{6(\pi^2 - 8)}, \quad L_{\rm m_0} = \lambda_{\rm W} \frac{\pi K - 2(5\pi^2 - 48)}{8\pi K},$$

$$B_{\rm m_1} = B_{\rm W} \frac{K + 2\pi}{6(\pi^2 - 8)}, \quad L_{\rm m_1} = \lambda_{\rm W} \frac{\pi K + 2(5\pi^2 - 48)}{4\pi K},$$

$$(1.12)$$

где ${
m m_0}$ и ${
m m_1}$ — обозначают боковой и центральный магнит на полупериоде поля, константа K равна

$$K = \sqrt{2(768 - 166\pi^2 + 9\pi^4)}.$$

Данная модель будет также давать правильный вклад в фокусировку. Например, сдвиг бетатронных частот, вносимый полем вигглера

$$\Delta v_x = 0, \qquad \Delta \nu_y = \frac{1}{8\pi} h_{\mathbf{W}}^2 L_{\mathbf{W}} \bar{\beta}_y, \tag{1.13}$$

где $L_{\rm W}=N_{\rm W}\lambda_{\rm W}$ — полная длина вигглеров, $\bar{\beta}_y$ — средняя вертикальная бета-функция на длине вигглера. Зависимость частот бетатронных колебаний от амплитуды поля вигглеразатухателя, полученная из моделирования, представлена на рис. 1.20.

1.4 Управление фазовым объемом пучка и параметрами затухания

Для получения максимальной светимости в Супер Чарм – Тау фабрике во всем диапазоне энергий (см. п. 1.2) необходимо эффективное управление параметрами радиационного затухания ускорителя с целью поддержания постоянными горизонтального эмиттанса ($\varepsilon_x = 8\,\mathrm{mm\cdot pad}$) и времени затухания ($\tau_{x,y} = 30\,\mathrm{mc}$, $\tau_z = 15\,\mathrm{mc}$). Для этого планируется постановка в оба кольца сверхпроводящих вигглеров. Параметры магнитной структуры основного кольца (без вигглеров-затухателей) выбраны таким образом, чтобы на максимальной энергии ($2.5\,\Gamma_{}$) удовлятворять требованию $\varepsilon_x \approx 8\,\mathrm{mm\cdot pad}$ и $\tau_{x,y} \approx 30\,\mathrm{mc}$. В таб. 1.4 приведены радиационные интегралы [15] основной структуры Супер Чарм – Тау фабрики, т. е. без вигглеров-затухателей. Технические аспекты реализации сверхпроводящих вигглеров обсуждаются в п. 1.13.2.

Таб. 1.4: Радиационные интегралы Супер Чарм – Тау фабрики без вигглеров-затухателей

Интеграл	Значение
I_1	$0.727\mathrm{m}$
I_2	$0.687{\rm M}^{-1}$
I_3	$0.077{\rm M}^{-2}$
$I_{4,x}$	$-9.17 \cdot 10^{-5} \mathrm{m}^{-1}$
I_5	$4.88 \cdot 10^{-4} \mathrm{m}^{-1}$

Все расчеты данного раздела выполнены без учета внутрисгусткового рассеяния, влияние которого существенно на малых энергиях пучка.

Параметры вигглеров могут быть оценены из следующих соображений. Зависимость времени затухания от энергии и магнитной структуры циклического ускорителя имеет вид [15]

$$\tau_{x,y,z} = \frac{\Pi}{C_a E^3 J_{x,y,z} I_2},\tag{1.14}$$

где $C_a=2113.1\,\mathrm{m}^2/\Gamma$ $_9\mathrm{B}^3/\mathrm{c}$, Π — периметр накопителя, E — энергия пучка, $J_{x,y,z}$ — безразмерные декременты затухания, для которых выполняется условие $J_{x,y}=1$ и $J_z=2$ (т. к. в Супер Чарм – Тау фабрике все поворотные магниты без градиента поля), I_2 — второй радиационный интеграл, который вычисляется следующим образом

$$I_2 = \int h(s)^2 ds = I_{2,R} + I_{2,W}.$$
 (1.15)

Интеграл I_2 имеет две составляющие: $I_{2,R}$ — формируется основной структурой кольца без вигглеров-затухателей (поворотными магнитами) и является постоянной от энергии пучка; $I_{2,W}$ — контролируемый вклад от вигглеров-затухателей. Последняя составляющая в случае синусоидального поведения поля вдоль оси вигглера может быть вычислена как

$$I_{2,W} = \frac{1}{2}h_{W}^{2}L_{W},$$
 (1.16)

где $h_{\rm W}=B_{\rm W}/BR,\,B_{\rm W}$ — пиковое значение поля в вигглере, BR — магнитная жесткость, $L_{\rm W}=\lambda_{\rm W}N_{\rm W}$ — полная длина всех вигглеров, $\lambda_{\rm W}$ — период поля, $N_{\rm W}$ — число периодов.

Выразим (1.15) через (1.14), считая $\tau_x = \tau_y = \mathrm{const}$ и $I_{2,\mathrm{R}} = \mathrm{const}$, т. е. не зависищими от энергии пучка,

$$I_{2,W} = \frac{\Pi}{C_a \tau_x} E^{-3} - I_{2,R} \tag{1.17}$$

и, используя (1.16), найдем зависимость поля в вигглере-затухателе от энергии пучка

$$B_{\rm W} = 33.36E\sqrt{\frac{2}{L_{\rm W}}\left(\frac{\Pi}{C_a\tau_x}E^{-3} - I_{2,\rm R}\right)}.$$
 (1.18)

Таким образом, меняя поле вигглера, мы можем контролировать время радиационного затухания. Рассмотрим теперь вклад вигглеров в эмиттанс пучка, который выражается как [15]

$$\varepsilon_x = C_\varepsilon \frac{I_5}{J_x I_2} E^2,\tag{1.19}$$

где $C_{\varepsilon}=C_q/m^2/c^4=1.467\cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}/\Gamma$ эВ $^{-2}$, I_5 — радиационный интеграл, определяемый оптическими функциями в накопителе ($H_x=\beta_x\eta_x'^2+2\alpha_x\eta_x'\eta_x+\gamma_x\eta_x^2$)

$$I_5 = \int |h(s)|^3 H_x(s) ds = I_{5,R} + I_{5,W}, \qquad (1.20)$$

где $I_{5,\mathrm{R}}=\mathrm{const}$ – вклад поворотных магнитов кольца, а $I_{5,\mathrm{W}}$ – вклад вигглеров-затухателей, который в случае синусоидального поля вигглера вычисляется как

$$I_{5,W} = \frac{1}{15\pi^3} h_W^3 \lambda_W^2 \left(\bar{\beta}_x + \frac{20\pi^2 \eta_0^2}{\bar{\beta}_x h_W^2 \lambda_W^2} \right), \tag{1.21}$$

где $\bar{\beta}_x$ — среднее значение горизонтальной бета-функции на длине вигглера, η_0 — дисперсионная функция на входе в вигглер. В данном выражении мы пренебрегли влиянием поля вигглера на фокусировку. Однако учтен вклад от собственной дисперсионной функции, возбуждаемой полем вигглера. Этот вклад особенно существенен на малых энергиях Супер Чарм — Тау фабрики. Тогда

$$I_{5,W} = \frac{1}{C_{\varepsilon}} \frac{I_2(E)\varepsilon_x}{E^2} - I_{5,R},$$
 (1.22)

где зависимость I_2 от энергии может быть выражена через (1.15) и (1.17).

Зависимость интегралов $I_{2,\mathrm{W}}$ и $I_{5,\mathrm{W}}$ в диапазоне энергий Супер Чарм – Тау фабрики изображена на рис. 1.21 при условии $\tau_x=30\,\mathrm{Mc},\, \varepsilon_x=8\,\mathrm{Hm}\cdot\mathrm{рад},\, \Pi=813.1\,\mathrm{M},\, а$ интрегралы $I_{2,\mathrm{R}}$ и $I_{5,\mathrm{R}}$ взяты из таб. 1.4.

Таким образом, варьируя $B_{\rm W}$, мы можем контролировать I_2 и, в свою очередь, τ_x . А при заданном I_2 можно достичь требуемого ε_x , изменяя дисперсию

$$\eta_0 = \frac{\bar{\beta}_x h_W^2 \lambda_W^2}{20\pi^2} \left[\frac{15\pi^3}{h_W^3 \lambda_W^2} \left(\frac{1}{C_\varepsilon} \frac{I_2(E)\varepsilon_x}{E^2} - I_{5,R} \right) - \bar{\beta}_x \right]. \tag{1.23}$$

Для получения зависимостей (1.17) и (1.22) в Супер Чарм – Тау фабрике используется четыре вигглера-затухателя с максимальным полем $50~\rm k\Gamma c$, длиной $1.875~\rm m$ и периодом поля $\lambda_{\rm W}=25~\rm cm$. Изменение дисперсии в вигглере-затухателе достигается при помощи 4 дипольных магнитов с суммарным нулевым углом поворота, которые размещены рядом с вигглером и создают локальное искажение орбиты внутри вигглера (бамп). Зависимость поля вигглера

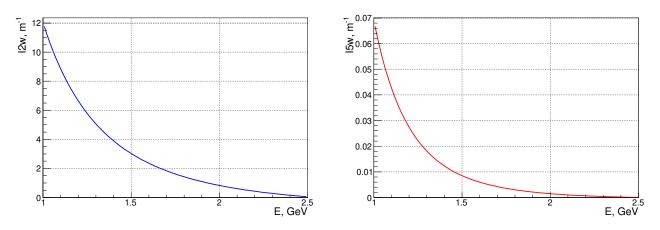


Рис. 1.21: Зависимость интегралов $I_{2,\mathrm{W}}$ и $I_{5,\mathrm{W}}$ от энергии пучка

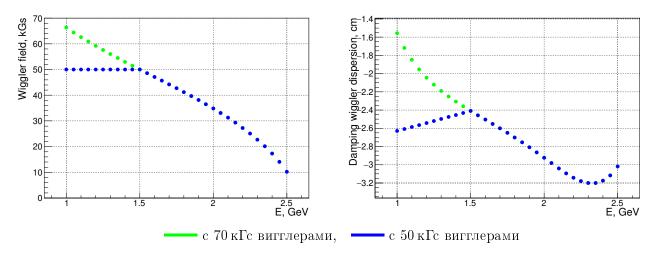


Рис. 1.22: Зависимость поля вигглера-затухателя и дисперсии в нем от энергии пучка

и дисперсии в нем приведена на рис. 1.22. Для сравнения (здесь и далее) приведены зависимости для структуры с выключеными вигглерами-затухателями (красные точки), с вигглерами-затухателями без ограничения по полю (зеленые точки) и с вигглером-затухателем 50 кГс. Данные зависимости получены из расчета реальной структуры Супер Чарм – Тау фабрики с учетом компенсации влияния вигглеров-затухателей на оптику коллайдера. В таб. 1.5 преведены радиационные интегралы всего кольца Супер Чарм – Тау фабрики на разных энергиях пучка. В таблице также приведены поле регулярного магнита B_0 , поле вигглера B_W и поле дипольного магнита B_0 , создающего дисперсию внутри вигглера, а также дипольного магнита регулярной структуры B_0 и дипольного магнита перед местом встречи (детектором) B_e .

К сожалению, из-за технических сложностей реализации сверхпроводящего вигглера (см. п. 1.13.2) не удается получить поле выше $50~\rm k\Gamma c$ и, тем самым, не удается удовлетворить условиям $\varepsilon_x=8~\rm km\cdot pag$ и $\tau_{x,y}=30~\rm kc$ во всем диапазоне энергий. Однако, основной диапазон энергий (где будет осуществлен основной набор интеграла светимости) составляет от $1.5~\rm \Gamma pack$ до $2.5~\rm \Gamma pack$. Таким образом, при энергиях ниже $1.5~\rm \Gamma pack$ поле вигглера будет оставаться постоянным (максимальным) — $50~\rm k\Gamma c$. В этом случае удается сохранить постоянным эмиттанс пучка $\varepsilon_x=8~\rm km\cdot pack$ за счет вариации дисперсии в вигглере, а время затухания будет возрастать (см. рис. 1.23). Стоит отметить, что время затухания на $1~\rm \Gamma pack$ составляет $\tau_x\sim 50~\rm kc$, в то время как с выключеными твиггерами-затухателями $\tau_x\sim 550~\rm kc$.

Как следствие, использование вигглеров-затухателей для увеличения излучения с уменьшением энергии пучка приводит к изменению зависимости энергетического разброса от энер-

Таб. 1.5: Радиационные интегралы и поле магнитов Супер Чарм—Тау фабрики на разных энергия пучка

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5		ГэВ
B_0	3.85	5.78	7.71	9.63	9.63	кГс
$B_{\rm e}$	1.47	2.2	2.94	3.67	3.67	кГс
$B_{ m W}$	50	50	34.8	10.2	0	кГс
$B_{\rm b}$	3.42	4.82	7.91	10.3	0	кΓс
I_1	0.710	0.716	0.717	0.718	0.727	М
I_2	7.63	3.80	1.61	0.822	0.687	M^{-1}
I_3	7.94	2.41	0.419	0.092	0.077	M^{-2}
$I_{4,x}$	$-9.79 \cdot 10^{-4}$	$-7.37 \cdot 10^{-4}$	$-1.9 \cdot 10^{-4}$	$-1.02 \cdot 10^{-4}$	$-9.17 \cdot 10^{-5}$	M^{-1}
I_5	$4.16 \cdot 10^{-2}$	$9.21 \cdot 10^{-3}$	$2.19 \cdot 10^{-3}$	$7.17 \cdot 10^{-4}$	$4.88 \cdot 10^{-4}$	M^{-1}

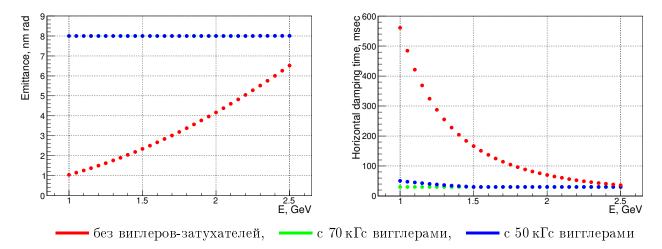


Рис. 1.23: Зависимость эмиттанса пучка и времени затухания от энергии пучка

ГИИ

$$\sigma_{\Delta E/E} = E\sqrt{C_{\varepsilon} \frac{I_3}{J_z I_2}} = E\sqrt{\frac{C_{\varepsilon} I_3}{2 I_2}}.$$
(1.24)

В случае кольца без вигглеров-затухателей выражение под квадратным корнем является константой. Зависимость относительного и абсолютного энергетического разброса в пучке показана на рис. 1.24 (синие точки). Для сравнения приведена зависимость энергетического разброса для структуры без вигглеров-затухателей (красные точки).

В свою очередь, меняет свое поведение зависимость потерь энергии за оборот на синхротронное излучение и мощность потерь (см. рис. 1.25)

$$U_0 = c C_a I_2 E^4 = \frac{2c\Pi}{\tau_x} E, \quad P_0 = U_0 I,$$

где c — скорость света, I — полный ток пучка. Также для сравнения приведены зависимости без вигглеров-затухателей (красные точки).

Оценим мощность синхротронного излучения для разных типов магнитов.

Как отмечалось выше, влияние вигглеров-затухателей на радиационные параметры пучка оценивалось без учета внутрисгусткового рассеяния, которое на малых энергиях пучка

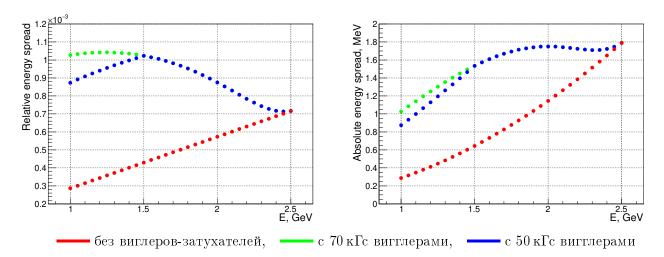


Рис. 1.24: Зависимость относительного и абсолютного энергетического разброса в пучке от энергии пучка

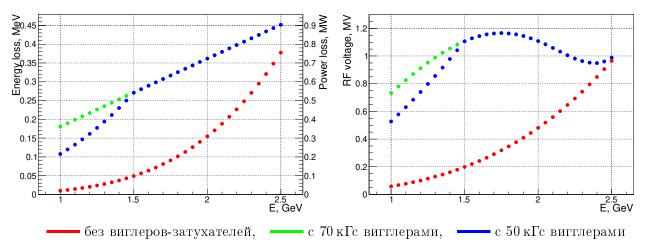


Рис. 1.25: Зависимость потерь энергии и мощность потерь (ток пучка – 2 A) на синхротронное излучения и ВЧ напряжение ($\sigma_z = 1\,\mathrm{cm}$) от энергии пучка

будет приводить к увеличению фазового объема в зависимости от тока пучка. Приращение в эмиттансе пучка из-за этого эффекта может быть скомпенсировано за счет уменьшения дисперсионной функцией в вигглере-затухателе по сравнению с зависимостью (1.23). Кроме того, процесс внутрисгусткового рассеяния будет приводить к росту энергетического разброса по сравнению с (1.24) и это приращение невозможно скомпенсировать. Однако, использование вигглеров-затухателей, с помощью которых удается держать эмиттанс пучка постоянным во всем диапазоне энергий, позволяет существенно ослабить эффект внургисгусткового рассеяния.

Таб. 1.6: Мощность излучения разных типов магнитов Супер Чарм – Тау фабрики

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5	ГэВ
Поворотный магнит	0.13	0.65	2.04	4.99	кВт
Финальный магнит	0.05	0.28	0.87	2.13	кВт
Вигглер-затухатель	48.4	109	94.1	12.6	кВт
Магнит бампа	0.10	0.49	2.34	6.16	кВт

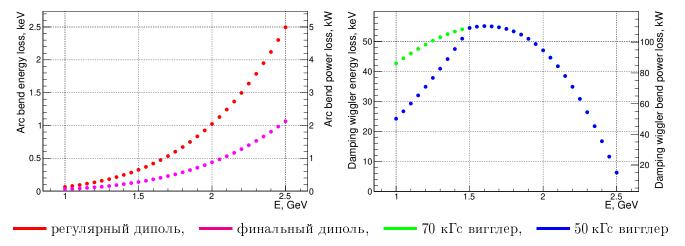


Рис. 1.26: Зависимость потерь энергии и мощность потерь (ток пучка $-2\,\mathrm{A}$) на синхротронное излучения для разных типов магнитов от энергии пучка

1.5 Эффекты встречи и светимость

Для плоских $(\sigma_y \ll \sigma_x)$ пучков параметры пространственного заряда определяются следующими формулами [10, 11]:

$$\xi_{x} = \frac{N_{b}r_{e}}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_{x}^{*}}{\sigma_{x}^{2}(1+\phi^{2})} \quad \Rightarrow \quad \frac{N_{b}r_{e}}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_{x}^{*}}{(\sigma_{z}\theta)^{2}}$$

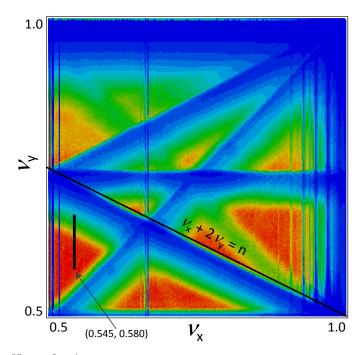
$$\xi_{y} = \frac{N_{b}r_{e}}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_{y}^{*}}{\sigma_{x}\sigma_{y}\sqrt{1+\phi^{2}}} \quad \Rightarrow \quad \frac{N_{b}r_{e}}{2\pi\gamma} \cdot \frac{\beta_{y}^{*}}{\sigma_{y}\sigma_{z}\theta}$$

$$(1.25)$$

Выражение справа от стрелки соответствует пределу $\phi \gg 1$. Отметим, что $\xi_x \propto 1/\varepsilon_x$ (для лобовой встречи) трансформируется в $\xi_x \propto \beta_x^*$ для $\phi \gg 1$. Кроме того, ξ_x становится очень маленьким при больших ϕ , и пропадает зависимость ξ_y от σ_x .

Для выбора оптимальной рабочей точки (бетатронных частот) было проведено численное моделирование с помощью программы Lifetrac [17]. На первом этапе использовалась упрощенная модель: линейная структура без явной бетатронной связи (вертикальный эмиттанс создавался независимым шумом), эффекты встречи моделировались в «сильно-слабом» приближении. Дробные части бетатронных частот сканировались в интервале от 0.5 до 1.0, все остальные параметры соответствуют таб. 1.1 на энергии 2Γ эВ. Результаты показаны на рис. 1.27. Поскольку $\xi_x \ll \xi_y$, футпринт (footprint — область на диаграмме частот, занимаемая пучком) имеет форму узкой вертикальной полоски, которая нижним краем касается рабочей точки. Частицы с малыми бетатронными амплитудами (ядро распределения) имеют

максимальный сдвиг частот и находятся в верхней части футпринта, поэтому на рис. 1.27 резонансы как будто смещены вниз.



Цветовая шкала от $10^{35}\,\mathrm{cm^{-2}c^{-1}}$ (темно-красный) до нуля (темно-синий). Черным прямоугольником показан футпринт в точке $(0.545,\,0.580)$

Рис. 1.27: Светимость как функция бетатронных частот на энергии 2 ГэВ

Одной из особенностей схемы столкновения с большим параметром Пивинского является разворот пучка в горизонтальной плоскости из-за эффектов встречи, похожий на действие «крабовых» резонаторов в схеме Crab Crossing. В сильно-слабой модели разворот «слабого» пучка компенсируется крабовыми секступолями и не приводит к видимым последствиям. Однако, разворот «сильного» пучка может нарушить функционирование схемы Crab Waist, поэтому угол разворота должен быть много меньше θ . Этот угол зависит от ν_x : вблизи полуцелого резонанса он минимален, вблизи целого — максимален, поэтому красные области в правой части рис. 1.27 нужно исключить из рассмотрения. Еще один важный момент: для достижения расчетной светимости необходимо получить маленький вертикальный эмиттанс, и здесь нужно учитывать расстояние от рабочей точки (и всего футпринта) до основного резонанса связи $\nu_x = \nu_y$. Если рассматривать хорошие области вблизи этого резонанса, то лучше стоять над ним, т. к. эффекты встречи уводят ядро распределения вверх, увеличивая расстояние до резонанса.

С учетом всего вышесказанного, хорошая область частот на рис. 1.27 сводится к красному треугольнику в левом нижнем углу, ограниченному снизу основным резонансом связи, сверху — секступольным резонансом $\nu_x + 2\nu_y = n$, слева — полуцелым резонансом $2\nu_x = 1$ и его синхротронными сателлитами. В схеме Crab Waist все резонансы связи более высоких порядков подавлены, и потому не видны. Однако, синхро-бетатронные резонансы $2\nu_x - 2k\nu_z = n$ оказались более опасными, чем это следует из рис. 1.27. В сильно-сильной модели была обнаружена когерентная X-Z неустойчивость [18], которая возникает при $\phi \gg 1$ и приводит к нарушению работы схемы Crab Waist, а также к многократному росту горизонтального эмиттанса. Само по себе увеличение σ_x не так опасно, но из-за бетатронной связи последует пропорциональное увеличение σ_y , и светимость упадет в несколько раз. Неустойчивость

нельзя подавить обратной связью, поэтому нужно искать условия при которых она не возникает. Для этого с помощью программы Lifetrac было выполнено «квази-сильно-сильное» моделирование.

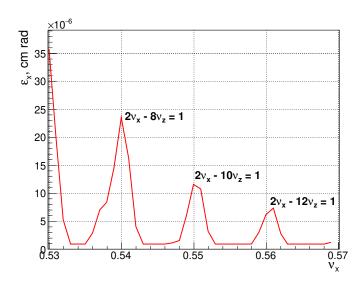


Рис. 1.28: Рост горизонтального эмиттанса из-за когерентной X-Z неустойчивости в зависимости от бетатронной частоты

Как показано в [19], проблема связана с синхротронными сателлитами полуцелого бетатронного резонанса, поэтому большое значение имеет выбор ν_x и соотношение между ξ_x и ν_z . На рис. 1.28 показан рост ε_x из-за неустойчивости, и хорошо видны синхро-бетатронные резонансы высоких порядков. Как следствие, в отличие от лобовой встречи, предел на ξ_x определяется теперь синхротронной частотой. В нашем случае ξ_x меньше ν_z примерно в 3 раза, именно благодаря этому между резонансами имеются области, свободные от неустойчивости. В этой связи важно, чтобы β_x^* была достаточно маленькой: помимо того, что $\xi_x \propto \beta_x^*$, упомянутый выше угол разворота пучка также пропорционален β_x^* .

Как видно из рис. 1.28, с ростом ν_x порядок резонансов увеличивается, их сила ослабевает и свободные промежутки становятся шире. Однако, сдвигая рабочую точку вправо, необходимо также увеличивать ν_y чтобы сохранить дистанцию до основного резонанса связи. Оба этих действия приводят к уменьшению расстояния между верхним краем футпринта и резонансом $\nu_x + 2\nu_y = n$ (см. рис. 1.27). Таким образом, для ν_x остается два подходящих варианта: 0.545 и 0.555, а ν_y нужно выбирать из требования $\nu_y - \nu_x > 0.03$, чтобы обеспечить достаточное расстояние до резонанса связи. Это и определяет наш выбор рабочей точки.

Следует отметить, что расчетное значение $\xi_y=0.12$ существенно ниже предельного. Разницу можно оценить по расстоянию от верхнего края футпринта до резонанса $\nu_x+2\nu_y=n$ или, что почти то же самое, от нижнего края футпринта до точки, где он пересекает границу красной области. Для увеличения ξ_y есть несколько возможностей: увеличение тока сгустка, уменьшение длины сгустка, уменьшение вертикального эмиттанса (бетатронной связи). Но все это приводит также к падению времени жизни из-за внутрипучкового рассеяния (эффект Тушека) и усилению коллективных эффектов. Это означает, что ξ_y ограничивается не эффектами встречи, которые таким образом не будут оказывать существенного влияния на равновесное распределение частиц в пучке.

В коллайдерах с большим полным током и большим числом сгустков одним из важных параметров является их допустимое продольное смещение. От этого зависят параметры и

стоимость ВЧ системы, а величина допуска определяется его влиянием на эффекты встречи и светимость. При лобовой встрече продольное смещение сгустков означает смещение азимута IP, поэтому оно должно быть много меньше β_y^* . В противном случае из-за hour-glass вырастет β_y в фактическом месте встрече, а значит увеличится (и может превысить порог) ξ_y , а также упадет светимость из-за геометрического фактора. Однако, в схеме с $\phi \gg 1$ все выглядит подругому. Как легко понять из рис. 1.1, продольное смещение сгустков теперь не приводит к смещению азимута IP, и ξ_y при этом не вырастет, а даже слегка упадет. Единственный недостаток состоит в небольшом уменьшении светимости из-за геометрического фактора. Так, смещение одного из сгустков на $0.3\sigma_z$ приводит к падению светимости на $2 \div 3\%$, что вполне допустимо.

1.6 Поляризация

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 1ГэВ до 2.5ГэВ. Спиновым манипулятором источника можно задать любое требуемое 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.

1.6.1 Замкнутая спиновая орбита. Спиновые ротаторы

Для этого предлагается установить на электронном накопительном кольце 5 спиновых ротаторов — Сибирских змеек [20], 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. 1.29. Суммарный интеграл поля двух соленоидов равен:

$$\int B\,dl=\pi B
ho=26.15~{
m Tn\cdot m},$$
 для $E=2.5~{
m \Gamma pB}.$

Транспортная матрица спинового ротатора, включая соленоиды, должна удовлетворять двум условиям: первое — иметь нулевые недиагональные 2 × 2 блоки и, второе — удовлетворять условию спиновой прозрачности. Для полной Сибирской змейки оба этих требования удовлетворяются одновременно, если положить [21]:

$$M_x = -M_y = \begin{pmatrix} -\cos(2\phi) & -2r\sin(2\phi) \\ (2r)^{-1}\sin(2\phi) & -\cos(2\phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

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

Способ компенсации вносимой соленоидами связи бетатронных колебаний с помощью вставки между ними некоторой оптической системы, удовлетворяющей условию $M_x = -M_y$, был предложен в [22]. Большим достоинством обсуждаемого варианта компенсации связи является отсутствие необходимости использования каких-либо скью-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 остается нулевая. Правда,

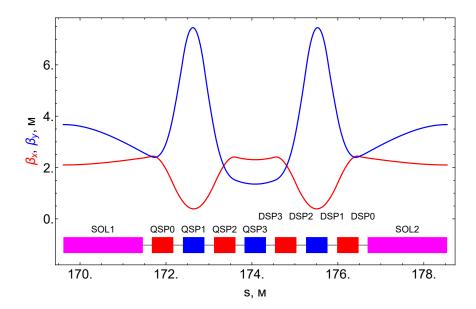


Рис. 1.29: Оптическая схема спинового ротатора — полной Сибирской змейки, вращающей спин на 180° вокруг оси соленоидов

если нам хочется не менять набег бетатронных фаз на всей вставке, то, все-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 [22].

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. 1.30, где показано равновесное направление спинов — замкнутая спиновая траектория — в кольце с пятью равномерно расставленными по азимуту змейками. Деполяризующее влияние вигглеров-затухателей минимально, если их размещать в тех местах, где спин продолен.

1.6.2 Радиационная релаксация спинов

Время деполяризации растет пропорционально квадрату числа змеек. Мы остановили свой выбор на пяти змейках, обеспечивающих надежное 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 $n_{\rm snk}$ Сибирскими змейками дают следующий результат:

$$\langle \mathbf{d} \rangle = \mathbf{d}^2(0) + \frac{\pi^2}{3} \frac{\nu^2}{n_{\rm snk}^2}$$
$$\mathbf{d}^2(0) = \frac{\pi^2}{4} \sin^2 \frac{\pi \nu}{n_{\rm nsk}}.$$

Здесь **d** — вектор спин-орбитальной связи, $\mathbf{d}^2(0)$ — квадрат его модуля в точке минимума и $\langle \mathbf{d} \rangle$ — его среднее значение на всей длине арки, $\nu = E(\mathrm{M} \ni \mathrm{B})/440.652$ — спиновая частота. Посчитанный программой ASPIRRIN [23, 24] график зависимости $d(\theta) = |\gamma(\partial \mathbf{n}/\partial \gamma)|$ для выбранного нами числа Сибирских змеек ($n_{\mathrm{snk}} = 5$) на энергии $E = 2.5 \, \Gamma$ эВ представлен

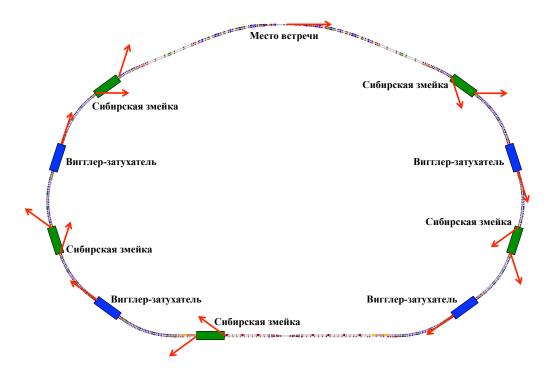


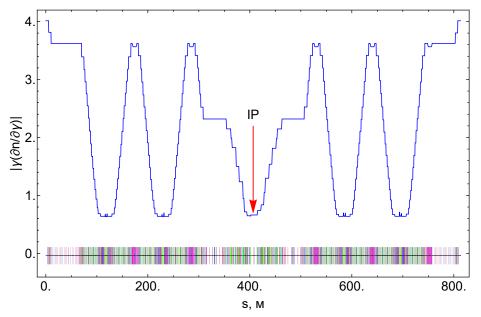
Рис. 1.30: Равновесная замкнутая спиновая траектория в кольце с пятью Сибирскими змейками

на рис. 1.31. Зная поведение **d** на кольце, легко вычислить время радиационной релаксации спинов и равновесную радиационную степень поляризации. Они определяются известными формулами Дербенева и Кондратенко [25]:

$$\xi_{\rm rad} = -\frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\left\langle |r|^{-3} \mathbf{b} (\mathbf{n} - \mathbf{b}) \right\rangle}{\left\langle |r|^{-3} \left(1 - \frac{2}{9} (\mathbf{n} \mathbf{v})^2 + \frac{11}{18} \mathbf{d}^2\right) \right\rangle}$$
$$\tau_{\rm rad}^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \lambda_{\rm e} r_{\rm e} c \gamma^5 \left\langle |r|^{-3} \left(1 - \frac{2}{9} (\mathbf{n} \mathbf{v})^2 + \frac{11}{18} \mathbf{d}^2\right) \right\rangle.$$

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

В Супер Чарм – Тау фабрике предполагается регулировать с помощью вигглеров радиационные декременты затухания, а именно, поддерживать время затухания на уровне около 30 мс 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 почти полностью выключаются. При расчетах времени деполяризации в накопительном кольце конечно же необходимо учитывать влияние вигглеров на этот процесс. Как видно из рис. 1.31, их вклад сильно зависит от того, где их разместить. Если они стоят в таких промежутках кольца, где модуль вектора спин-орбитальной связи минимален (посередине дуг, разделяющих змейки), то их влияние незначительно. Если же их распределить равномерно по кольцу, то их влияние становится вполне ощутимым. Естественно, мы поместили все четыре вигглера-затухателя в местах минимума модуля вектора спин-орбитальной связи. Основные параметры вигглеров приведены в общем списке параметров коллайдера.



Место встречи пучков находится на азимуте $s=406.55\,\mathrm{m}$

Рис. 1.31: Зависимость модуля вектора спин-орбитальной связи от азимута для энергии 2.5 ГэВ с пятью Сибирскими змейками

1.6.3 Усредненная по времени степень поляризации

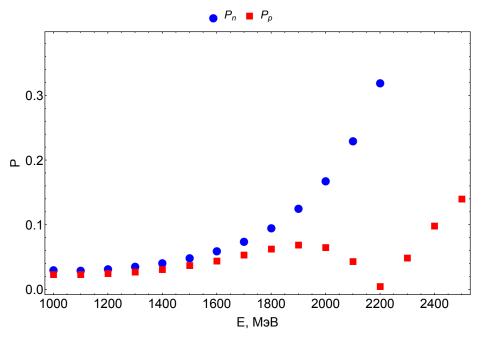
Равновесная радиационная степень поляризации пучков при наличии Сибирских змеек на кольце практически обращается в ноль, см. рис. 1.32. И это хорошо, поскольку выделенный знак поляризации пучка может приводить к систематическим ошибкам при анализе спиновой асимметрии интересующих нас процессов. Предполагается некоторым случайным образом инжектировать сгустки поляризованных электронов в различные сепаратрисы (а их около 400) 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:

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

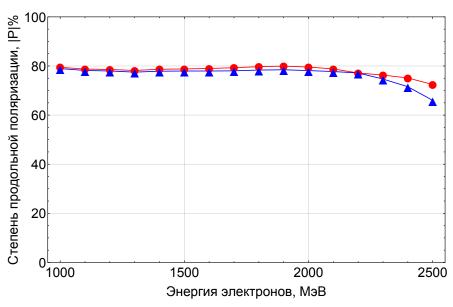
Здесь $\xi_{\rm beam}=90\%$ — степень поляризации свежего пучка, $\xi_{\rm rad}=0\%$ — степень радиационной само-поляризации электронов в кольце, $\tau_{\rm beam}=1000\,{\rm c}$ — время жизни частиц в кольце, $\tau_{\rm rad}$ — время радиационной релаксации спинов.

На рис. 1.33 приведены графики зависимости средней по времени степени продольной поляризации электронного пучка для варианта работы Супер Чарм—Тау фабрики с 5 змей-ками в режиме непрерывного восполнения потерь частиц свежим поляризованным пучком со степенью поляризации 90%. Время жизни пучка в этих расчетах положено равным 750 с. Из графиков видно, что базовый вариант с пятью Сибирскими змейками обеспечивает уровень поляризации порядка 80% практически во всем энергетическом диапазоне ускорителя, за исключением лишь $2.5\,\Gamma$ эВ, где она снижается до уровня -66%/+72%. Равновесная степень поляризации может быть повышена за счет уменьшения времени замены частично деполя-



Зависимость степени равновесной радиационной поляризации в варианте с 5 Сибирскими змейками (красные квадратики) и в варианте с выключенными соленоидами (синие кружки). В первом случае вектор поляризации всюду поперечен к полю в дипольных магнитах, в то время как во втором случае он всюду имеет вертикальное направление

Рис. 1.32: Зависимость степени равновесной радиационной поляризации от энергии электронов



Красный и синий цвет соответствуют противоположным знакам проекции вектора поляризации на продольную ось. Время жизни пучка положено равным 750 с

Рис. 1.33: Степень продольной поляризации электронов с 5 включенными змейками в режиме непрерывного восполнения потерь частиц свежим поляризованным пучком (90%)

ризованного пучка на новый с 90% поляризацией. Так, переход на цикл с эффективным временем жизни $300\,\mathrm{c}$ увеличивает степень поляризации на энергии $2.5\,\Gamma$ эВ до -79%/+82%. Режим ускоренной замены частично деполяризованного старого пучка на свежий легко осуществить путем частичного выбивания накопленного пучка при инжекции каждой новой порции. Надо, конечно же, иметь в виду, что снижение эффективного времени жизни пучка до $300\,\mathrm{c}$ потребует повышения скорости производства поляризованных электронов как минимум до $10^{11}\,\mathrm{частиц/c}$.

Технические аспекты реализации спиновых ротаторов изложены в п. 1.3.4, а сверхпроводящих соленоидов — в п. 1.13.3.

1.7 Коллективные эффекты

1.7.1 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 [26, 27, 28].

Для анализа односгустковой устойчивости пучка, вакуумная камера ускорителя в целом обычно представляется в виде широкополосного импеданса, полученного суммированием широкополосных импедансов всех компонентов камеры. Широкополосный импеданс принято 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 предыдущих 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 Супер Чарм – Тау фабрики. Это установки КЕКВ LER с энергией 3.5 ГэВ и РЕР-II LER — 3.1 ГэВ. Энергия накопительных колец КЕКВ НЕR и РЕР-II НЕR, 8 ГэВ и 9 ГэВ, соответственно, значительно превышает проектную энергию Супер Чарм – Тау фабрики.

Основные параметры ускорителей KEKB LER, PEP-II LER и Супер Чарм – Тау фабрики, представляющие интерес для анализа коллективных эффектов, а также результаты оценок неустойчивостей приведены в таб. 1.7 и 1.8.

Таб. 1.7: Параметры KEKB, PEP-II и Супер Чарм – Тау фабрики

	KEKB	KEKB	PEP-II	PEP-II	Супер-ст
	LER	HER	LER	HER	
Энергия, ГэВ	3.5	8.0	3.1	9.0	2.0
Периметр, м	3016.26	3016.26	2199.3	2199.3	813.1
Длина сгустка, мм	4	4	11	11	10
Энергетический разброс	$7.1 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$6.1\cdot10^{-4}$	$9.3 \cdot 10^{-4}$
Расстояние между сгустками, м	0.59	0.59	1.26	1.26	1.8
Эмиттанс горизонтальный, нм	18	18	50		8
Эмиттанс вертикальный, нм	0.36	0.36	2		0.04
Синхротронная частота	$0.01 \div 0.02$	$0.01 \div 0.02$	0.03	0.05	0.01
Бетатронная частота (гор.)	45.52	47.52	36.57	24.57	43.54
Бетатронная частота (вер.)	45.08	43.08	34.64	23.64	40.57
Средняя бета-функция (гор.), м	10	10	10.84	14.5	6.3
Средняя бета-функция (вер.), м	10	10	9.95	13.84	9.5
Коэфф. уплотнения орбит	$1 \div 2 \cdot 10^{-4}$	$1 \div 2 \cdot 10^{-4}$	$1.31 \cdot 10^{-3}$	$2.41 \cdot 10^{-3}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$
Радиус поворота в магнитах, м	16.3	104.5			8.25
Длина поворотного магнита, м	0.915	5.86			0.454
Напряжение ВЧ, МВ	$5 \div 10$	$10 \div 20$	5.12	18.5	1.24
Частота ВЧ, МГЦ	508.887	508.887	476	476	500
Номер гармоники	5120	5120	3492	3492	1356
Частота обращения, кГц	99.4	99.4	136.3	136.3	368.7
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	0.361
Полная мощность излучения, МВт	2.1/4.0	3.8			0.586
Число частиц в сгустке	$3.3 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{10}$	$2.7 \cdot 10^{10}$	$7.1 \cdot 10^{10}$
Ток сгустка, мА	0.52	0.22	1.3	0.59	4.19
Пиковый ток сгустка, А	158	67	104.5	47	136
Полный ток пучка, А	2.6	1.1	2.1	1.0	1.7
Вакуумная камера	Cu	Cu	промежутки:	1300 м -	Медненый
	*∅94 мм	racetrack**	нерж. сталь	медь,	алюминий
	NEG	104 ×	Ø94 мм	900 m -	100 ×
	вставки	$50\mathrm{mm}^2$	арки: Al	нерж.	50 мм ²
		Ø50 мм	эллипт	сталь	
		NEG	$95 \times 59 \mathrm{mm}^2$		
		полоски	antichamber		

 $^{^*}$ — Низкий коэффициент фотодесорбции, высокая теплопроводность, возможность экранирования рентгеновского излучения.

^{** —} Для минимизации зазора в дипольных магнитах.

Таб. 1.8: Оценки неустойчивостей KEKB, PEP-II и Супер Чарм – Тау фабрики

	KEKB LER	KEKB HER	PEP-II LER	PEP-II HER	Супер- $c au$
Микроволн.	$I_{\rm th} = 0.1{\rm mA}$ @	$I_{\rm th} = 0.2{\rm mA}$ @	$I_{\rm th} = 3.0 {\rm mA} @$	$I_{\rm th} = 9.0{\rm MA}$ @	$I_{\rm th} = 2.2{\rm mA}$ @
неустойчи-	$Z/n = 72 \mathrm{mOm}$	$Z/n = 76 \mathrm{mOm}$	$Z/n = 80 \mathrm{mOm}$	$Z/n = 80 \mathrm{mOm}$	$Z/n = 100 \mathrm{mOm}$
вость	$I_{ m th}=0.5{ m mA^*}$	$I_b = 0.22 \mathrm{mA}$	$I_b = 1.3 \mathrm{mA}$	$I_b = 0.6$ мА	$I_b = 4.2 \mathrm{mA}$
	$I_b = 0.52 \mathrm{mA}$				
Удлинение	25%	7%	20%	6%	50%
сгустка					
ТМС неустой-	$I_{ m th}=1.4{ m mA^*}$	$I_{ m th}=2.4{ m mA^*}$	$I_{ m th}=1.9{ m mA^*}$	$I_{ m th}=2.7{ m mA^*}$	$I_{ m th}=6{ m mA}$ @
чивость					Z_y =100 кОм/м,
					1 ГэВ
Прод.	60 мс	150 мс	1 мс	2 MC	
многосгустк.					
неуст. —					
высшие моды					
резонаторов					
Попер.	30 MC	80 MC	0.5 мс	1 мс	
многосгустк.					
неуст. –					
высшие моды					
резонаторов					
Попер.	5 мс (подавл.		гор: 1.4 мс,	гор: 5.6 мс,	гор: 4 мс,
многосгустк.	OC)		вер: 0.9 мс; ОС	вер: 3.8 мс	вер: 1.5 мс @
неуст. –			damping time		1 ГэВ, 1 А
сопротивление			0.31 мс		
стенок					
(resistive-wall					
CBI)		, ,			
Многосгустк.		1 мс (расчет)	соленоиды с		>10 MC
неуст. – ионы			полем 30 Гс		
Многосгустк.	$>$ $0.4~{ m MC}$				0.16 мс при
неуст. –	соленоиды +				$\xi = 1$
электронные	OC				
облака					

 $^{^* - \}Pi$ о данным измерений.

1.7.2 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, приближенно описывается уравнением [29]

$$\left(\frac{\sigma_t}{\sigma_{t0}}\right)^3 - \frac{\sigma_t}{\sigma_{t0}} = \frac{I_b \alpha}{\sqrt{2\pi} \nu_z^2 (\omega_0 \sigma_{t0})^3 E/e} \operatorname{Im} \left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{\text{eff}},$$
(1.26)

где I_b — ток пучка, $\sigma_{t0} = \sigma_{z0}/c$, σ_{z0} — длина сгустка при нулевом токе, α — коэффициент расширения орбит, ν_z — синхротронная частота (в единицах частоты обращения ω_0). Эффективный импеданс $(Z_{\parallel}/n)_{\rm eff}$, используемый для оценок устойчивости пучка, является взвешенным нормализованным импедансом, усредненным по спектру частот пучка [30]:

$$\left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{\text{eff}} = \frac{\sum_{p=-\infty}^{\infty} Z_{\parallel}(\omega_p) \frac{\omega_0}{\omega_p} h_m(\omega_p)}{\sum_{p=-\infty}^{\infty} h_m(\omega_p)},$$
(1.27)

где $Z_{\parallel}(\omega)$ — частотно-зависимый продольный импеданс, $n=\omega/\omega_0$ — номер гармоники частоты обращения, E — энергия пучка, $\omega_p=p\omega_0+m\omega_s$ — набор частот одиночного сгустка. Для Гауссовского пучка нормализованная плотность спектральной мощности $h_m(\omega)=C_m\tilde{\lambda}_m(\omega)\tilde{\lambda}_m^*(\omega)$ m-й моды колебаний описывается уравнением

$$h_m(\omega) = (\omega \sigma_t)^{2m} e^{-\omega^2 \sigma_t^2}, \tag{1.28}$$

где $\sigma_t = \sigma_z/c$, σ_z — длина сгустка. Мода m=0 соответствует удлинению сгустка за счет искажения потенциальной ямы.

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 [31, 32]:

$$I_p^{\text{mwi}} = \frac{\alpha E/e}{\left|Z_{\parallel}/n\right|_{\text{eff}}} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{FWHM}}^2, \tag{1.29}$$

где $\Delta p/p = \gamma^2/(\gamma^2-1)\Delta E/E$ — разброс продольного импульса пучка, эквивалентный энергетическому разбросу $\Delta E/E$ для ультрарелятивистских $(\gamma\gg 1)$ частиц. Для сгустка с гауссовским распределением плотности и среднеквадратичной длиной σ_z амплитудное значение тока I_p связано со средним током I_b следующим соотношением:

$$I_p = I_b \frac{\sqrt{2\pi}R}{\sigma_z},\tag{1.30}$$

где R — средний радиус ускорителя. Средний пороговый ток микроволновой неустойчивости для Гауссовского пучка определяется выражением [32]:

$$I_b^{\text{mwi}} = \frac{\sigma_{s0}}{R} \frac{\sqrt{2\pi}\alpha \ E/e}{|Z_{\parallel}/n|_{\text{eff}}} \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2. \tag{1.31}$$

На рис. 1.34 показаны графики зависимости порогового тока микроволновой неустойчивости от нормализованного продольного импеданса для четырех значений энергии пучка: 1, 1.5, 2, 2.5 ГэВ. Видно, что проектный ток сгустка 4.4 мА не будет превышать порог неустойчивости при величине нормализованного импеданса не более 70 мОм.

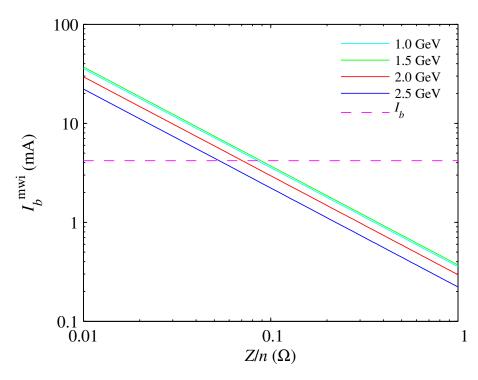


Рис. 1.34: Пороговый ток микроволновой неустойчивости

Следует отметить, что формулы (1.29,1.31) были выведены для длинных протонных пучков, и для коротких сгустков в современных электронных накопителях, таких как источники СИ третьего поколения, эти формулы дают сильно завышенные значения порогового тока неустойчивости. Для более точных оценок необходимо численное моделирование с использованием реалистичной модели импеданса.

Микроволновая неустойчивость обычно ограничивается нелинейностью и не приводит к потерям пучка, однако она вызывает турбулентное удлинение сгустка и рост энергетического разброса с увеличением интенсивности пучка. Выше порога микроволновой неустойчивости удлинение сгустка в зависимости от тока для релятивистского электронного или позитронного пучка с гауссовским распределением линейной плотности приближенно описывается кубическим уравнением [33, 34]:

$$\sigma_t^3 = \frac{I_b \alpha}{\sqrt{2\pi} \nu_z^2 (\omega_0 \sigma_{t0})^3 E/e} \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{\text{eff}}.$$
 (1.32)

Следует отметить, что результаты измерений длины сгустка в зависимости от тока не показывают заметного изменения функции, описывающей удлинение сгустка выше порога микроволновой неустойчивости, хотя порог хорошо виден в измерениях энергетического разброса [34, 35, 36].

На рис. 1.35 показаны графики длины сгустка в зависимости от тока пучка для трех значений нормализованного продольного импеданса (0.05, 0.1, 0.2 Ом) на энергии 2Γ эВ и при фиксированном ускоряющем напряжении $V_{\rm RF}$ =0.99 МВ. Для сравнения, измеренное удлине-

ние сгустка KEKB LER [38] при рабочем токе сгустка $0.5\,\text{mA}$ составляет около 25% ($Z/n \simeq 0.07\,\text{Om}$), PEP-II LER [39] — около 20% при токе сгустка $1.3\,\text{mA}$ ($Z/n \simeq 0.08\,\text{Om}$).

Если необходимо поддерживать продольный размер пучка при любом токе, то для компенсации удлинения надо увеличивать ускоряющее ВЧ напряжение, см. рис. 1.36. Видно, что значительное превышение порога микроволновой неустойчивости нежелательно, поскольку приводит к значительному росту ВЧ напряжения, требуемого для компенсации удлинения сгустка.

1.7.3 Когерентные потери энергии

Взаимодействие пучка с продольным импедансом приводит к когерентным потерям энергии, квадратично зависящим от заряда пучка *q* [27]:

$$\Delta E = k_{\parallel} q^2. \tag{1.33}$$

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

$$k_{\parallel} = \frac{\omega_0}{2\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} Z_{\parallel}(\omega_p) h_0(\omega_p), \qquad (1.34)$$

где $h_0(\omega_p)$ — нормализованная плотность спектральной мощности 0-й моды колебаний Гауссовского пучка (1.28). Если $\sigma_t\omega_0\ll 1$, то сумма может быть заменена интегралом:

$$k_{\parallel} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{\parallel}(\omega) h_0(\omega) d\omega. \tag{1.35}$$

Так же, как и потери на синхротронное излучение, когерентные потери энергии компенсируются в ускоряющих резонаторах на каждом обороте пучка.

1.7.4 ТМС-неустойчивость (fast head-tail)

Резонансное взаимодействие пучка и короткоживущих поперечных wake-полей, характеризуемое поперечным широкополосным импедансом, является причиной неустойчивости поперечных связанных мод (transverse mode coupling, TMC 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, проводящее к потерям частиц пучка до пороговой интенсивности.

Для вакуумной камеры кругового сечения связь между продольным $Z_{\parallel}(\omega)$ и поперечным дипольным $Z_{\perp}(\omega)$ импедансом описывается формулой (следствие теоремы Панофского-Венцеля) [37, 27]):

$$Z_{\perp}(\omega) \approx \frac{2c}{b^2 \omega} Z_{\parallel}(\omega),$$
 (1.36)

где *b* — радиус камеры. В случае индуктивного импеданса

$$Z_{\perp}(\omega) \approx \frac{2R}{b^2} \frac{Z_{\parallel}}{n},$$
 (1.37)

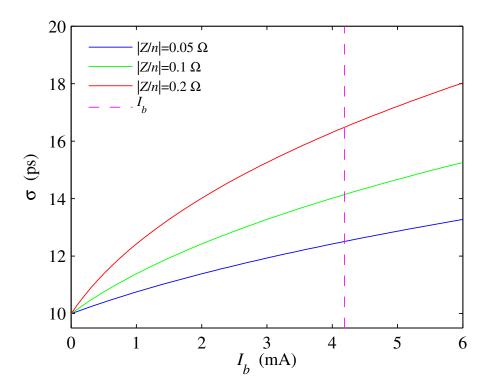


Рис. 1.35: Удлинение сгустка в зависимости от тока ($E=2\,\Gamma$ эВ)

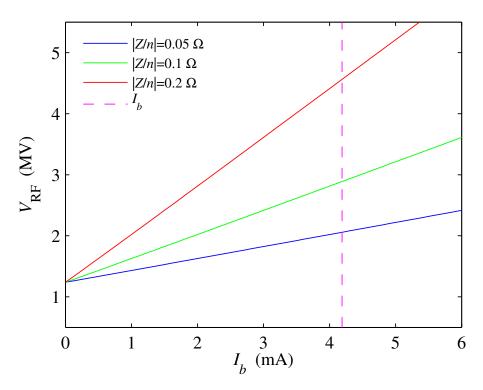


Рис. 1.36: Компенсация удлинения сгустка ($E=2\,\Gamma$ эВ, $\sigma_{z0}=10\,\mathrm{mm}$)

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

В результате взаимодействия пучка с дипольным поперечным импедансом возникает связь head-tail мод поперечных колебаний сгустка. Время нарастания/затухания быстро увеличивается с номером моды m, поэтому моды с большими m обычно не опасны для устойчивости пучка, так как они подавляются радиационным затуханием. Поскольку только несколько низших мод являются существенными для анализа поперечной устойчивости сгустка, проблема может быть сведена к решению задачи на собственные значения [26]. Связь мод колебаний сгустка приводит к когерентному сдвигу бетатронной частоты, который при малых токах линейно зависит от тока пучка [26]:

$$\Delta\nu_{\beta} = -\frac{I_b}{4\sqrt{\pi}\,\sigma_t\,\omega_0 E/e} \sum_j \beta_j \operatorname{Im} Z_{\perp j}^{\text{eff}},\tag{1.38}$$

где $Z_{\perp j}^{\rm eff}$ — эффективный поперечный импеданс, суммирование проводится по всем локальным имедансам, β_j — бета функция в месте локализации j-го импеданса. На рис. 1.37 показаны графики когерентного сдвига бетатронной частоты в зависимости от тока пучка для трех значений поперечного импеданса (19.5, 39, $78\,\mathrm{kOm/m}$), вычисленных по формуле (1.37), примененной к соответствующим значениям нормализованного продольного импеданса (0.05 Ом, 0.1 Ом, 0.2 Ом). Энергия $2\,\Gamma$ эВ, ускоряющее напряжение 0.99 МВ. Сплошными линиями показаны результаты расчетов с учетом удлинения сгустка, пунктирными — без учета удлинения.

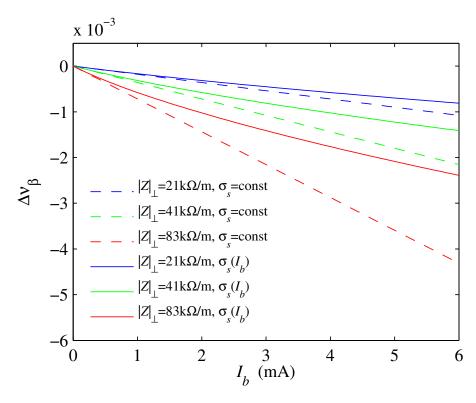


Рис. 1.37: Когерентный сдвиг вертикальной бетатронной частоты в зависимости от тока $(E = 2 \Gamma \ni B)$

Как видно на рис. 1.37, зависимость (1.38) бетатронной частоты от тока пучка остается линейной, только если пренебречь удлинением сгустка. Для более точных оценок сдвига

частоты и порога неустойчивости длина пучка в (1.38) должна быть с учетом удлинения. Для сравнения, измеренный когерентный сдвиг вертикальной бетатронной частоты в случае KEKB LER составляет около 3.5 A⁻¹ [40], в случае PEP-II LER — около 12 A⁻¹ [41].

При нулевом токе пучка частота -1-й моды колебаний сгустка ниже частоты 0-й моды на величину синхротронной частоты. С увеличением тока частоты этих мод сдвигаются навстречу друг другу и неустойчивость поперечных связанных мод возникает, когда частота 0-й моды колебаний сходится с частотой -1-й моды. Определив пороговый ток неустойчивости как ток, при котором частота 0-й моды сдвигается на половину синхротронной частоты, можно записать формулу для порогового тока:

$$I_b^{\text{tmci}} = \frac{4\sqrt{\pi} \,\sigma_t \,\nu_z \,\omega_0 E/e}{\sum_j \beta_j \,\text{Im} \,Z_{\perp j}^{\text{eff}}}.$$
 (1.39)

На рис. 1.38 показаны графики зависимости порогового тока ТМС неустойчивости с учетом удлинения сгустка от поперечного импеданса для четырех значений энергии пучка: 1, 1.5, 2, 2.5Γ эВ. Видно, что проектный ток сгустка 4.4 мА не будет превышать порог неустойчивости при величине поперечного импеданса не более 150 кОм/м на минимальной энергии 1Γ эВ.

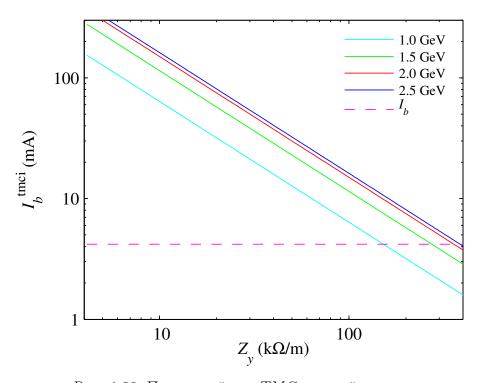


Рис. 1.38: Пороговый ток ТМС неустойчивости

1.7.5 Продольная многостустковая неустойчивость

Взаимодействие пучка с высшими модами ускоряющих резонаторов (узкополосный импеданс) приводит к возбуждению долгоживущих wake-полей, которые, воздействуя на следующие сгустки, могут вызвать продольную неустойчивость в многосгустковом режиме [42]. Пучок, состоящий из N_b сгустков, равномерно распределенных по периметру ускорителя, может рассматриваться как система связанных осцилляторов, имеющая N_b степеней свободы и,

соответственно, N_b мод колебаний со сдвигом фазы $\Delta \varphi = 2\pi n/N_b, n = 0, 1, \dots, N_b-1$. Взаимодействие такого пучка с высшей модой резонатора приводит к резонансному возбуждению n-й моды колебаний при совпадении частоты высшей моды $\omega_{\rm r}$ с какой-либо из частот ω_{np} спектра пучка

$$\omega_{np} = (pN_b + n + m\nu_z)\,\omega_0,\tag{1.40}$$

где p — целое число, ν_z — синхротронная частота в единицах частоты обращения ω_0 , m — когерентная мода колебаний (дипольная m=1, квадрупольная m=2 и т.д.).

Если n-я мода колебаний возбуждается какой-либо из высших мод ускоряющего резонатора, импеданс которой имеет вид

$$Z_{\parallel \text{HOM}}(\omega) = \frac{R_{\text{s}}}{1 + iQ_{\text{HOM}} \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{r}}} - \frac{\omega_{\text{r}}}{\omega}\right)},$$
(1.41)

где $\omega_{\rm r}$ — резонансная частота, $R_{\rm s}$ — шунтовое сопротивление и $Q_{\rm HOM}$ — добротность, то время нарастания может быть оценено с помощью формулы [43, 44]:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel n}} = \frac{\alpha N_b I_b}{4\pi \nu_z E/e} \omega_{np} \operatorname{Re} Z_{\parallel \text{HOM}}(\omega_{np}). \tag{1.42}$$

Если частота n-й моды колебаний ω_{np} близка к резонансной частоте высшей моды $\omega_{\rm r}$, то импеданс Re $Z_{\parallel {
m HOM}}$ может быть выражен через характеристическое сопротивление $\rho=R_{
m s}/Q_{
m HOM}$ и добротность $Q_{
m HOM}$ высшей моды приближенной формулой

$$\operatorname{Re} Z_{\parallel \operatorname{HOM}}(\Delta \omega) \approx \frac{\rho Q_{\operatorname{HOM}}}{1 + 4Q_{\operatorname{HOM}}^2 \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_{\mathrm{r}}}\right)^2},$$
 (1.43)

где $\Delta\omega = \omega_{np} - \omega_{r}$ — расстройка частоты $(\Delta\omega \ll \omega_{r})$.

В электрон-позитронных накопителях основным механизмом подавления продольных колебаний является радиационное затухание. Для устойчивого движения необходимо, чтобы характерное время τ_z радиационного затухания было меньше, чем время нарастания $\tau_{\parallel n}$ (1.42) любой моды в рабочем диапазоне тока пучка. Поскольку импеданс каждой из высших мод характеризуется своими значениями резонансной частоты, шунтового сопротивления и добротности, время нарастания неустойчивости надо оценивать для каждой моды. Учитывая радиационное затухание, можно оценить минимальную величину сдвига частоты высшей моды от резонанса, необходимую для стабилизации n-й моды колебаний [44]:

$$|\Delta\omega| \geqslant \frac{\omega_{\rm r}}{2Q_{\rm HOM}} \sqrt{N_b I_b \frac{\alpha \tau_z}{4\pi \nu_z E/e} \omega_{np} \rho Q_{\rm HOM} - 1}.$$
 (1.44)

Отстройка высших мод от резонанса с частотами $\omega_{np} = (pN_b + n + \nu_z)\omega_0$ может осуществляться с помощью регулирования температуры резонатора. Варьирование температуры резонатора изменяет его геометрические размеры, и, таким образом, происходит сдвиг резонансных частот высших мод. В принципе могут быть найдены определенные диапазоны температур, соответствующие отстройке частот высших мод от резонансов. Использование современных систем авторегулирования позволяет стабилизировать температуру резонаторов с точностью $0.05\,^{\circ}$ С и тем самым поддерживать стабильность пучка в течение эксперимента.

1.7.6 Поперечная многостустковая неустойчивость

Взаимодействие пучка с высшими модами ускоряющих резонаторов, резистивным импедансом стенок вакуумной камеры, а также с ионами остаточного газа и электронными облаками (в накопителях позитронов) может приводить к возбуждению поперечных многосгустковых неустойчивостей. Каждый сгусток, пролетая структуру с узкополосным импедансом, возбуждает долгоживущие wake-поля, которые воздействуют на следующие сгустки. При выполнении резонансных условий все сгустки начинают совершать когерентные колебания с определенным набегом фаз между сгустками.

Взаимодействие пучка, состоящего из N_b сгустков, равномерно распределенных по периметру ускорителя, и какой-либо из высших мод резонатора, частота которой $\omega_{\rm r}$ совпадает с одной из частот

$$\omega_{np} = (pN_b + n + m\nu_\beta)\,\omega_0,\tag{1.45}$$

приводит к возбуждению n-й моды колебаний. Здесь p — целое число, ν_{β} — дробная часть бетатронной частоты в единицах частоты обращения ω_0 .

Поперечный импеданс высшей моды ускоряющего резонатора может быть записан в виде:

$$Z_{\perp \text{HOM}}(\omega) = \frac{\omega_r}{\omega} \frac{R_s}{1 + iQ_{\text{HOM}} \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)},$$
(1.46)

где $\omega_{\rm r}$ — резонансная частота, $R_{\rm s}$ — шунтовое сопротивление и $Q_{\rm HOM}$ — добротность. Если n-я мода колебаний возбуждается высшей модой резонатора с частотой, близкой к ω_{np} , то время нарастания можно оценить с помощью формулы, аналогичной (1.42) [45, 44]:

$$\frac{1}{\tau_{\perp n}} = \frac{\omega_0 \beta_c N_b I_b}{4\pi E/e} \operatorname{Re} Z_{\perp \text{HOM}}(\omega_{np}). \tag{1.47}$$

Неустойчивость не будет возбуждаться, если время нарастания $\tau_{\perp n}$ (1.47) любой моды в рабочем диапазоне тока пучка будет больше, чем время затухания τ_{\perp} поперечных колебаний пучка по радиационному и другим механизмам. Для стабилизации поперечного движения пучка необходимо обеспечить отстройку неустойчивой n-й поперечной моды колебаний от резонанса на величину не менее [44]

$$|\Delta\omega| \geqslant \frac{\omega_{\rm r}}{2Q_{\rm HOM}} \sqrt{N_b I_b \frac{\omega_0 \beta_{\rm c} \tau_{\perp}}{4\pi E/e} \rho \, Q_{\rm HOM} - 1},$$
 (1.48)

где $\rho = R_{\rm s}/Q_{\rm HOM}$ — характеристическое сопротивление.

Кроме высших мод резонаторов поперечная многосгустковая неустойчивость может возбуждаться при взаимодействии пучка с резистивным импедансом стенок вакуумной камеры (resistive wall). Ток изображения, наведенный пролетающим релятивистским пучком в стенках камеры с конечной проводимостью, возбуждает электромагнитные поля, которые, действуя на последующие сгустки, могут приводить к развитию неустойчивости. Частотная зависимость импеданса стенок цилиндрической вакуумной камеры радиуса b и длиной L описывается выражением:

$$Z_{\perp \text{rw}}(\omega) = (1+i)\frac{L}{2\pi} \frac{Z_0 \delta_z(\omega)}{b^3},$$
(1.49)

где $Z_0=120\pi\,{\rm Om}$ — импеданс свободного пространства, $\delta_z(\omega)=\sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}$ — толщина скинслоя, σ и μ — удельная проводимость и магнитная проницаемость материала стенок, соответственно. Поскольку величина импеданса (1.49) обратно пропорциональна квадратному

корню из частоты, наиболее опасным с точки зрения устойчивости пучка является взаимодействие с резистивным импедансом на самой низкой частоте поперечного спектра пучка (1.45) $\omega_{\min} = \nu_{\beta}\omega_{0}$ или $\omega_{\min} = (1 - \nu_{\beta})\omega_{0}$. Формула для оценки времени нарастания этой неустойчивости имеет вид:

$$\frac{1}{\tau_{\perp \text{rw}}} = \frac{\beta_{\text{aver}} \omega_0}{4\pi E/e} N_b I_b \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Re} \, Z_{\perp \text{rw}}(\omega_{np}). \tag{1.50}$$

На рис. 1.39 показаны графики инкремента неустойчивости $1/\tau_{yrw}$ низших (самых опасных) мод в зависимости от номера моды n для четырех значений энергии пучка: 1, 1.5, 2, 2.5 ГэВ; полный ток пучка $N_bI_b=1\,\mathrm{A}$.

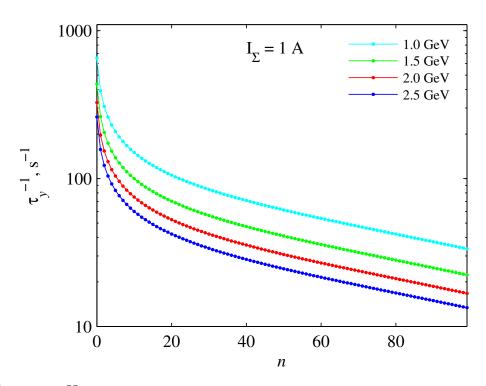


Рис. 1.39: Инкремент неустойчивости в зависимости от номера моды n

1.7.7 Ионные неустойчивости

В электронных накопителях с интенсивными пучками многосгустковые неустойчивости могут возбуждаться при взаимодействии частиц пучка с ионами остаточного газа, которые могут накапливаться в потенциальной яме электронного пучка. Грубая оценка предельного тока электронного пучка, ограничиваемого многооборотной электрон-ионной неустойчивостью, может быть сделана путем сравнения линейных плотностей ионов и электронов. Неустойчивость возникает, когда количество ионов, захваченных в потенциальную яму пучка, приближается к числу электронов в пучке. Линейная плотность ионов может быть оценена с помощью формулы:

$$\lambda_{\rm i} = \frac{N_e N_b}{k_{\rm B} T_{\rm eas}} \sigma_{\rm i} P_{\rm gas},\tag{1.51}$$

где $T_{\rm gas}$ и $P_{\rm gas}$ — температура и давление остаточного газа, соответственно, $\sigma_{\rm i}$ — сечение ионизации, $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, N_b — число сгустков, $N_e = I_b T_0/e$ — число электронов в

сгустке, $T_0 = 1/f_0$ — период обращения. Пренебрегая процессами рекомбинации и считая, что неустойчивость возникает при $\lambda_i \approx \lambda_e$, характерное время развития неустойчивости может быть оценено как $\tau \approx T_0 \lambda_e / \lambda_i$, где λ_e — линейная плотность электронов.

В рамках линейной теории взаимодействия электронного пучка с ионами, справедливой для амплитуд колебаний, не превышающих поперечный размер пучка, частота колебаний ионов в потенциальной яме электронного пучка описывается выражением [46]:

$$\omega_{\rm i} = \sqrt{\frac{2(q_{\rm i}/q_{\rm p})N_e r_p c^2}{A_{\rm i} L_{\rm sep} \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)}},$$
(1.52)

где $q_{\rm i}/q_{\rm p}$ — заряд иона в единицах заряда протона, $A_{\rm i}$ — масса иона в а.е.м., r_p — классический радиус протона, $L_{\rm sep}$ — расстояние между сгустками. Ионы могут быть причиной только многосгустковых неустойчивостей, поскольку величина $c/\omega_{\rm i}$ в большинстве установок превышает $10\,\rm m$. С учетом нелинейности взаимодействия добротность в большинстве случаев невелика, $Q_{\rm i} < 10$. В случае N_b равномерно распределенных сгустков ионы накапливаются в пучке, если их атомная масса превышает критическую величину $A_{\rm crit}$:

$$A_{\rm i} \geqslant A_{\rm crit} = \frac{(q_{\rm i}/q_{\rm p})N_e r_p L_{\rm sep}}{2\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)}.$$
 (1.53)

Для Супер Чарм – Тау фабрики минимальный ток сгустка, при котором возможно накопление ионов, составляет: $0.24\,\mathrm{mA}\ (\mathrm{H_2O}),\ 2.2\,\mathrm{mA}\ (\mathrm{H_2O}),\ 3.5\,\mathrm{mA}\ (\mathrm{CO}),\ 5.5\,\mathrm{mA}\ (\mathrm{CO_2}).$ Довольно эффективным средством борьбы с многооборотным накоплением ионов является разрыв в последовательности сгустков.

Интенсивность электрон-ионного взаимодействия может быть охарактеризована величиной когерентного сдвига горизонтальной ν_x и вертикальной ν_y бетатронных частот [46]:

$$\Delta\nu_x = \frac{\langle \beta_x \rangle (q_i/q_p) r_e \lambda_i P}{4\pi \gamma \sigma_x (\sigma_x + \sigma_y)} \qquad \Delta\nu_y = \frac{\langle \beta_y \rangle (q_i/q_p) r_e \lambda_i P}{4\pi \gamma \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)}, \tag{1.54}$$

где $\langle \beta_{x,y} \rangle$ — средняя бета-функция, $\gamma = E/m_ec^2$ — Лоренц-фактор, E — энергия пучка. Учитывая разброс частот ионов $\Delta\omega_i$, вызванный вариацией поперечных размеров пучка вдоль периметра кольца, время нарастания τ неустойчивости может быть выражено через когерентный сдвиг (1.54):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta \nu \omega_0}{(\Delta \omega_i / \omega_i)_{\text{FWHM}}}.$$
(1.55)

На рис. 1.40 показаны графики времени нарастания вертикальной многооборотной ионной неустойчивости (1.55) в зависимости от давления остаточного газа $P_{\rm gas}$ при номинальном полном токе пучка 1.7 А в $N_b=406\,{\rm cryctkax}$.

В установках с очень большими (несколько ампер) токами пучка и малыми эмиттансами, таких как современные В-фабрики или линейные ускорители, накопление ионов за один пролет пучка может оказаться достаточным для возбуждения быстрой ионной неустойчивости (fast beam-ion instability). Плотность ионов остаточного газа возрастает вдоль цуга электронных сгустков, что приводит как к возбуждению когерентных колебаний отдельных сгустков, так и к росту эмиттанса пучка. В отличие от многооборотной ионной неустойчивости, этот эффект является однооборотным и не подавляется с помощью зазора в цуге сгустков. Признаки быстрой ионной неустойчивости наблюдались в электронных кольцах В-фабрик КЕКВ [47] и РЕР-ІІ в начале их работы. Возможная причина неустойчивости —

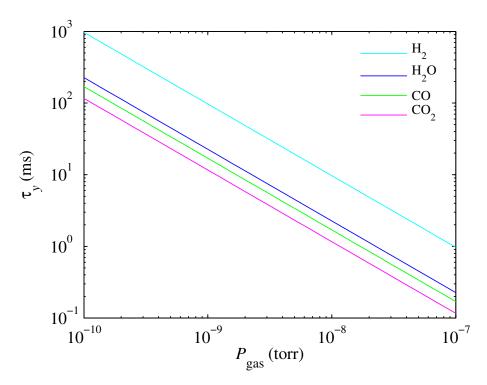


Рис. 1.40: Время нарастания вертикальной многооборотной ионной неустойчивости

недостаточно хороший вакуум. Неустойчивость была успешно подавлена с помощью систем посгустковой поперечной обратной связи.

В рамках линейной теории взаимодействия электронного пучка с ионами, справедливой для амплитуд колебаний, не превышающих поперечный размер пучка, рост амплитуды колебаний пропорционален $\exp(\sqrt{t/\tau_c})$, асимптотические оценки постоянной времени τ_c могут быть сделаны с помощью формулы [48] (для однозарядных ионов)

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{4n_{\text{gas}}\sigma_i \langle \beta_y \rangle N_e^{3/2} N_b^2 r_e r_p^{1/2} L_{\text{sep}}^{1/2} c}{3\sqrt{3}\gamma \sigma_y^{3/2} (\sigma_x + \sigma_y)^{3/2} A_i^{1/2}}.$$
(1.56)

Линейная модель основана на предположениях, что ионы производятся путем ударной ионизации атомов остаточного газа частицами пучка, а захваченные частицы имеют малые начальные скорости. Линейная теория не учитывает следующие эффекты:

- нелинейность электрон-ионного взаимодействия нарастание колебаний останавливается при амплитудах порядка поперечного размера пучка, после чего происходит филаментация и более медленный рост неустойчивости;
- биения бета-функции, приводящие к разбросу частот ионов;
- синхротронное движение;
- образование гало у электронного пучка.

Модифицированная линейная теория с учетом потери когерентности из-за биений бета-функции, вносящих разброс частот $\Delta\omega_i$, дает экспоненциальный рост неустойчивости, пропорциональный $\exp(t/\tau_e)$ с характерным временем [49]:

$$\frac{1}{\tau_e} \approx \frac{1}{\tau_c} \frac{c}{2\sqrt{2}N_b L_{\rm sep}(\Delta\omega_{\rm i})_{\rm rms}}.$$
(1.57)

На рис. 1.41 показаны графики времени нарастания вертикальной быстрой ионной неустойчивости (1.57) в зависимости от давления остаточного газа $P_{\rm gas}$ при номинальном полном токе пучка 1.7 А в $N_b=406$ сгустках, $\langle \beta_x \rangle=6.3\,{\rm m},\ \langle \beta_y \rangle=9.5\,{\rm m},\ \sigma_x=\sqrt{\varepsilon_x\beta_x}=224\,{\rm mkm},$ $\sigma_y=\sqrt{\varepsilon_x\beta_x}=20\,{\rm mkm},\ L_{\rm sep}=1.8\,{\rm m}.$

В работе [50] показано, что быстрая ионная неустойчивость может приводить к росту эмиттанса пучка. Из-за связи продольного и поперечного движения пучка (head-tail) ионное облако, произведенное головными частицами пучка, оказывается смещенным относительно частиц хвоста и электрическое поле ионов отклоняет частицы хвоста. Теория возмущений, примененная к простой линейной модели взаимодействия, дает в первом порядке возмущение эмиттанса на длине цуга $L_{\rm train}$:

$$\Delta \varepsilon_y \approx \frac{1}{2\pi \langle \beta_y \rangle} \left(\hat{y} \frac{L_{\text{train}} \langle \beta_y \rangle \lambda_i r_e}{2\gamma \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)} \right)^2, \tag{1.58}$$

где $\lambda_{\rm i} \approx 6N_eN_bP_{\rm gas}$ — линейная плотность ионов в конце цуга, \hat{y} — амплитуда Фурье-компоненты продольного распределения пучка в начале цуга на частоте $\omega_{\rm i}$. Эта начальная амплитуда может быть обусловлена, например, дробовым шумом (Schottky noise) или вертикальной дисперсией.

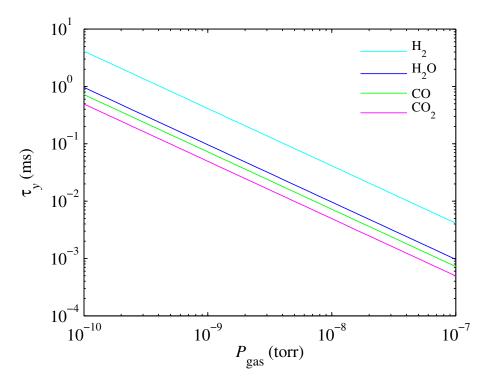


Рис. 1.41: Время нарастания вертикальной быстрой ионной неустойчивости

1.7.8 Электронные облака

Образование и накопление электронных облаков в позитронных машинах может приводить к возбуждению как многосгустковых, так и односгустковых неустойчивостей, так как частота $\omega_{\rm e}$ электронного осциллятора больше частоты ионного в $\omega_{\rm e}/\omega_{\rm i} = \sqrt{m_i/m_e} > 100$ раз, и длина волны wake-полей $2\pi c/\omega_{\rm e}$ сравнима с длиной сгустка σ_z . Пренебрегая движением сгустка и считая силу взаимодействия линейной, можно записать простое выражение для

частоты электронного осциллятора [51]

$$\omega_{\rm e} = \sqrt{\frac{2\lambda_{\rm p}r_ec^2}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)}},\tag{1.59}$$

где $\lambda_{\rm p} \approx N_e/(2\sigma_z)$ — линейная плотность позитронов пучка; r_e — классический радиус электрона. Вертикальное раздувание позитронного пучка наблюдалось на электрон-позитронном коллайдере KEKB [52, 53]. Эффект имеет пороговый характер: при токе пучка, превышающем пороговую величину, вертикальный размер пучка начинал расти пропорционально току, и при токе 300 мА почти удваивался. Этот эффект был одной из наиболее серьезных проблем, ограничивающих светимость KEKB.

Раздувание позитронного пучка характеризуется следующими признаками:

- эффект является многооборотным и не связан с эффектами встречи;
- порог возникновения неустойчивости пропорционален току пучка и обратно пропорционален расстоянию между сгустками;
- при большом вертикальном хроматизме $(5 \div 8)$ не наблюдалось дипольных колебаний, при уменьшенном хроматизме (около 2) и выключенной обратной связи возбуждались дипольные колебания;
- раздувание пучка практически не зависит от бетатронных частот, вакуумных условий, полей вигглеров;
- введение вертикальных коллиматоров (основной источник импеданса) не влияет на раздувание пучка;
- в горизонтальной плоскости данный эффект не наблюдался.

Теоретическое объяснение эффекта предложено в работе [51], раздувание позитронного пучка объясняется односгустковой неустойчивостью, причина которой — взаимодействие с электронными облаками, образующимися в процессе фотоэмиссии или вторичной эмиссии. Неустойчивость возникает при многосгустковом режиме работы, поскольку электронное облако формируется при последовательном пролете многих сгустков. Когерентные дипольные колебания возбуждаются wake-полями электронного облака, проявляющимися как head-tail эффект (сильный или слабый). Наблюдаемое увеличение поперечного размера является результатом head-tail колебаний. Время нарастания неустойчивости определяется плотностью электронного облака вблизи пучка. Распределение электронов в облаке вычислялось компьютерным моделированием [54].

Результаты расчета инкрементов неустойчивости с помощью двухчастичной модели приведены в [51]. Выведены формулы, с помощью которых сделаны оценки инкрементов для КЕКВ LER, хорошо согласующиеся с результатами численного моделирования. В рамках двухчастичной модели интеграл wake-полей за один оборот может быть записан в виде $W_0 = 8\pi \rho_{\rm e} P/N_e$, где $\rho_{\rm e} = N_e/\pi h_x h_y L_{\rm sep}$ — равновесная объемная плотность электронного облака с учетом нейтрализации, h_x и h_y — вертикальная и горизонтальная полуапертуры вакуумной камеры, $L_{\rm sep}$ — расстояние между позитронными сгустками. Подставляя W_0 в уравнение для расчета инкремента head-tail неустойчивости [26] с учетом хроматизма, можно записать выражение для времени нарастания дипольной head-tail моды

$$\frac{1}{\tau_1} \approx \frac{64}{3} \frac{\rho_e \langle \beta_y \rangle r_e \sigma_z \xi_y f_0}{\alpha \gamma},\tag{1.60}$$

где α — коэффициент расширения орбит, ξ — хроматизм, σ_z — длина позитронного сгустка. Оценка для Супер Чарм — Тау фабрики ($E=2\,\Gamma$ эВ): $\tau_1\simeq 160\,\mathrm{mkc}$ при хроматизме $\xi=1$ (для КЕКВ LER $\tau_1\simeq 500\,\mathrm{mkc}$ при $\xi=8$). Двухчастичная модель позволяет также рассчитать пороговую величину объемной плотности электронного облака, при превышении которой развивается быстрая head-tail неустойчивость:

$$\rho_{\rm e} > \frac{2\gamma\nu_s}{\pi r_e P\langle\beta_u\rangle}.\tag{1.61}$$

Оценка для Супер Чарм – Тау фабрики ($E=2\,\Gamma$ эВ): $\rho_{\rm e}>10^{12}\,{\rm m}^{-3}$, эта величина близка к оценкам, сделанным для для КЕКВ LER.

Математическая модель head-tail неустойчивости, вызванной электронными облаками, разработанная на основе многомодового анализа задачи на собственные значения с учетом хроматизма магнитной структуры, опубликована в работе [55], где также показаны результаты анализа сдвига частот и инкрементов связанных мод колебаний в зависимости от плотности электронного облака и хроматизма, с обратной связью и без таковой для двух установок: КЕКВ LER и CERN SPS. Показано, что увеличение хроматизма может значительно отодвинуть порог возникновения неустойчивости, причем при повышении добротности модельного электронного осциллятора хроматический эффект проявляется сильнее.

Для уменьшения плотности электронных облаков в КЕК было предложено использовать магнитное поле (для захвата фотоэлектронов с характерной энергией 10 эВ достаточно около 10 Γ c), для чего на свободные участки вакуумной камеры помещались соленоиды.

1.8 Стабилизация параметров пучка и системы обратной связи

1.8.1 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. Стабильность пучка в коллайдерах является необходимым условием для оптимизации светимости в экспериментах по физике высоких энергий. 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 квадруполи, 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 $\pm 0.1\,^{\circ}$ С. Неустойчивости продольного или поперечного движения пучка с быстрыми временами нарастания (многосгустковые, ТМС-неустойчивость) могут быть подавлены быстрыми системами обратной связи, время реакции которых сравнимо с периодом обращения пучка.

Внешние возмущения, параметры пучка и силы корректоров являются функциями времени. Поэтому при проектировании систем обратной связи 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.

1.8.2 Алгоритмы коррекции

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

$$x = Rf \tag{1.62}$$

где $x = (x_1, ..., x_N)$ — вектор значений параметра пучка, измеренный N датчиками, $f = (f_1, ..., f_M)$ — вектор из M корректирующих воздействий, 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 x — это совокупность отклонений орбиты, измеренных датчиками положения пучка, а f — токи дипольных корректирующих магнитов.

Алгоритм коррекции по существу состоит в обращении матрицы отклика R. Однако на практике матрица R часто оказывается вырожденной или почти вырожденной, поэтому одним из самых широко используемых алгоритмов обращения R является разложение по собственным числам (singular value decomposition, SVD). Матрица отклика записывается в виде $R=U\lambda V^T$, а обратная матрица— в виде $R^{-1}=V\lambda^{-1}U^T$, где U— плотная унитарная матрица размерностью $M \times N$; λ — диагональная матрица, состоящая из собственных значений матрицы R, а V — ортогональная матрица, столбцы которой являются собственными векторами матрицы R. Для исключения сингулярностей при вычислении R^{-1} значения λ_k^{-1} , соответствующие малым собственным числам λ_k , приравниваются к нулю. Количество собственных значений, используемых для расчета обратной матрицы 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.

1.8.3 Расчет передаточных функций

Анализ зависящих от времени (time domain) процессов, происходящих в системе стабилизации параметров пучка, позволяет оптимизировать работу системы в реальном времени. Схема замкнутой системы автоматического регулирования с одним входом и одним выходом изображена на рис. 1.42.

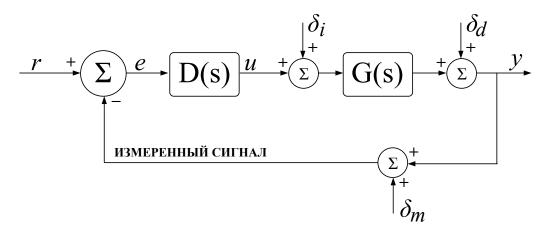


Рис. 1.42: Система автоматического регулирования первого порядка

Объект регулирования характеризуется частотно-зависимой передаточной функцией G(s), устройство управления (регулятор) — функцией D(s). Стабильность системы и ее чувствительность к возмущениям и шуму определяются следующими функциями:

$$T(s) \equiv \frac{y}{r} = \frac{D(s)G(s)}{1 + D(s)G(s)},$$
 (1.63)

$$S_d(s) \equiv \frac{y}{\delta_d} = \frac{1}{1 + D(s)G(s)},\tag{1.64}$$

$$S_i(s) \equiv \frac{y}{\delta_i} = \frac{G(s)}{1 + D(s)G(s)},\tag{1.65}$$

$$S_u(s) \equiv \frac{u}{\delta_d} = \frac{D(s)}{1 + D(s)G(s)},\tag{1.66}$$

где T(s) — полная (номинальная) передаточная функция, $S_d(s)$ — номинальная чувствительность, определяющая подавление возмущений схемой ОС, $S_i(s)$ — чувствительность к входным возмущениям и $S_u(s)$ — чувствительность системы управления. Переменные состояния также обозначены на рис. 1.42: r — задающее воздействие (цель коррекции); y — регулируемая величина; e — сигнал ошибки; u — корректирующее воздействие; δ_m — шум измерения; δ_i и δ_d — возмущения на входе и выходе объекта регулирования. Чувствительность к шумам измерения равна номинальной передаточной функции $T_0(s)$.

Классический расчет обратной связи основан на исследовании нулей знаменателя в уравнениях (1.63-1.66) 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.

1.8.4 Стабилизация орбиты

Стабилизация орбиты необходима для эффективного столкновения пучков в коллайдере. Основной причиной искажения орбиты пучка в краткосрочном и среднесрочном временных диапазонах обычно является механическое смещение магнитов, вызванное вибрациями грунта, тепловыми эффектами, движением охлаждающей жидкости и т. д. Другие источники нестабильности — колебания тока источников питания, содержащие гармоники частоты сети, а также паразитные электрические и магнитные поля. Определение и минимизация источников шумов еще на стадии проектирования ускорителя может значительно улучшить ситуацию. Однако во многих случаях требуемый уровень стабильности 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 [56].

В типичной схеме обратной связи, предназначенной для стабилизации орбиты пучка, входные сигналы поставляются совокупностью датчиков положения пучка (пикапов), кор-

ректирующее воздействие осуществляется с помощью дипольных магнитных корректоров. 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 магниты, используется для минимизации среднеквадратичного отклонения орбиты от некоторой оптимальной.

Алгоритм коррекции 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 МІМО 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. Таким образом, каждый канал коррекции может быть довольно точно описан моделью, состоящей из фильтра низких частот первого порядка и задержки.

Обработка данных в системах быстрой стабилизации орбиты чаще всего реализуется в программируемых логических матрицах (FPGA). В качестве элемента управления используется пропорционально-интегрально-дифференциальный регулятор (ПИД-регулятор). При рабочей частоте ОС до $10\,\mathrm{k}\Gamma$ ц оптимальный выбор параметров ПИД-регулятора позволяет эффективно стабилизировать орбиту пучка в полосе частот $100 \div 150\,\Gamma$ ц. 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.

1.8.5 Системы быстрой обратной связи

Современные ускорительные установки оснащаются быстрыми системами обратной связи для пооборотного (turn-by-turn) или посгусткового (bunch-by-bunch) подавления поперечных и продольных неустойчивостей движения пучка. Блок-схема системы обратной связи для подавления поперечных колебаний пучка изображена на рис. 1.43.

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 программируемой матрицей логических элементов (FPGA), которая вычисляет силу удара по пучку импульсным кикером. Для обработки сигналов применяются фильтры с конечной импульсной характеристикой (FIR-фильтры). Использование полосковых пикапов и кикеров, обладающих свойством направленности, позволяет одновременно

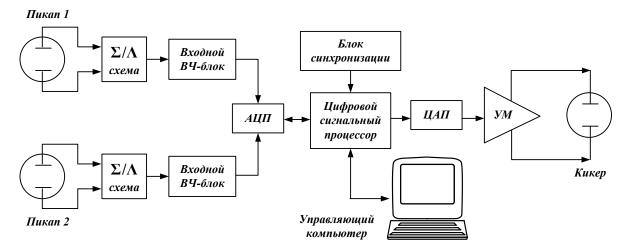


Рис. 1.43: Блок-схема системы обратной связи для подавления поперечных колебаний пучка

стабилизировать движение электронных и позитронных сгустков, циркулирующих в противоположных направлениях, используя одни и те же полосковые линии для обоих типов частиц [57]. Измерение положения пучка двумя пикапами позволяет вычислять поперечное положение и импульс пучка на каждом обороте. Обработка сигнала состоит из следующих операций: измерение отклонения пучка в пикапах; расчет координаты и импульса пучка в кикере; расчет корректирующего воздействия. В системах продольной обратной связи входным сигналом является отклонение фазы пучка от равновесной, а в качестве кикеров используются широкополосные резонаторы.

Для Супер Чарм—Тау фабрики потребуется разработка системы обратной связи для подавления поперечной многосгустковой неустойчивости, возбуждаемой взаимодействием пучка с резистивным импедансом стенок вакуумной камеры. Также весьма вероятно, что пороговый ток ТМС-неустойчивости будет близок к проектному току пучка.

1.9 ВЧ система

Проект Супер Чарм—Тау фабрики включает в себя два накопительных кольца — для e^+ и e^- . Энергия пучка в каждом кольце — в диапазоне $1 \div 2.5\,\Gamma$ эВ. Для обоих колец значения параметров идентичны. В таб. 1.9 приведены параметры одного кольца Супер Чарм—Тау фабрики для максимального режима коллайдера.

Структура пучка: цуг из 406 сгустков, заполняющих каждую третью сепаратрису, затем 138 пустых сепаратрис.

1.9.1 Требования к ВЧ системе

Особенностями работы ВЧ системы Супер Чарм - Тау фабрики являются:

- сильная нагрузка пучком (большие мощность пучка и вносимая им реактивность);
- необходимость подавления многосгустковых неустойчивостей пучка (система обратных связей и демпфирование высших мод ВЧ системы) и переходные процессы, связанные с наличием незаполненных сепаратрис (неравномерная за период обращения пучковая нагрузка, требующая запаса по мощности генератора).

Таб. 1.9: Параметры накопительного кольца Супер Чарм – Тау фабрики

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5	ГэВ	
Частота обращения, f_0	368.7					
Частота ВЧ, $f_{\rm RF}$		499.954				
Кратность ВЧ, h	1356					
Число частиц в сгустке, N_0		8.3.	10^{10}			
Ток сгустка, I_0		4.	93		мА	
Число сгустков, N_b		40	06			
Разрыв цуга		•	(10%)			
Полное число частиц, N		3.39	$\cdot 10^{13}$			
Π олный ток, I	2.0					
Время затухания, $ au_x \ / \ au_y \ / \ au_z$	30/30/15					
Длина сгустка, σ_z	1.92	1.28	1	1	СМ	
Энергетический разброс, $\sigma_{\Delta E/E}$	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$9.3 \cdot 10^{-4}$	$7.2 \cdot 10^{-4}$		
Энергетический разброс, σ_E	1.09	1.65	1.86	1.80	МэВ	
Коэфф.уплотнения орбит, α	$8.49 \cdot 10^{-4}$	$8.77 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.83 \cdot 10^{-4}$		
Синхротронная частота, ν_z	$6.23 \cdot 10^{-2}$	$9.73 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-2}$	$8.21 \cdot 10^{-3}$		
Потери энергии на оборот, U_0	190	298	397	497	кэВ	
Ускоряющее напряжение, $U_{\rm RF}$	0.33	0.96	1.5	1.2	MB	
Синхронная фаза, ${\varphi_{s1}}^*$	144.3°	162.4°	163.0°	152.9°		

^{* —} Значение фазы относительно нуля нарастающего ВЧ напряжения.

Так как подобные требования предъявлялись и к ВЧ системам В-фабрик КЕКВ и РЕР-II [58, 59], то для предварительной оценки можно воспользоваться параметрами ВЧ систем этих коллайдеров. В таб. 1.10 приведены параметры ускоряющих резонаторов этих фабрик [60, 61, 62].

Таб. 1.10: Параметры ускоряющих резонаторов В-фабрик КЕКВ и РЕР-ІІ

Параметр	c/π , KEKB	ARES, KEKB	PEP-II	
Частота, $f_{ m RF}$	509	509	476	МΓц
Характеристическое сопротивление, $ ho$	46.5	7.5	116	O_{M}
Добротность, Q_0		$1.15\cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	
Ускоряющее напряжение, $U_{ m RF}$	1.3	0.5	0.59	MB
Мощность в резонатор и пучок	$250 \div 400$	350	350	кВт

Сравнивая необходимую максимальную ВЧ мощность (с учетом потерь — около 1.2 МВт) и максимальное ускоряющее напряжение (1.5 МВ), можно сделать вывод, что ВЧ система каждого кольца должна включать в себя не менее 3 ускоряющих резонаторов.

Самая простая конфигурация ВЧ системы — запитывать каждый резонатор от отдельного клистрона с мощностью равной $400 \div 500 \,\mathrm{kBT}$ (в непрерывном режиме). Но мощности доступных (представленных на рынке) клистронов равны 300, 800 или 1200 кВт. В этом случае, компоновка ВЧ системы может иметь несколько вариантов:

• 4 клистрона по 300 кВт на 4 резонатора;

- 6 клистронов по 300 кВт на 3 резонатора;
- 2 клистрона по 800 кВт на 4 резонатора.

На рис. 1.44, а) представлен вариант использования 6 клистронов THALES TH2161B (310 кВт) и 3 ускоряющих резонаторов. На рис. 1.44, б) показан вариант компоновки включающий 2 клистрона от СРІ (Microwave Power Products Division) VKP-7958A (800 кВт) и 4 ускоряющих резонатора.

Для уменьшения отражаемой от резонатора ВЧ мощности (компенсации вносимой пучком реактивности) требуется отстройка собственной частоты ВЧ системы от рабочей частоты $f_{\rm RF}$. Величину расстройки можно оценить по формуле

$$df = -\frac{f_{\rm RF}I\rho\sin\left(\arccos\left(\frac{U_0}{U_{\rm RF}}\right)\right)}{U_{\rm RF}},$$

где $f_{\rm RF},\,I,\,U_0$ и $U_{\rm RF}$ — параметры из таб. 1.9, а ρ — это полное характеристическое сопротивление резонаторов ВЧ системы.

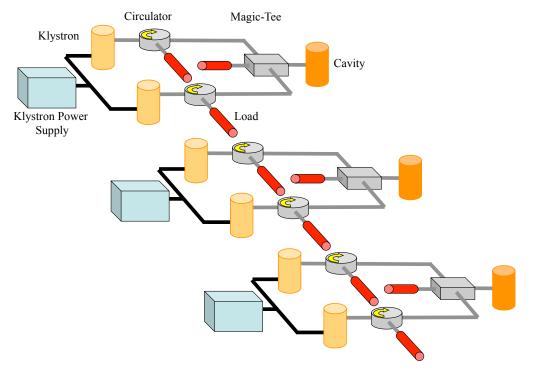
В таб. 1.11 приведены оценки импеданса 3-резонаторной ВЧ системы, полученные с использованием данных из таб. 1.10. Минимальные полоса пропускания Δf и расстройка ВЧ системы df получаются для резонаторов ARES, а максимальные — для резонаторов PEP-II. В этом случае для подавления многосгустковых неустойчивостей пучка, связанных с взаимодействием с рабочей модой ВЧ системы, может потребоваться создание системы обратных связей на гребенчатых фильтрах. Описание подобной системы для В-фабрики PEP-II приведено в [63]. На рис. 1.45–1.46 приведены взятые из этой статьи графики импедансов резонатора без обратной связи и с обратной связью.

Параметр	c/π , КЕКВ	ARES, KEKB	PEP-II	
Частота, $f_{ m RF}$	500	500	500	МΓц
Характеристическое сопротивление, $ ho$	139.5	22.5	348	O_{M}
Нагруженная добротность, Q (2.5 Γ эВ)	$5.19 \cdot 10^3$	$25.2 \cdot 10^3$	$1.94\!\cdot\!10^3$	
Полоса пропускания, $\Delta f = f_{\mathrm{RF}}/Q$	96.3	19.8	257.3	кΓц
Расстройка, df (2 ГэВ, 3 резонатора)	-112	-18	-280	кΓц
Расстройка, df (1 ГэВ, 1 резонатор)	-115	-19	-287	кΓц

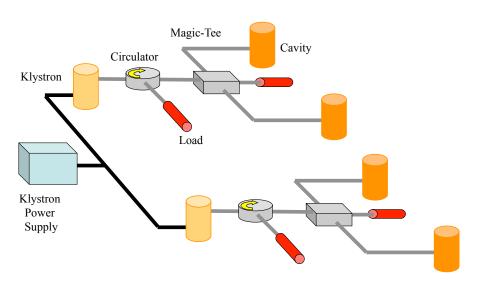
Таб. 1.11: Оценки импеданса 3-резонаторной ВЧ системы

Взаимодействие сгустков с высшими модами (ВМ) ускоряющих резонаторов также способно привести к развитию многосгустковых неустойчивостей пучка, что ограничит ток пучка. Поэтому конструкция ускоряющих резонаторов должна предусматривать снижение добротностей (подавление) ВМ.

Дополнительное требование к работе ВЧ системы — обеспечение точности прихода сгустков к месту встречи пучков. Т. к. часть периметра кольца не заполнена сгустками (разрыв цуга 10%, см. таб. 1.9), то в соответствующее время ВЧ система не нагружена пучком. Это приводит к тому, что амплитуда и фаза ускоряющего напряжения изменяются с периодом, равным периоду обращения: во время пролета цуга сгустков амплитуда напряжения на резонаторах уменьшается (т. к. в это время величина нагрузки превышает усредненное за период обращения значение), а во время разрыва сгустков — нарастает до своего начального

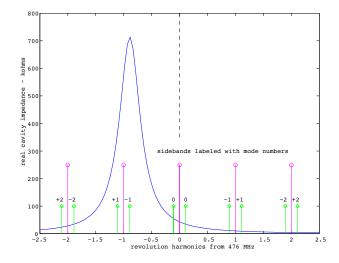


(a) Каждый резонатор запитан от двух клистронов THALES TH2161В через циркуляторы и двойной волноводный тройник; источник питания клистронов является общим



(б) Два клистрона VKP-7958A питают четыре резонатора

Рис. 1.44: Варианты конфигурации ВЧ системы одного кольца Супер Чарм – Тау фабрики



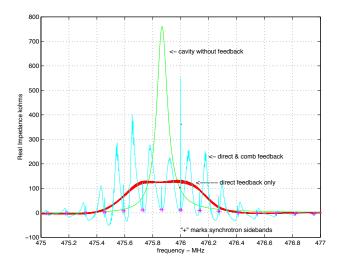


Рис. 1.45: Импеданс резонатора, гармоники частоты обращения пучка и синхротронные боковые полосы (промаркированы номера мод) [63]

Рис. 1.46: Измеренный импеданс реального резонатора без обратной связи, с прямой ВЧ обратной связью на гребенчатых фильтрах [63]

значения (см. рис. 4). Это также приводит к тому, что каждый сгусток будет иметь свою синхронную фазу:

$$\varphi_{s_i} = 180^{\circ} - \arcsin\left(\frac{U_0}{U_{\text{RF}_i}}\right) + \varphi_{\text{RF}_i},$$

где φ_{s_i} — синхронная фаза *i*-го сгустка, U_0 — потери энергии за оборот, U_{RF_i} — амплитуда ускоряющего напряжения (при пролете *i*-го сгустка), а φ_{RF_i} — значение фазы ускоряющего напряжения относительно тока генератора (при пролете *i*-го сгустка).

Величину напряжения dU_i , наводимого пролетающим сгустком с номером i на резонаторах ВЧ системы, можно оценить по формуле

$$dU_i = -\frac{q_i}{C} = -q_i \omega_{\rm c} \rho_{\rm c},$$

где q_i — это заряд сгустка, а C, ω_c и ρ_c — это соответственно: эквивалентная емкость, циклическая частота и суммарное характеристическое сопротивление резонаторов ВЧ системы.

Если распределения зарядов по сгусткам в обоих кольцах являются одинаковыми, то ускоряющие напряжения в обоих кольцах за время пролета изменяются одинаковым образом, синхронные фазы для каждой пары сталкивающихся сгустков (с одинаковым номером из разных колец) также являются одинаковыми. При этом смещения места встречи для каждой пары сгустков не происходит.

Если заряды сгустков в каждом кольце будут варьироваться независимым образом в пределах $\pm 10\%$ от среднего значения (это вызывается необходимостью компенсировать потери частиц с помощью дополнительной инжекции во время работы фабрики), то и наводимые ими (при пролете через резонаторы ВЧ системы) напряжения dU_i тоже будут отличаться в пределах $\pm 10\%$. Это приводит к тому, что амплитуды и фазы ускоряющих напряжений в двух кольцах будут различаться, а значит и синхронные фазы в парах сталкивающихся

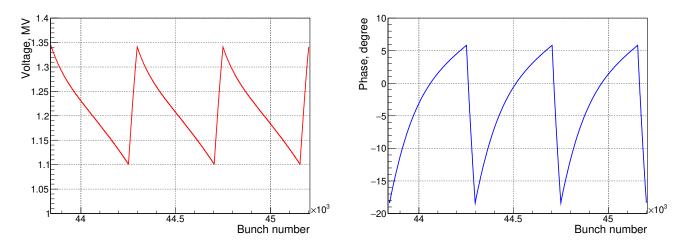


Рис. 1.47: Изменение амплитуды и фазы ускоряющего напряжения

сгустков (с одинаковым номером из разных колец) также будут различными, что приведет к смещению места встречи сгустков от пары к паре.

Величина различия для синхронных фаз φ_{s_i} , а значит и величина смещения места встречи, прямо пропорциональны неравномерности зарядов в сгустках (в Кл), а также частоте и суммарному характеристическому сопротивлению резонаторов.

Поскольку усредненное значение заряда сгустка задано (током пучка), неоднородность заряда сгустка также задана (и составляет $\pm 10\%$ от среднего значения), а частота работы ВЧ системы фиксирована ($\omega_c = 2\pi \cdot 500\,\mathrm{M}\Gamma$ ц), то величина смещения места встречи целиком определяется величиной суммарного характеристического сопротивления резонаторов ВЧ системы ρ_c .

Оценки показывают, что для того чтобы обеспечить необходимую точность места встречи пучков равную $1.5 \div 3$ мм, требуется ВЧ система с суммарным характеристическим сопротивлением, не превышающим 350 Ом (оценка проведена по размаху отклонения).

1.9.2 Ускоряющие резонаторы

Для более подробной оценки ВЧ системы Супер Чарм—Тау фабрики использовались данные для ускоряющих резонаторов PEP-II [62]. Эти резонаторы изготовлены из меди и оснащены волноводным вводом мощности (с вакуумным керамическим ВЧ окном), тюнером для подстройки частоты рабочей моды и 3 волноводными подавителями высших мод. Параметры резонатора приведены в таб. 1.12.

Необходимое количество ускоряющих резонаторов определяется максимальной необходимой ВЧ мощностью, равной 994 кВт в пучок (при работе на энергии 2.5 ГэВ), и максимальным ускоряющим напряжением, равным 1.5 МВ при работе на энергии 2.0 ГэВ (см. таб. 1.9). Из сравнения этих требований с параметрами резонатора РЕР-II (см. таб. 1.12) следует, что для каждого кольца Супер Чарм – Тау фабрики необходимо 3 резонатора подобного типа.

1.9.3 Система ВЧ питания

Максимальный уровень ВЧ мощности генератора соответствует работе на энергии 2.5 ГэВ. Этот уровень определяется суммой мощности, передаваемой в пучок, и мощности потерь

Таб. 1.12: Параметры резонатора РЕР-ІІ

Параметр	Значение
	$\sim 2\mathrm{m}$
Рабочая частота, $f_{\rm RF}$	$476~\mathrm{M}\Gamma$ ц
Характеристическое сопротивление, $ ho$	116 Ом
Добротность, Q	$3 \cdot 10^4$
Шунтовое сопротивление	$3.5\mathrm{MOm}$
Ускоряющее напряжение, U_{RF}	$0.59~\mathrm{MB}$
ВЧ мощность, закачиваемая в резонатор	$350\mathrm{kB}$ т
Мощность потерь в стенках	$50~\mathrm{kB}$ т
Мощность, передаваемая в пучок	300 кВт

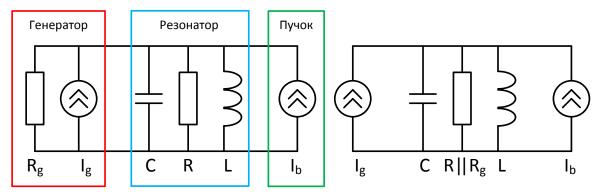
(в волноводах и циркуляторах $\sim 7\%$, в стенках резонаторов и в нагрузках высших мод) и равен 1.17 МВт на каждое кольцо Супер Чарм – Тау фабрики.

В качестве генераторов ВЧ мощности можно использовать клистроны THALES TH2161В ($500\,\mathrm{M}\Gamma\mathrm{u},\,310\,\mathrm{kBt}$) или клистроны CPI VKP-7958A ($800\,\mathrm{kBt}$) (см. рис. 1.44).

Сделаем оценку потребляемой мощности. Считая, что КПД клистронов равняется 64%, а КПД высоковольтных источников питания составляет 89%, получим, что полная потребляемая мощность для двух колец равна $2 \times 1.2 \,\mathrm{MBt}/0.89/0.64 = 4.2 \,\mathrm{MBt}$.

1.9.4 Методика расчетов работы ВЧ системы

Моделирование работы ВЧ системы проводилось с помощью эквивалентной схемы, показанной на рис. 1.48.



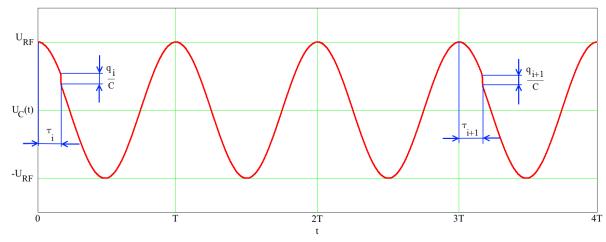
C,R и L — параметры эквивалентного резонансного контура; $R_{\rm g}$ — эквивалентное сопротивление генератора, пересчитанное в контур; $I_{\rm g}$ — ток ВЧ генератора; I_b — ток пучка

Рис. 1.48: Эквивалентная схема ВЧ системы

На рис. 1.49 показана зависимость напряжения на резонансном контуре от времени.

Колебательный процесс в резонансном контуре, изображенном на рис. 1.48, можно представить как суперпозицию процессов, вызванных током генератора (вынужденные колебания) и током пучка (затухающие свободные колебания, возникающие в контуре после пролета очередного сгустка).

Зависимости напряжения на емкости U_C и тока через индуктивность I_L от времени могут быть записаны следующим образом



 $U_{\rm RF}$ — амплитуда ускоряющего напряжения (т. к. картинка качественная, то для ее простоты пренебрегаем изменением $U_{\rm RF}$ после пролета сгустков); T — период колебаний генератора; τ_i и τ_{i+1} — моменты пролета сгустков, отсчитанные от моментов T и 3T; q_i/C и q_{i+i}/C — изменение напряжения после пролета сгустков с номерами i и i+1

Рис. 1.49: Зависимость напряжения $U_C(t)$ от времени, показанная вблизи моментов пролета сгустков с номерами i и i+1

$$U_{C}(t) = U_{C_{\text{ВЫH}}}(t) + U_{C_{\text{CB}}}(t),$$
 $I_{L}(t) = I_{L_{\text{ВЫH}}}(t) + I_{L_{\text{CB}}}(t).$

• для вынужденных колебаний

$$U_{C_{\text{ВЫH}}}(t) = \text{Re}\left[\frac{I_{g}\rho Q \exp\left(j\left(\omega_{\text{g}}t + \varphi\right)\right)}{1 + jQ\left(\frac{\omega_{\text{g}}}{\omega_{\text{c}}} - \frac{\omega_{\text{c}}}{\omega_{\text{g}}}\right)}\right],$$
$$I_{L_{\text{ВЫH}}}(t) = \text{Re}\left[\frac{I_{\text{g}}Q \exp\left(j\left(\omega_{\text{g}}t + \varphi\right)\right)}{j\frac{\omega_{\text{g}}}{\omega_{\text{c}}}\left(1 + jQ\left(\frac{\omega_{\text{g}}}{\omega_{\text{c}}} - \frac{\omega_{\text{c}}}{\omega_{\text{g}}}\right)\right)}\right],$$

где $I_{\rm g}$, $\omega_{\rm g}$ и φ — амплитуда, циклическая частота и фаза тока генератора, ρ , $\omega_{\rm c}$ и Q — характеристическое сопротивление, циклическая резонансная частота и добротность контура, нагруженного на $R_{\rm g}$ (см. рис. 1.48, справа);

• для свободных колебаний (после пролета очередного сгустка)

$$U_{C_{CB}}(t) = \operatorname{Re}\left[\left(U_{C_{CB}}(0) + j\rho I_{L_{CB}}(0)\right) \exp\left(\omega_{c}t\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right)\right],$$

$$I_{L_{CB}}(t) = \frac{1}{\rho}\operatorname{Im}\left[\left(U_{C_{CB}}(0) + j\rho I_{L_{CB}}(0)\right) \exp\left(\omega_{c}t\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right)\right],$$

где $U_{C_{CB}}(0)$ и $I_{L_{CB}}(0)$ — значения напряжения и тока в нулевой момент времени.

Расчет напряжений и токов во время пролета i-го сгустка можно выполнить по следующему пошаговому алгоритму.

1. Пусть в момент t=0, соответствующий нулевой фазе тока генератора, напряжение равно $U_C(0)$ (см. рис. 1.49), а ток равен $I_L(0)$, тогда для напряжения и тока в момент τ_i получим:

$$U_{C}(\tau_{i}) = \operatorname{Re}\left[\left[U_{C}(0) - U_{C_{\text{BЫH}}}(0) + j\rho\left(I_{L}(0) - I_{L_{\text{BЫH}}}(0)\right)\right] \times \right]$$

$$\times \exp\left(\omega_{c}\tau_{i}\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right) + U_{C_{\text{BЫH}}}(\tau_{i}),$$

$$I_{L}(\tau_{i}) = \frac{1}{\rho}\operatorname{Im}\left[\left[U_{C}(0) - U_{C_{\text{BЫH}}}(0) + j\rho\left(I_{L}(0) - I_{L_{\text{BЫH}}}(0)\right)\right] \times \right]$$

$$\times \exp\left(\omega_{c}\tau_{i}\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right) + I_{L_{\text{BЫH}}}(\tau_{i}).$$

2. Пусть τ_i – это момент пролета синхронной частицы с зарядом q_i , тогда для значений напряжения и тока, сразу после пролета получим:

$$U_C(\tau_i + 0) = U_C(\tau_i - 0) - \frac{q_i}{C},$$

 $I_L(\tau_i + 0) = I_L(\tau_i - 0).$

3. Для момента t=3T, соответствующему «нулевому» моменту следующего сгустка (см. рис. 1.49), получим:

$$U_{C}(3T) = \operatorname{Re}\left[\left[U_{C}(\tau_{i}+0) - U_{C_{\text{BыH}}}(\tau_{i}) + j\rho\left(I_{L}(\tau_{i}) - I_{L_{\text{BыH}}}(\tau_{i})\right)\right] \times \right]$$

$$\times \exp\left(\omega_{c}(3T - \tau_{i})\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right) + U_{C_{\text{BыH}}}(0),$$

$$I_{L}(3T) = \frac{1}{\rho}\operatorname{Im}\left[\left[U_{C}(\tau_{i}+0) - U_{C_{\text{BыH}}}(\tau_{i}) + j\rho\left(I_{L}(\tau_{i}) - I_{L_{\text{BыH}}}(\tau_{i})\right)\right] \times \right]$$

$$\times \exp\left(\omega_{c}(3T - \tau_{i})\left(j - \frac{1}{2Q}\right)\right) + I_{L_{\text{BыH}}}(0).$$

4. Для сгустка с номером i+1 полагаем t=0:

$$U_C(0) = U_C(3T),$$

$$I_L(0) = I_L(3T)$$

и повторяем расчеты шагов $1 \div 3$.

Проводимые таким образом вычисления позволяют определить значения напряжения U_C и тока I_L в течение всего периода обращения пучка (для 1356 периодов T).

Моделирование настройки ВЧ системы сводится к подбору отстройки частоты резонатора и значения тока генератора, обеспечивающих стационарный процесс ускорения частиц, при заданных ускоряющем напряжении и потерях энергии за оборот.

1.9.5 Режимы работы ВЧ системы

В таб. 1.13 приведены результаты моделирования рабочих режимов ВЧ системы накопительного кольца при параметрах, соответствующих данным из таб. 1.13 (с запасом). Для

Таб. 1.13: Режимы работы ВЧ системы одного кольца (с запасом по параметрам)

Энергия	1.0	1.5	2.0	2.5	ГэВ
Ток пучка	1.25	2.0	2.0	2.0	A
Потери за оборот	190	298	397	497	кВ
Мощность в пучок	238	596	794	994	кВт
Ускоряющее напряжение	330	960	1500	1200	кВ
Количество резонаторов	1	3	3	3	ШТ
Напряжение на 1 резонаторе	330	320	500	400	кВ
Отстройка частоты	-185	-349	-224	-273	кΓц
ВЧ потери в резонаторах	16	44	108	69	кВт
Мощность в ВЧ	254	640	902	1063	кВт
Мощность в 1 резонатор	254	213	301	354	кВт
КСВН в фидерной линии	1.05	1.06	1.84	1.0	
Мощность генератора	254	704	992	1169	кВт
Мощность генератора без отстройки частоты	291	1200	1350	1470	кВт
ВЧ смещение места встречи (размах)	1.79	1.78	0.92	1.5	MM

получения устойчивого режима при работе на энергии $1\,\Gamma$ эВ ток пучка уменьшен до $1.25\,\mathrm{A}$ при этом, для уменьшения характеристического сопротивления, используется только 1 ускоряющий резонатор. Для обеспечения работы при токе $2\,\mathrm{A}$ требуется дальнейшее уменьшение характеристического сопротивления (до величины $\sim 15\,\mathrm{Om}$) или применение системы обратных связей.

Расчеты для каждого режима проводились в два этапа.

- 1. Сначала проводилась настройка ВЧ системы для пучка с одинаковыми зарядами в сгустках.
- 2. Затем (с этими параметрами настройки ВЧ системы) проводился расчет для пучков со случайной вариацией зарядов в сгустках равной $\pm 10\%$ (от среднего значения). Этот расчет проводился два раза имитируя режимы для обоих накопительных колец ускорителя. Сравнение синхронных фаз, полученных для этих двух счетов, позволяет оценить смещение места встречи.

Для каждого режима работы, оценка смещения места встречи проводилась по размаху (разнице максимального и минимального значений) для трех пар счетов (см. рис. 1.50).

1.9.6 Система управления

На рис. 1.51 приведена блок-схема ВЧ системы в которой каждый ускоряющий резонатор запитан от отдельного клистрона.

1.9.7 Оценка параметров ВЧ системы со сверхпроводящими резонаторами

Для оценок использованы параметры сверхпроводящих резонаторов с подавлением высших мод (ВМ) HER SuperKEKB [61, 64] (см. таб. 1.10).

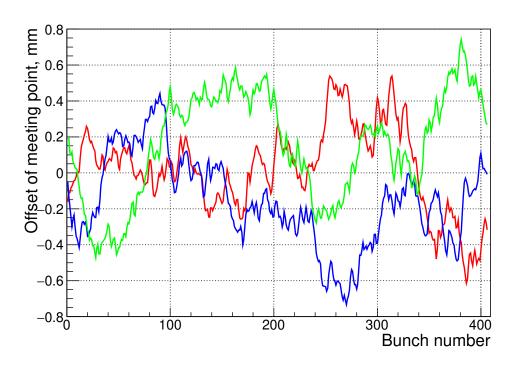


Рис. 1.50: Смещение места встречи

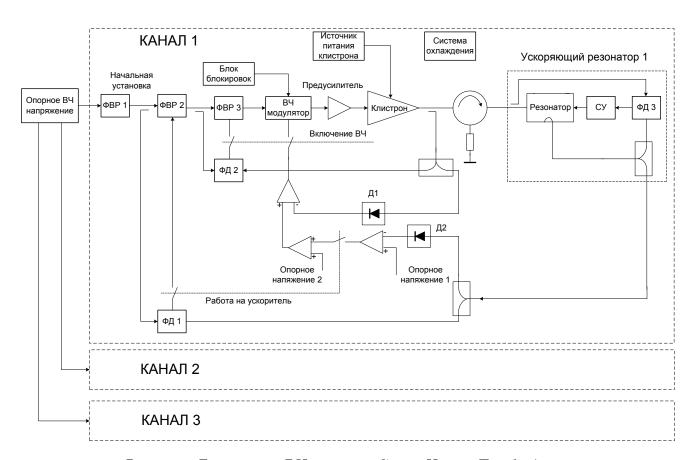


Рис. 1.51: Блок-схема ВЧ системы Супер Чарм-Тау фабрики

Согласно этим данным, для одного кольца Супер Чарм – Тау фабрики достаточно 3 сверх-проводящих резонаторов. При этом суммарное характеристическое сопротивление резонаторов будет равно 140 Ом, что в 2.5 раза меньше характеристического сопротивления ВЧ системы основанной на резонаторах РЕР-II. Такое уменьшение характеристического сопротивления приведет к 2.5-кратному уменьшению смещения места встречи и уменьшению расстройки резонаторов до 115 кГц (см. таб. 1.11), что позволило бы отказаться от необходимости создания системы обратных связей.

Если ориентироваться на оценки сверхпроводящих резонаторов проекта SuperPEP [65], то для ВЧ системы одного кольца Супер Чарм – Тау фабрики достаточно одного резонатора с передаваемой в пучок мощностью 1 МВт и ускоряющим напряжением 1.5 МВ.

Однако в данный момент технологии изготовления сверхпроводящих резонаторов в России отсутствуют.

1.10 Вакуумная система

1.10.1 Требования на уровень разрежения

Рабочий вакуум в электронном кольце определяется динамикой накопления ионного остова вследствие ионизации молекул остаточного газа. В п. 1.7.7 показано, что для того, чтобы время нарастания быстрой ионной неустойчивости превышало период оборота релятивистских частиц в десятки раз, необходим вакуум на уровне 10^{-9} Topp (в азотном эквиваленте). В позитронном кольце давление остаточных газов определяется требованием на «вакуумное» время жизни пучка: не менее 3 часов. Неупругое рассеяние электронов и позитронов с энергией более 0.5 ГэВ на молекулах остаточного газа является доминирующим процессом, определяющим «вакуумное» время жизни пучка:

•
$$\sigma_{in} = 4r_e^2 \alpha Z_i^2 \left[\frac{4}{3} \left(\ln \frac{E}{\Delta E} - \frac{5}{8} \right) \ln \left(183 Z_i^{-1/3} \right) + \frac{1}{9} \left(\ln \frac{E}{\Delta E} - 1 \right) \right]$$
 — сечение неупругого рассеяния на ядрах молекул остаточного газа,

•
$$\sigma_{ie} = 4r_e^2 \alpha Z_i^2 \left[\frac{4}{3} \left(\ln \frac{E}{\Delta E} - \frac{5}{8} \right) \ln \left(1440 Z_i^{-2/3} \right) + \frac{1}{9} \left(\ln \frac{E}{\Delta E} - 1 \right) \right]$$
 — сечение неупругого рассеяния на электронах остаточного газа,

•
$$\tau = \left[\sum_{i} n_i c (\sigma_{in} + \sigma_{ie})\right]^{-1}$$
 — время жизни пучка,

где $n_i = P_i/kT$ — концентрация остаточного газа i-той компоненты, P_i — соответствующее давление остаточного газа, k — постоянная Больцмана, T — температура газа, c — скорость света, $\Delta E/E$ — энергетический акцептанс, Z_i — заряд ядра i-той компоненты остаточного газа, α — постоянная тонкой структуры, r_e — классический радиус электрона.

Основными компонентами остаточных газов в присутствии синхротронного излучения являются молекулярный водород (около 80%) и монооксид углерода (менее 20%). Остальные значимые компоненты (диоксид углерода и насыщенные углеводороды) составляют менее 5%. Расчеты показывают, что давление остаточных газов в позитронном кольце должно быть не более $3 \cdot 10^{-9}$ Торр для обеспечения «вакуумного» времени жизни пучка не менее трех часов.

Таб. 1.14: Параметры вакуумной камеры Супер Чарм – Тау фабрики

Поромотр	Значение
Параметр	—————————————————————————————————————
Ток пучка	$2\mathrm{A}$
Суммарный поток СИ	$\sim 4.5 \cdot 10^{21} \mathrm{c}^{-1}$
Средний поток СИ на единицу длины	$\sim 5.5 \cdot 10^{18} \mathrm{c}^{-1} \mathrm{m}^{-1}$
Суммарная мощность СИ	$\sim 900\mathrm{kBt}$
Максимальная мощность СИ дипольного магнита	$6.2\mathrm{kBr}$
Максимальная мощность СИ вигглера-затухателя	$109\mathrm{kBt}$
Период следования сгустков	6 нс
Число сгустков	406
Зазор между полюсами диполей	$76 \mathrm{mm}$
Диаметр вписанной окружности магнитных линз	$76 \mathrm{mm}$
Минимальное расстояние между полюсами секступолей	$17\mathrm{mm}$

^{* —} Минимальный технологический зазор с вакуумной камерой пучка 2 мм.

1.10.2 Концепция вакуумной камеры пучка

В таб. 1.14 представлены основные параметры коллайдера, определяющие геометрию и свойства вакуумной камеры пучка.

Для обеспечения максимальной гладкости вакуумной камеры пучка, упрощения и удешевления откачивающей системы предлагается использовать геттерное покрытие TiZrV (освоенная в ИЯФ технология [66]). Такое решение заведомо обеспечивает необходимый уровень разрежения в присутствии интенсивного СИ, поскольку превращает внутреннюю поверхность вакуумной камеры из источника газовой нагрузки в распределенный вакуумный насос [67, 68, 69]. Кроме того, при определенных режимах напыления геттера системы TiZrV, получаются пленки с низким квантовым выходом вторичных электронов [70, 71], что позволяет снизить плотность электронных облаков в позитронном кольце. Для активации геттера необходим прогрев (до 220°C). Расчет максимально возможной внутренней вертикальной апертуры камеры в дипольном магните: межполюсное расстояние дипольного магнита -2 мм (двойной технологический зазор) — $2 \, \text{мм}$ (двойной зазор для теплоизоляции) — 2 h (двойная толщина стенки вакуумной камеры). Таким образом, при толщине стенки 2мм, внутренний диаметр вакуумной камеры — 68 мм. Предполагается, что вакуумные камеры будут изготовлены из алюминиевого сплава (например, А6063) методом экструзии, позволяющим предусмотреть в сечении вакуумной камеры каналы для водяного охлаждения и установки нагревателей.

Наиболее существенной потенциальной проблемой позитронного кольца является образование плотных электронных облаков. По многим теоретическим оценкам и экспериментальным результатам [72, 73] пороговая плотность электронного облака, при которой возникают когерентные нестабильности пучка, составляет всего $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Первичным источником электронов низкой энергии в области распространения пучка являются фото-электроны, образующиеся действием прямых, переотраженных и переизлученных фотонов СИ на стенки вакуумной камеры. Наиболее простой и эффективный способ подавления СИ в прямых дрейфовых промежутках — применение продольного магнитного поля $20 \div 30 \, \Gamma \text{c}$, которое отклоняет электроны обратно на стенки вакуумной камеры. В магнитных элементах фото-электроны

^{** —} Минимальный технологический зазор с вакуумной камерой пучка 1 мм.

от прямого СИ также отклоняются обратно на стенку камеры. Поэтому накопление электронов в области распространения пучка происходит за счет электронов (движущихся вдоль силовых линий магнитного поля), образованных действием пере-отраженного и рассеянного СИ. Для оценок, в простой круглой вакуумной камере, долю переотраженных и рассеянных фотонов считают равной 70% от прямого потока СИ [74, 75]. В первом приближении вакуумная камера равномерно освещается этим потоком фотонов. Усредненный квантовый выход фото-электронов при энергии фотонов больше 20 эВ составляет $2\div 5\%$ [74, 75]. В среднем, в камере диаметром больше 40 мм, времени между сгустками 6 нс и числе позитронов в сгустке $7\cdot 10^{10}$, фото-электроны успевают ускориться в поле двух сгустков (получают два «удара») прежде чем достигают стенки вакуумной камеры. Таким образом, среднее время жизни фото-электронов — 12 нс. Соответственно среднюю плотность фото-электронов можно оценить как

$$n_e = \frac{2\tau \overline{\Gamma}_0 RY}{\pi r^2} \approx 7 \cdot 10^5 \, \text{cm}^{-3},$$

где $\overline{\Gamma}_0 = 5.5 \cdot 10^{18} \text{m}^{-1} \text{c}^{-1}$ — средний поток фотонов на единицу длины камеры пучка, $\tau = 6$ нс — период следования сгустков, r = 34 мм — радиус вакуумной камеры пучка, R = 0.7 — доля переотраженных и рассеянных фотонов, Y = 0.05 — квантовый выход фото-электронов.

Полученная оценка плотности фото-электронов уже превышает порог возникновения нестабильности пучка. Поэтому геометрия вакуумной камеры должна быть устроена так, чтобы поверхность, взаимодействующая с прямым потоком СИ, была удалена из области распространения пучка. Возможные реализации вакуумной камеры пучка методом экструзии алюминиевого сплава представлены на рис. 1.52-1.54. Технология экструзии позволяет одновременно изготовить параллельные каналы для осуществления охлаждения (фигурные каналы) и нагрева камеры (каналы диаметром 3 мм).

Свободные электроны ускоряются в поле сгустков пучка до энергий превышающих 100 эВ. Взаимодействие ускоренных электронов (первичных) со стенками вакуумной камеры приводит к образованию вторичных электронов, которые, будучи ускоренными в поле последующих сгустков, в свою очередь выполняют роль первичных. Если в среднем, количество вторичных электронов в процессе вторичной электронной эмиссии превышает количество первичных, то этот процесс приводит к лавинообразному росту плотности электронов (это явление получило название «мультипактор») в области распространения пучка. Отметим, что явление вторичной электронной эмиссии может привести к значительному увеличению плотности электронного облака в области распространения пучка, даже если средний квантовый выход вторичных электронов меньше единицы. Принимая условие, что в среднем количество вторичных электронов не превышает количество первичных, суммарную плотность электронного облака, можно оценить из:

$$n_e = \frac{Y s \overline{\Gamma}_0 \tau}{(1 - \delta_{\text{eff}}) \pi r^2},$$

где s — доля фотонного потока взаимодействующего со стенками вакуумной камеры в области распространения пучка, $\delta_{\rm eff} = \int\limits_0^\infty \delta(E_e) n_e(E_e) dE_e$ — эффективный (средний) коэффициент вторичной электронной эмиссии, $\delta(E_e)$ — квантовый выход вторичных электронов как функция энергии первичных электронов (максимальное значение $\delta(E_e)$, как правило больше 1, соответствует энергии первичных электронов в диапазоне $200 \div 400$ эВ), $n_e(E_e)$ — энергетическое распределение первичных электронов, которое наиболее сложно оценить в следствие экранирующего действия пространственного заряда самого электронного облака на взаимо-

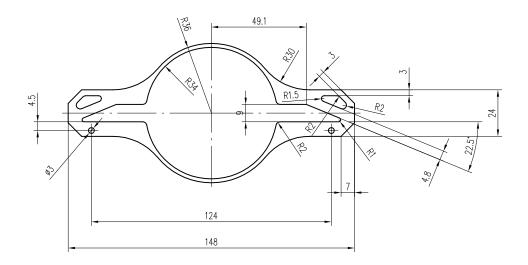


Рис. 1.52: Сечение регулярной вакуумной камеры

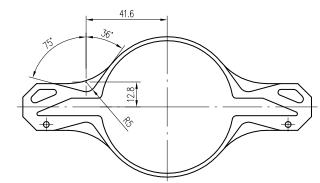


Рис. 1.53: Сечение вакуумной камеры в секступольных линзах

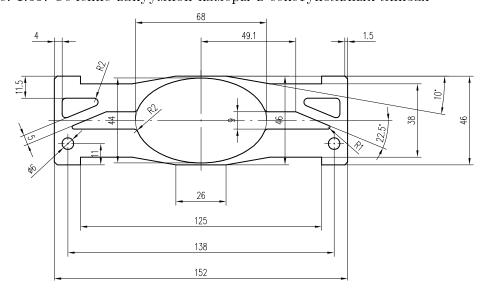


Рис. 1.54: Сечение вакуумной камеры в вигглерах

действие с пучком. Оценки показывают, что если некое функциональное покрытие или специализированная обработка вакуумной камеры, позволят уменьшить $\delta_{\rm eff}$ до значения 0.95 и меньше, то требование на s определится как $\delta s \leqslant 0.05$, что вполне реализуемо на практике.

В настоящее время существует три варианта обработки внутренней поверхности камеры, приводящие к значительному снижению квантового выхода вторичных электронов.

- 1. Покрытие геттером системы TiZrV. Как уже было отмечено, это наиболее перспективный вариант, поскольку обеспечивает распределенную откачку вакуумной камеры пучка. Недостатки: требуется прогрев вакуумной камеры до $220\,^{\circ}$ С и требуется технологическая проработка с целью получения $\delta_{\rm max} < 1$, что до сих пор еще не осуществлено на практике.
- 2. Покрытие графено-подобным углеродом [76]. Преимущество: прогрев вакуумной камеры не требуется. Потенциальные недостатки: значительные газовыделения под действием СИ. Требуется распределенная система откачки.
- 3. Лазерная обработка поверхности [77]. Преимущества: прогрев вакуумной камеры не требуется. Потенциальные недостатки: значительные газовыделения под действием СИ. Требуется распределенная система откачки.

Все три варианта обработки внутренней поверхности вакуумной камеры пучка требуют тщательной проработки с точки зрения надежности в эксплуатации в присутствии интенсивного СИ и требований на высокочастотный импеданс вакуумной камеры пучка.

1.11 Магнитная система

Магнитная система Супер Чарм – Тау фабрики состоит из двух идентичных накопительных колец — для позитронов¹ и электронов. Основная часть магнитной системы каждого из колец состоит из нормально проводящих электромагнитов. Сверхпроводящие устройства (финальных фокус, вигглеры-затухатели, соленоиды Сибирских змеек) обсуждаются в п. 1.13.

В таб. 1.15 приведены типы магнитных элементов для одного кольца, где использовано обозначение

$$B_n = \frac{\partial^n B_y}{\partial x^n} (x = 0, y = 0, z),$$

где x и y — горизонтальное и вертикальное направление, соответственно. То есть B_0 — дипольное поле, B_1 — градиент поля, B_2 — секступольный градиент и т.д.

Материал сердечников всех магнитных элементов — штампованная листовая электротехническая сталь марки 21848, толщина — 1 мм, коэффициент заполнения — 98%.

Вакуумная камера в сечении имеет сложную форму, для пучка доступна область $\varnothing 68$ мм. Толщина стенок в минимальном размере (по вертикали) — 2 мм. Зазор технологический до полюсов — по 2 мм. Вертикальная апертура диполей (межполюсной зазор) — 76 мм, вписанный диаметр в квадруполях и секступолях — $\varnothing 76$ мм.

Магнитные расчеты выполнены программой MERMAID, созданной А.Н. Дубровиным в ИЯФ СО РАН.

¹В позитроном кольце отсутствуют сверхпроводящие соленоиды Сибирских змеек.

Таб. 1.15: Типы магнитных элементов одного кольца Супер Чарм – Тау фабрики

$N_{ar{o}}$	Тип магнита	Длина, см	Аперт., мм	Вел.	Мин.	Макс.	Единицы	Кол-во
1	Диполь	34	150x76	B_0	0.0	10.5	кГс	160
2	Диполь	100	150×76	B_0	1.0	6.0	кΓс	18
	Итого							178
1	Квадруполь	25	Ø76	B_1	0.2	1.2	кГс/см	41
2	Квадруполь	30	$\varnothing 76$	B_1	0.7	2.2	кГс/см	130
3	Квадруполь	40	$\varnothing 76$	B_1	0.0	2.6	к $\Gamma \mathrm{c}/\mathrm{c}\mathrm{m}$	60
4	Квадруполь	50	$\varnothing 76$	B_1	0.0	2.6	к $\Gamma \mathrm{c}/\mathrm{c}\mathrm{m}$	97
5	Квадруполь	65	$\varnothing 76$	B_1	0.0	2.6	к $\Gamma c/c$ м	84
	Итого							412
1	Секступоль	20	Ø76	B_2	0.0	1.3	$\kappa\Gamma c/c$ м 2	14
2	Секступоль	30	$\varnothing 76$	B_2	0.0	1.3	$\kappa\Gamma c/c m^2$	90
3	Секступоль	40	$\varnothing 76$	B_2	0.0	1.3	$\kappa\Gamma c/c m^2$	14
	Итого							118

1.11.1 Дипольные магниты

Все дипольные магниты имеют одно и то же сечения ярма. Вариация поля происходит за счет тока и числа витков в обмотке возбуждения. Так как длины магнитов малы по сравнению с радиусом кривизны траектории пучка, то магниты прямые (rectangular bending). Вакуумная камера в апертуре дипольного магнита имеет регулярное сечение (см. п. 1.10, рис. 1.52). Сечение 1/4 магнита показано на рис. 1.55.

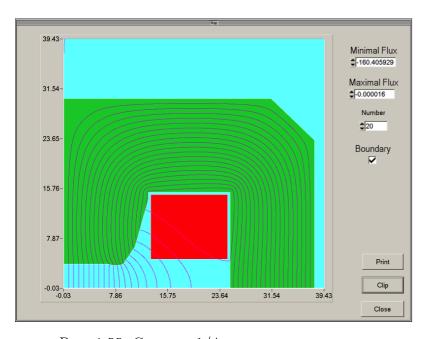


Рис. 1.55: Сечение 1/4 дипольного магнита

Обмотка возбуждения состоит из двух катушек — верхней и нижней. Катушка выполняется из медного полого проводника сечением $23 \times 15 \times \varnothing 6.55\,\mathrm{mm}$. Каждая катушка диполей 1-го

и 2-го типа содержит 4 слоя по 7 витков, всего 28 витков, а диполей 3-го типа — 2 слоя по 7 витков, всего 14 витков.

На рис. 1.56 показано распределение по оси x (y=0) при малом и большом уровнях полей. При промежуточных значениях полей распределение аналогичное. Качество поля $\Delta B/B$ лучше, чем $\pm 1\cdot 10^{-4}$ в области ± 30 мм. Форма сердечника удовлетворяет требованиям на качество поля.

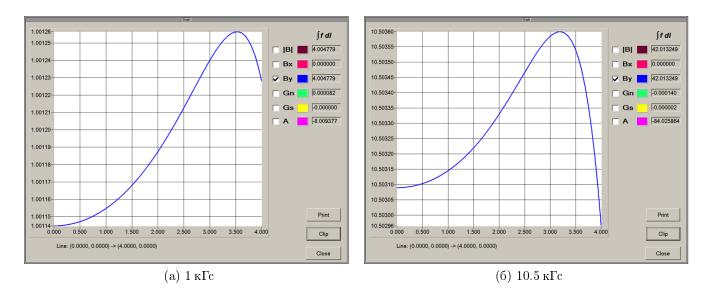


Рис. 1.56: Распределение поля в дипольном магните

В таб. 1.16 перечислены параметры дипольных магнитов.

Таб. 1.16: Параметры дипольных магнитов

Тип	Кол-во	L, cm	B_0 , к Γ с	<i>I</i> , A	U, B	Р, кВт	Габариты, м	Вес, т
1	160	34	10.5	1150	6.8	7.8	$0.6 \times 0.76 \times 0.62$	1.2
2	18	100	6.0	1300	6.8	8.8	$0.6 \times 0.76 \times 1.28$	3.0

Обозначения: L — магнитная длина, B_0 — максимальное поле, I — ток в катушке, U — падение напряжения на одном магните, P — мощность, габариты — высота×ширина×длина.

Во все типы дипольных магнитов закладывается коррекция $\pm 1\%$. Шинка типа $\Pi C \not \square 2 \times 2$ мм, ток — до 6 A, 45 витков на катушке, т.е. две на магните.

Охлаждение катушек водяное. Нагрев катушек всех типов при перепаде давления в $4\,\mathrm{atm}$ — менее $16\,^\circ\mathrm{C}$. Суммарная тепловая мощность, выделяемая на дипольных магнитах двух колец — $2475\,\mathrm{kBt}$.

1.11.2 Квадрупольные линзы

Все квадрупольные линзы имеют вписанный радиус сердечника Ø76 мм. Вакуумная камера в апертуре линзы имеет регулярное сечение (см. п. 1.10, рис. 1.52). На рис. 1.57 приведена 1/4 сечения квадрупольной линзы.

Квадруполи 1 и 2 типа имеют дополнительную коррекцию градиента. Остальные типы квадруполей запитываются индивидуально и коррекции не имеют. Во всех квадруполях катушки наматываются из полого медного проводника сечением $6.35 \times 6.35 \times \varnothing 3.15$ мм. Сечение

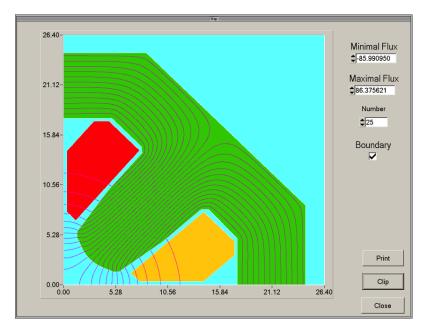


Рис. 1.57: Сечение 1/4 квадрупольной линзы

выбрано из расчета, чтобы напряжения электропитания на семействах было менее 1000 В. Количество витков в квадруполях с разными градиентами разное.

На рис. 1.58 показано распределение поля вдоль оси x (y=0) для разных уровней градиента. Качество поля $\Delta B_1/B_1$ лучше, чем $\pm 1\cdot 10^{-3}$ в области ± 30 мм. Форма сердечника удовлетворяет требованиям на качество поля.

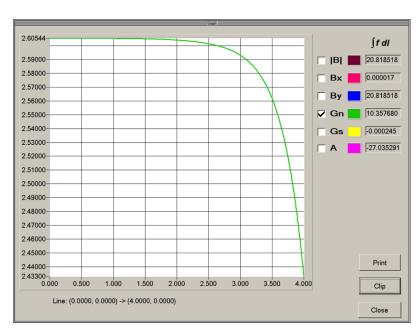


Рис. 1.58: Распределение поля в квадрупольной линзе

В таб. 1.17 перечислены параметры квадрупольных линз.

Таб. 1.17: Параметры квадрупольных линз

Тип	Кол-во	L, см	B_1 , к $\Gamma \mathrm{c/cm}$	<i>I</i> , A	U, A	P, к B т	Габариты, м	Вес, т
1	41	25	1.2	113	12	1.4	$0.7 \times 0.7 \times 0.40$	0.32
2	130	30	2.2	120	27	3.2	$0.7 \times 0.7 \times 0.50$	0.43
3	60	40	2.6	113	48	6.4	$0.7 \times 0.7 \times 0.60$	0.61
4	97	50	2.6	133	60	8.0	$0.7 \times 0.7 \times 0.70$	0.76
5	84	65	2.6	133	77	10.2	$0.7\times0.7\times0.85$	0.97

Обозначения: L — магнитная длина, B_1 — максимальный градиент, I — ток в катушке, U — падение напряжения на одном магните, P — мощность, габариты — высота × ширина × длина.

1.11.3 Секступольные линзы

Все секступольные линзы также имеют одинаковый радиус вписанной окружности — \emptyset 76 мм. Вакуумная камера в апертуре секступольной линзы имеет нерегулярную форму (см. п. 1.10, рис. 1.53). На рис. 1.59 показана 1/4 сечения секступоля.

Все типы секступолей запитываются индивидуально и катушек коррекций не имеют. Катушка выполняется из медного полого проводника сечением $6.35 \times 6.35 \times \varnothing 3.15$ мм.

Получение секступольного градиента более $1.4 \, \mathrm{k\Gamma c/cm^2}$ проблематично. Максимальное насыщение наступает в шейке сердечника на расстоянии $7 \div 8 \, \mathrm{cm}$ от средней точки. Вариации формы полюса, замыкающего ярма и катушек ситуацию не меняют.

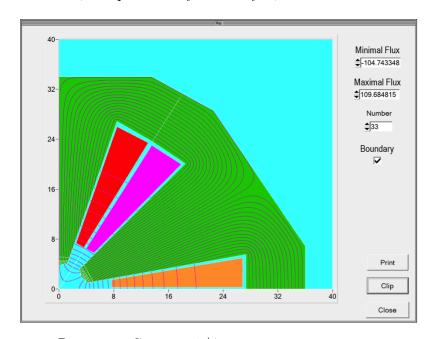


Рис. 1.59: Сечение 1/4 секступольной линзы.

На рис. 1.60 показано распределение поля и градиента B_2 в области ± 27.5 мм по радиусу при $1.4~{\rm k\Gamma c/cm^2}$.

В таб. 1.18 перечислены параметры секступольных линз.

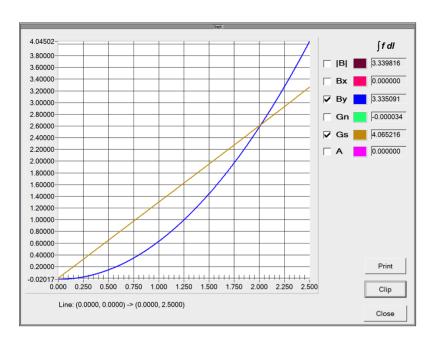


Рис. 1.60: Поле и градиент секступольной линзы

Таб. 1.18: Параметры секступольных линз

Тип	Кол-во	L, cm	B_2 , к Γ с/см 2	I, A	U, A	P, к B т	Габариты, м	Вес, т
1	14	20	1.3	108	40	4.3	$0.7 \times 0.76 \times 0.33$	0.64
2	90	30	1.3	108	48	5.2	$0.7 \times 0.76 \times 0.43$	0.90
3	14	40	1.3	108	57	6.2	$0.7 \times 0.76 \times 0.53$	1.17

Обозначения: L — магнитная длина, B_2 — максимальный секступольный градиент, I — ток в катушке, U — падение напряжения на одном магните, P — мощность, габариты — высота×ширина×длина.

1.12 Система питания

Магнитные элеметны Супер Чарм – Тау фабрики (см. таб. 1.15) запитываются источниками питания (ИП): часть дипольных и квадрупольных магнитов запитаны последовательно от одного ИП, образуя группы или семейства магнитов, остальная часть, а также все секступольные линзы, запитаны индивидуально. Магниты, запитаные в семействах, имеют слаботочные катушки коррекции, которые запитаны индивидуально. Параметры источников питания перечислены в таб. 1.19.

ИП	$N_{\rm M\Pi}$	$N_{ m M}$	I, A	U, B	P, к B т	$\Delta I/I$
DPS1	1	144	1060	900	954	1 ppm
DPS2	4	4	1140	27	31	$1\mathrm{ppm}$
DPS2	18	1	1300	7	9	$1\mathrm{ppm}$
QSP2	1	18	113	216	24	$100\mathrm{ppm}$
QSP2	1	15	113	180	20	$100\mathrm{ppm}$
QSP3	4	2	113	24	3	$100\mathrm{ppm}$
QSP1	2	35	120	930	112	$10\mathrm{ppm}$
QSP1	2	30	120	800	96	$10\mathrm{ppm}$
QSP2	60	1	133	48	6	$100\mathrm{ppm}$
QSP2	97	1	133	60	8	$100\mathrm{ppm}$
QSP2	84	1	133	77	10	$100\mathrm{ppm}$
SPS1	14	1	108	40	4.3	100 ppm
SPS1	90	1	108	48	5.2	$100\mathrm{ppm}$
SPS1	14	1	108	57	6.2	$100\mathrm{ppm}$
	DPS1 DPS2 DPS2 QSP2 QSP2 QSP3 QSP1 QSP1 QSP2 QSP2 SPS1 SPS1	DPS1 1 DPS2 4 DPS2 18 QSP2 1 QSP2 1 QSP3 4 QSP1 2 QSP1 2 QSP2 60 QSP2 97 QSP2 84 SPS1 14 SPS1 90	DPS1 1 144 DPS2 4 4 DPS2 18 1 QSP2 1 18 QSP2 1 15 QSP3 4 2 QSP1 2 35 QSP1 2 30 QSP2 60 1 QSP2 97 1 QSP2 97 1 QSP2 84 1 SPS1 14 1 SPS1 90 1	DPS1 1 144 1060 DPS2 4 4 1140 DPS2 18 1 1300 QSP2 1 18 113 QSP2 1 15 113 QSP3 4 2 113 QSP1 2 35 120 QSP1 2 30 120 QSP2 60 1 133 QSP2 97 1 133 QSP2 97 1 133 QSP2 84 1 133 SPS1 14 1 108 SPS1 90 1 108	DPS1 1 144 1060 900 DPS2 4 4 1140 27 DPS2 18 1 1300 7 QSP2 1 18 113 216 QSP2 1 15 113 180 QSP3 4 2 113 24 QSP1 2 35 120 930 QSP1 2 30 120 800 QSP2 60 1 133 48 QSP2 97 1 133 60 QSP2 84 1 133 77 SPS1 14 1 108 40 SPS1 90 1 108 48	DPS1 1 144 1060 900 954 DPS2 4 4 1140 27 31 DPS2 18 1 1300 7 9 QSP2 1 18 113 216 24 QSP2 1 15 113 180 20 QSP3 4 2 113 24 3 QSP1 2 35 120 930 112 QSP1 2 30 120 800 96 QSP2 60 1 133 48 6 QSP2 97 1 133 60 8 QSP2 84 1 133 77 10 SPS1 14 1 108 40 4.3 SPS1 90 1 108 48 5.2

Таб. 1.19: Токи и напряжения магнитных элементов коллайдера

Обозначения: ИП — наименование ИП, $N_{\rm ИП}$ — число ИП, $N_{\rm M}$ — число магнитов, подключенных к одному ИП, I — выходной ток ИП, U — выходное напряжение ИП, $\Delta I/I$ — нестабильность выходного тока ИП, P — выходная мощность ИП.

1.12.1 Источники питания дипольных магнитов

Как следует из таб. 1.19, для питания дипольных магнитов Супер Чарм – Тау фабрики используется 5 источников питания двух типов. Структурная схема источников показана на рис. 1.61. Оба типа источников построены на основе сдвоенного понижающего трансформатора, скоммутированного по схеме звезда-треугольник, 12-пульсного тиристорного выпрямителя и активного фильтра подавления пульсаций. Принцип построения системы стабилизации выходного тока с применением активного фильтра подавления пульсаций показан на рис. 1.62.

Разность между заданием и измеренным выходным током поступает на усилитель ошибки, далее сигнал его выхода используется в двух контурах регулирования: в первом контуре система управляет выходным напряжением тиристорного выпрямителя, во втором сигнал подается на фильтр высоких частот с граничной полосой 1 Гц и после этого подается на усилитель активного фильтра. Такая схема позволяет подавить присутствующие на выходе пассивного фильтра 12-пульсного тиристорного выпрямителя пульсации выпрямленного

напряжения частотой $600 \, \Gamma$ ц, обеспечив требуемый уровень пульсаций и нестабильности выходного тока на уровне 10^{-6} . В целом, схемы источников двух типов схожи, но из-за отличий в мощности и выходном напряжении в источнике DPS1 на входной понижающий трансформатор подается трехфазная сеть $380 \, \mathrm{B}$, а в источника DPS2 — сеть $10 \, \mathrm{kB}$.

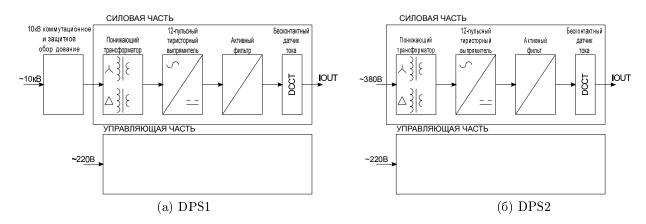


Рис. 1.61: Блок схемы источников питания дипольных магнитов

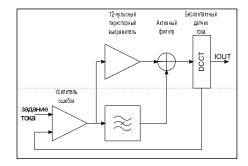


Рис. 1.62: Блок-схема системы стабилизации тока с активным фильтром

1.12.2 Источники питания квадрупольных линз

Для питания квадрупольных линз предусмотрено три типа источников питания (см. таб. 1.19). Блок схема квадрупольных источников типа QPS1 показана на рис. 1.63, а). Источник состоит из повышающего трансформатора, запитанного от трехфазной сети 380 В, выпрямителя, регулятора напряжения, выполненного по схеме ассиметричный (косой) мост, выходного фильтра и бесконтактного прецизионного датчика выходного тока.

Источник типа QPS2 (рис. 1.63, б)) состоит из понижающего трансформатора и выпрямителя, общих на 9 источников и индивидуальных для каждого источника регулятора напряжения, выполненного по схеме ассиметричный (косой) мост, выходного фильтра и бесконтактного прецизионного датчика выходного тока. Источник QPS3 (рис. 1.63, в)) состоит из AC-DC преобразователя с выходным напряжением 12 В и мощностью 1.5 кВт (такие преобразователи широко представлены на рынке и выпускаются, например, фирмой MeanWell), регулятора

напряжения, выполненного по схеме ассиметричный (косой) мост, выходного фильтра и бесконтактного прецизионного датчика выходного тока.

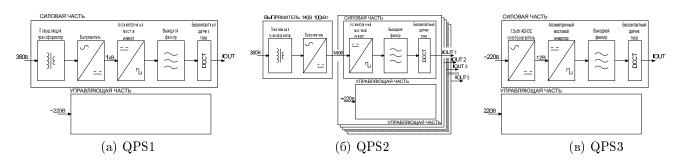


Рис. 1.63: Блок-схемы источников питания квадрупольных линз

1.12.3 Источники питания секступольных линз

Каждая секступольная линза запитывается от собственного источника тока. Используется один тип источника SPS1, параметры которого похожи на QPS2, поэтому для него используется аналогичное построение с общим на 9 источников понижающим трансформатором и выпрямителем (см. рис. 1.64).

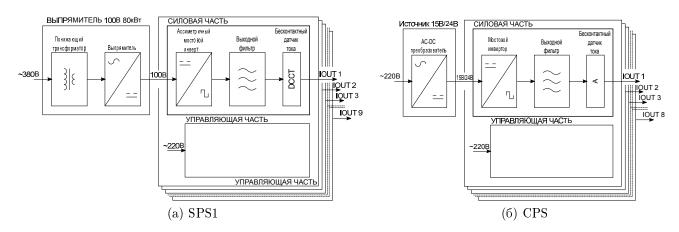


Рис. 1.64: Блок-схема источников питания секступольных линз и коррекции

1.12.4 Источники питания корректоров

Дипольные и квадрупольные магниты, подключенные к одному источнику питания, имеют катушки коррекции, которые запитаны индивидуально. Блок схема источников показана на рис. 1.64. Используется общий для 8 источников AC-DC преобразователь с выходным напряжением 15 В (DCPS1) или 24 В (DCPS2, QCPS1) мощностью 1.5 кВт/2 кВт от которого запитываются сами источники, состоящие из мостового 4-квадрантного регулятора напряжения, выходного фильтра и бесконтактного датчика тока.

1.13 Сверхпроводящие магниты

1.13.1 Финальный фокус

Система финального фокуса предназначена для фокусировки пучков в месте встречи (см. п. 1.3.1). Она состоит из двух блоков сверхпроводящих магнитов в одном криостате, размещенных по разные стороны от места встречи внутри основного детектора. Каждый криостат включает компенсирующий соленоид, два экранирующих соленоида, две квадрупольные линзы финального фокуса, набор корректирующих обмоток и др. оборудование. Промежуток вблизи места встречи имеет общую для обоих колец вакуумную камеру, которая расходится на две камеры внутри каждого из криостатов.

Криостат

Занимаемый криостатом телесный угол — 15°. Будет использован трехслойный криостат, состоящий из двух медных экранов с температурами — первый 20 К и второй — 70 К, и внешнего кожуха из нержавеющей стали с температурой окружающей среды. Между экранами предусмотрен вакуумный изолирующий зазор толщиной 1 мм в области вакуумной камеры, 8 мм в области вершинного детектора и 20 мм с противоположной стороны. Для охлаждения экранов предполагается использовать 2 криокуллера, расположенных на дальнем от места встречи торце криостата. Сверхпроводящие магниты будут охлаждается с помощью гелиевых каналов, проложенных в обмотке.

Вакуумная камера

Вакуумная камера финального фокуса (участок вершинного детектора) представляет собой бериллиевый цилиндр с внешним диаметром $\sim 55\,\mathrm{mm}$ и длиной $800\,\mathrm{mm}$. Далее идет вакуумная труба компенсирующего соленоида, расположенная в криостате, длиной $170\,\mathrm{mm}$ и внешним диаметром $55\,\mathrm{mm}$. Камера с одной стороны имеет цилиндр диаметром $55\,\mathrm{mm}$, толщиной не менее $1\,\mathrm{mm}$, длиной $170\,\mathrm{mm}$, далее камера разветвляется на две диаметром $22\,\mathrm{mm}$, толщина стенки $1\,\mathrm{mm}$, длиной $520\,\mathrm{mm}$. Камера заканчивается фланцевым соединением. Следующий участок имеет длину около $470\,\mathrm{mm}$, внешний диаметр $44\,\mathrm{mm}$ с толщиной камеры $2\,\mathrm{mm}$.

Вакуумная камера должна быть «теплой», однако переход на сверхпроводящее состояние должен быть максимально компактным, то есть один азотный экран с температурой 20 К и изолирующим вакуумным зазором 1 мм для первой дефокусирующей линзы.

Компенсирующий соленоид

Напряженность магнитного поля в компенсирующем соленоиде должна быть не менее $5.5\,\mathrm{Tr}$. Длина соленоида — $100\,\mathrm{mm}$, начинается он с $450\,\mathrm{mm}$ от места встречи, поле основного соленоида детектора — $1\,\mathrm{Tr}$. Из простых оценок следует, что для компенсации влияния основного соленоида детектора на пучок максимальное поле компенсирующего соленоида должно быть в диапазоне $\sim 5.8\,\mathrm{Tr}$ из-за конструкции самого соленоида и влияния экранирующего соленоида. Катушки соленоида будут намотаны из NbTi провода диаметром $0.92\,\mathrm{mm}$. Рабочий ток — $600\,\mathrm{A}$.

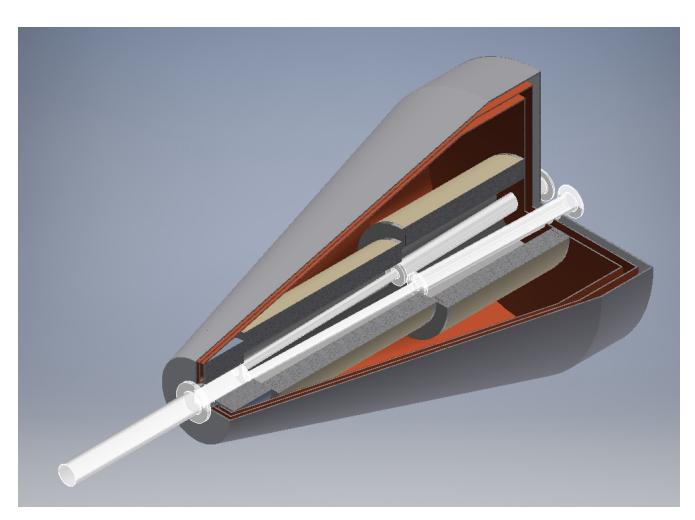


Рис. 1.65: Общий вид криостата

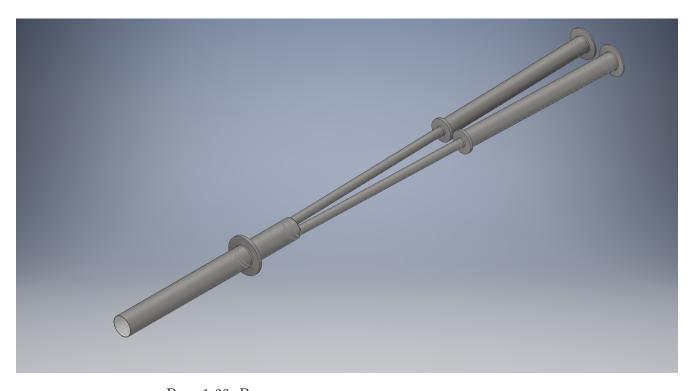


Рис. 1.66: Вакуумная камера промежутка встречи

Экранирующие соленоиды

Кроме компенсирующего соленоида в криостате располагаются 2 экранирующих соленоида. Их количество обусловлено ограничением по поперечным размерам криостата и размерами сверхпроводящих линз. Внутренний диаметр первого экранирующего соленоида — 110 мм, длина — 500 мм. Второй экранирующий соленоид имеет диаметр 180 мм и длину 400 мм. Максимальное значение индукции магнитного поля в компенсирующих соленоидах — 1.2 Тл, для компенсации эффектов от основного соленоида и ярма магнитных линз финального фокуса. Для изготовления данных соленоидов будет использован сверхпроводящий провод, его параметры приведены в таб. 1.20.

Таб. 1.20: Параметры доступного СП провода

Параметр	Значение
Внешний диаметр	$0.92 \div 0.93$ mm
Диаметр без изоляции	$0.87\mathrm{mm}$
Погонная плотность	$4.79~\mathrm{r/m}$
Отношение NbTi/Cu	1/1.42
Число жил	8910
RRR медной матрицы	115
Ток (при 5 Тл, 4.2 К)	$630\mathrm{A}$
Ток (при 7 Тл, 4.2 К)	$370 \mathrm{\ A}$

Линзы финального фокуса

В качестве линз финального фокуса используются разработанные в ИЯФ СО РАН прототипы линз, представляющие собой модификацию линзы Панофского. Параметры линз приведены в таб. 1.2 (параметры магнитов финального фокуса). На рис. 1.67 представлены общий вид и чертеж первой линзы финального фокуса. Обмотка линзы сделана из прямоугольного сверхпроводящего провода размером 0.8×1.4 мм. Максимальный ток, полученный при испытаниях прототипа — 1150 A, что соответствует градиенту 10.9 кГс/см.





Рис. 1.67: Прототип дефокусирующей линзы финального фокуса

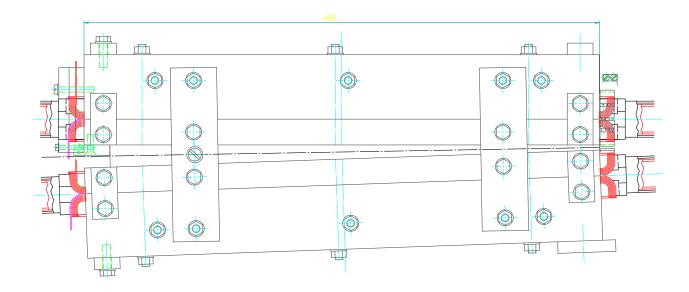


Рис. 1.68: Чертеж дефокусирующей линзы финального фокуса (вид сверху)

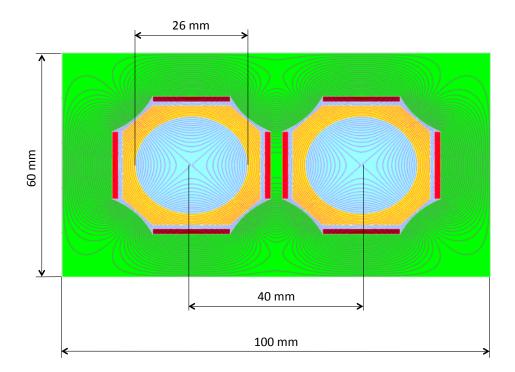


Рис. 1.69: Расчет магнитного поля дефокусирующей линзы финального фокуса в программе MERMAID (поперечное сечение)

Таб. 1.21: Параметры сверхпроводящего Nb-Ti провода для линз финального фокуса

Параметр	Значение
Размер с изоляцией	$1.28 \times 0.83{ m mm}$
Размеры без изоляции	$1.20 \times 0.75\mathrm{mm}$
$\mathrm{Cu/Sc}$	1.35:1
RRR	более 70
Критический ток (при 7 Тл)	$510\mathrm{A}$

1.13.2 Вигглер-затухатель

Магнитная система вигглера

Магнитная система сверхпроводящего вигглера представляет собой последовательность знакопеременных дипольных магнитов вдоль траектории пучка. Основным требованием, накладываемым на магнитное поле вигглера, заключается в равенстве нулю первого и второго интегралов поля вигглера вдоль траектории:

$$I_1^x(s) = \int_{-L/2}^s ds' B_y(s') = 0, \qquad I_2^x(s) = \int_{-L/2}^s ds' \int_{-L/2}^{s'} ds'' B_y(s'') = 0.$$
 (1.67)

При выполнении условий (1.67) орбита в накопителе вне вигглера остается практически невозмущенной полем вигглера. Условия (1.67) обеспечиваются 4 специальными магнитами, установленными на концах вигглера, с интегралами поля 1/4 и 3/4 от основных магнитов. Основные параметры вигглера приведены в таб 1.22.

Таб. 1.22: Основные параметры вигглера

Параметр	Значение
Максимальное поле	5.1 Тл
Период	$250 \mathrm{mm}$
Полная длина магнита	$1.875\mathrm{M}$
Структура магнитов	+1/4, -3/4, +1, -1,, +1, -3/4, +1/4
Количество основных полюсов	11
Количество 3/4 полюсов	2
Количество 1/4 полюсов	2
Основная обмотка 1 секция	12 слоев $ imes 40$ витков
Основная обмотка 2 секция	12 слоев $ imes 40$ витков
Обмотка 3/4 полюса	24 слоя \times 40 витков
Обмотка 1/4 полюса	8 слоев \times 40 витков
T ок I_1	$255\mathrm{A}$
Ток I_2	300 A

Для изготовления вигглера с параметрами, указанными в таб. 1.22, необходимо использовать сверхпроводящий провод (СП) с параметрами, указанными в таб. 1.23.

Основные полюса вигглера изготавливаются в виде 2-секционных «рэйстрековых» обмоток, намотанных на керн из магнито-мягкого железа типа Armco. Количество слоев в обмотках и высота обмоток оптимизированы так, чтобы получить максимальное поле на орбите с

учетом параметров СП провода. На рис. 1.70 приведена критическая кривая СП провода в координатах ток-поле. На рисунке обозначены точки нагрузочных кривых внешней и внутренней секций обмоток вигглера в максимальном поле обмоток при максимальном рабочем режиме и при температуре обмоток 4.2 К. Запас по току до критической кривой составляет ~ 10%, что достаточно для надежной работы магнита.

Таб. 1.23: Параметры сверхпроводящего провода

Параметр	Значение
Диаметр провода без изоляции	$0.85\mathrm{mm}$
Диаметр провода с изоляцией	$0.91\mathrm{mm}$
Отношение NbTi/Cu	0.43
Критический ток	более 370 А при 7 Тл
Число волокон в проводе	8600

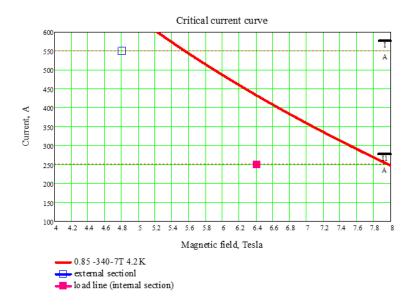


Рис. 1.70: Поведение критической кривой сверхпроводящего провода с отношение NbTi/Cu=0.43 (красная кривая). Точками изображены максимальные поля в секциях при рабочих токах

Для оптимизации максимальной светимости на разных энергиях пучков требуется менять амплитуду магнитного поля вигглера при изменении энергии пучков в ускорителе. Максимальная амплитуда поля в вигглере 5 T л устанавливается на энергиях от 1Γ э B до 1.5Γ э B . При повышении энергии пучка амплитуда магнитного поля устанавливается в соответствии с таб. 1.1. Зависимость магнитного поля B_y в вигглере от продольной координаты при различных энергиях пучка $(1, 1.5, 2, 2.5\Gamma$ э $\mathrm{B})$ показано на рис. 1.71. Наибольшее влияние вигглера на динамику пучка происходит при максимальном поле и минимальной энергии частиц 1Γ э B , запланированной в проекте. Орбита внутри вигглера в этих условиях будет принимать максимальные амплитуды изменения углов наклона и отклонения траектории относительно оси вигглера (см. рис. 1.72).

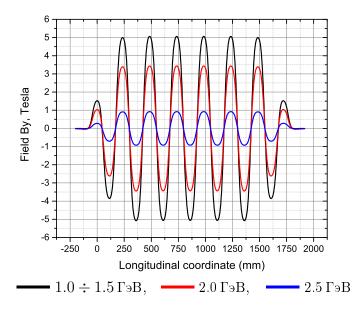


Рис. 1.71: Поведение магнитного поля вигглера в продольном направлении для разных энергий пучка

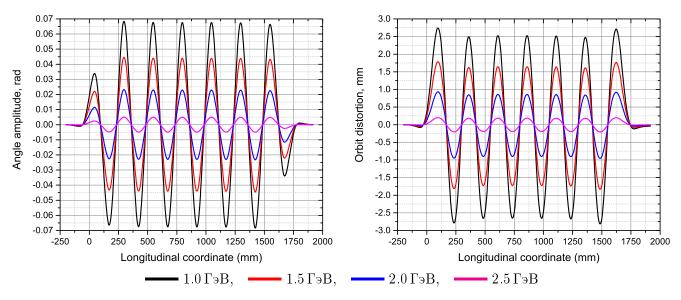


Рис. 1.72: Поведение угла и координаты траектории пучка внутри вигглера при разных энергиях пучка

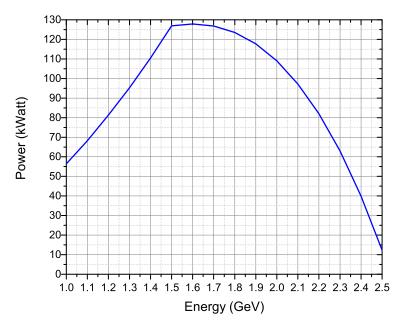


Рис. 1.73: Зависимость мощности излучения из вигглера от энергии пучка (ток пучка 2 А)

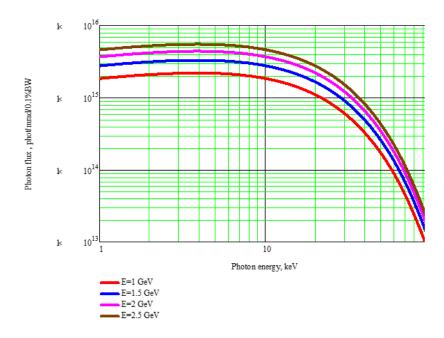


Рис. 1.74: Спектры излучение под нулевым углом к оси вигглера при разных энергиях пучка (ток пучка $2\,\mathrm{A}$)

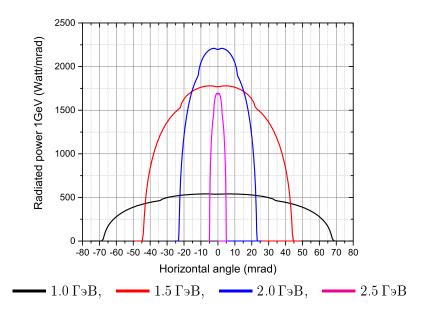


Рис. 1.75: Угловое распределение мощности излучения из вигглера на разных энергиях пучка (ток пучка $2\,\mathrm{A}$)

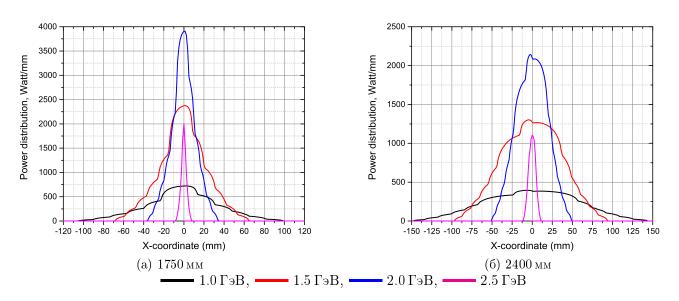


Рис. 1.76: Распределение излучаемой вигглером мощности в зависимости от горизонтальной координаты в конце магнита (от начала магнита внутри криостата) для разных энергий пучка (ток пучка $2\,\mathrm{A}$)

Вигглер является мощным генератором синхротронного излучения в широком диапазоне по энергиям фотонов от видимого света до жесткого рентгена $\sim 100\,\mathrm{kpB}$ (рис. 1.74). Полная мощность излучения из одного вигглера в зависимости от энергии пучков при токе пучка $2\,\mathrm{A}$ показана на рис. 1.73. Максимальная мощность излучения достигается при энергии 1.6 ГэВ. Спектральные характеристики излучения при изменении энергии пучков меняются незначительно. Угловое распределение полной мощности при энергиях пучков 1, 1.5, 2, 2.5 ГэВ представлено на рис. 1.75. Максимальный горизонтальный угол, в котором идет излучение, составляет $\pm 70\,\mathrm{мрад}$ при энергии частиц 1ГэВ и поле в вигглере 5Тл. Размер пучка синхротронного излучения из вигглера для энергий пучков 1, 1.5, 2 и $2.5\,\Gamma$ эВ представлен на рис. 1.76 на расстояниях от начала магнита вигглера 1750 мм и 2400 мм, которые соответствуют концу магнита (внутри криостата) и вне криостата соответственно. Угловое и координатное распределение мощности излучения необходимо принимать во внимание при проектировании вакуумной камеры накопителя, которая будет обсуждаться ниже. Из распределения мощности излучения из вигглера от горизонтальной поперечной координаты при энергии частиц 1ГэВ и максимальном рабочем поле 5Тл можно сделать заключение, что горизонтальная апертура вакуумной камеры накопителя на выходе из криостата вигглера (2400 мм от начала магнита) составит более 180 мм для вывода излучения без касания вакуумной камеры. Внутри криостата максимальный размер фотонного пучка равен 140 мм на конце магнита.

Криогенная система сверхпроводящего многополюсного вигглера

Для поддержания криогенной температуры на сверхпроводящих обмотках магнит охлаждается жидким гелием. Концепция криогенной системы основана на применении промышленно выпускаемых криокулеров и заключается в использовании холодильных ступеней криокулеров не только для реконденсации уже испаренного гелия, но и для полного предотвращения его испарения путем последовательного перехвата всех каналов притока тепла на ступени криокулеров с соответствующими температурами. Это позволяет повысить эффективность использования мощности криокулеров до уровня, не только снижающего расход жидкого гелия до нуля, но и создающего пониженное относительно атмосферного давление в гелиевом сосуде с соответствующим понижением температуры кипения жидкого гелия вплоть до $\sim 3\,\mathrm{K}$. Данный криостат, внешний вид которого показан на рис. 1.77, способен долговременно (в течение нескольких лет) автономно работать на ускорителе заряженных частиц в условиях ограниченного доступа без потребления жидкого гелия, несмотря на дополнительную тепловую нагрузку, создаваемую пучком электронов или позитронов и током величиной до $\sim 1000\,\mathrm{A}$, вводимым для запитки магнита. Конструкция криостата и его функциональная схема представлены на рис. 1.78 и на рис. 1.79, соответственно.

Криостат состоит из наружного вакуумного корпуса, двух тепловых экранов с температурами 60 К и 20 К, окружающих гелиевый сосуд с магнитом внутри, центральной горловины для связи гелиевого сосуда с верхним фланцем, заливки гелия и диагностики, а также вакуумной камеры для пролета пучка. На рис. 1.80 представлено продольное и поперечное сечение криостата.

Для охлаждения элементов криостата, используется система медных тепловодов, которые перехватывают потоки тепла во всех критических точках и отводят его на головки четырех криокулеров фирмы SUMITOMO, работающие по циклу Гиффорда-Макмагона. При этом одна пара криокулера SRDK-415D с температурами $4\,\mathrm{K}$ и $60\,\mathrm{K}$ применяется для охлаждения элементов ввода тока и реконденсации жидкого гелия, а вторая пара криокулеров SRDK-408S2 с температурами $20\,\mathrm{K}$ и $60\,\mathrm{K}$ — для охлаждения экранов и вакуумной каме-



Рис. 1.77: Внешний вид криостата сверхпроводящего вигглера-затухателя

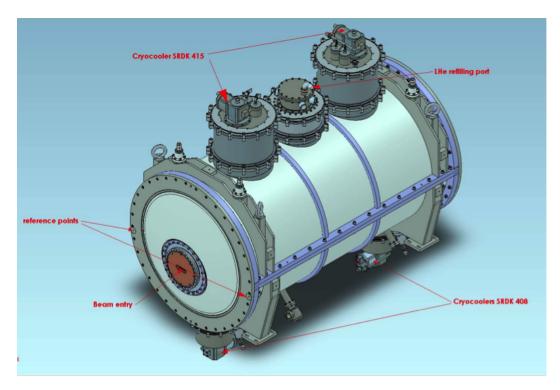


Рис. 1.78: Криостат сверхпроводящего вигглера (3D модель)

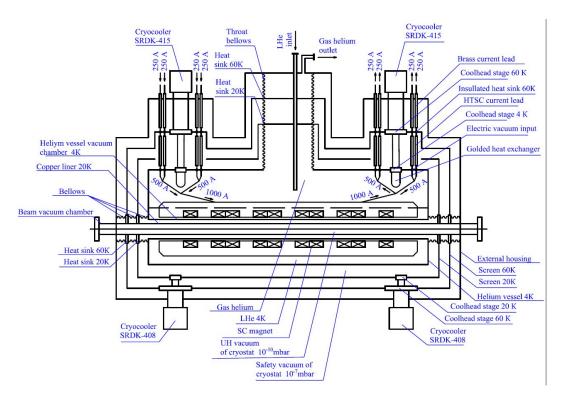


Рис. 1.79: Функциональная схема криостата сверхпроводящего многополюсного вигглера на основе криокулеров с нулевым расходом гелия

Таб. 1.24: Основные характеристики криокулеров фирмы SUMITOMO

Название модели	SRDK-415D			SRDK- 408S2		
Мощность охлаждения:		60 Гц	50 Гц		60 Гц	50 Гц
Первая ступень	$50\mathrm{K}$	$45\mathrm{Br}$	$35\mathrm{Bt}$	$45\mathrm{K}$	$45\mathrm{Br}$	$35\mathrm{Bt}$
Вторая ступень	$4.2\mathrm{K}$	$1.5\mathrm{Bt}$	$1.5\mathrm{Bt}$	$10\mathrm{K}$	$6.3\mathrm{Br}$	$5.4\mathrm{Bt}$
Минимальная температура:						
Первая ступень	$30\mathrm{K}$			$30\mathrm{K}$		
Вторая ступень	$2.8\mathrm{K}$			$7\mathrm{K}$		
Bec	$18.5\mathrm{K}$ г			$17.2\mathrm{kf}$		
Компрессор	CSW-71C			CSW-71C		
Обслуживание	14 месяцев			14 месяцев		

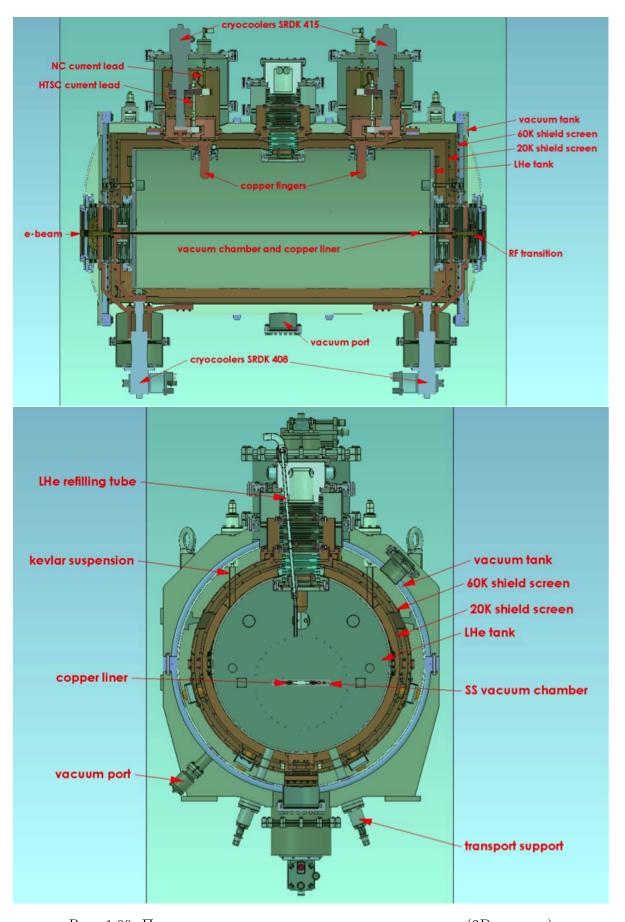


Рис. 1.80: Продольное и поперечное сечение криостата (3D модель)

ры. Характеристики используемых криокулеров представлены в таб. 1.24 и на рис. 1.81 и рис. 1.82.

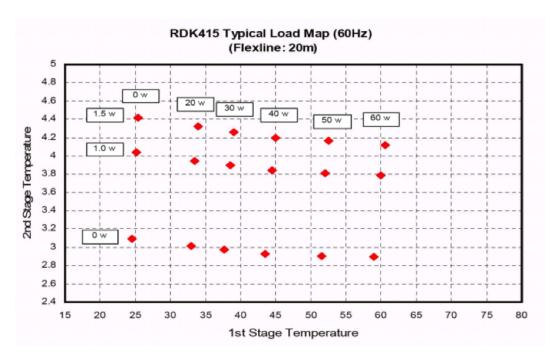


Рис. 1.81: Мощностные характеристики криокулера SRDK-415D RDK-408S2 Typical Load Map (60Hz)

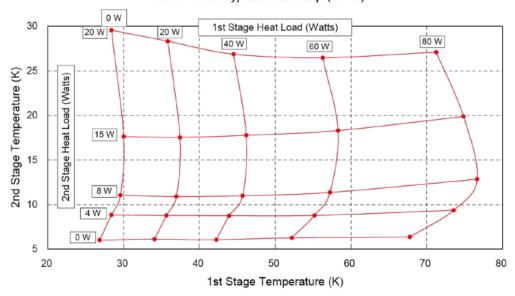


Рис. 1.82: Мощностные характеристики криокулера SRDK-408S2

Наружный тепловой экраны и гелиевый сосуд покрыты 30-слойной и 10-слойной криогенной суперизоляцией для повышения эффективности защиты от наружного теплового излучения. При таком способе экранирования приток тепла через тепловое излучение в гелий не превышает 0.01 мВт. На рис. 1.83 и рис. 1.84 представлен вид наружного 60 К и внутреннего 20 К экранов, соответственно. На рис. 1.85 показана модель гелиевого сосуда с подключенными криокулерами, а на рис. 1.86 — внешний вид гелиевого сосуда.

Пространство между гелиевым сосудом и наружным корпусом является вакуумной изо-

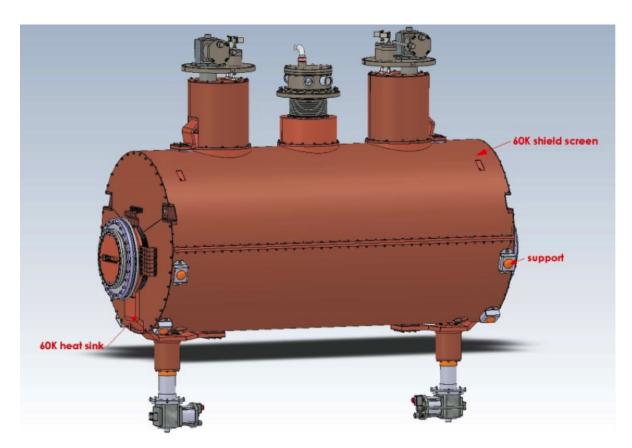


Рис. 1.83: Внешний вид наружного 60 K теплового экрана (3D модель)

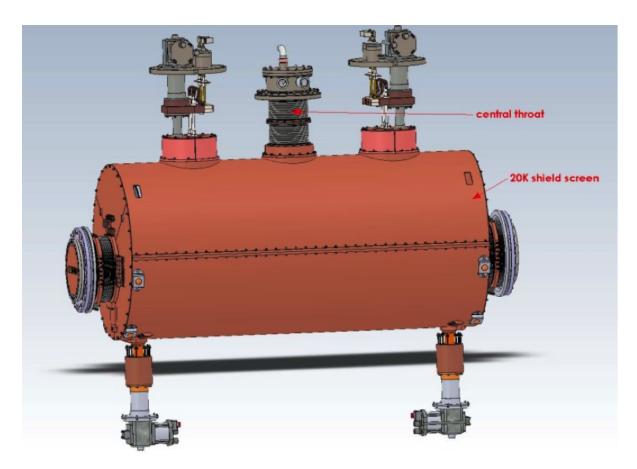


Рис. 1.84: Внешний вид внутреннего 20 K теплового экрана (3D модель)

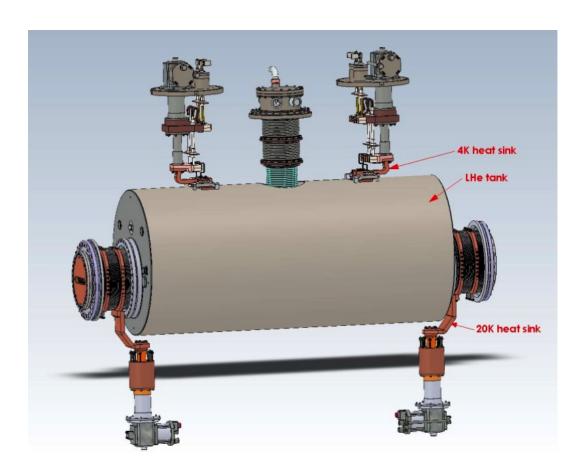


Рис. 1.85: Внешний вид гелиевого сосуда с подключенными криокулерами (3D модель)



Рис. 1.86: Гелиевый сосуд в сборе



Рис. 1.87: Внешний вид узлов регулировки и кевларовых подвесок



Рис. 1.88: Внешний вид системы подвесок в процессе сборки криостата

ляцией, предотвращающей нагрев элементов криостата от притока тепла через молекулы остаточного газа. Защитный вакуум откачивается до остаточного давления, не превышающего $10^{-7} \div 10^{-8}$ мбар. К тому же холодные поверхности криостата работают как вакуумные криогенные насосы, в результате чего, теплоприток в гелий через остаточный газ можно считать пренебрежимо малым. Сверхпроводящий магнит закреплен специальными выступами, расположенными в медианной плоскости магнита, вставленными в пазы на торцевых фланцах внутри гелиевого сосуда. Гелиевый сосуд с магнитом подвешен к наружному корпусу криостата посредством четырех вертикальных кевларовых лент, проходящих через оба тепловых экрана и закрепленных к узлам подвеса, позволяющим производить точную ре-

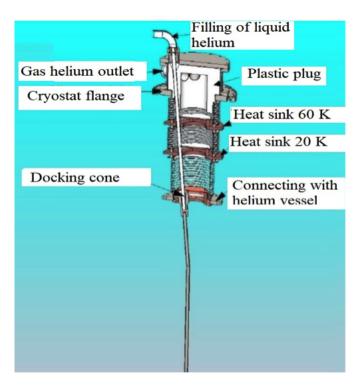


Рис. 1.89: Центральная горловина для связи с верхним фланцем (3D модель)

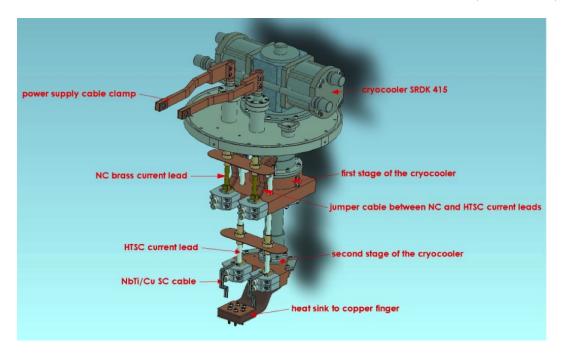


Рис. 1.90: Внешний вид узла ввода тока (3D модель)

гулировку положения магнита снаружи криостата не нарушая вакуума криостата. Регулировки положения магнита в горизонтальной плоскости производятся четырьмя кевларовыми горизонтальными растяжками. Внешний вид узлов регулировки и кевларовых подвесок представлен на рис. 1.87, а на рис. 1.88 показан внешний вид системы подвесок в процессе сборки криостата. Использование кевлара, имеющего очень низкую теплопроводность и высокую механическую прочность, позволяет радикально уменьшить сечение подвесок и уменьшить приток тепла в гелий через систему подвесок до 0.01 Вт.



Рис. 1.91: Внешний вид позолоченного медного теплообменника

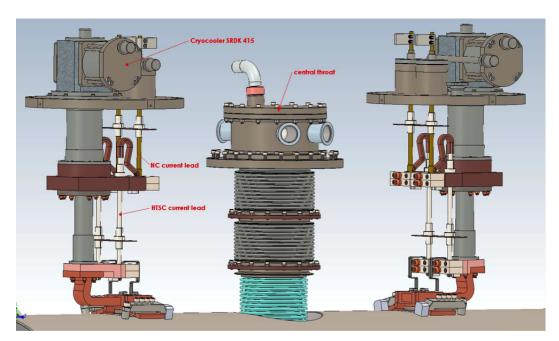


Рис. 1.92: Расположение токовводных узлов в криостате (3D модель)

Связь гелиевого сосуда с наружной атмосферой производится через центральную горловину криостата, изображенную на рис. 1.89, через которую также осуществляется заливка жидкого и сброс газообразного гелия и вывод диагностических проводов. Общий расчетный теплоприток в гелий по сильфонам центральной горловины не превышает 0.06 Вт.

Все четыре ступени криокулеров с температурой $60\,\mathrm{K}$ и общей мощностью $\sim 180\,\mathrm{Bt}$ используются для охлаждения наружного теплового экрана от внешнего излучения и перехвата тепла от вакуумной камеры накопителя. Криокулеры SRDK-415D являются основой двух узлов ввода тока (см. рис. 1.90), состоящих из наружных латунных токовводов, соединенных с внутренними высокотемпературными сверхпроводящими ВТСП токовводами. Ступени криокулеров SRDK-415D с температурой $60\,\mathrm{K}$ используются также для перехвата тепла, поступающего снаружи по латунным токовводам, и джоулева тепла, выделяющегося в этих токовводах при протекании суммарного тока до $\sim 300\,\mathrm{A}$ в каждом. При этом две

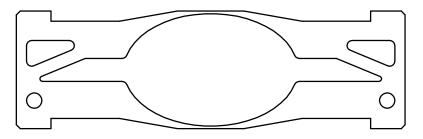


Рис. 1.93: Сечение межполюсного зазора с вакуумной камерой и лайнером



Рис. 1.94: Внешний вид выходного фланца для стыковки с кольцом накопителя

ступени с температурой $4\,\mathrm{K}$ и мощностью по $1.5\,\mathrm{BT}$ каждая перехватывают тепло от ВТСП токовводов, а так же охлаждают жидкий гелий в сосуде с помощью специального позолоченного медного теплообменника, показанного на рис. 1.91. Расчетный приток тепла в гелий по всем токовводам не превышает $0.3\,\mathrm{BT}$ без тока, а включение тока добавляет теплоприток не более $0.3\,\mathrm{BT}$. Максимальный уровень температур на верхних концах ВТСП токовводов, который характеризует запас надежности этого узла, не превышает безопасных $\sim 48\,\mathrm{K}$ при стационарной работе с максимальным током и опускаются до $\sim 38\,\mathrm{K}$ при выключении тока. На рис. 1.92 представлена модель расположения токовводных узлов в криостате.

В межполюсной зазор сверхпроводящего магнита вставлена вакуумная камера для пролета пучка из нержавеющей стали, имеющая комнатную температуру, а также промежуточная медная камера, охлаждаемая ступенями криокулеров SRDK-408S2 с температурой 20 K, которая используется для защиты объема с жидким гелием от нагрева как пучком синхротронного излучения, так и токами, наведенными пучком частиц накопителя. Для обеспечения гарантированного механического зазора между медной камерой и сосудом с жидким гелием по всей длине вигглера применены дистанцирующие прокладки, изготовленные из материала с низкой теплопроводностью (ULTEM 2100) для уменьшения притока тепла в жидкий гелий. Расчетный теплоприток в гелий через механические поддержки медного лайнера не превышает 0.2 Вт. Сечение вакуумной камеры представлено на рис. 1.93.

Защитный вакуум отделен от сверхвысоковакуумной камеры пучка сильфонными узлами. Общий расчетный теплоприток в гелий по этим сильфонам не превышает 0.04 Вт. Внешний вид выходного фланца для стыковки с кольцом накопителя представлен на рис. 1.94.

Общий расчетный баланс теплопритоков в криостат представлен в таб. 1.25, из которой можно заключить, что холодильная мощность криокулеров на всех ступенях заведомо превышает соответствующие притоки тепла, что не только значительно повышает надежность криогенной системы, особенно при работе в условиях ускорителя, но и повышает ресурс работы криокулеров. Можно отметить, что общая холодильная мощность $4\,\mathrm{K}$ ступеней превышает тепловыделения в ~ 3 раза, и избыточная мощность идет, соответственно, на переохлаждение гелиевого сосуда с магнитом внутри и понижение давления в сосуде. Это дает возможность не только увеличить надежность работы магнита, но и повысить уровень магнитного поля за счет улучшения токовых характеристик сверхпроводника.

Процесс охлаждения криостата с холодной массой ~ 1000 кг от комнатной температуры до рабочего состояния с температурой 4 К занимает не более 2 дней (включая предварительное охлаждение жидким азотом). При этом скорость охлаждения значительно увеличивается, благодаря опережающему охлаждению теплозащитных экранов и других элементов криостата криокулерами, имеющими значительный запас охлаждающей мощности. Концепция системы управления вигглерами основана на автономном контроллере, который обрабатывает диагностические сигналы (датчики температур, давления, блокировок), а также осуществляет управление токами источников, запитывающих сверхпроводящий магнит, контролирует режим работы компрессоров криокулеров и т. д. Обмен данными с внешней системой осуществляется также через контроллер вигглера. На рис. 1.95 показана типичная карта температур в основных рабочих точках такого криостата при работе в стационарном режиме.

Источник питания сверхпроводящих магнитов

Для питания сверхпроводящих магнитов используется прецизионный двуполярный источник тока VCH500-10-2Q. С точки зрения нагрузочных характеристик катушки сверхпроводящих магнитов являются чисто индуктивной нагрузкой, при работе с которой стандартные источники питания предрасположены к нестабильности и возбуждению. Источник питания VCH500-10-2Q специально спроектирован и настроен для стабильной работы с чисто индуктивной нагрузкой и наиболее подходит для работы сверхпроводящего вигглера, имеющего индуктивность до 10 Гн при низком уровне поля. Общий вид представлен на рис. 1.96.

На рис. 1.97 приведена упрощенная блок-схема источника тока. Сетевое питающее трехфазное напряжение выпрямляется диодным выпрямителем D1. IGBT транзисторы T1÷T4 образуют инвертор, выполненный по схеме полного моста с управляемым фазовым сдвигом между полумостами. Выпрямленное напряжение питающей сети преобразуется инвертором в переменное напряжение 550 В частотой 40 кГц. Трансформатор (Тр) осуществляет потенциальную развязку и понижает входное напряжение. Напряжение с выхода трансформатора подается на синхронный выпрямитель, выполненный на MOSFET транзисторах M1÷M4. При положительном выходном напряжении попеременно коммутируются транзисторы М1, М2, транзисторы М3, М4 постоянно открыты. При отрицательном работают М3, М4, в то время как М1, М2 находятся в открытом состоянии. Использование подобной топологии выходного выпрямления позволяет получать выходной ток как прямой, так и обратной полярности. После синхронного выпрямления напряжение сглаживается выходным LC-фильтром и подается в нагрузку. Основные характеристики источника представлены в таб. 1.26.

Таб. 1.25: Баланс теплопритоков в криостат с нулевым расходом гелия

Экран	Наружный	Внутренний	Гелиевый	
Темпертатура	60 K	20 K	4 K	
Тепловое излучение	8.0	0.05	0.0002	Вт
Центральная горловина	2.5	0.30	0.06	Вт
Сильфоны вакуумной камеры	5.3	0.25	0.04	Вт
Система подвесок	0.5	0.10	0.01	Вт
Токовводы (теплопроводность)	50.0	0.00	0.30	Вт
Нагрев токовводов током	50.0	0.00	0.30	Вт
Измерительные провода	5.0	0.10	0.01	Вт
Медная камера	10.0	10.00	0.20	Вт
Общий приток	131.3	10.80	0.92	Вт
Мощность криокулеров	180 (при 50 К)	15 (при 20 К)	3 (при 4.2 К)	Вт

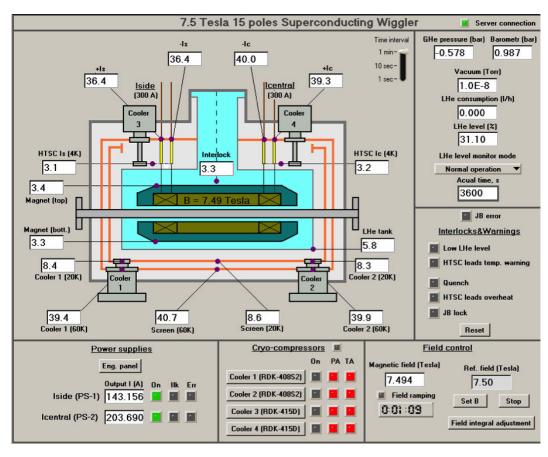


Рис. 1.95: Типичная карта температур в основных рабочих точках криостата при работе в стационарном режиме (копия экрана)



Рис. 1.96: Внешний вид источник тока VCH500-10-2Q

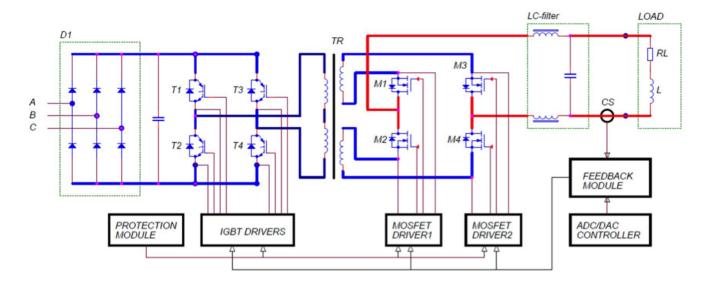


Рис. 1.97: Блок-схема источника тока VCH500-10-2Q

Таб. 1.26: Основные характеристики источника тока VCH500-10-2Q

Параметр	Значение
Номинальная выходная мощность	5000 Вт
Номинальное выходное напряжение	$\pm 10\mathrm{B}$
Номинальный выходной ток	$\pm 500\mathrm{A}$
Класс стабильности	$\pm 0.01\%$ of Inom (8часов)
Выходные пульсации и шум, R.M.S.	менее $10\mathrm{mB}@0 \div 300\Gamma$ ц
	менее $300\mathrm{mB}@0 \div 40\mathrm{к}\Gamma$ ц
Параметры питания	$400\mathrm{B}\ \pm10\%,50\Gamma$ ц
Требования к охлаждающей воде	$4\mathrm{n/muh}$ (менее $35^{\circ}\mathrm{C}$)
Габариты	$547 \times 550 \times 133\mathrm{mm}$
Bec	$\sim 20\mathrm{kg}$

1.13.3 Соленоид Сибирской змейки

Для управления направлением спина электрона в электронном кольце Супер Чарм—Тау фабрики предполагается постановка 5 Сибирских змеек (см. п. 1.6), каждая из которых содержит 2 сверхпроводящих соленоида. Магнитная длина соленоида — $1.85\,\mathrm{m}$, магнитное поле — от $2.8\,\mathrm{T}$ л до $7.1\,\mathrm{T}$ л, внешний диаметр теплой вакуумной камеры — $76\,\mathrm{m}$ м. Камера прогреваемая, до $220\,\mathrm{^{\circ}C}$.

Сверхпроводящий соленоид находится в отдельном криостате. Криостат в первом рассмотрении будет охлаждаться двумя криокулерами. Соленоид находится в теплом цилиндрическом корпусе, с внешним диаметром менее 500 мм, длиной около 2500 мм. Криокулеры будут выглядеть как башни на этом цилиндре, диаметром около 300 мм, которые можно разместить в любом месте на поверхности цилиндра.

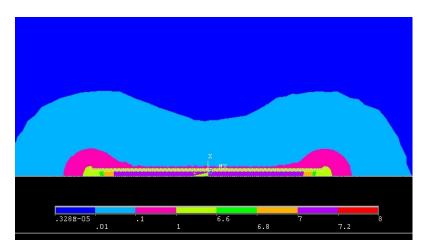


Рис. 1.98: Распределение магнитного поля в соленоиде при токе 220 A. Максимальное поле на обмотке составляет 7.12 Tл

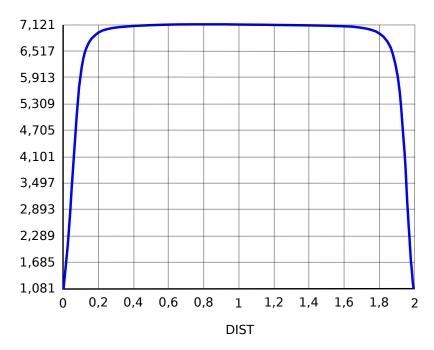


Рис. 1.99: Распределение магнитного поля и интеграл магнитного поля вдоль оси соленоида на длине $\pm 1.05\,\mathrm{m}$ от центра

Магнитное поле имеет линейную зависимость от тока. Распределение магнитного поля в соленоиде показано на рис. 1.98, поле на оси соленоида представлено на рис. 1.99.

Соленоид состоит из четырех секций, которые стыкуются между собой вдоль оси. Длина секций — около 0.5 м. Секции наматываются сверхпроводящим проводом на основе NbTi сверхпроводника. Намотка производится всухую. Затем каждая секция пропитывается эпоксидным компаундом. Параметры соленоида приведены в таб. 1.27. В первом приближении взят провод с параметрами, перечисленными в таб. 1.28.

В дальнейшем требуется оптимизация параметров с целью уменьшения индуктивности соленоида и детальной проработки общей конструкции всех сверхпроводящих устройств.

Параметры источника питания: ток — 300 A, напряжение — до 10 B, стабильность — $5 \cdot 10^{-5}$.

Таб. 1.27: Параметры соленоида

Параметр	Значение
Внутренний диаметр обмотки	100 мм
Внешний радиус обмотки	148 mm
Длина обмотки (четыре секции)	1900 mm
Число витков	50000
Ток	220 A
Максимальное магнитное поле на обмотке	$7.12\mathrm{T}$ л
Индуктивность $(2E/I^2)$	16.1Γ н
Магнитное поле на оси	$7.1\mathrm{T}л$
Интеграл вдоль оси на длине 2.1 м	$13.4~\mathrm{T}\cdot\mathrm{M}$
Запасенная энергия	390 кДж

Таб. 1.28: Параметры доступного СП провода

Параметр	Значение
Внешний диаметр	$0.92 \div 0.93 \text{mm}$
Диаметр без изоляции	$0.87\mathrm{mm}$
Погонная плотность	$4.79~\mathrm{r/m}$
Отношение NbTi/Cu	1/1.42
Число жил	8910
RRR медной матрицы	115
Ток (при 5 Тл, 4.2 К)	$630 \mathrm{A}$
Ток (при 7 Тл, 4.2 К)	370 A
Ток (при 8 Тл, $4.2 \mathrm{K})^*$	$\sim 220\mathrm{A}$
Ток (при 9 Тл, $4.2 \mathrm{K})^*$	$\sim 120\mathrm{A}$

^{* —} Получено пересчетом.

1.14 Диагностика пучков

1.14.1 Измерение энергии пучка

Регистрация γ -квантов от рассеянного лазерного излучения

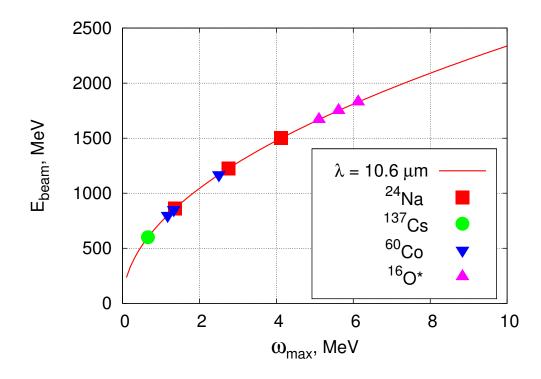
В настоящее время в ИЯФ СО РАН накоплен значительный опыт измерения энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния монохроматического лазерного излучения. Были созданы и успешно эксплуатируются системы калибровки энергии в системе центра масс для коллайдеров ВЭПП-4М [79], ВЕРС-ІІ [80] и ВЭПП-2000 [81]. Суть применяемого метода состоит в абсолютном измерении энергий рассеянных лазерных фотонов, что позволяет измерить средний гамма-фактор электронов пучка. Для получения максимально возможной точности таких измерений (наилучшая достигнутая относительная точность измерений составляет $20 \div 30\,\mathrm{ppm}$) необходимо получать гамма кванты в диапазоне энергий от $0.5\,\mathrm{M}$ эВ до 7 МэВ и регистрировать их энергетический спектр с помощью детектора из сверхчистого германия (HPGe). В указанном диапазоне энергий HPGe детекторы обладают достаточной эффективностью регистрации (несколько процентов), а кроме этого, фотоны с энергиями от 0.5 МэВ достаточно легко выводятся из вакуумной камеры коллайдера [82, 83, 84]. Ограничение энергетического диапазона сверху обусловлено существенным падением эффективности регистрации и, что еще важнее, отсутствием возможности проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы детектора с помощью гамма-активных ядерных источников излучения (рис. 1.100). При энергиях электронов пучка от 1Γ эВ до 2Γ эВ все эти требования выполняются при рассеянии инфракрасного излучения лазера на двуокиси углерода. Однако, при росте энергии пучка выше 2Γ эВ, точность и скорость измерений стремительно падают. К сожалению, доступных и достаточно мощных монохроматических источников более инфракрасного излучения в настоящее время не существует.

Для реализации метода на Супер Чарм – Тау фабрике будут организованы одновременные независимые измерения энергий в обоих накопительных кольцах. После утверждения магнитной структуры коллайдера будет выбрано место установки двух систем, позволяющих, кроме средней энергии, измерять ширину энергетического распределения электронов пучка с точностью около 10%. В соответствии с уникальным опытом работы на ВЭПП-2000 (см. рис. 1.101), возможна организация взаимодействия лазерного и электронного пучков на криволинейном участке орбиты, например, в одном из магнитных полюсов вигглеразатухателя. Такая схема более предпочтительна с точки зрения абсолютной калибровки шкалы, а кроме того, позволяет измерять магнитное поле непосредственно на орбите пучка, с точностью около 0.1%.

Магнитный спектрометр с лазерной калибровкой

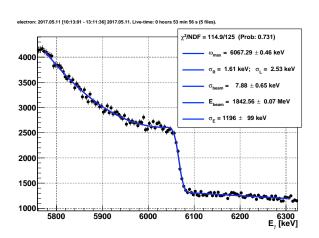
При работе Супер Чарм – Тау фабрики на энергиях пучка, превышающих 2ГэВ, необходимо дополнительно применять альтернативные методы измерения энергии, разумеется, если есть соответствующий запрос от физической программы исследований. Поскольку Супер Чарм – Тау фабрика будет иметь возможность работы с поляризованным электронным пучком, предлагается использовать новый метод одновременного измерения поляризации и энергии пучка.

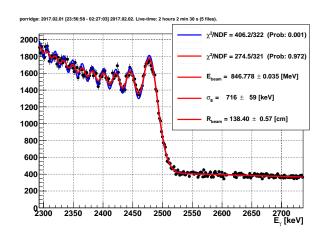
Для этого необходимо регистрировать 2-мерные координатные распределения рассеянных лазерных фотонов и рассеянных электронов после дипольного магнита. Анализ распределения рассеянных электронов позволяет провести прецизионную калибровку интеграла



Источники для проведения абсолютной калибровки шкалы отмечены точками

Рис. 1.100: Зависимость измеряемой энергии электронного пучка от максимальной энергии гамма-квантов, получаемых путем обратного комптоновского рассеяния излучения CO_2 лазера





(a) BEPC-II: измерение осуществлено путем регистрации спектра рассеянных фотонов от ${\rm CO_2}$ лазера (длина волны излучения в вакууме $\lambda=10.591035\,{\rm mkm}$) на электронном пучке в отсутствие магнитного поля

(б) ВЭПП-2000: результат получен при рассеянии излучения СО лазера (длина волны излучения $\lambda=5.426463\,\mathrm{mkm}$) на электронах с радиусом орбиты $R=140\,\mathrm{cm}$

Рис. 1.101: Результаты однократных измерений энергии электронного пучка, полученные на коллайдерах ВЕРС-II и ВЭПП-2000

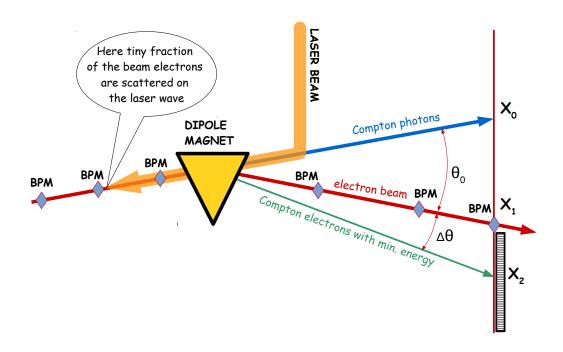


Рис. 1.102: Схема магнитного спектрометра с лазерной калибровкой

магнитного поля в поворотном магните и, при наличии поляризации у электронного пучка, измерить ее направление и величину. Такие измерения принципиально возможны, если вертикальный угловой разброс в электронном пучке существенно меньше 10 микрорадиан. Малый вертикальный эмиттанс Супер Чарм – Тау фабрики позволяет осуществить применение этого метода, в отличие от перечисленных выше коллайдеров предыдущего поколения. Измеренный интеграл магнитного поля позволяет с высокой точностью определить среднюю энергию электронов, измерив угол поворота пучка как с помощью пикапов, так и, независимо, по совместному анализу координатных распределений рассеянных фотонов и электронов. Основные принципы таких измерений наиболее полно изложены в работе [85]. Схема измерений представлена на рис. 1.102, из которого следует, что абсолютная энергия электронов пучка определяется через отношение углов поворота рассеянных электронов и основного пучка в специальном спектрометрическом магните. Измерение поляризации пучка позволяет параллельно использовать сверх-прецизионный метод резонансной деполяризации [86, 87] для измерения мгновенного значения средней энергии электронов с точностью до 1 ррт, что уже само по себе оправдывает создание такой системы.

1.14.2 Система положения пучка

Датчик положения пучка

Для измерения положения пучка и обеспечения работы системы подавления колебания пучка предполагается использовать электростатические датчики положения пучка (пикапы). Требуются датчики двух типов: для регулярной вакуумной камеры Ø68 мм с анти-камерой в поворотных арках и для вакуумной камеры Ø68 мм без анти-камеры в прямолинейных промежутках (см. рис. 1.103) Анти-камера не оказывает существенное влияние на параметры пикапа.

В качестве электродов используются круглые кнопочные электроды диаметром $20 \div 25$ мм, подсоединенные к вакуумному вводу (см. рис. 1.104). Вакуумный ввод представляет собой

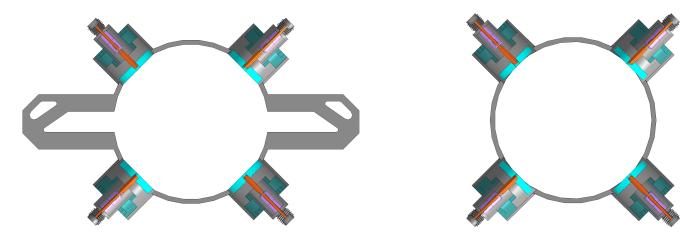


Рис. 1.103: Попречное сечение датчика положения пучка

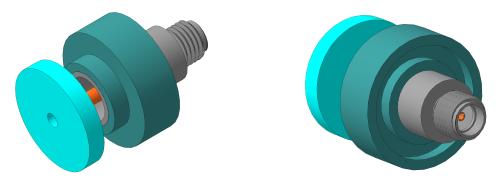


Рис. 1.104: Электрод в пикапа

готовое покупное изделие, имеющее SMA разъем для подключения кабеля.

Обработка сигналов с датчика положения (пикап-станция)

Электроника для обработки сигналов с пикапа (пикап-станция) представляет собой блок в стандарте евромеханика размером 1U, расположенный в стойке, в комнате с электроникой. С пикапом измерительная электроника соединяется 4 кабелями. Если предположить, что электроника размещена в четырех комнатах, размещенных по периметру кольца, то средняя длинна трассы составит $800/4/2/2 \times 2 = 100 \,\mathrm{m}$.

Сигнал с пикапов можно разделить на два класса. Сигнал с пикапов из арок, где частицы одного типа движутся в одном направлении. И сигнал от пикапов, расположенных вблизи места встречи, где присутствуют частицы обоих типов движущиеся в разных направлениях. В первом случае будет использоваться узкополосный вариант пикап-станции. Этот вариант позволяет более точно измерять положения пучка (~ 0.5 мкм), но имеет пониженное временное разрешение. Во втором случае будет использоваться широкополосный вариант пикап-станции. Этот вариант имеет несколько пониженную точность измерения положения (~ 10 мкм), но позволяет разделять отдельные сгустки частиц вблизи мест встречи. В остальном оба варианта производят одинаковые виды измерений. Параметры узкополосной пикап-станций приведены в таб. 1.29 и широкополосной — в таб. 1.30.

Измерительная электроника производит следующие типы измерений: измерение равновесной орбиты, измерение положения пучка в полосе 10 кГц, проведение пооборотных измерений. Электроника оснащена гигабитным Ethernet для управления и получения результатов измерения. Для организации быстрой обратной связи в реальном времени предусмотрены

Таб. 1.29: Параметры узкополосной пикап-станции

Параметр	Значение
Разрешение в полосе 10 Гц	50 нм
Разрешение в полосе 10 кГц	$100 \; { m HM}$
Разрешение пооборотных измерений	$2\mathrm{mkm}$
Зависимость от температуры	менее $200\mathrm{Hm}/^{\circ}\mathrm{C}$
Зависимость от тока	менее 1 мкм
Интерфейс	$1\mathrm{GigE}$
Обратная связь	$1\mathrm{Gig}$

Таб. 1.30: Параметры широкополосной пикап-станции

Параметр	Значение
Разрешение пооборотных измерений	10 мкм
Расстояние между сгустками	более 20 нс
Перекресное влияние сгустков	менее 1%
Интерфейс	$1\mathrm{GigE}$
Обратная связь	$1\mathrm{Gig}$

выделенные цифровые интерфейсы. Также для работы электроники необходимы сигналы синхронизации. Эти сигналы распространяются по оптическим каналам связи.

Используется цифровая система синхронизации, передача осуществляется по оптическим каналам. Система синхронизации позволяет генерировать опорные сигналы привязанные к фазе частоты обращения с дискретностью 10 нс, джиттер опорных импульсов — не хуже 10 пс. В качестве опорного генератора выступает выделенный генератор с возможностью подстройки частоты от внешнего источник. Пикап-станции получают сигнал синхронизации в цифровом виде и самостоятельно вырабатывает все необходимые виды синхронизации.

1.14.3 Оптическая диагностика

Методы оптической диагностики традиционно применяются для измерения радиального, вертикального размеров σ_x , σ_y и продольного размера σ_z электронных/позитронных пучков с помощью регистрации испускаемого ими синхротронного излучения (СИ). При этом СИ выводится из поворотных магнитов ускорителя. При наличии возможности желательно выбирать точку регистрации излучения в месте с максимальной вертикальной бета функцией β_y , чтобы избежать проблем с дифракционным ограничением разрешающей способности диагностики.

Представляется разумным заложить также возможность регистрации излучения в рентгеновской области, для применения иных методов диагностики профиля пучка, например, камеры-обскуры, в этом диапазоне энергий квантов СИ.

Исходя из этих соображений, место расположения вывода оптической части спектра СИ из вакуумной камеры предлагается организовать в центре поворотного магнита со слабым полем в экспериментальном промежутке, симметрично для электронного и позитронного кольца (рис. 1.105). Расчетные параметры магнитной структуры и параметры пучка в этой точке электронного/позитронного колец представлены в таб. 1.31.

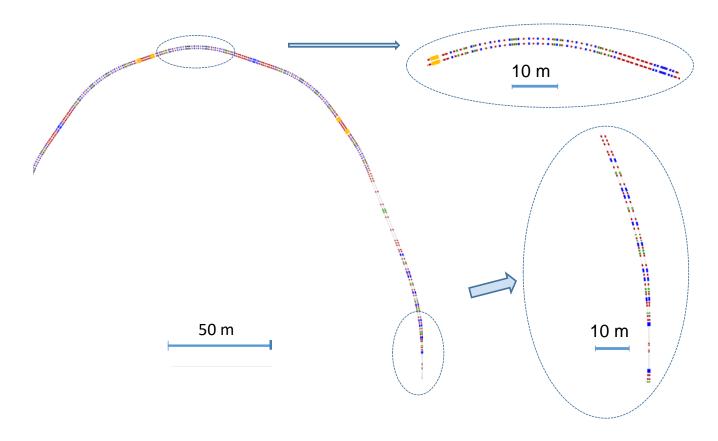


Рис. 1.105: Положение системы оптической диагностики

Таб. 1.31: Расчетные параметры магнитной структуры и параметров пучка в местах вывода оптической части спектра СИ из вакуумной камеры

Параметр	Значения
Энергия пучка	$1.0 \div 2.5 \Gamma$ эВ
Радиус поворота магнита	$100 \ { m M}$
Горизонтальная бета-функция, eta_x	10 м
Вертикальная бета-функция, β_y	66 м
Горизонтальная размер, σ_x	$260\mathrm{mkm}$
Вертикальный размер, σ_y	$46\mathrm{mkm}$
Продольный размер, σ_z	$2.5\mathrm{cm}$

Параметры синхротронного излучения в точках вывода из камеры

Спектры синхротронного излучения, испускаемого пучком в этой точке орбиты при энергиях $E_b = 1\,\Gamma$ эВ и $E_b = 2.5\,\Gamma$ эВ в радиальной плоскости, показаны на рис. 1.106. Стрелкой обозначена условная граница пропускания бериллиевой фольги. Заштрихован диапазон энергий, соответствующий оптической области спектра.

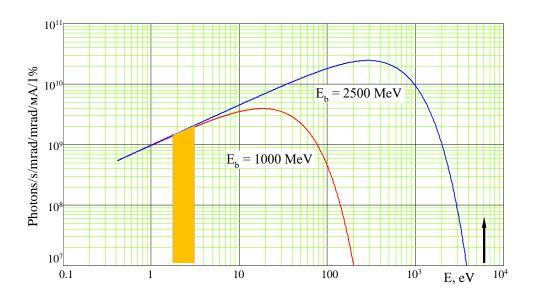


Рис. 1.106: Спектр синхротронного излучения из дипольного магнита с $R=100\,\mathrm{m}$

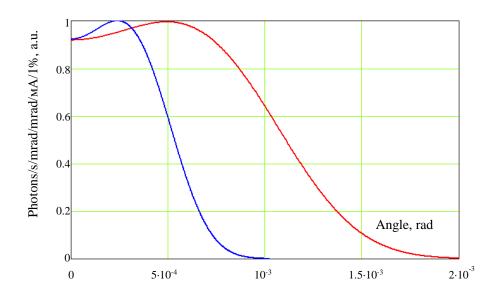


Рис. 1.107: Расходимость излучения из «слабого» диполя в вертикальной плоскости

На рис. 1.107 показана угловая расходимость излучения в рентгеновском и оптическом диапазонах спектра в вертикальной плоскости для энергии $E_b = 1 \, \Gamma$ эВ на длинах волн 56 нм (критическая длина волны) и 500 нм.

На рис. 1.108 показаны те же зависимости, но для энергии пучка $E_b=2.5\,\Gamma$ эВ.

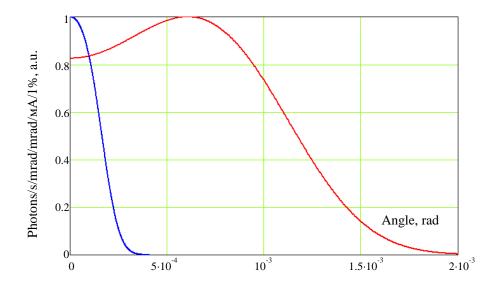


Рис. 1.108: Расходимость излучения из «слабого» диполя в вертикальной плоскости

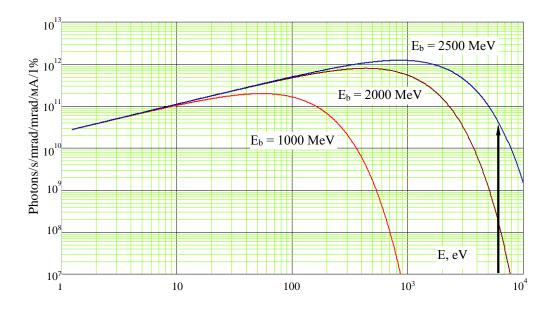


Рис. 1.109: Спектры СИ из «жестких» диполей для энергий пучка $E_b=1,\,2,\,2.5\,\Gamma$ эВ. Стрелкой показана условная граница отсечки для бериллиевой фольги

Критическая длина волны в спектре СИ даже для энергии пучка $E_b=2.5\,\Gamma$ эВ соответствует энергии около 1 кэВ. Гамма-кванты с такой энергией сильно поглощаются в бериллиевой фольге, которую обычно используют при выводе СИ рентгеновского диапазона из вакуумной камеры ускорителя. Поэтому использование для диагностики рентгеновской части спектра при регистрации СИ из «слабых» диполей нецелесообразно.

На рис. 1.109 представлены спектры СИ из «сильных» диполей для энергии ускорителя $E_b = 1, 2, 2.5 \, \Gamma$ эВ. В этом случае критическая длина волны для энергии пучка от $2 \, \Gamma$ эВ и более соответствует гамма-квантам диапазона нескольких кэВ, что позволяет эффективно использовать жесткую часть спектра СИ для диагностики пучков.

Суммарная мощность $P_{\rm SR}$ излучения из «слабого» диполя в один миллирадиан телесного угла при токе пучка в 1 мА на энергии $2.5\,\Gamma$ эВ равна приблизительно 9 мВт, т. е. для полного проектного тока пучка $I_b=1.7\,\rm A$ мощность СИ $P_{\rm SR}$ составит $6.3\,\rm Bt$.

Расходимость пучка СИ в рентгеновском диапазоне на полувысоте на этой энергии составляет (см. рис. 1.109) $\theta \approx 3.2 \cdot 10^{-4}$ рад. При расстоянии от точки излучения до первого зеркала L=10 м плотность мощности на нем составит $P_{\rm d}=10^3 P_{\rm SR}(L\theta)^2\approx 24\,{\rm Br/cm^2}$ при полном токе пучка в узкой полосе шириной около $L\theta\approx 3.5\,{\rm mm}$ в радиальной плоскости. При этом область на зеркале, занятая видимой частью спектра СИ, будет иметь ширину около $25\,{\rm mm}$. Возможно, центральную часть зеркала потребуется закрывать узким приемником СИ для снижения тепловых нагрузок на оптическую поверхность. Еще и по этой причине нежелательно базировать оптическую диагностику на «сильных» диполях ускорителя. Здесь плотность мощности в центральной области зеркала при аналогичных параметрах пучка будет в три раза выше.

Ограничения на измеряемые размеры пучка, связанные со свойствами СИ

Минимальный измеряемый вертикальный размеры пучка, определяемый расходимостью СИ в оптическом диапазоне (дифракционный предел) и минимальный измеряемый радиальный размер, определяемый отрезком орбиты пучка, с которого регистрируется излучение, составляют:

$$\sigma_d pprox \left(rac{\lambda^2 R}{12\pi^2}
ight)^rac{1}{3} pprox 60 \, {
m Mkm},$$
 $\sigma_R pprox rac{R\psi^2}{2} pprox 70 \, {
m Mkm},$

где $\lambda=500\,\mathrm{mm}$ — длина волны света, $R=100\,\mathrm{m}$ — радиус орбиты, $\psi=1.2\cdot10^{-3}\,\mathrm{pag}$ — расходимость излучения. Таким образом, для определения поперечных размеров пучка, особенно его вертикального размера, окажется недостаточно использовать лишь проекционную оптику.

Конструкция и состав оптической диагностики

За основу дизайна оптической диагностики пучков Супер Чарм—Тау фабрики предлагается взять аналогичную систему (рис. 1.110, 1.111), успешно функционирующую на источнике синхротронного излучения Сибирь-2 [88]. На Супер Чарм—Тау фабрике таких систем должно быть две — для электронного и позитронного пучков.

Система оптической диагностики, установленная в 2013 году на источнике СИ Сибирь-2, предназначена для контроля положения пучка и определения как продольного его размера, так и поперечных — вертикального и радиального. Система диагностики использует СИ из поворотного магнита кольца Сибирь-2, а располагается за биозащитой кольца накопителя, что упрощает процесс настройки и саму работу с ней. Система хорошо зарекомендовала себя

в работе, и принципы ее построения можно использовать для аналогичных целей на Супер Чарм—Тау фабрике. Параметры пучка СИ в Сибирь-2 похожи на синхротронное излучение на Супер Чарм—Тау фабрике, поэтому можно ожидать, что поведение наиболее нагруженной по теплу первой части оптического тракта, охлаждаемого зеркала, будет стабильным, тем не менее, следует рассмотреть возможность защиты его центральной части.

Пучок СИ из поворотного магнита накопительного кольца проходит по вакуумному каналу (рис. 1.110, 1.111) и падает на охлаждаемое зеркало, от которого отражается видимая часть спектра, которая после отражения от второго, не охлаждаемого, зеркала выводится через окно вакуумной камеры в атмосферу. Далее СИ выводится за пределы биозащиты зала накопителя и распределяется между шестью диагностиками, установленными на оптическом столе, с помощью зеркал и оптических призм. Изображение пучка формируется на всех элементах системы с помощью главной линзы и линз увеличения. Также для расширения динамического диапазона системы диагностики пучок проходит через дистанционно управляемые нейтральные фильтры, установленные перед всеми детекторами диагностики, за исключением интерферометра.

Вакуумный вывод СИ на стол оптической диагностики показан на рис. 1.111 (вакуумная камера ускорителя и поворотный магнит не показаны). Охлаждаемое зеркало установлено на расстоянии 6 м от точки излучения. Кварцевое окно вывода СИ расположено после второго зеркала, через него выводится видимая часть спектра СИ, проходящая через канал в стене биозащиты до стола с элементами диагностики.

Элементы системы диагностики

Система оптической диагностики включает в себя шесть диагностик (обозначены цифрами на рис. 1.110).

(1) Двухлучевой интерферометр предназначен для измерения поперечного вертикального размера пучка с точностью до 1 мкм.

Принцип измерений, основанных на пространственной когерентности света, известен как теорема Ван Циттера-Цернике, из которой следует, что видимость зависит от расстояния между щелями и угла, под которым виден источник из средней точки между щелями (для схемы Юнга). Измерив видимость интерференционной картины и зная расстояние между щелями, можно определить угловые размеры источника излучения, например, пучка частиц (рис. 1.112-1.113). Для диагностики пучков используются интерферометры с делением волнового фронта, работающие с поляризованным квазимонохроматическим синхротронным излучением в видимом диапазоне. Поток фотонов СИ образует интерферограмму после прохождения двойной щели, фильтрующих и фокусирующих систем. Определяя видность интерференционной картины можно определить характерный размер источника излучения.

Среднеквадратичный размер пучка σ_x выражается через среднеквадратичную ширину σ_γ степени пространственной когерентности γ

$$\sigma_x = \frac{\lambda L}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{1}{\sigma_\gamma}},$$

где L — расстояние между источником излучения и щелями, D — расстояние между щелями. Интенсивности интерферограммы, с учетом дифракции на щелях и при отсутствии дисбаланса интенсивностей света, проходящего через щели, будет определяться выражением

$$I(y) = I_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha} \left(1 + \exp\left(-\frac{2(\pi D \sigma_x)^2}{(\lambda L)^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi D}{\lambda R}y\right) \right),$$

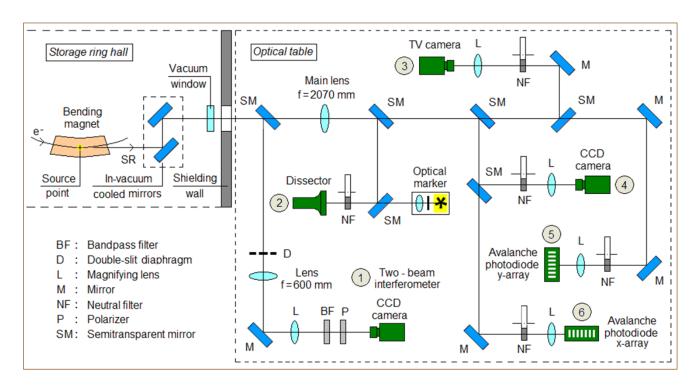


Рис. 1.110: Схема расположения компонентов системы оптической диагностики Сибирь-2

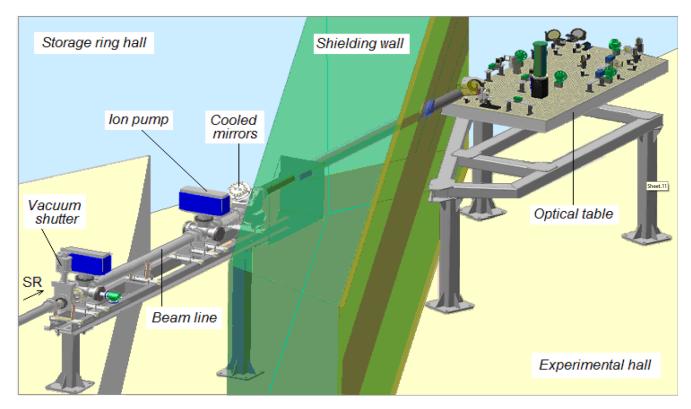


Рис. 1.111: 3D модель системы оптической диагностики

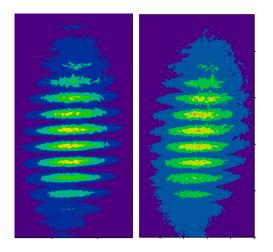




Рис. 1.112: Интерферограммы, соответствующие вертикальному размеру пучка в 60 мкм и 90 мкм

Рис. 1.113: Сечение интерферограммы (распределение интенсивности проинтегрировано в пределах области, ограниченной вертикальными линиями)

где $\alpha = 2\pi ay/\lambda/R$, a — полуширина щели.

Пространственное разрешение интерферометра определяется погрешностью измерения пространственной когерентности (видности). При измерении видности самый большой вклад в погрешность вносит дисперсия света в оптической системе. Дисперсия приводит к разности оптических путей, и, как следствие, к изменению фазы интерферограммы для разных длин волн. Погрешность измерения вертикального размера пучка при помощи двухщелевого интерферометра, достигнутая на Сибирь-2, составила 5 мкм [88], что в несколько раз хуже разрешающей способности этого метода, достигнутой с использованием зеркал вместо линз [89, 90, 91]. Поэтому, вероятно, оптическую схему интерферометра потребуется пересмотреть с учетом этого обстоятельства.

(2) Диссектор [92, 93, 94] используется для определения продольного размера пучка в кольце накопителя, также может использоваться для диагностики продольных неустойчивостей пучка.

Быстродействие прибора определяется его головной частью, аналогичной стрик-камере и состоящей из фотокатода, ускоряющей сетки, электронной линзы, отклоняющих пластин и щелевой апертуры (рис. 1.114).

Отличие диссектора от стрик-камеры заключается в том, что он предназначен для регистрации периодических сигналов, таких, как вспышки синхротронного излучения пучка в циклическом ускорителе либо импульсы лазера. Если на фотокатоде диссектора построено точечное изображение периодического источника света, а частота ВЧ развертки диссектора $f_{\rm RF}$ синхронизована с частотой светового сигнала, то в плоскости щели диссектора образуется стационарное электронное распределение Q(x), соответствующее временному распределению в световом импульсе. Типичная частота ВЧ развертки составляет десятки МГц.

Распределение Q(x) медленно сканируется поперек щели, время сканирования $t_{\rm sl}\gg 1/f_{\rm RF}$. Средний анодный ток на выходе ВЭУ пропорционален заряду, прошедшему через щель в данный момент сканирования и, соответственно, повторяет распределение интенсивности светового импульса (рис. 1.114). Для сканирования используется медленно меняющееся пи-

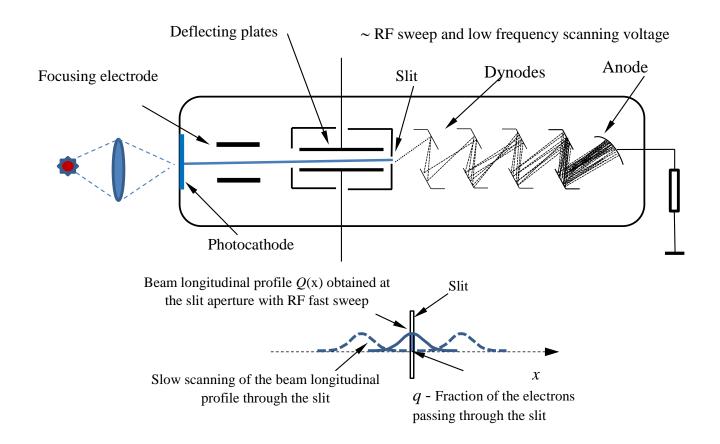


Рис. 1.114: Упрощенная схема устройства диссектора и схема медленного сканирования продольного распределения поперек щели диссектора

лообразное напряжение $U_{\rm sl}$, прикладываемое к отклоняющим пластинам вместе с ВЧ разверткой [92], при этом $U_{\rm sl}^{\rm max} > U_{\rm RF}^{\rm max}$.

Как правило, длительность пучка в циклическом ускорителе много меньше периода обращения, поэтому сканирующее ВЧ напряжение является n-й гармоникой частоты обращения, $(n \gg 1)$. До сих пор в экспериментах использовался диапазон частот в пределах $4 \div 100 \, \mathrm{M}\Gamma$ ц, в зависимости от ускорителя.

Простой способ калибровки временной шкалы является важным эксплуатационным преимуществом диссектора. Если сфокусировать на его фотокатод постоянный точечный источник света, то в плоскости щели при включенной ВЧ развертке будет периодически появляться распределение заряда $Q_p(x)$, показанное на рис. 1.115, которое будет считываться при медленном сканировании. Пространственный интервал между характерными «метками», и соответствующий ему измеряемый в результате сканирования временной интервал T_l зависит от $U_{\rm RF}^{max}$, но временной масштаб диссектора T_s при этом определяется однозначно, поскольку время T_l соответствует $T_s = 2/\omega_{\rm RF} = T_{\rm RF}/\pi$, где $\omega_{\rm RF}$ — угловая частота ВЧ развертки.

При таком способе сканирования развертка диссектора линейна лишь в середине временной шкалы и меняется в пределах периода ВЧ. Ограничения точности калибровки, связанные с нелинейностью развертки, обсуждаются в [93]. Экспериментальные результаты измерений временного разрешения диссектора [94] дали значение $t_l = 3.8 \pm 0.4 \,\mathrm{nc}$, что позволяет измерять продольный размер пучка на Супер Чарм – Тау фабрике с точностью несколько процентов. На рис. 1.116, 1.117 представлены результаты измерений диссектором продольного

Intensity $Q_p(x)$, a.u.

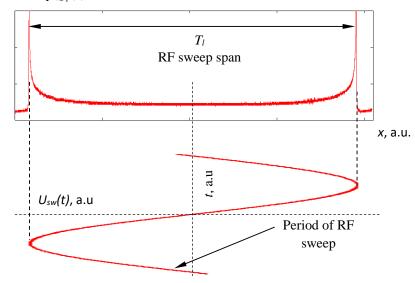


Рис. 1.115: Калибровка временной шкалы диссектора с помощью постоянного точечного источника света

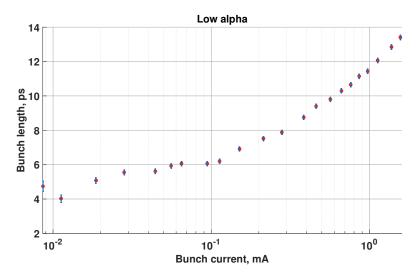


Рис. 1.116: Зависимость длины пучка от тока в режиме low- α измеренная с помощью диссектора

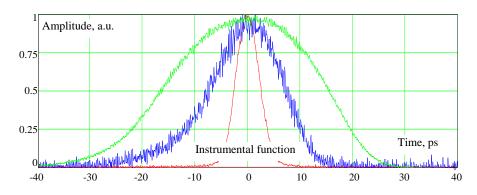


Рис. 1.117: Продольные профили пучка на установке MLS, зарегистрированные диссектором

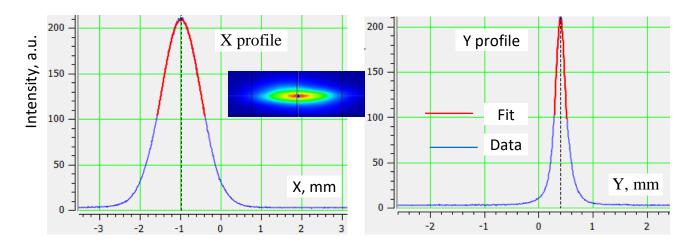


Рис. 1.118: Изображение пучка, построенное цифровой камерой, и его подгонка нормальным распределением

профиля пучка на установке MLS [98].

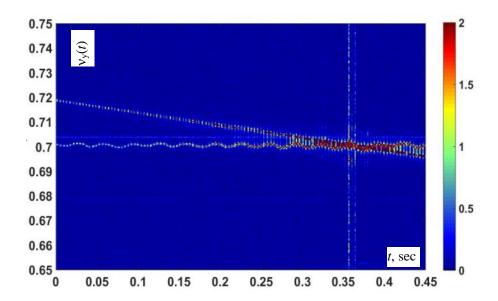


Рис. 1.119: Измерение вертикальной бетатронной частоты методом раскачки с помощью МЛ-ФД [88]. Регистрируется измерение вертикального размера пучка

Наряду с диссектором для измерения продольного размера пучка в отдельных сгустках целесообразно эпизодически использовать стрик-камеру [95, 96]. Так как этот прибор не столь чувствителен к световым потокам как диссектор, то необходимо предусмотреть в конструкции оптического тракта диагностики подвижное зеркало, отводящее свет из оптического канала на стрик-камеру.

- (3) **ТВ камера** осуществляет вывод поперечного изображения пучка на монитор для визуального контроля динамики пучка.
- (4) ПЗС камера (Prosilica GC 1290) с разрешением ПЗС матрицы 1280 × 960 точек. Используется для передачи изображения пучка по интерфейсу Ethernet дальнейшего определения его поперечного вертикального и радиального размеров (рис. 1.118).

(5, 6) Многоканальные лавинные фотодиоды (МЛФД) предназначены для пооборотного измерения поперечного вертикального и радиального распределения интенсивности пучка в течение многих оборотов (рис. 1.119). Использование МЛФД поможет проводить исследования неустойчивостей и нелинейной динамики пучка на ускорителе [88].

Перечисленный набор средств диагностики хорошо зарекомендовал себя в работе на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М [97] и источнике СИ Сибирь-2 [88] на протяжении многих лет. Полученный при эксплуатации этих установок опыт позволяет утверждать, что при помощи регистрации СИ в оптическом диапазоне можно надежно измерять и контролировать продольный и поперечные размеры пучка.

Литература

- [1] P. Raimondi, "Status of the SuperB Effort", presentation at the 2nd Workshop on SuperB Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006.
- [2] D. V. Pestrikov, NIM Phys. Res., Sect. A 336, 427, 1993.
- [3] K. Ohmi et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 104401, 2004.
- [4] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, "Beam-Beam Issues for Colliding Schemes with Large Piwinski Angle and Crabbed Waist", LNF-07-003-IR, 2007, e-Print: physics/0702033.
- [5] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, "Suppression of beam-beam resonances in Crab Waist collisions", EPAC08-WEPP045, Proc. of EPAC-2008, Genoa, Italy, 23–27 June 2008.
- [6] D. Shatilov, E. Levichev, E. Simonov, M. Zobov, "Aplication of Frequency Map Analysis to Beam-Beam Effects Study in Crab Waist Collision Scheme", Phys. Rev. ST Accel. Beams 14, 014001, 2011.
- [7] M. Zobov for DAFNE Collaboration Team, "DAFNE Operation Experience with Crab Waist Collision", arXiv:0810.2211v1.
- [8] M. Zobov et al., "Test of crab-waist collisions at DAFNE Phi factory", Phys.Rev.Lett.104:174801, 2010.
- [9] http://www.lnf.infn.it/acceleratori/status/upto.html.
- [10] P. Raimondi, M. Zobov, LNF INFN Technical Note G-58, 2003.
- [11] D. Shatilov, M. Zobov, ICFA Beam Dyn. Newslett. 37, 99, 2005.
- [12] A. Bogomyagkov, S. Glukhov, E. Levichev and P. Piminov, "Effect of the Sextupole Finite Length on Dynamic Aperture in the Collider Final Focus", arXiv:0909.4872.
- [13] K. Brown, R. Servranckx, "First- and second-order charged particle optics", SLAC-PUB-3381, 1984.
- [14] Н. А. Винокуров, Е.Б. Левичев, "Ондуляторы и вигглеры для генерации излучения и других приминений", УФН, 185, 29, 2015.
- [15] R. Helm et al., "Evaluation of Synchrotron Radiation Integrals", PAC-1973-0900, 1973.
- [16] J. Hagel, "Analytic Calculation of the Off Momentum Closed Orbit in Storage Rings with Insertions and Sextupoles", CERN-LEP-TH-84-18.
- [17] D. Shatilov, Part. Accel. 52, 65, 1996.

- [18] K. Ohmi et al., "Coherent Beam-Beam Instability in Collisions with a Large Crossing Angle", Phys. Rev. Lett. 119, 134801, 2017.
- [19] D. Shatilov, "FCC-ee Parameters Optimization", ICFA Beam Dyn. Newslett. 72, 2017.
- [20] Ya. Derbenev et al., "Radiative Polarization: Obtaining, Control, Using", Part. Accel. vol. 8, 1978, pp. 115-126.
- [21] I. Koop et al, "Spin transparent Siberian snake and spin rotator with solenoids", AIP Conf. Proc., vol. 915, 2007, pp. 948-954.
- [22] A. A. Zholents, V. N. Litvinenko, "On The Compensation of Solenoid Field Effects by Quadrupole Lenses", DESY-L-TRANS-289, 984.
- [23] В. Птицын, "Поляризованные пучки в ускорителях и накопителях с Сибирскими змей-ками", Диссертация физ.-мат. наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1997.
- [24] V. Ptitsyn, Ya. Shatunov, S. Mane, "Spin response formalism in circular accelerators", Nucl. Instrum. Meth. A608 (2009) pp. 225–233.
- [25] Ya. Derbenev, A. Kondratenko, "Polarization kinematics of particles in storage rings", Sov. Phys. JETP, vol. 37, 1973, pp. 968-973.
- [26] A. Chao, "Physics of Collective Beam Instabilities", Wiley, New York, 1993.
- [27] B. W. Zotter, S. A. Kheifets, "Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerator", World Scientific, Singapore, 1998.
- [28] Н.С. Диканский, Д.В. Пестриков, "Физика интенсивных пучков в накопителях", Новосибирск, Наука, 1989.
- [29] B. Zotter, "Potential-Well Bunch Lengthening", CERN SPS/81-14 (DI), Geneva, Switzerland, 1981.
- [30] F. Sacherer, IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-24 (1977) p. 1393.
- [31] E. Keil, W. Schnell, CERN ISR-TH-RF 69/48, 1969.
- [32] D. Boussard, "Observation of Microwave Longitudinal Instabilities in the SPS", CERN-Lab II/RF/75-2, 1975.
- [33] J. A. Clarke, "Bunch Lengthening Thresholds on the Daresbury SRS", Proc. of PAC-95, Dallas, 1995 (WAC23).
- [34] J. M. Byrd, J. N. Corlett, T. Renner, "Single Bunch Collective Effects in the ALS", Proc. of PAC-95, Dallas, 1995 (WXE06).
- [35] Y.-C. Chae et al., "Measurement of the Longitudinal Microwave Instability in the APS Storage Ring", in Proc. of PAC-2001, Chicago, 2001 (TPPH068).
- [36] G. De Ninno et al., "Longitudinal Single-Bunch Instabilities for Different Operation Energies at ELETTRA", in Proc. of PAC-2003, Portland, 2003 (WPAG018).
- [37] W.K.H. Panofsky, W.A. Wenzel, "Some considerations concerning the transverse deflection of charged particles in radio-frequency fields", Rev. Sci. Instrum. 27 (1956), p. 967.

- [38] Y. Cai et al., "Potential-well distortion, microwave instability, and their effects with colliding beams at KEKB", Phys. Rev. ST Accel. Beams, Vol. 12, 061002 (2009).
- [39] A. Novokhatski, M. Sullivan, "Loss Factor of the PEP-II Rings", in Proc. of EPAC-2008, Genoa, 2008 (TUPP055).
- [40] T. Ieiri et al., "Impedance Measurements in the KEKB", in Proc. of EPAC-2000, Vienna, 2000 (TUP4A12).
- [41] F.-J. Decker et al., "Tune Feed-Forward for PEP-II", in Proc. of PAC-2001, Chicago, 2001 (RPPH136).
- [42] H. Wiedemann, "Particle Accelerator Physics II", Berlin, Springer, 1999.
- [43] F. Sacherer, CERN/MPS-BR/73-3, Geneva, Switzerland, 1973.
- [44] A. Fabris, C. Pasotti, M. Svandrlik, "Coupled Bunch Instability Calculations for the ANKA Storage Ring", Proc. of EPAC-1998, Stockholm, 1998.
- [45] F. Sacherer, CERN/PS/BR 76-21, Geneva, Switzerland, 1976.
- [46] Y. Baconnier, G. Brianti, "The Stability of Ions in Bunched Beam Machines", CERN/SPS/80-2(DI), Geneva, Switzerland, 1980.
- [47] Y. Ohnishi et al., "Study of Fast Ion Instability at KEKB Electron Ring", Proc. of EPAC-2000, Vienna, Austria, 2000.
- [48] T.O. Raubenheimer, F. Zimmermann, "Fast Beam-ion Instability I. Linear Theory and Simulations", Phys. Rev. E 52, 5487 (1995).
- [49] G. V. Stupakov, T.O. Raubenheimer, F. Zimmermann, "Fast Beam-ion Instability II. Effect of ion decoherence", Phys. Rev. E 52, 5499 (1995).
- [50] P. Emma, T. Raubenheimer, F. Zimmermann, "Emittance Dilution by Ions in the SLC Arcs", Proc. of EPAC-1994, London, 1994.
- [51] K. Ohmi, F. Zimmermann, "Head-Tail Instability Caused by Electron Clouds in Positron Storage Rings", Phys. Rev. Lett. Vol. 85 No. 18, 2000.
- [52] K. Ohmi, "Beam-photoelectron Instability at KEKB", KEK Prerp. 98-17, 1998.
- [53] K. Ohmi, S. Matsumoto, "Beam-photoelectron Instability at KEKB: Applying a magnetic field", KEK Prerp. 98-37, 1998.
- [54] K. Ohmi, "Beam-Photoelectron Interactions in Positron Storage Rings", Phys. Rev. Lett. Vol. 75 No. 8, 1995.
- [55] E. Perevedentsev, "Head-Tail Instability Caused by Electron Cloud", Proc. of ECLOUD-2002, CERN-2002-001, Geneva, 2002, p. 171–194.
- [56] D. Bulfone, "Overview of Fast Beam Position Feedback Systems", Proc. of EPAC 2008, Genoa, 2008.
- [57] V. Smaluk et al., "Feedback for suppression of single-bunch transverse instability in electron-positron storage rings", Journal of Instrumentation 7 (2012) P01007.

- [58] "Present status of KEKB project", Shin-ichi Kurokawa, Proceedings of APAC-1998.
- [59] J. M. Dorfan, "PEP-II status report", SLAC-PUB-7919, June 1998.
- [60] T. Kageyama et al, "The ARES cavity for KEKB", Proceedings of APAC-1998.
- [61] Y. Morita, "KEKB superconducting accelerating cavities and beam studies for Suser-KEKB", Proceedings of IPAC-2010.
- [62] R. Rimmer et al, "High-power RF cavity R&D for the PEP-II B factory", Proceedings of EPAC-1994.
- [63] P. Corredoura, "Architecture and performance of the PEP-II Low-Level RF system", Proceedings of PAC-1999.
- [64] T. Furuya, "Recent status of the superconducting cavities for KEKB", Proceedings of the 1999 Workshop on RF Superconductivity, La Fonda Hotel, Santa Fe, New Mexico, USA.
- [65] D. Teytelman, "Beam-loading compensation for Super B-factories", Proceedings of PAC-2005.
- [66] В.В. Анашин и др, "Установка магнетронного напыления геттерных покрытий в малоапертурных камерах", Приборы и техника эксперимента, 2009, №6, стр. 127-130.
- [67] C. Benvenuti et al, "Vacuum properties of TiZrV non-evaporable getter films", Vacuum, vol. 60, p. 57, 2001.
- [68] I. R. Collins et al, "A photodesorption study of a TiZrV coated stainless steel vacuum chambe", EPAC-2002, Paris, France, June 2002, Proc. of EPAC-2002, pp. 2550-2552.
- [69] В.В. Анашин и др., "Исследование фотодесорбционных свойств вакуумной камеры с напыленным геттером TiZrV", XIV всероссийская конференция по использованию синхротронного излучения "СИ-2002", Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 15-19 Июля 2002.
- [70] B. Henrist et al, "The Secondary Electron Yield of TiZr and TiZrV Non-Evaporable Getter Thin Film Coatings", Applied Surface Science Volume 172, Issues 1–2, 1 March 2001, pp. 95–102.
- [71] Y. Suetsugu et al, "First experimental and simulation study on the secondary electron and photoelectron yield of NEG materials (Ti–Zr–V) coating under intense photon irradiation", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 554, Issues 1-3, 1 December 2005, pp. 92-113.
- [72] K. Ohmi, F. Zimmermann, E. Perevedentsev, "Wake-field and fast head-tail instability caused by an electron cloud", Phys. Rev. E 65, 016502, 2002.
- [73] B. Henrist et al, "Secondary electron emission data for the simulation of electron cloud", Proc. Mini Workshop on Electron Cloud Simulations for Proton and Positron Beams (ECLOUD'02), Geneva, 15-18 April 2002, pp. 75-78, CERN Report: CERN-2002-001, 2002.
- [74] R. Cimino, I. Collins, V. Baglin, "VUV photoemission studies of candidate Large Hadron Collider vacuum chamber materials", Phisical rewiew special topics – accelerator and beams, v.2, 063201, 1999.

- [75] V. V. Anashin et al, "Magnetic and electric field effects on the photoelectron emission from LHC beam screen material", Vacuum, ISSN 0042207X, p. 255-260, vol. 60, N 1-2, January-February 2001.
- [76] M. Taborelli et al, "Nine years of carbon coating development for the SPS upgrade: achievements and heritage", CERN-ACC-2016-0010.
- [77] S. Calatroni et al, "First accelerator test of vacuum components with laser-engineered surfaces for electron-cloud mitigation", PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS 20, 113201, 2017.
- [78] M. Green, B. Strauss, "The cost of superconducting magnets as a function of stored energy and design magnetic induction times the field volume", IEEE Trans. on Appl. Supercond, vol. 18, no. 2, 2008, pp. 248–251.
- [79] O. V. Anchugov et al., "Experiments on the physics of charged particle beams at the VEPP-4M electron-positron collider", J. Exp. Theor. Phys., vol. 109, pp. 590-601, 2009. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 136, 690 (2009).
- [80] Q. Qing et al., "Beam dynamics studies on BEPC-II storage rings at the commissioning stage", Chinese Physics C, vol. 33, no. S2, pp. 65–70, 2009.
- [81] D. E. Berkaev et al., ""The VEPP-2000 electron-positron collider: First experiments", J. Exp. Theor. Phys., vol. 113, no. 2, pp. 213–220, 2011.
- [82] V. E. Blinov et al., "Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider", ICFA Beam Dyn. Newslett., vol. 48, pp. 195–207, 2009.
- [83] E. Abakumova et al., "The beam energy measurement system for the Beijing electron-positron collider", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, vol. 659, no. 1, pp. 21–29, 2011.
- [84] E. Abakumova et al., "A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, vol. 744, pp. 35–40, 2014.
- [85] N. Muchnoi, "Measurement of beam polarisation and beam energy in one device", in 58th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Luminosity Circular e^+e^- Colliders, 2016.
- [86] A.N. Skrinskii and Yu.M. Shatunov, "Precision measurements of masses of elementary particles using storage rings with polarized beams", Soviet Physics Uspekhi, vol. 32, no. 6, pp. 548–554, 1989.
- [87] V. Blinov et al., "Review of beam energy measurements at VEPP-4M collider", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, vol. 598, no. 1, pp. 23–30, 2009.
- [88] O. Meshkov et al, "A new station for optical observation of electron beam parameters at electron storage ring SIBERIA-2", Journal of Instrumentation 12/2016; 11(12):P12015-P12015., DOI:10.1088/1748-0221/11/12/P12015.
- [89] T. Mitsuhashi, "Beam size measurement by use of SR interferometers", Proc. of BIW 2004, Knoxville, p. 3, 2004.

- [90] T. Mitsuhashi, "Beam Profile and Size Measurement by SR Interferometer in Beam measurement", Ed. By S. Kurokawa et al., pp. 399-427, World Scientific (1999).
- [91] T. Naito and T. Mitsuhashi, "Very Small Beam-Size Measurement by a Reflective Synchrotron Radiation Interferometer", Phys. Rev. ST Accel. Beams, V. 9, No. 12, p. 122802, 2006.
- [92] E.I. Zinin et al, "Stroboscopic method of electro-optical picosecond-resolution chronography and its application in synchrotron radiation experiments", Nucl. Instrum. Meth. 208 (1983) 439.
- [93] E.I. Zinin and O.I. Meshkov, JINST, 2015 1748-0221 10 P10024, doi:10.1088/1748-0221/10/P10024.
- [94] E. I. Zinin et al, "Direct temporal-resolution calibration of new-generation dissector", Journal of Instrumentation 03/2016, 11(03), T03001-T03001, DOI:10.1088/1748-0221/11/03/T03001.
- [95] N.S. Vorobev et al, "Recording Vavilov-Cherenkov radiation in a linear accelerator using a picosecond streak camera", Quantum Electronics 09/2016, 46(9):860-862, DOI:10.1070/QEL16080.
- [96] A. K. Vereshchagin et al, "Recording the synchrotron radiation by a picosecond streak camera for bunch diagnostics in cyclic accelerators", Quantum Electronics 01/2016; 42:185-188.
- [97] P. A. Piminov et al, "Synchrotron radiation research and application at VEPP-4", Physics Procedia 12/2016, 84, DOI:10.1016/j.phpro.2016.11.005.
- [98] R. M. Klein, G. Ulm, "The Metrology Light Source an electron storage ring dedicated to metrology", Proceedings of EPAC2006, THPLS019, Edinburg, Scotland.

Глава 2

Инжектор

2.1 Ускоряющий модуль

Схема регулярного ускоряющего модуля инжектора представлена на рис. 2.1. Он представляет собой клистрон, систему умножения мощности типа SLED, две ускоряющие секции длиной по 3 м. На рис. 2.2–2.3 изображены схемы ускоряющей структуры и системы умножения мощности SLED соответственно. Основные параметры клистрона, резонаторов системы умножения мощности и ускоряющей секции приведены в таб. 2.1-2.3 соответственно.

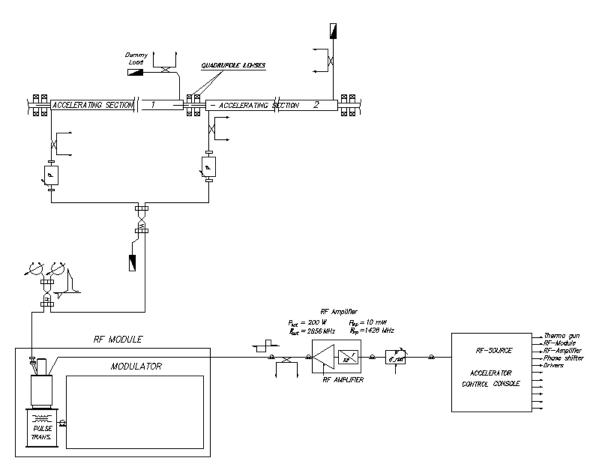
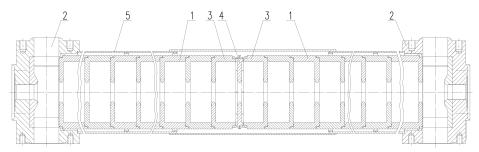


Рис. 2.1: Схема регулярного ускоряющего модуля инжектора



Обозначения: 1 – регулярная ускоряющая ячейка, 2 – трансформатор типа волны, 3 – переходная (соединительная) ускоряющая ячейка, 4 – соединительная диафрагма, 5 – рубашка охлаждения

Рис. 2.2: Ускоряющая структура

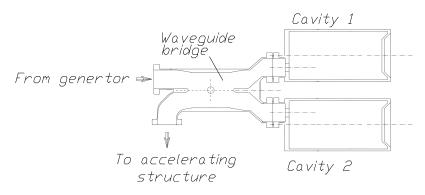


Рис. 2.3: Схема системы умножения мощности типа SLED

Таб. 2.1: Основные параметры клистрона

Параметр	Значение
Рабочая частота	2856 МГц
Частота повторения	до 50 Гц
Пиковая мощность	$50~\mathrm{MBr}$
Длительность импульса	$5\mathrm{mkc}$

Таб. 2.2: Основные параметры системы умножения мощности типа SLED

Параметр	Значение
\square Диаметр, D	196 мм
Высота, H	$346.9~\mathrm{mm}$
Рабочая частота, f_0	2856 МГц
Вид колебания	H_{015}
Добротность, Q_0	80000
Коэффициент связи, β	3.6
Коэффициент умножения по мощности, $K_{ m P}$	5

Ускоряющая структура представляет собой диафрагмированный волновод с видом колебания $2\pi/3$. Благодаря подобранным параметрам системы умножения мощности SLED, структура может работать в режиме квазиравномерного распределения ускоряющего поля.

Таб. 2.3: Основные параметры ускоряющей структуры

Параметр	Значение
Рабочая частота, f_0	2856 МГц
Внутренний диаметр ячейки, $2b$	$83.75\mathrm{mm}$
Диаметр отверстия связи ячеек, $2a$	$25.9 \mathrm{mm}$
Толщина диафрагмы, t	$6 \mathrm{mm}$
Период, D	34.99 mm
Вид колебания, $ heta$	$2\pi/3$
Относительная фазовая скорость, $eta_{ m ph}$	1
Относительная групповая скорость, $eta_{ m gr}$	0.021
Длина секции, L	$2.93 \mathrm{M}$
Полное число ячеек	85
Собственная добротность, Q_0	13200
Шунтовое сопротивление, $R_{ m sh}$	$51\mathrm{MOm/m}$
Собственное время УС, $ au_{0a} = 2Q_0/\omega_0$	$1.471\mathrm{mkc}$
Коэффициент затухания по полю, $\alpha_e=1/ au_{0a}V_{ m gr}$	$0.108{\rm M}^{-1}$
Время заполнения, $T_f = L/V_{ m gr}$	$0.465{ m MKc}$

На рис. 2.4 показано распределение отраженной мощности от системы SLED. Распределение амплитуды электрического поля вдоль ускоряющей структуры продемонстрировано на рис. 2.5. В данном случае на вход поступает половина мощности системы SLED.

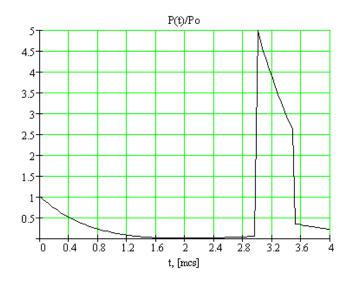
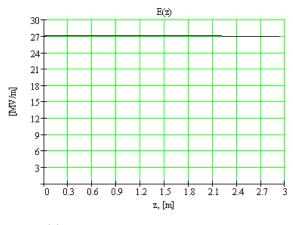
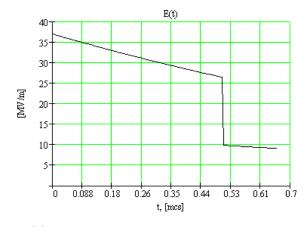


Рис. 2.4: Отраженная мощность от системы SLED

Как видно на рис. 2.5, амплитуда электрического поля вдоль ускоряющей структуры составляет 27 МВ/м. Максимальный темп ускорения составляет 27 МэВ/м, а прирост энергии пучка после пролета ускоряющей структуры — 81 МэВ. С учетом запаса 15% можно считать рабочими значениями: темп ускорения — 23 МэВ/м, прирост энергии — 67 МэВ. С учетом приведенных параметров, схему инжектора можно представить в виде, изображенном на рис. 2.6, а параметры регулярного ускоряющего модуля приведены в таб. 2.4.





(а) распределение вдоль структуры (б) значение в начальный момент времени

Рис. 2.5: Амплитуда электрического поля в ускоряющей структуре

Таб. 2.4: Параметры ускоряющего модуля

Параметр	Значение
Количество клистронов	1
Рабочая частота, f_0	$2856~\mathrm{M}\Gamma$ ц
Частота повторения	до 50 Гц
Пиковая мощность клистрона	$50~\mathrm{MBr}$
Длительность импульса	$3.5\mathrm{mkc}$
Количество систем умножения мощности типа SLED	1
Коэффициент умножения по мощности	5
Выходная мощность системы SLED	$250~\mathrm{MBr}$
Количество ускоряющих структур	2
Входная мощность ускоряющей структуры	$125\mathrm{MBr}$
Темп ускорения	$23~\mathrm{M}$ $\mathrm{9}\mathrm{B}/\mathrm{M}$
Набор энергии на модуль	$134\mathrm{M}$ эВ

2.2 Источник рабочих электронов

Основные параметры инжектируемого электронного пучка приведены в таб. 2.5. Для получения заданных значений источник электронов должен выдавать пучки с эмиттансом меньше 10 нм и длительностью не более $\sigma_z=1\,\mathrm{mm}$. Меньший эмиттанс необходим, поскольку он может увеличиваться на начальных этапах ускорения за счет различных аберрационных эффектов и кулоновских полей. С учетом минимальной энергии инжекции 1.5 ГэВ, нормализированный эмиттанс должен составлять менее 30 мм · мрад. Длительность пучка — это один из факторов, который определяет энергетический разброс. При $\sigma_z=1\,\mathrm{mm}$ за счет нелинейности ускоряющего поля получаем значение $\delta W/W=\pm \left(1-\cos(\pi\sigma_z/\lambda_0)\right)=\pm 0.05\%$, где $\lambda_0=105\,\mathrm{mm}$ — длина волны ускоряющего поля при частоте $f_0=2856\,\mathrm{MF}$ ц. В действительности, при ускорении могут наблюдаться различные фазовые нестабильности, которые приведут к росту энергетического разброса в пучке, однако для уменьшения их эффекта пучок не должен иметь значительную длину.

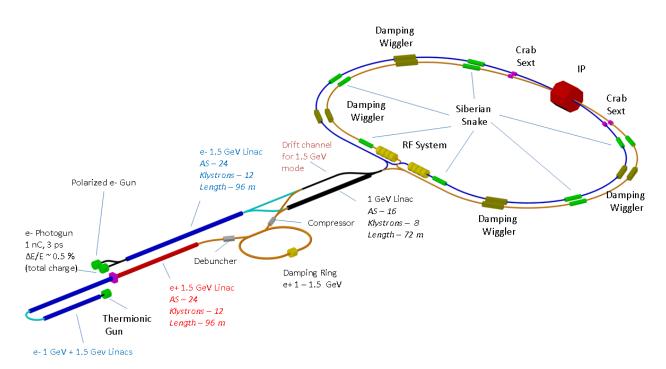


Рис. 2.6: Схема инжектора Супер Чарм – Тау фабрики

Таб. 2.5: Параметры	инжектируемого	пучка
---------------------	----------------	-------

Параметр	Значение
Количество частиц в сгустке	$2 \cdot 10^{11}$
Энергия	$1.5 \div 2.5$ ГэВ
Эмиттанс	$10 \; { m HM}$
Среднеквадратичный энергетический разброс	0.1%

В качестве источника электронов предлагается использовать СВЧ фотопушку, основанную на ускоряющей структуре с параллельной связью, схема которой изображена на рис. 2.7. СВЧ мощность от клистрона поступает в общий резонатор, от которого происходит возбуждение ускоряющих резонаторов. Связь резонатора возбуждения с ускоряющими резонаторами осуществляется по магнитному полю через отверстия связи. Фокусирующее аксиальносимметричное знакопеременное магнитное поле на оси пучка создается постоянными магнитами с радиальной намагниченностью, вставленными в железное ярмо. Медные штыри предназначены для настройки собственной частоты возбуждающего резонатора [1].

Для источников электронов предлагается использовать индиевое уплотнение между ускоряющими ячейкам структуры [2]. Фотокатод должен являться частью стенки фланца первого ускоряющего резонатора. Такая система будет обладать следующими свойствами.

- Ускоряющие резонаторы легко рассчитываются и оптимизируются, что позволяет производить детальный расчет и подбирать индивидуальные параметры резонаторов, необходимые для получения пучка высокого качества.
- Длины резонаторов могут варьироваться, сохраняя моду колебания π , что обеспечивает высокое эффективное шунтовое сопротивление.

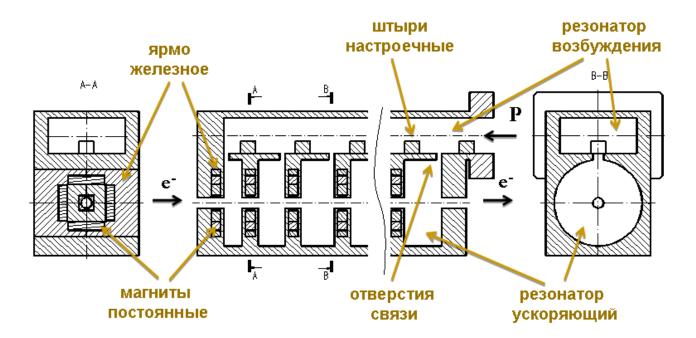


Рис. 2.7: Схема ускоряющей структуры с параллельной связью

- Данная структура обладает самыми малыми отверстиями для возбуждения и пролета пучка среди известных структур, что позволяет компенсировать нелинейные и поперечные компоненты электромагнитного поля, способные увеличивать эмиттанс пучка.
- В качестве фокусирующих элементов можно использовать постоянные магниты непосредственно между ускоряющими резонаторами, что позволяет удерживать пучок с малым размером вблизи оси.
- Можно добиваться произвольного распределения амплитуд полей в резонаторах, оптимизируя процесс ускорения пучка.
- Вариант с индиевым уплотнением и малым количеством резонаторов позволяет производить многократные процедуры настройки и оптимизации, что позволяет добиваться точных настроек.

Для моделирования динамики частиц использовалось 3+1/2 ускоряющих резонатора структуры с параллельной связью, с диаметром пролетного отверстия 10 мм и постоянными фокусирующими магнитами. На рис. 2.8 показаны распределения продольных компонент электрического и магнитного полей вдоль оси резонаторов. На выходе источника электронов располагался согласующий соленоид. Начальные параметры пучка, используемого при моделировании, приведены в таб. 2.6.

В результате моделирования динамики частиц с помощью кода ASTRA [3] получена огибающая поперечного размера пучка, представленная на рис. 2.9. Достигнутые выходные параметры приведены в таб. 2.7.

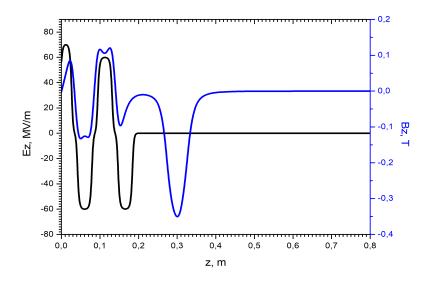


Рис. 2.8: Распределения продольных компонент электрического и магнитного полей вдоль оси резонаторов

Таб. 2.6: Начальные параметры пучка, используемые при моделировании динамики частиц

Параметр	Значение
Начальный эмиттанс	$0.4\mathrm{mm}\cdot\mathrm{мрад}$
Начальная кинетическая энергия	$\mathrm{Ge}\mathrm{6.0}$
Заряд в пучке	1.5 нКл
Частота работы	25Γ ц
Размер лазерного пятна на катоде	$5\mathrm{mm}$
Длительность лазерного импульса	7 пс
Магнитное поле на катоде	0 Тл
Электрическое поле на катоде	$70~\mathrm{MB/M}$
Входная СВЧ мощность	$10~\mathrm{MBr}$

Таб. 2.7: Параметры пучка на выходе СВЧ фотопушки

Параметр	Значение
Заряд пучка	1.5 нКл
RMS длиа пучка	$1 \mathrm{mm}$
Нормализованный эмиттанс	$3\mathrm{мм}\cdot\mathrm{мрад}$
Энергия	$6.5\mathrm{M}\mathrm{s}\mathrm{B}$

Энергия, полученного пучка, является недостаточной для полной компенсации кулоновского поля пучка, поэтому он должен быть ускорен в регулярных ускоряющих секциях. Результаты расчета динамики пучка на выходе первых двух ускоряющих структур (один ускоряющий модуль) приведены на рис. 2.10–2.12 и в таб. 2.8. Длина пучка и нормализованный эмиттанс являются полностью установившимися параметрами, что, в первом приближении, позволяет считать их такими же в конце ускорителя инжектора.

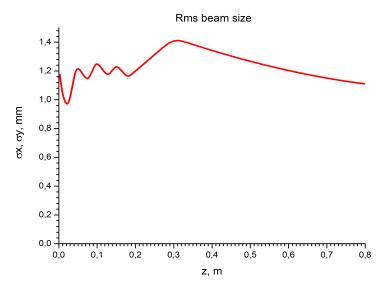
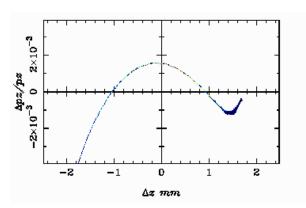
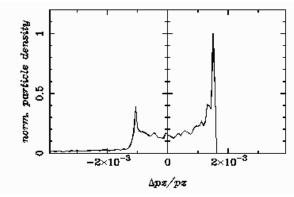


Рис. 2.9: Среднеквадратичное отклонение поперечного размера пучка



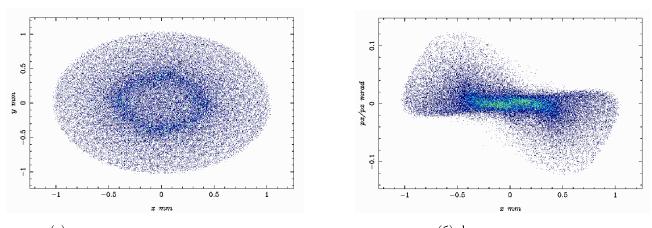


- (а) разброс продольных импульсов в зависимости от продольной координаты частиц
- (б) плотность частиц в зависимости от разброса продольных импульсов

Рис. 2.10: Продольные характеристик пучка

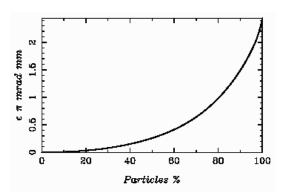
Таб. 2.8: Параметры пучка после первого ускоряющего модуля

Параметр	Значение
Заряд пучка	1.5 нКл
RMS длина пучка	$1\mathrm{mm}$
Полная длина пучка	$4\mathrm{mm}$
RMS энергетический разброс	0.1%
Нормализованный эмиттанс для 100% частиц	$2.5\mathrm{mm}\cdot\mathrm{mpag}$
Энергия	115 МэВ



(a) поперечные координаты частиц (б) фазовая плоскость (с учетом аксиальной симметрии пучка фазовые плоскости одинаковы для обеих координат)

Рис. 2.11: Поперечные характеристик пучка



(с учетом аксиальной симметрии пучка фазовые плоскости одинаковы для обеих координат)

Рис. 2.12: Зависимость среднеквадратичного нормализованного эмиттанса от количества учтенных частиц в пучке

2.2.1 Лазерная система

Лазерная система, необходимая для работы с источником электронов на основе СВЧ фотопушки, должна обладать следующими параметрами.

- 1. Длительность импульса не более 10 пс.
- 2. Длина волны должна быть в пределах $263 \div 267$ нм.
- 3. Энергия в импульсе до 1 мДж.
- 4. Частота повторения не менее 25 Гц.
- 5. Лазер должен быть синхронизирован с системой СВЧ питания.
- 6. Поперечный размер лазера $0.5 \div 5$ мм.

- 7. Смещение пятна лазера на фотокатоде от выстрела к выстрелу не должна превышать $0.5\,\mathrm{mm}$.
- 8. Стабильность по энергии от импульса к импульсу лазера не более 2%.
- 9. Продольная форма импульса типа «flat-top» (постоянный прямоугольный импульс).

2.2.2 Фотокатод

Как было описано выше, извлекаемый заряд пучка должен составлять $1.5\,\mathrm{nKz}$, что накладывает определенные условия на свойства фотокатода: длительное время жизни, стойкость к импульсным нагрузкам лазерного излучения с большой плотностью энергии. В качестве материала для фотокатода предполагается использовать $\mathrm{Ir}_5\mathrm{Ce}$ — широко применяемый в качестве высокотемпературного термокатода и имеющий рекордную плотность тока эмиссии, а также длительное время жизни. Максимальный извлекаемый заряд для подобного фотокатода составлял $5\,\mathrm{nKz}$, при энергии лазера $10\,\mathrm{mMz}$. Еще одним преимуществом данного фотокатода является низкий рабочий уровень вакуума ($10^{-9}\,\mathrm{Topp}$), а также возможность вскрытия на атмосферу без потерь свойств фотокатода. Параметры катода приведены в таб. 2.9.

Таб. 2.9: Параметры Ir₅Ce фотокатода

Параметр	Значение
Рабочая длина волны, λ	266 нм
Квантовая эффективность, QE	10^{-4} (для длины волны $266\mathrm{hm}$)
Время жизни	более 1000 ч
Рабочий вакуум	$10^{-9} \mathrm{Topp}$
Время отклика	менее 1 пс
Допустимая величина ускоряющего поля	менее $120\mathrm{MB/m}$
Работа выхода	2.69 эВ (для 1800 К)

2.3 Получение позитронов

В таб. 2.10 приведены параметры инжектируемых позитронов. При их получении основными вопросами являются:

- 1. коэффициент конверсии электронного пучка в позитронный;
- 2. захват позитронного пучка в режим ускорения;
- 3. компенсация эмиттанса полученных позитронов;
- 4. компенсация энергетического разброса полученных позитронов.

От способов решения данных вопросов зависит общая схема позитронного инжектора.

Таб. 2.10: Параметры инжектируемого пучка

Параметр	Значение
Количество частиц в стгустке	$2 \cdot 10^{11}$
Энергия	$1.5 \div 2.5$ ГэВ
Эмиттанс	$10 \; { m HM}$
Среднеквадратичный энергетический разброс	0.1%

Для увеличения коэффициента конверсии электронов в позитроны планируется использовать энергию электронов $2.5\,\Gamma$ эВ. В этом случае можно ожидать до 40% позитронов, находящихся в головной части получаемого пучка с длиной $\pm 10^\circ$, от электронного пучка, падающего на конверсионную мишень.

Для согласования позитронного пучка с ускоряющее-фокусирующим каналом линейного ускорителя применяется специальное согласующее устройство со спадающим продольным магнитным полем. В качестве технической реализации данного типа устройства лучше всего подходит импульсный концентратор потока. Концентратор потока может формировать максимальное магнитное поле $50 \div 80 \, \text{k}$ г и отработать при этом $(2 \div 3) \cdot 10^9$ импульсов. Для электрического питания концентратора потока применяется полусинусоидальный импульс тока. Длительность импульсного тока зависит от того, какие комплектующие используются для генератора питания. Генератор питания, выполненный на базе высокотоковых тиристоров, формирует импульс тока заданной формы с длительностью $25 \div 30 \, \text{mkc}$.

Для увеличения коэффициента захвата позитронов несколько первых ускоряющих секций помещают в поле соленоида сопровождения. Взаимное расположение элементов позитронной системы представлено на рис. 2.13. Обычно, соленоидальную фокусировку применяют при средней энергии позитронного сгустка менее $200 \div 250\,\mathrm{M}\textsc{-}250\,\mathrm{M}$. При дальнейшем наборе энергии сгустком фокусировка соленоидом становиться все менее эффективна и стоит переходить на фокусировку регулярной FODO структурой. Обычно, значение магнитного поля соленоида составляет $5 \div 6\,\mathrm{k}\mathrm{\Gamma}\mathrm{c}$ и может быть легко достигнуто с технической точки зрения применением соленоидов с постоянным током. Поэтому, при выборе параметров магнитного поля позитронной системы следует ориентироваться на данную величину. Дополнительные катушки расположенные вокруг концентратора потока компенсируют провал магнитного поля между концентратором и соленоидом сопровождения, а так же позволяют создать длинное адиабатически спадающее магнитное поле согласующего устройства.

Для электрон-позитронной конверсии применяют тугоплавкие тяжелые металлы с большим атомным номером, например, $W_{74}RE_{26}$ сплав. Расчеты конверсии, выполненные для энергии электронного сгустка $2.5\,\Gamma$ эВ, показывают, что данная величина составляет примерно 6.2 позитрона на электрон (число позитронов, выходящих из конверсионной мишени). При этом толщина мишени должна быть около $4X_0$ или $14\,\mathrm{MM}$ (где X_0 — радиационная толщина материала мишени).

В результате прохождения заряженных частиц через конверсионную мишень часть их энергии выделяется в мишени в качестве тепла, так называемые тепловые потери в материале мишени, что составляет при данной энергии конверсии и толщине мишени примерно 16% от суммарной энергии электронного сгустка. Если число частиц в электронном сгустке примерно равно $1.9 \cdot 10^{10}$ (3 нКл), тогда суммарное энерговыделение в мишени при частоте повторения линака $50\,\Gamma$ ц составляет $380\,\mathrm{Bt}$. В принципе, данная величина не является слишком высокой, что позволяет применить стационарную мишень с водяными каналами охлаждения. Размеры мишени могут быть несколько меньше, чем у применяемой для SuperKEKB.

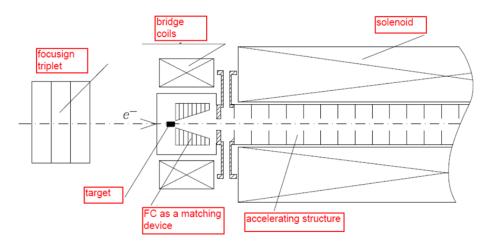


Рис. 2.13: Взаимное расположение элементов позитронной системы

Стационарная мишень может быть расположена ближе к концентратору потока, чем вращающаяся, что позволяет поместить задний торец мишени в более высокое поле концентратора и увеличить захват позитронов.

Размер электронного сгустка, фокусируемого на мишень, ограничен максимальной плотностью энерговыделения. Для $W_{74}RE_{26}$ сплава данная величина не должна превышать $35\,\mathrm{Дж/r}$ на один электронный сгусток. При размере сгустка $\sigma=0.5\,\mathrm{mm}$ максимум плотности энерговыделения составит $7.7\,\mathrm{Дж/r}$, при $\sigma=0.2\,\mathrm{mm}$ составит примерно $25.7\,\mathrm{Дж/r}$, что в обоих случаях меньше порогового значения. Поэтому величина размера может быть выбрана удобной с точки зрения технической реализации.

Концентратор потока, применяемый на существующем инжекционном комплексе, зарекомендовал себя высокой надёжностью в эксплуатации, поэтому имеет смысл повторить его, но с небольшими модификациями. Например, необходимо увеличить минимальную апертуру концентратора с 6.6 мм до 8 мм и нарастить ёмкостную батарею генератора импульсного питания примерно в 2 раза.

Компенсация эмиттанса должна происходить в кольце охладителе (damping ring), который будет описан отдельно.

Энергетический разброс позитронов должен быть скомпенсирован перед кольцом охладителем с учетом имеющегося его энергетического акцептанса. Для этих целей необходимо применить секцию монохроматора, которая основана на ускоряющей структуре. Пучок в ней должен пролетать не в ускоряющей фазе электрического поля, а в фазе, обеспечивающей нулевой прирост средней энергии. Перед этим, пучок должен получить коррелированный энергетический разброс в магнитной системе дебанчера.

Поскольку электрическое поле внутри монохроматора имеет фазовую зависимость в виде косинуса, то для компенсации энергетического разброса пучка необходимо использовать только часть поля, представляющую наиболее линейную область. Это приводит к ограничению длины пучка. При рабочей частоте $2856~\mathrm{MF}$ ц длина волны электрического поля с наиболее линейной частью составляет примерно $\Delta\varphi\approx80^\circ$. Если использовать амплитуду поля $30~\mathrm{MB/m}$, то фаза $\Delta\varphi/2\approx\pm40^\circ$ обеспечит амплитуду $30\cdot\cos(-\pi/2\pm\Delta\varphi/2)=\pm20~\mathrm{MB/m}$. Для компенсации энергетического разброса имеет смысл использовать только одну секцию монохроматора. В противном случае необходимо будет достигать фазового согласования между секциями, что может быть достаточно трудной задачей и привести к дополнительным ошибкам, только увеличив тем самым энергетический разброс частиц. Максимальная длина секции, изготовляемой в ИЯФ СО РАН, составляет 3 м. С учетом этого и амплитуды

поля максимальный энергетический разброс, который можно будет скомпенсировать, составит $\Delta W = \pm 57\,\mathrm{M}$ эВ. При полной средней энергии $W_0 = 1.5\,\Gamma$ эВ, это будет соответствовать $\Delta W/W_0 = \pm 3.8\%$. Таким образом, имеется ограничение на получаемый пучок позитронов перед кольцом охладителем: его длительность после магнитного дебанчера не должна превышать 80° или $23\,\mathrm{mm}$, а энергетический разброс — $\pm 3.8\%$ при средней энергии $1.5\,\Gamma$ эВ.

На рис. 2.14 представлены продольные фазовые плоскости пучков позитронов, захваченных в режим ускорения и получивших среднюю энергию в районе 200 МэВ. Диаграммы построены для разных длительностей электронного пучка, поступающего на конверсионную мишень. Считается, что электронный пучок имеет нормальное распределение.

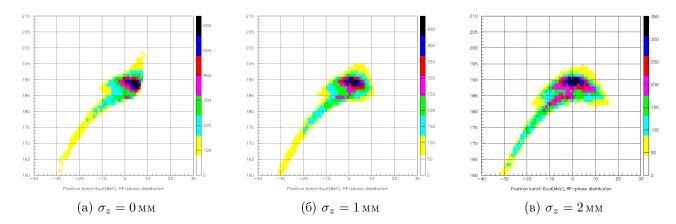


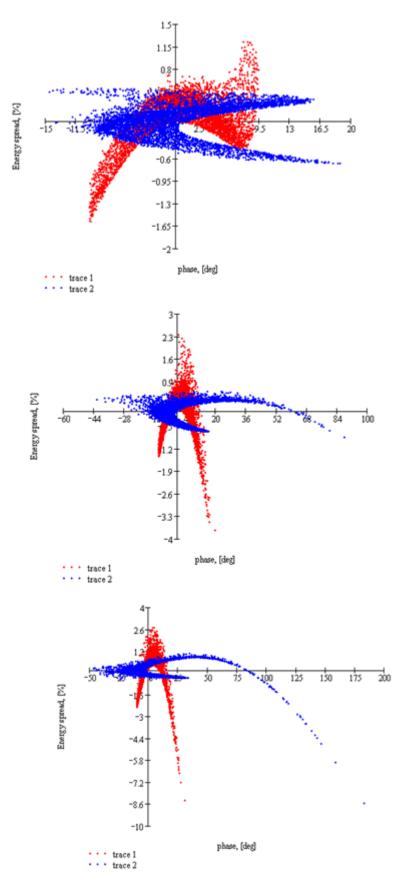
Рис. 2.14: Продольные фазовые плоскости позитронов при разных длинах электронного пучка с нормальным распределением

Если рассматривать головную часть позитронного пучка с длиной $\pm 10^{\circ}$, которая содержит, примерно, 40% от электронного пучка, то после ускорения до энергии $1.5\,\Gamma$ эВ и дебанчера-монохроматора в идеальном случае можно добиться энергетических разбросов, показанных в таб. $2.11.\,\Pi$ родольные фазовые плоскости пучков после ускорения и дебанчерамонохроматора показаны на рис. 2.15.

Таб. 2.11: Энергетические разбросы в пучках после ускорения до 1.5 ГэВ и дебанчерамонохроматора

Длительность электронного пучка, от которго рождаются позитроны	Энергетический разброс после ускорения до 1.5 ГэВ (для частиц, содержащихся в 6σ)	Энергетический разброс после ускорения до 1.5 ГэВ и дебанчера-монохроматора (для частиц, содержащихся в 6σ)
$\sigma_z=0$ мм $\sigma_z=1$ мм $\sigma_z=2$ мм	$\pm 1.2 \%$ $\pm 1.8 \%$ $\pm 3 \%$	$\pm 0.8 \%$ $\pm 0.8 \%$ $\pm 1.3 \%$

Из полученных данных следует, что оптимальный размер электронного пучка, поступающего на вход в конверсионную мишень, должен составлять $\sigma_z = 1\,\mathrm{mm}$. С учетом частоты работы источников частиц $25\,\Gamma$ ц и необходимого количества для инжекции в коллайдер (см. таб. 2.10), получаем, что заряд рабочего позитронного сгустка должен составлять



Обозначения: trace 1 — после ускорения до 1.5 ГэВ, trace 2 — после дебанчера-монохроматора. Сверху вниз: длительность пучка электронов $\sigma_z=0\,\mathrm{mm},\,\sigma_z=1\,\mathrm{mm},\,\sigma_z=2\,\mathrm{mm}$

Рис. 2.15: Зависимости энергетического разброса частиц от фазы

1.3 нКл. Исходя из коэффициента конверсии электронного пучка в позитронный 40%, получаем, что источник электронов должен выдавать не менее 3.2 нКл. Параметры источника электронов приведены в таб. 2.12.

Таб. 2.12: Параметры инжектируемого пучка

Параметр	Значение
Заряд в сгустке	3.5 нКл
Длительность	$\sigma_z = 1 { m MM} ({ m нормальное} $
Частота повторения	25 Гц
Эмиттанс	любой
Среднеквадратичный энергетический разброс	любой

2.3.1 Источник электронов

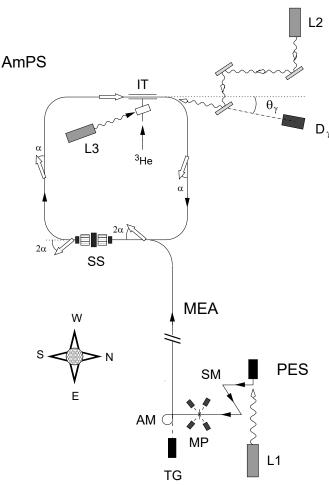
Основной проблемой источника электронов для конверсии позитронов является высокий заряд в пучке и его небольшая длительность. Здесь возможно использование СВЧ пушки с фотокатодом, но для получения заряда $3.5\,\mathrm{hK}$ л необходимо будет иметь ускоряющее поле на катоде примерно $100\,\mathrm{MB/m}$. При этом характерная длительность получаемого пучка составит $\sigma_z=1.5\,\mathrm{mm}$, т.е. для уменьшения длины пучка необходимо использовать магнитный группирователь.

Таб. 2.13: Параметры ВЧ пушки и источника электронов

Параметр	Значение
Вид ускоряющей структуры	диафрагмированный волновод
Длительность	$\sigma_z = 1 {\rm MM} ({ m нормальное} $
Частота повторения	25 Γπ
Эмиттанс	любой
Среднеквадратичный энергетический разброс	любой
Энергия пучка	$10 \text{ M} \cdot \text{B}$
Амплитуда поля на катоде	не менее $100~\mathrm{M}\mathrm{9B/m}$
Длительность ВЧ импульса	менее 1 мкс

Поскольку для получения позитронов качество электронного пучка не является критическим значением, предлагается использовать ВЧ пушку на основе диафрагмированного волновода с высокой внутренней связью. Это позволит уменьшить время заполнения ускоряющих резонаторов и работать с длительностями ВЧ импульса менее 1 мкс, что необходимо для достижения высоких значений ускоряющего поля. Энергия частиц должна быть около 10 МэВ, что позволит компенсировать влияние пространственного заряда. С учетом вышесказанного, можно привести следующие итоговые параметры ВЧ пушки источника электронов для получения позитронов.

2.4 Источник поляризованых электронов



Обозначения на схеме: L1 — титан-сапфировый лазер, PES — собственно источник поляризованных электронов с энергией до $100\,\mathrm{kpB}$, SM — спиновый манипулятор, MP — Моттполяриметр, TG — термо-эмиссионная пушка для экспериментов с неполяризованными электронами, AM — альфа-магнит ввода пучка в линейный ускоритель, MEA — линейный ускоритель $700\,\mathrm{MpB}$, SS — сверхпроводящие соленоиды (спиновый ротатор типа Сибирская Змейка), IT — внутренняя мишень синхротрона AmPS

Рис. 2.16: Общий вид ускорительного комплекса AmPS в Амстердаме

Проект источника поляризованных электронов (PES) для Новосибирской Супер Чарм— Тау фабрики в значительной степени базируется на положительном опыте работы с таким источником, созданным в 90-е годы в ИЯФ СО РАН в тесном сотрудничестве с ИФП СО РАН и NIKHEF (Амстердам) [4, 5, 6, 7, 8]. Амстердамский источник (рис. 2.16) использовался для проведения экспериментов по исследованию внутренней структуры поляризованных ядер методом рассеяния поляризованных электронов на ядрах внутренней мишени в накопительном кольце AmPS. Но, в отличие от источника для AmPS, где лазер облучал фотокатод сравнительно длинным по времени импульсом электронов с параметрами: длительность — $2.1\,\mathrm{mkc}$, ток — $15 \div 50\,\mathrm{mA}$, частота повторения — $1\,\mathrm{\Gamma}\mathrm{u}$, степень поляризации — до 80%, энергия на выходе PES — $70 \div 100\,\mathrm{kpB}$, в новом источнике требуется ускорять одиночный банч электронов с длительностью не превышающей $2\,\mathrm{hc}$ и с частотой повторения $50\,\mathrm{\Gamma}\mathrm{u}$. В последующем импульс электронного тока предполагается сжимать в ещё более короткий банч, пригодный

для прямого ускорения в импульсном линейном ускорителе S-диапазона вплоть до энергии $2.5\,\Gamma$ эВ.

Несмотря на некоторые отличия решаемых задач, общая компоновка источника для Супер Чарм—Тау фабрики практически полностью повторяет схему источника для AmPS. На рис. 2.16 показана схема комплекса AmPS, а на рис. 2.17— схема источника поляризованных электронов этого комплекса. На последнем рисунке показаны два резонатора S-диапазона C101 и C102, осуществляющие группировку и доускорение пучка до промежуточной энергии 400 кэВ— энергии пучка из термоэмиссионной пушки перед входом в чоппер основного линака.

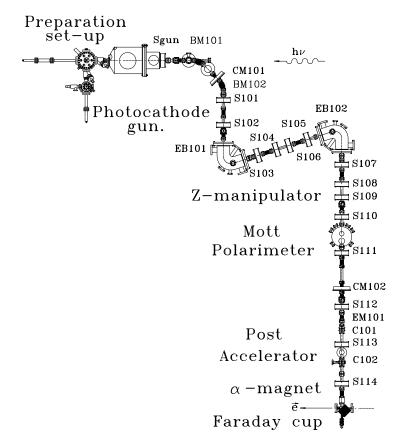


Рис. 2.17: Развернутая схема источника поляризованных электронов AmPS

Перейдем к обсуждению наиболее важных узлов и проблем будущего источника.

2.4.1 Фотокатод

В источнике, созданном для NIKHEF, использовались фотокатоды, представляющие собой структуру из InGaAsP и GaAs кристаллических слоев [4]. 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 Сибирского отделения РАН, в лаборатории, руководимой профессором А. С. Тереховым.

В последние годы достигнут значительный прогресс в технологии создания GaAs фотокатодов, используемых для получения поляризованных электронных пучков [9]. Улучшены практически все их параметры, см. таб. 2.14. 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.

Таб. 2.14: С	равнительные	характе	ристики .	лучших	фотокатодов	[9]	

Образец	Состав	P_{max}	$QE(\omega_{\rm max})$	Группа
SLSP16	${ m GaAs}(3.2{ m HM})/~{ m GaAs}_{0.68}{ m P}_{0.34}(3.2{ m HM})$	92%	0.5%	Nagoya University, 2005
SL5-777	$ m{GaAs}(1.5{ m hm})/ \ m{In}_{0.2} m{Al}_{0.23} m{Ga}_{0.57} m{As}(3.6{ m hm})$	91%	0.14%	SPbSPU, 2005
SL7-307	$ m Al_{0.4}Ga_{0.6}As(2.1 HM)/ \ In_{0.19}Al_{0.2}Ga_{0.57}As(5.4 HM)$	92%	0.85%	SPbSPU, 2007

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. 2.18 [10].

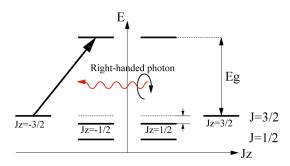


Рис. 2.18: Расщепление уровней валентной зоны и схема переходов в зону проводимости

Подробности технологии приготовления фотокатодов выходят за рамки этого обзора, нас же, в основном, интересуют потребительские качества данного изделия. На графике рис. 2.19 представлены кривые зависимости квантового выхода и поляризации от длины волны используемого света [9]. 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)

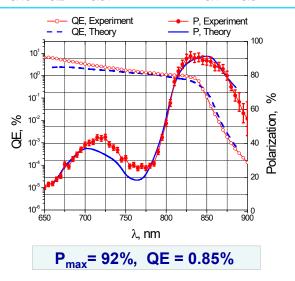
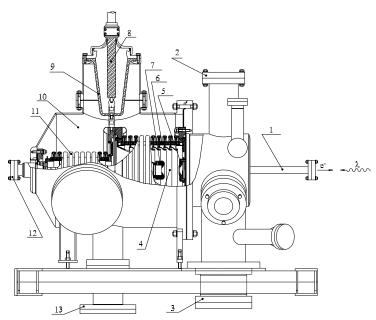


Рис. 2.19: Зависимость степени поляризации и квантового выхода от длины волны света

2.4.2 Высоковольтный узел

Основным требованием к высоковольтному объему фотопушки является обеспечение ультравысокого 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. 2.20 показана схема такого двойного вакуумного объема.



Обозначения: 1 — выпускной канал и окно ввода лазерного излучения; 2, 3, 13 — порты вакуумной откачки; 4 — ускоряющий зазор; 5 — анод; 8 — высоковольтный кабель; 6 — изолятор ускорительной трубки; 11 — второй изолятор ускорительной трубки; 10 — корпус охранного вакуума; 12 — фланец стыковки с узлом препарационной и загрузочной камер

Рис. 2.20: Фотоэлектронная пушка

На ускорительную трубку подавался импульс отрицательного напряжения $-100\,\mathrm{kB}$, длительностью около $500\,\mathrm{mkc}$ по основанию. Длительность пучкового импульса определялась длительностью световой вспышки. Для источника Супер Чарм – Тау фабрики длительность светового импульса должна быть короче $2\,\mathrm{hc}$ по основанию.

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 $2 \div 3$ дней.

Ускоряющий зазор пушки для AmPS составлял 65 мм. Максимальная напряженность поля на поверхности катода не превышала $17\,\mathrm{kB/cm}$. Диаметр фотокатода был равен $12\,\mathrm{mm}$, а размер светового пятна мог варьироваться от 1 до $7\,\mathrm{mm}$.

Для генерации более короткого пучкового импульса в источнике Супер Чарм-Тау фабрики 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 [10]. При этом постоянное ускоряющее напряжение $-200\,\mathrm{kB}$ приложено к весьма малому зазору 35 мм, см. рис. 2.20-2.22. 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 комбинированных электродах вплоть до 1300 кВ/см [11]. В целом, высоковольтный узел Университета Нагойя, в комплекте с препарационной 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 Супер Чарм – Тау фабрики.

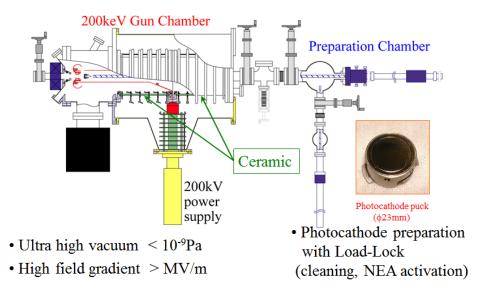


Рис. 2.21: Схема высоковольтного узла источника поляризованных электронов Университета Нагойя, Япония [10]

Electrode Design & Fabrication (Nagoya U.)

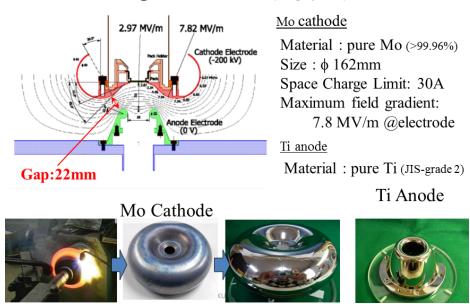


Рис. 2.22: Геометрия ускоряющего промежутка источника Университета Нагойя [10]

2.4.3 Активация фотокатодов

В вытяжном шкафу в азотной атмосфере производится химическое травление катода в соляной кислоте $(15 \div 20\,\mathrm{c})$. 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 $10^{-8}\,\mathrm{mfap}$. При этом используются безмасляные турбо-насосы и магниторазрядные насосы. После чего катоды переносятся через шлюз в препарационную 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-катода происходит в препарационной 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 $600\,^{\circ}$ С, при этом давление не должно расти выше 10^{-8} мбар. Температура $600\,^{\circ}$ С 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 $12 \div 15$ 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 $10 \div 14\%$ выход на длине волны этого лазера.

Старый катод снимается и ставится на карусель для последующей реактивации. Обычно $2 \div 3$ реактивации незначительно снижают качество катода. Новый катод ставится на катодный узел и производится его тестирование на нескольких длинах волн титан-сапфирового лазера.

2.4.4 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 [10], то его величина не превышает $\varepsilon_{x,y} = 10\pi \,\mathrm{mm} \cdot \mathrm{mpag}$. Эти измерения делались для заряда при длительности банча 1 нс.

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 косой траектории, тогда магнитного поворота не потребуется. Последний вариант требует дополнительной проработки. Заметим, что магнитные 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°. Спин при этом практически не поворачивался в лабораторной системе координат (так как из-за малости скорости пучка магнитное поле в сопутствующей частицам системе координат очень мало) 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 такого 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 поворот вектора скорости взаимно скомпенсировано, а спин при этом поворачивается вокруг направления магнитного поля на угол, пропорциональный интегралу магнитного поля. Основное преимущество использования фильтра Вина — отсутствие завязки на строго определенную энергию электронов. Основным же недостатком такого спинового ротатора является значительный хроматизм поворота частиц с отличающейся энергией.

Ниже мы довольно подробно обсудим новый подход к построению спиновых ротаторов для нерелятивистских энергий, родившийся при работе над проектом мюонного (g-2) эксперимента [12]. Идея состоит в том, что в скрещенных электрическом и магнитном полях можно, выбирая определённое соотношение между величинами этих полей, добиться отсутствия зависимости радиуса поворота частицы от её скорости. Действуя таким образом, мы можем сделать все повороты пучка идеально ахроматическими.

Уравнение движения частицы в поперечных Е и В полях:

$$\mathbf{p} = \gamma \beta mc, \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \quad \rightarrow \quad B + \frac{E}{\beta} = -\frac{pc}{er}.$$
 (2.1)

Требование независимости радиуса поворота от импульса определит соотношение полей:

$$\frac{d}{dp}\left(\frac{B}{p} + \frac{E}{p^2}\sqrt{1+p^2}\right) = 0 \quad \to \quad B = -E\frac{\gamma^2 + 1}{\beta\gamma^2}, \quad E = -B\frac{\beta\gamma^2}{\gamma^2 + 11}.$$
 (2.2)

Подставив (2.2) в (2.1), получим:

$$B = -\frac{pc}{er} \left(\gamma^2 + 1 \right), \qquad E = \frac{pc}{er} \beta \gamma^2. \tag{2.3}$$

В нерелятивистском случае $\gamma \simeq 1$. Осуществляя данный предельный переход, имеем:

$$E = -\frac{\beta}{2}B, \qquad B = -2\frac{pc}{er}, \qquad E = \frac{pc}{er}\beta.$$
 (2.4)

Из этих выражений видно, что для нулевой дисперсии требуется поворачивать пучок в 2 раза более сильным магнитным полем по сравнению с чисто магнитным поворотом, компенсируя половину избыточной силы Лоренца относительно слабым радиальным электрическим полем направленным от центра.

Рассмотрим теперь вопрос о повороте спина в таком комбинированном магните. В лабораторной системе координат угловая частота прецессии спина равна:

$$\Omega = -\frac{e}{mc} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \mathbf{B} - \left(a + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E} \right],$$

или, с учетом (2.3) и того, что $\Omega_0 = \beta c/r$, $\beta^2 \gamma^2 = \gamma^2 - 1$, получим:

$$\Omega = -\frac{e}{mc} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} B \right) B + \left(a + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \beta E \right] =
= \frac{\beta c}{r} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) (\gamma^2 + 1) - \left(a + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \beta^2 \gamma^2 \right] = \Omega_0 (2a\gamma + \gamma + 1).$$
(2.5)

Соответственно, относительная частота прецессии во вращающейся с частотой Ω_0 ускорительной системе координат равна:

$$\nu = \frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_0} = \gamma(2a+1). \tag{2.6}$$

Видим, что спин сильно нерелятивистского электрона или мюона вращается в ту же сторону, что и вектор скорости, с частотой $\nu=1$ в ускорительной системе координат.

Поправка на отличие гамма-фактора от единицы приводит к тому, что при энергии электронов $E=100\,\mathrm{kpB}$ достаточно повернуть вектор скорости лишь на 75.1° , чтобы спин повернулся на 90° . Возможная конфигурация спинового ротатора с использованием двух таких комбинированных магнитов с радиальным электрическим полем изображена на рис. 2.23. Изменяя взаимную полярность полей в стоящих между ахроматических поворотов и в конце структуры парах соленоидов, можно свободно управлять направлением спина на выходе всего устройства.

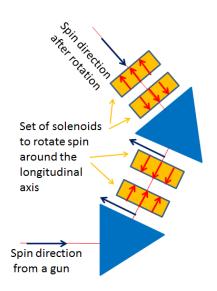


Рис. 2.23: Предлагаемая для реализации в проекте Супер Чарм – Тау фабрики схема ахроматичного спинового ротатора, аналогичного по всем остальным свойствам Z-манипулятору проекта для AmPS

Фокусирующие свойства обсуждаемого здесь ахроматичного поворота определяются выбором показателей спада электрического и магнитного полей [13]:

$$B \sim 1/r^{n_B}, \quad E \sim 1/r^{(n_E+1)}$$
 $\nu_x^2 = (1 - n_B)(\gamma^2 + 1) + n_E \gamma^2$
 $\nu_z^2 = n_B(\gamma^2 + 1) - n_E \gamma^2$
 $\nu_x^2 + \nu_z^2 = \gamma^2 + 1$
 $\nu_x = \nu_z$ для $n_E = 0, n_B = 0.5$. (2.7)

Также полезно привести здесь выражение для хроматизма радиуса поворота во втором и третьем порядках по отличию импульса частицы от равновесного:

$$\frac{r_0}{\rho}\Big|_{r=r_0} = 1 - \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2\gamma^2}\right)\delta^2 + \left(\frac{7}{2} - \frac{2}{\gamma^2} + \frac{1}{2\gamma^4}\right)\delta^3, \qquad \delta = \frac{\Delta p}{p}.$$
(2.8)

Эти поправки к радиусу поворота не превышают 0.002 при $|\delta| < 0.04$. Предварительные параметры магнита для 90° спинового поворота приведены в таб. 2.15.

2.4.5 Мотт-поляриметр

Пучок, пройдя спиновый ротатор, имеет поперечную к скорости ориентацию спина, например, вертикальную, см. рис. 2.17. Его рассеяние на атомах золота на угол обладает заметной асимметрией, что обычно используется для измерения степени поляризации. Подробности устройства поляриметра и особенности его функционирования можно найти в [5, 7].

2.4.6 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 [6]. Затем

Таб. 2.15: Паматры магнита

Параметр	Значение
Энергия пучка в источнике поляризованных электронов	E=100кэ $ m B$
Лоренц-факторы	$\beta = 0.54822, \gamma = 1.195695$
Спиновая частота	$\nu = 1.198468$
Угол поворота скорости/спина	$\phi = 75.1^{\circ}/90^{\circ}$
Радиус поворота	$ ho=25\mathrm{cm}$
Вертикальное магнитное поле	$B = 108.6 \Gamma c$
Радиальное электрическое поле	$E=-10.5\mathrm{kB/cm}$
Показатель магнитного поля	$n_B = 0.5$
Показатель электрического поля	$n_E = 0$
Бетатронные частоты	$\nu_x = \nu_z = 1.1022$

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.

2.4.7 Заключение

В заключение приведём список основных подсистем источника поляризованных электронов.

- Вытяжной шкаф для травления фотокатода.
- Загрузочная камера.
- Препарационная камера.
- Магнитные манипуляторы.
- Фотопушка и 100 кВ импульсный источник питания (импульс 0.2 мс, 50 Гц).
- Система ультра-высокого вакуума (насосы, нагреватели, NEG, сенсоры): $P < 10^{-11}\,\mathrm{mfap}.$
- Титан-сапфировый лазер и оптика.
- Спиновый Z-манипулятор.
- 100 кэВ канал транспортировки пучка.
- Мотт-поляриметр.
- Субгармонический предгруппирователь и предускоритель.
- Альфа-магнит.

• Цилиндр Фарадея.

Основные проектные параметры источника поляризованных электронов для Супер Чарм—Тау фабрики приведены в таб. 2.16. Следует заметить, что многие характеристики пучка определяются не столько качеством фотопушки, как таковой, а последующими его преобразованиями в процессе группировки и доускорения. В частности, величина эмиттанса на данной стадии остается не достаточно надежно прогнозируемой.

Таб. 2.16: Параметры источника поляризованных электронов для Супер Чарм – Тау фабрики

Параметр	Значение
Поляризация пучка	$80 \div 90\%$
Время жизни поляризации в кольце	$3000 \div 4500 c$
Напряжение на катоде (импульсное, 0.2 мс,	$-100\mathrm{kB}$
50 Гц)	
Тип фотокатода (предварительно)	${ m AlInGaAS/AlGaAS~SL}$
	with strained QW
Тип лазера	Ti-Sapphire
Длина волны лазера	$700 \div 850 { m HM}$
Энергия лазера в импульсе	10 мкДж
Длительность импульса	2 нс
Частота повторения	50 Гц
Число электронов в импульсе	$3 \cdot 10^{10} \; (5 \mathrm{нK}$ л $)$
Нормализованный эмиттанс пучка (RMS)	$10 \div 30$ мм \cdot мрад
Квантовая эффективность фотокатода	до 0.5%
Время реактивации фотокатода	$200 \div 600 \text{y}^*$

^{* —} Зависит от мощности лазера и вакуума.

Литература

- [1] В.И. Иванников и др., Патент на изобретение, № RU2472244C1. "Ускоряющая структура с параллельной связью". Опубл. 10.01.2013, БИ №1.
- [2] A. Levichev et al, "Experience of Operation of the Electron Linear Accelerator Based on Parallel Coupled Accelerating Structure", Proceedings, 27th Linear Accelerator Conference, LINAC2014: Geneva, Switzerland, August 31-September 5, 2014, 2014, THPP123.
- [3] http://www.desy.de/~mpyflo/
- [4] Yu.B. Bolkhovityanov et al, "An investigation of strained InGaAsP photocathode properties with the polarized electron source at NIKHEF", High-energy spin physics. Proceed- ings, 12th International Symposium, SPIN 96, Amsterdam, Netherlands, September 10–14, 1996 p. 700–702.
- [5] B.L. Militsyn, "A pulsed polarized electron source for nuclear physics experiments", PhD thesis, Eindhoven, Universiteit Eindhoven, 1998.
- [6] I. Koop et al, "Polarized electrons in AmPS", Nucl. Instrum. Meth. 1999 vol. A427 p. 36-40.
- [7] B. Militsyn et al., "Beam optical system of the polarized electron source of the Amsterdam pulse stretcher AmPS", Nucl. Instrum. Meth. 1999 vol. A427 p. 46–50.
- [8] И. А. Кооп, "Продольно-поляризованные электроны в накопительном кольце AmPS", дис. . . . д-ра физ.-мат. наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2000.
- [9] L. Gerchikov, "Optimization of Semiconductor Superlattice for Spin-Polarized Electron Source", Proceedings, PESP2008—Workshop on Sources of Polarized Electrons and High Brightness Electron Beams, CEBAF Center, Jefferson Lab, Newport News, VA, USA, Oct 1-3, 2008. 2009. p. 1017-1021.
- [10] M. Yamamoto, "High polarization and low emittance electron source for ILC", Proceedings, CCAST workshop on TeV physics and the LHC, Beijing, China, Nov 6–10, 2006.
- [11] F. Furuta et al, "Reduction of field emission dark current for high-field gradient electron gun by using a molybdenum cathode and titanium anode", Nucl. Instrum. Meth. 2005 vol. A538 p. 33–44.
- [12] I. A. Koop et al, "Two examples of in-flight spin flippers", Phys. Part. Nucl. 2014. Vol. 45. P. 279–282.
- [13] S.R. Mane, "Orbital and spin motion in a storage ring with static electric and magnetic fields", Nucl. Instrum. Meth. 2012 vol. A687 p. 40–50.