

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

# **ГОДОВОЙ ОТЧЕТ**

**2021**

**НОВОСИБИРСК 2021**



## Оглавление

<b>Введение</b> .....	<b>5</b>
<b>Физика элементарных частиц</b> .....	<b>9</b>
Детектор СНД .....	11
Детектор КМД-3 .....	15
Детектор КЕДР .....	17
Участие в эксперименте CMS на LHC.....	25
Эксперименты Belle и Belle-II .....	34
Криогенные и газовые лавинные детекторы .....	40
Отчёт о работе новосибирской группы LHCb .....	42
Детектор ВаВаг .....	44
<b>Ядерная физика</b> .....	<b>45</b>
Эксперименты на установке Дейтрон.....	47
<b>Теоретическая физика</b> .....	<b>51</b>
<b>Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез</b> .....	<b>59</b>
ИЯФ СО РАН в федеральном проекте «Разработка технологий УТС...» .....	61
Работы на комплексе ГОЛ-3 .....	68
Создание планарного двухстадийного генератора с кольцевым резонатором .....	76
Работы на ловушке с гелиокелидальным полем СМОЛА .....	79
Работы для ИТЭР .....	82
Теория плазмы .....	85
Инжекторы пучков быстрых атомов и ионов .....	86
<b>Коллайдеры, ускорительная техника</b> .....	<b>87</b>
Работа комплекса ВЭПП-2000 в 2020 году .....	89
Инжекционный комплекс ВЭПП-5.....	94
Электронное охлаждение .....	114
Ускорительный масс спектрометр ИЯФ СО РАН .....	116
<b>Синхронное излучение и лазеры на свободных электронах</b> .....	<b>117</b>
Исследования с использованием СИ .....	119
Сверхпроводящие магнитные системы для ускорителей заряженных частиц .....	132
Новосибирский Лазер на свободных электронах.....	134
<b>Промышленные ускорители электронов.....</b>	<b>143</b>
Ускорители типа ИЛУ.....	145
Ускорители электронов ЭЛВ и их применение .....	151
<b>Физика для медицины.....</b>	<b>155</b>
Детекторы для медицины .....	157
Ускорительный источник нейтронов для БНЗТ и других приложений.....	158
<b>Радиофизика и электроника</b> .....	<b>161</b>
Разработка и изготовление высокочастотной системы для коллайдера NICA .....	163
Модернизация высокочастотной системы комплекса «Сибирь-2» .....	166
<b>Список публикаций сотрудников ИЯФ</b> .....	<b>169</b>
<b>Соглашения о сотрудничестве с зарубежными лабораториями</b> .....	<b>215</b>
<b>Научное руководство ИЯФ</b> .....	<b>218</b>



## ВВЕДЕНИЕ

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) – один из крупнейших академических институтов страны: к концу 2021 года он насчитывал 2842 сотрудника, из которых 860 человек непосредственно ведут исследовательскую деятельность. Среди 371 научного сотрудника Института – 6 академиков (Бондарь А.Е., Диканский Н.С., Кулипанов Г.Н., Логачев П.В., Пархомчук В.В., Скринский А.Н.) и 4 член-корреспондента РАН (Винокуров Н.А., Тихонов Ю.А., Фадин В.С., Шагунов Ю.М.), 64 доктора и 186 кандидатов наук. Особенностью ИЯФ является наличие крупного экспериментального производства (чуть менее 700 человек) с высоким уровнем технического и технологического оснащения – только в 2021 году было потрачено более 300 млн. рублей на приобретение современных станков и оборудования.

Институт ведет активную работу по подготовке научных и инженерно-технических кадров высшей квалификации. ИЯФ является базовым Институтом для шести кафедр физического факультета НГУ и физико-технического факультета НГТУ, на которых обучается около 130 студентов. В аспирантуре ИЯФ, НГУ и НГТУ к концу 2021 года обучался 81 человек. В 2021 году ИЯФ СО РАН совместно с Министерством науки и высшего образования России продолжил начатую в 2020 году программу трудоустройства выпускников (аспирантуры и магистратуры). Также было принято решение о переводе с 2022 г. всех аспирантов ИЯФ на научную должность инженер-исследователь.

ИЯФ является одним из ведущих мировых центров по ряду областей физики высоких энергий и ускорителей, физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. В Институте ведутся крупномасштабные эксперименты по физике элементарных частиц на электрон-позитронных коллайдерах и уникальном комплексе открытых плазменных ловушек, разрабатываются современные ускорители, интенсивные источники синхротронного излучения и лазеры на свободных электронах. По многим направлениям Институт является единственным в России.

Основу исследовательской инфраструктуры Института составляют уникальные научные установки и стенды (УНУ). С использованием УНУ выполняется большинство научных проектов Института, проводится большое количество совместных исследований в рамках научно-технического сотрудничества с ведущими российскими и международными научными организациями, и университетами.

Шесть объектов научной инфраструктуры Института индексируются в национальном реестре объектов научной инфраструктуры Российской Федерации (сайт [skr-rf.ru](http://skr-rf.ru)). В ИЯФ СО РАН работает центр коллективного пользования "Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения" (ЦКП СЦСТИ). Базой для деятельности ЦКП СЦСТИ являются: накопители электронов/позитронов ВЭПП-3 и ВЭПП-4М – источ-

ники синхротронного излучения, и Новосибирский лазер на свободных электронах – источник терагерцового излучения.

В 2021 году в ИЯФ была создана одна новая лаборатория – НИСИ (Новые источники синхротронного излучения) – под руководством д.ф.-м.н., член-корр. РАН Винокурова Н.А..

В 2021 году для ИЯФ СО РАН началась активная фаза реализации проекта ЦКП "СКИФ" (Сибирский кольцевой источник фотонов).

Прикладные работы ИЯФ СО РАН в основном базируются на результатах фундаментальных исследованиях Института и традиционно сконцентрированы на следующих основных направлениях:

- Промышленные ускорители электронов высокой мощности, используемые для модификации полимеров, очистки промышленных и бытовых отходов, производства нанопорошков чистых металлов, окиси кремния, оксидов, карбидов и нитридов металлов, радиационной обработки продуктов питания, стерилизации медицинского оборудования и одноразовых инструментов и одежды, и других технологических применений.
- Разработка установок ядерной медицины для протонной, ионной и бор-нейтрон-захватной терапии (БНЗТ) злокачественных образований. В 2021 году ИЯФ СО РАН начал активное сотрудничество с НМИЦ Онкологии им. Н.Н. Блохина (г. Москва) с целью создания медицинской установки БНЗТ для лечения онкологических заболеваний.
- Установки для электронно-лучевой сварки.

ИЯФ СО РАН отличает широкое многолетнее международное сотрудничество с большинством крупных зарубежных и международных центров. За 2021 год несмотря на ковидные ограничения сотрудники ИЯФ были направлены в более чем в 90 зарубежных командировок в 15 стран мира. Основными центрами международного сотрудничества ИЯФ в 2021 году являлись: CERN, Швейцария, (совместные эксперименты с коллаборациями ATLAS, LHCb, HL-LHC, FCC, AWAKE, CMS, EPFL); KEK, Япония, (коллаборации BELLE-BELLE II, COMET); INFN, Италия; BNL, США; Fermilab, США; GSI (проект FAIR), Германия; DESY, Германия; ИФВЭ АН КНР, Китай; Tokamak Energy, Великобритания; IPP, Чехия; и другие.

ИЯФ работает над крупными российскими проектами, в числе которых установки исследовательской инфраструктуры класса «MegaScience»: ускорительный комплекс НИКА (NICA – Nuclotron based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ (Дубна), радиографическое оборудование для исследований оборонного значения для ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ" (Снежинск) – комплекс импульсной томографии. В частности, в 2021 году ИЯФ получил первые важные результаты по электронному охлаждению ионных пучков в бустере коллайдера НИКА (см. ниже).

В 2021 году в ИЯФ СО РАН защищены пять диссертаций: две докторские диссертации (Аракчеев А.С., Зиновьев В.Г.) и три кандидатские (Дорохов В.Л., Бардин А.А., Мальцева Ю.И.).

По результатам реализации 18 тем фундаментальных государственных заданий в 2021 году ИЯФ СО РАН подготовил около 860 научных публикаций, из которых 524 публикации в журналах, входящих в публикационную базу Scopus, 428 публикаций – в базу Web of Science. Сотрудниками ИЯФ в 2021 году подготовлено 7 монографий. Лидерами по публикационной активности стали: Лаборатория 9.0, Теоретический отдел, Лаборатория 3-1 и Лаборатория 10.

Важнейшими достижениями института за 2021 год Учёный Совет ИЯФ признал следующие результаты:

**В области ядерной физики, физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий:**

- Измерение электромагнитного формфактора пиона с детектором СНД на ускорительном комплексе ВЭПП-2000 (коллаборация СНД).
- Прецизионное измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (В.П.Дружинин, Е.А.Козырев, Е.П.Солодов)
- Измерение сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  для всех комбинаций заряженных и нейтральных пионов (В.П. Дружинин, Е.А.Козырев, Е.П. Солодов)
- Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне и его смесях с метаном (А.Е. Бондарь, Е.О. Борисова, А.Ф. Бузулуцков, В.В. Носов, В.П. Олейников, А.В. Соколов, Е.А. Фролов)
- Изучение процессов  $e^+e^- \rightarrow Y(1S,2S) \eta'$  при  $\sqrt{s}=10.866$  ГэВ (Коваленко Е.А., Гармаш А.Ю., Кроковный П.П., коллаборация Belle)
- Поиск нерезонансного рождения пары хиггсовских бозонов в конечном состоянии  $b\bar{b} \gamma \gamma$  в протон-протонных столкновениях при  $\sqrt{s}=13$  ТэВ (коллаборация CMS, Димова Т.В., Захаров С.А., Кардапольцев Л.В., Овтин И.В.).
- Исследование зарядовой асимметрии при рождении пары  $\pi$ -мезонов в электрон-позитронной аннигиляции (Игнатов Ф.В., Ли Р.Н.)

**В области теоретической физики:**

- Исследовано нарушение чётности в рассеянии протона на углероде и кислороде (А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, С. Г. Сальников)
- Проведены расчеты для кулоновских эффектов в распадах  $Y(4S) \rightarrow B\bar{B}$  (А. И. Мильштейн, С. Г. Сальников)

**В области физики и техники ускорителей заряженных частиц, источников СИ и ЛСЭ:**

- Достижение рекордной пиковой светимости и темпа набора данных на коллайдере ВЭПП-2000 (важнейшее достижение ИЯФ в 2021 году).
- Создание мощного ускорителя непрерывного действия для применения в радиационных технологиях с энергией 3 МэВ и мощностью выведенного пучка 100 кВт (Н.К. Куксанов, Д.С. Воробьев, Р.А. Салимов, С.Н. Фадеев, Ю.И. Голубенко, Е.В. Домаров).
- Запуск транспортного канала Бустер – Нуклотрон тяжелоионного комплекса НИКА в ОИЯИ (коллектив ОИЯИ и ИЯФ).
- Рассчитан новый режим плазменного кильватерного ускорения с протонным драйвером (К.В. Лотов, П.В. Туев).

- Проведен тест фундаментальных дискретных симметрий на ускорительном комплексе NICA (И.А. Кооп, А.И. Мильштейн, Н.Н. Николаев, А.С. Попов, С.Г. Сальников, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов).
- Создан новый детектор для экспериментов по изучению быстрых динамических процессов с использованием синхротронного излучения (Авторы: П.А. Пиминов, Л.И. Шехтман, В.М.Аульченко, В.В.Жуланов, А.Н.Журавлев, В.А.Киселев)
- Проведено изучение фазового состава лазерных сварных соединений до и после термообработки с использованием синхротронного излучения (ИЯФ, ИТПМ, ИХТТИМ).
- Проведено изучение цикла размножения клеток *E.coli* под действием терагерцового излучения (ИЯФ, ИЦиГ).

**В области физики плазмы:**

- В экспериментах на установке СМОЛА доказана эффективность нового метода удержания термоядерной плазмы в винтовом магнитном поле. Достигнуто подавление продольного потока в соответствии с теоретическими предсказаниями, эффективное пробочное отношение превысило 10 (А. В. Судников, Д. А. Аюпов, А. Д. Беклемишев, А. В. Бурдаков, И. А. Иванов, А. А. Инжеваткина, М. В. Ларичкин, К. А. Ломов, В. В. Поступаев, М. С. Толкачев, В. О. Устюжанин, И. С. Черноштанов.)
- Создание протонного микроскопа (М.И. Бикчурина, Т.А. Быков, Д.А. Касатов, Я.А. Колесников, А.М. Кошкарев, А.Н. Макаров, Г.М. Остреинов, С.С. Савинов, Е.О. Соколова, И.М. Щудло, Г.Д. Верховод, С.Ю. Таскаев)
- Получение, ускорение и транспортировка пучка отрицательных ионов на стенде высоковольтного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ (А.А. Иванов, А. Санин, Ю. Бельченко и др.)
- Создание инжекторов сфокусированных пучков быстрых атомов повышенной энергии для нагрева плазмы (Авторы: А.А. Иванов, В.Х. Амиров, А.В. Бруль, Р.В. Вахрушев, А.И. Горбовский, В.И. Давыденко, П.П. Дейчули, А.Н. Драничников, В.А. Капитонов, В.В. Колмогоров, И.Д. Маслаков, В.В. Орешонок, А.В. Сорокин, Е.И. Шубин, И.В. Шиховцев)
- Произведён физический запуск многопробочной ловушки ГОЛ-NB в полной проектной конфигурации (Поступаев В.В., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Куклин К.Н., Лыкова Ю.А., Мельников Н.А., Меклер К.И., Никишин А.В., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Скляр В.Ф., Сковородин Д.И.)
- Проведен физический запуск экспериментальной установки КОТ (А.А.Иванов, Т.Д.Ахметов, С.В.Муррахтин, И.С.Черноштанов, Р.В.Воскобойников, К.С. Колесниченко).
- Генерация в пучково-плазменной системе потока субмиллиметровых излучения с мощностью 10 МВт при микросекундной длительности (Аржанников А.В., Сеницкий С.Л., Попов С.С. и др.)

# **ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**





# ДЕТЕКТОР СНД

## Основные работы в 2021 году.

В 2021 году с детектором СНД был продолжен набор данных на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2000. Основной целью этого эксперимента являлось значительное увеличение статистики для изучения процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в пару нуклонов  $p\bar{p}$  и  $n\bar{n}$ , а также других адронных процессов. Эксперимент был начат в 2020 году, когда были записаны данные в 5 точках с энергией в системе центра масс выше 1,87 ГэВ. Весной 2021 года сканирование было продолжено в точках 1,94, 1,96, 1,98, 2,007 ГэВ с интегральной светимостью около  $45 \text{ пб}^{-1}$ . В декабре 2021 года набор данных был продолжен вблизи порогов реакций  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Сканирование стартовало с точки  $E=1,87 \text{ ГэВ}$ . Затем идут 8 точек с шагом 1,2–3,0 МэВ в области порогов рождения нуклонов, 2 точки при энергии около 1,9 ГэВ, а затем 3 точки ниже порога. К концу года в новом сеансе было набрано  $30 \text{ пб}^{-1}$ .

Для эксперимента вблизи порогов реакций  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  важно точное измерение энергии коллайдера и энергетического разброса. Они контролировались с помощью системы измерения энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронном пучке. Относительная точность измерения энергии пучка оценивается равной  $\Delta E_b/E_b = 6 \times 10^{-5}$ .

Параллельно на СНД продолжались работы по модернизации детектора и системы сбора данных, главной целью которых являлось обеспечение возможности записывать с минимальными потерями и обрабатывать данные при возрастании светимости ВЭПП-2000 и получение дополнительной информации от подсистем детектора.

Одновременно продолжался анализ экспериментальных данных, записанных в 2010–2021–2021 годах на ВЭПП-2000 (около  $400 \text{ пб}^{-1}$ ).

## Модернизация детектора СНД.

В 2021 году продолжалось развитие инфраструктуры и программного обеспечения (ПО) системы сбора данных (ССД). Был введен в эксплуатацию новый модуль загрузки параметров первичного триггера (PTLOAD). Это позволило более чем на порядок уменьшить время загрузки аргументов триггера и сократить время запуска заходов во время эксперимента.

Были изготовлены новые модули оцифровки сигналов дрейфовой камеры (T200). В ССД требуется 54 таких модуля, каждый из которых обслуживает четыре проволочки. Сигнал с проволочки снимается с двух сторон через предусилители и поступает на FADC с тактовой частотой 200 МГц. Информация с модуля T200 считывается через сеть Ethernet. В 2021 году были реализованы блоки чтения модулей в ПО си-

стемы сбора данных. Один из модулей T200 был вставлен в ССД и было проведено несколько пробных заходов с космическими частицами и встречными пучками. По записанным данным начата разработка алгоритма извлечения времени прихода и амплитуды сигнала.

Был разработан новый модуль регистрации срабатываний логических аргументов триггера (YESNO). Для него проведены предварительные тесты, начата разработка модулей связи с ССД.

Доработан ряд тестовых, контрольных и управляющих программ, такие как программа контроля высокого напряжения, начальная инициализация САМАС-блоков, программы работы с калибровочным генератором.

С 2021 года в ССД СНД и на стенде тестирования фототриодов для управления блоками САМАС используется USB интерфейс. В 2021 году реализована программа мониторинга параметров интерфейсных блоков и проведено их тщательное тестирование.

Повышена надежность работы основного процесса ССД (чтение данных). Процесс перенесен на более мощный и современный компьютер, проведена тонкая подстройка параметров операционной системы и систем управления базами данных. Установлены и сконфигурированы новые рабочие компьютеры (серверы) для ССД, проведено дополнительное оптическое соединение серверной и аппаратуры детектора.

В 2021 году продолжилась разработка нового ПО ССД СНД, в котором все процессы чтения, построения и отбора данных выполняются параллельно на многопроцессорной системе. Основные работы были направлены на создание системы промежуточного хранения и передачи данных (СХПД) для организации асинхронной последовательной обработки данных с электроники. После проведения исследования существующих систем хранения данных был установлен массив твердотельных дисков и развернута распределенная система обмена сообщениями – Apache Kafka кластер с высокой пропускной способностью. Были проверены возможности СХПД детектора СНД в этой системе: скорость переключений между сообщениями, оценка пропускной способности, проверена надежность системы. По итогам тестирования организованный Kafka кластер будет использован как СХПД в новой ССД СНД.

Заметные изменения внесены в информационную систему и интерфейс оператора эксперимента. Доработана программа управления детектором. Новая версия позволяет вместо нескольких копий программы для разных компьютеров использовать одну универсальную, имеющую автоматический выбор компьютера для исполнения конкретной команды.

Реализована система индексирования гистограмм в системе контроля качества записанных данных. Для каждого экспериментального захода имеется минимум один файл в формате CERN ROOT с иерархией гистограмм. Новый инструмент позволяет унифицировать доступ к гистограммам контроля, представленным в виде логического дерева.

В веб-интерфейсе детектора добавлен новый инструмент экспорта данных калибровок. Спроектирован новый редактор иерархических конфигураций СНД, хранящихся в базе данных. Реализован интерфейс просмотра. Разрабатываются веб-инструменты для медленного контроля по гибко настраиваемым условиям с информированием пользователей и настраиваемыми графическими картами. Реализовано ежедневное оповещение экспертов по электронной почте о проблемах в их подсистемах согласно решениям автоматической части системы мониторинга качества данных. Доработан и протестирован сервис оповещения экспертов также по произвольным ключевым событиям (записям в журнале).

Программному обеспечению обработки и анализа данных также было уделено большое внимание. Разработан новый алгоритм получения амплитуд сигнала проволочек дрейфовой камеры, дающий более надежные результаты. Особенно важным свойством алгоритма является его устойчивость к искажениям формы сигнала. Кроме того, проведена настройка расчета ошибки координаты  $Z$  в реконструкции и коррекция сигнала моделирования. Изменены параметра реконструкции координаты  $Z$  в полосках пропорциональной камеры, скорректирован расчет ошибок.

Изменен алгоритм получения калибровки времени дрейфа в трековой системе. В новом алгоритме используется слияние статистики нескольких заходов, аппроксимация зависимости  $t(x)$  идет с использованием более простого и надежного метода, улучшен алгоритм чистки событий с триггером вне момента столкновения пучков.

С 2019 года в калориметре появилось время срабатывания кристаллов. В 2021 году был сделан ряд исследований по записанным данным и на их основе были внесены изменения в ПО, а именно: выделен блок счетчиков с нестабильным измерением времени, эти счетчики внесены в калибровку и игнорируются; предоставлен для анализа доступ к параметру времени различных артефактов реконструкции (частиц, события в целом) на основе времен счетчиков; добавлена обработка новых специальных случаев сбоя при аппроксимации формы сигнала. Начата работа по наложению формы сигнала в калориметре фоновых событий на события моделирования.

Изменена логика настройки пользовательских заданий на обработку. Явное требование указывать проводимый эксперимент позволяет избежать ненужных ошибок в задании калибровок, учете изменений конфигурации аппаратуры, обработке моделирования. Реализован модуль выбора дискретных калибровок для моделирования пропорционально интегралу светимости заходов в энергетической точке.

В 2021 году создан модуль, корректирующий эффект насыщения сигнала энерговыделения в дрейфовой камере СНД. Модуль позволяет провести калибровку параметров эффекта. Для этого используется процесс упругого электрон-позитронного рассеяния. В результате калибровки измеряются параметры сред-

него неискаженного сигнала для электронов, максимальный уровень сигнала, характеризующий эффект насыщения, и параметр диффузии в камере.

Для анализа процесса электрон-позитронной аннигиляции в протон-антипротонную пару при энергии пучка ниже 960 МэВ, когда антипротон с большой вероятностью останавливается и аннигилирует в стенке вакуумной камеры коллайдера, создан модуль поиска вершины аннигиляции.

### Анализ данных СНД.

В 2021 году было продолжено изучение  $e^+e^-$  аннигиляции в пятифотонное конечное состояние. Ранее были опубликованы статьи по процессам  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ . В последнем процессе кроме вклада адронного промежуточного состояния  $\omega\eta$  был обнаружен радиационный вклад, который может происходить, например, от промежуточного состояния  $a_0(1450)\gamma$ . В 2021 году был закончен анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$  и подготовлена статья. Измеренное сечение этого процесса приведено на рис.1.

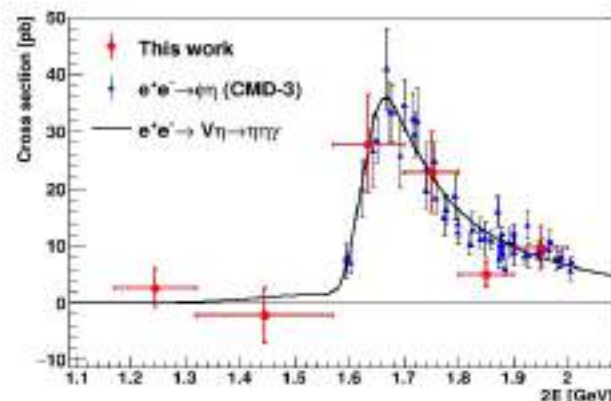


Рисунок 1. Измеренное СНД сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$  (кружки) в сравнении с измерениями КМД-3 для процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  с распадом  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Кривая показывает сумму сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta, \omega\eta, \eta\eta$ , полученную при аппроксимации имеющихся экспериментальных данных.

Из рисунка видно, что данные СНД хорошо согласуются с измерением процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$  в режиме распада  $\phi \rightarrow K^+K^-$  в эксперименте КМД-3. События, связанные с промежуточным состоянием  $\phi\eta$ , были выделены по пику на массе мезона в инвариантной массе системы  $\eta\eta$  и вычтены. В остатке событий-кандидатов в  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$  превышения сигнала над фоном обнаружено не было. Был установлен верхний предел на радиационный процесс, который в наиболее интересном диапазоне энергий 1,57–1,80 ГэВ составляет 11 пб на 90% уровне достоверности.

Практически закончен анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  по данным эксперимента СНД, накопленным в 2012, 2017 и 2019 годах. По сравнению с анализом СНД 2013 года была, во-первых, существенно увеличена

статистика и, во-вторых, изменена методика выделения событий  $n\bar{n}$ . В новом анализе используется распределение событий по времени срабатывания калориметра относительно момента столкновения пучков. Для данных 2012 и 2019 годов — это время срабатывания первичного триггера калориметра. Временное разрешение для этого сигнала составляет около 8 нс, что на порядок меньше периода столкновений пучков 81 нс. Из аппроксимации временного распределения отобранных событий можно с хорошей точностью определить и вычесть фон от космических частиц. Пучковый и физический фон при выбранных условиях отбора составляет около 15%. Он измеряется по данным, записанным ниже порога рождения нуклонов, и вычитается.

Начиная с 2019 года в калориметре СНД для оцифровки сигналов используются FADC с тактовой частотой 40 МГц. Время срабатывания кристалла калориметра определяется при аппроксимации измеренной формы сигнала, а время события находится как средневзвешенное время кристаллов. В качестве веса используется энерговыделение в кристалле. Временное разрешение для событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  составляет 0,7 нс, а для отобранных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  — 1,4 нс. Временные распределения для отобранных событий-кандидатов в  $n\bar{n}$  приведены на рис. 2, 3. На рисунках сплошная гистограмма — результат аппроксимации распределения суммой распределений для событий процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ , космического фона (желтая гистограмма) и физического и пучкового фона (зеленая гистограмма).

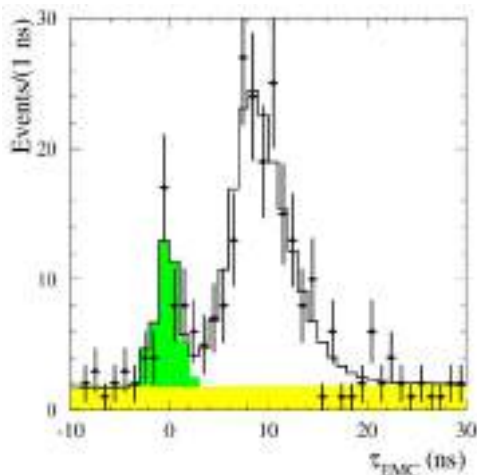


Рисунок 2. Временное распределение отобранных экспериментальных событий, записанных в 2019 году при энергии 1,89 ГэВ.

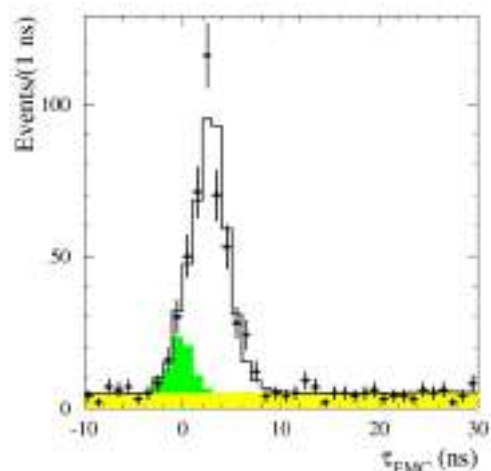


Рисунок 3. Временное распределение отобранных экспериментальных событий, записанных в 2019 году при энергии 1,95 ГэВ.

Распределение для сигнала вычисляется по моделированию и модифицируется, чтобы учесть разницу между моделированием и экспериментом во временном разрешении и длине аннигиляции антинейтрона. Форма распределения для космического фона определяется по специально отобранным космическим событиям, а форма распределения для суммы пучкового и физического фона по событиям, записанным ниже порога рождения нуклонов. При аппроксимации определяется число событий сигнала и двух фоновых вкладов. По результатам аппроксимации в семи энергетических точках 2019 года было, в частности, показано, что эффективное сечение для суммы пучкового и физического фонов постоянно с точностью 15%. Этот факт был использован при анализе данных 2017 года. Хорошее разделение по времени сигнала и фона в данных 2019 года позволяет выделить сигнал с ослабленными условиями отбора и получить поправки к эффективности регистрации событий  $n\bar{n}$ , возникающие из-за некорректного моделирования отклика детектора для антинейтронов. Предварительный результат по измерению сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  показан на рис. 4. Новые точки СНД лежат существенно ниже предыдущих измерений в экспериментах FENICE и СНД. Текущий анализ показал, что в предыдущей работе СНД были недооценены вклад пучкового фона и систематические ошибки в определении эффективности регистрации событий  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  по моделированию.

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  зависит от двух формфакторов, электрического GE и магнитного GM. Из измерения полного сечения можно извлечь комбинацию модулей формфакторов — эффективный формфактор. Энергетическая зависимость эффективного формфактора нейтрона, полученная по данным СНД, приведена рис. 5 вместе с результатами измерения BESIII при энергии выше 2 ГэВ и результатом BABAR по эффективному формфактору протона. Видно, что измерения СНД и BESIII неплохо согласуются вблизи 2 ГэВ. Протонный формфактор лежит систематически

выше нейтронного везде, кроме может быть узкой области вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ .

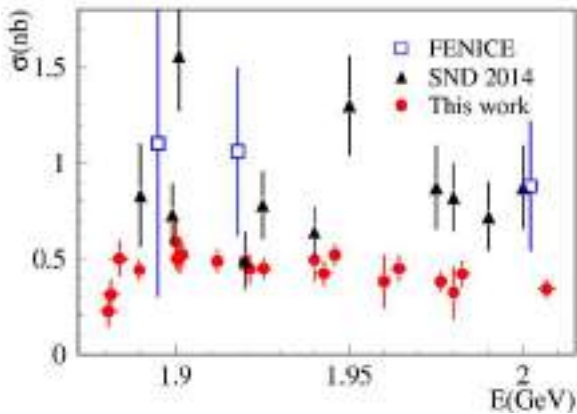


Рисунок 4. Предварительный результат СНД по измерению сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  в сравнении с предыдущими измерениями в экспериментах FENICE и SND.

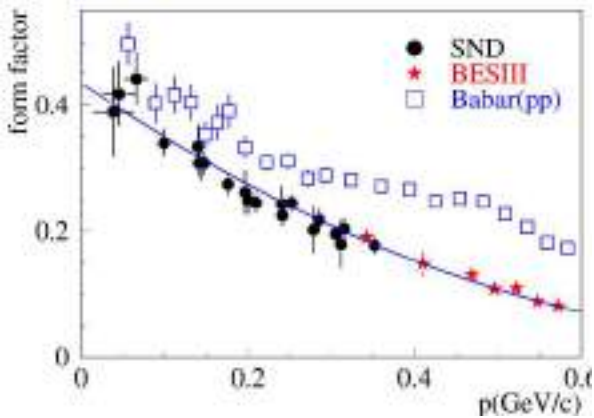


Рисунок 5. Предварительный результат СНД по эффективному электромагнитному формфактору нейтрона в сравнении с измерением в эксперименте BESIII при энергии выше 2 ГэВ и результатом BABAR по формфактору протона.

Отношение формфакторов можно извлечь из анализа угловых распределений. Член в сечении, пропорциональный квадрату модуля магнитного формфактора, имеет зависимость от полярного угла антинейтрона  $1 + \cos^2 \theta$ , а квадрату модуля электрического формфактора  $-\sin^2 \theta$ . Поскольку нейтрон в событиях процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  дает маленькое по сравнению с антинейтроном энерговыделение, для оценки направления антинейтрона можно использовать вектор  $\mathbf{R}_{EMC} = \sum E_i \mathbf{r}_i$ , где  $E_i$  – энерговыделение в  $i$ -том кристалле калориметра, а  $\mathbf{r}_i$  – радиус вектор центра этого кристалла. Распределение по определенному таким образом углу антинейтрона приведено на рис. 6. Из аппроксимации углового распределения суммой распределений для электрического и магнитного формфакторов, по данным 2019 года были получены отношения  $|G_E/G_M|$  для трех интервалов энергии. Они показаны на

рис.7. На пороге реакции  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  это отношение равно единице. Видно, что при имеющейся статистике измеренное отношение согласуется с единицей во всем изучаемом диапазоне энергии, но и не противоречит и большему значению около 1,5, полученному в работе BABAR для протонов вблизи 2 ГэВ.

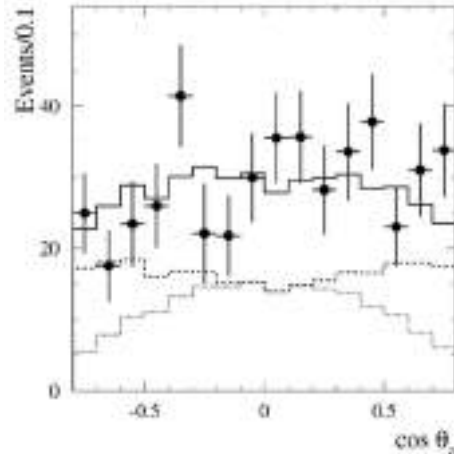


Рисунок 6. Распределение по реконструированному полярному углу антинейтрона для данных 2019 года, записанных в точках с энергией 1,95 и 1,975 ГэВ. Сплошная гистограмма - результат аппроксимации суммой распределений для электрического и магнитного формфакторов, показанных точечной и пунктирной гистограммами соответственно.

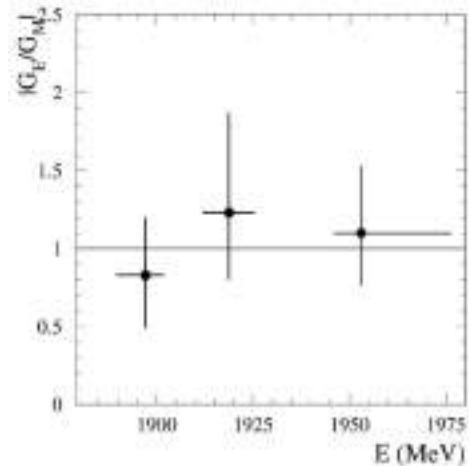


Рисунок 7. Предварительный результат СНД по измерению отношения электрического и магнитного формфакторов.

По описанному анализу процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  готовится статья, которую планируется послать в журнал в начале 2022 года. В 2021 году были также опубликованы предварительные результаты по процессу  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и статьи по результатам изучения процессов  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ , полученным в 2020 году.

## ДЕТЕКТОР КМД-3

В 2021 году на детекторе КМД-3 продолжался эксперимент, целью которого является значительное увеличение статистики для изучения процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Эксперимент был начат в 2020 году, когда были записаны данные в 5 точках с энергией в системе центра масс  $E=1.87, 1.89, 1.90, 1.92$  и  $1.94$  ГэВ. Точка с  $E=1.87$  ГэВ находится ниже порога рождения нуклон-антинуклонных пар и используется для изучения фоновых процессов.

Весной 2021 года сканирование было продолжено в точках  $1.94, 1.96, 1.98, 2.007$  ГэВ. В точке  $1.94$  ГэВ были записаны данные с интегральной светимостью около  $5 \text{ пб}^{-1}$ , в двух следующих – по  $10 \text{ пб}^{-1}$ , а в точке с максимальной энергией –  $20 \text{ пб}^{-1}$ . В декабре 2021 года набор данных был продолжен вблизи порогов реакций  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Эксперимент стартовал с точки  $E=1.87$  ГэВ. Затем идут 8 точек с шагом  $1.2\text{--}3.0$  МэВ в области порогов рождения нуклонов, 2 точки при энергии около  $1.9$  ГэВ, а затем 3 точки ниже порога. Интегральная светимость, которую планируется накопить в этом сеансе, составляет  $140 \text{ пб}^{-1}$ . К концу года в новом сеансе было набрано  $30 \text{ пб}^{-1}$ . Запись данных будет продолжена в 2022 году.

График набора светимости в 2021 году показан на рисунке 2, в сравнении с предыдущими сезонами.

Продолжилась работа по плановой модернизации детектора КМД-3. Основные усилия были направлены на разработку торцевой координатной системы на основе структуры микро-RWELL. Эту систему предполагается поместить вблизи торцов дрейфовой камеры КМД-3.

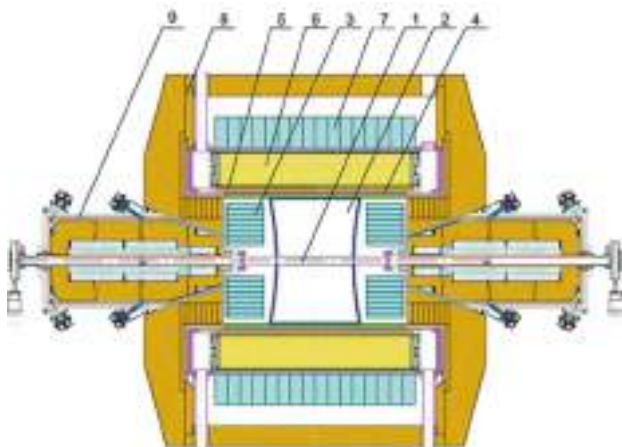


Рисунок 1. Криогенный магнитный детектор КМД-3: 1 – вакуумная камера; 2 – дрейфовая камера; 3 – калориметр ВГО; 4 – Z-камера; 5 – сверхпроводящий соленоид; 6 – жидкоксеноновый калориметр; 7 – калориметр CsI; 8 – ярмо магнита; 9 – соленоиды ВЭПП-2000.

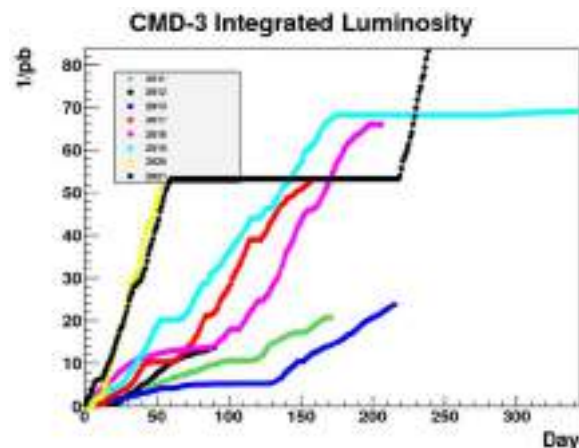


Рисунок 2. График набора светимости в 2021 в сравнении с сезонами предыдущих лет.

Был смонтирован и протестирован в токовом режиме второй диск микро-RWELL. Отличие этого диска от первого состоит в том, что в первом диске производителю (мастерской ЦЕРНа) не удалось добиться стабильной работы структуры микро-RWELL, поэтому верхний медный электрод был удален и оставлен только адгезионный подслои из никеля и хрома толщиной несколько сот нанометров. Этот слой имеет высокое удельное поверхностное сопротивление, но вместе с тем обеспечивает распределение высокого потенциала по верхней поверхности микро-RWELL. При этом все сектора диска выдерживали высокое напряжение, необходимое для работы детектора, хотя коэффициент газового усиления был существенно неодинаковым. Во втором диске верхний медный слой был оставлен и, по утверждению производителя все сектора диска выдерживали необходимое высокое напряжение без пробоев. На рисунке 3 показано, как изменился внешний вид диска после модификации. Было проведено сравнение максимальных коэффициентов газового усиления в первом и втором дисках, измеренных в токовом режиме с газовой смесью  $\text{Ar}+10\%i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ . Оказалось, что во втором диске есть сектора, в которых коэффициент усиления существенно больше 10000, но в то же время наблюдается очень высокая неоднородность газового усиления и присутствует много неработающих секторов.

В целом можно сделать вывод, что для устойчивой работы дисков необходимо применить гибридную технологию, добавив к микро-RWELL дополнительный каскад усиления в виде газового электронного умножителя. Также для улучшения однородности нужно стравить верхний медный слой микро-RWELL. В конце 2021 года были заказаны новые диски микро-RWELL и газовые электронные умножители для сборки следующего прототипа детектора. В 2021 году на первом диске были смонтированы модули регистрации с чипами VMM3a для тестирования электроники. В настоящее время идет подготовка к запуску электроники. Внешний вид диска с двумя модулями регистрации показан на рисунке 4.

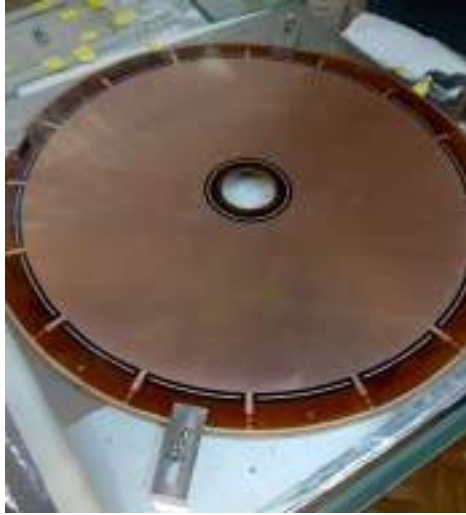


Рисунок 3. Второй вариант диска микро-RWEL.

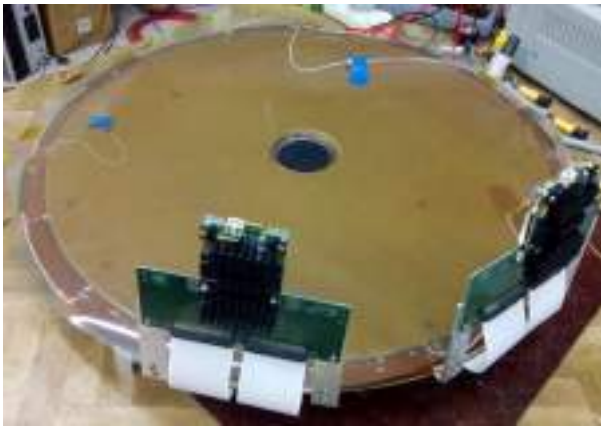


Рисунок 4. Первый диск с модулями электроники регистрации.

В 2021 году была проведена калибровка основных систем детектора по данным, записанным в 2020 году, и начат анализ этих данных. Продолжается анализ ранее набранных данных.

Одной из ключевых задач анализа является определение борновских сечений изучаемых процессов. Из-за излучения фотонов начальными частицами, в эксперименте непосредственно измеряется не борновское, а так называемое видимое сечение, которое представляет собой свертку борновского сечения с хорошо известной теоретически функцией, зависящей от энергии в системе центра масс и доли энергии, унесенной фотонами, излученными начальными частицами. Существует ряд общепринятых методов определения борновского сечения по измеренному видимому сечению. Однако эти методы часто приводят к модельно зависимому результату и некорректному определению статистических ошибок борновского сечения. Был предложен новый метод определения борновского сечения по данным по видимому сечению с помощью численного решения интегрального уравнения, связывающего эти функции. Поскольку данное интегральное уравнение

представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода, то задача нахождения его численного решения является некорректной. Однако некорректностью данной задачи можно пренебречь в случае, если энергетический разброс мал по сравнению с расстоянием между соседними энергетическими точками. Это возможно благодаря тому, что ядро интегрального оператора быстро падает с ростом переменной интегрирования (по сравнению с типичным энергетическим масштабом, на котором определено сечение). Алгоритм нахождения численного решения заключается в том, что интегральное уравнение приближенно сводится к дискретной задаче (системе линейных уравнений), которая затем решается. Работа, посвященная разработанному алгоритму определения борновского сечения. В ней приводится подробное описание алгоритма, а также демонстрация результатов его применения. Необходимо отметить, что предложенный новый метод определения борновского сечения является модельно независимым и позволяет простым образом определить ковариационную матрицу для борновского сечения. Однако его применимость ограничена рядом условий, которые подробно обсуждаются в той же работе. Новый метод может быть использован для получения борновского сечения не только в измерениях на ВЭПП-2000, но и в других экспериментах по изучению электрон-позитронной аннигиляции в адроны, например, на BES-III.

Был разработан специальный программный пакет, получивший название ISRSolver. Пакет позволяет находить численное решение интегрального уравнения для борновского сечения и его ковариационную матрицу, а также содержит программные средства для проверки результатов. На рисунке 5 работа программы ISRSolver демонстрируется на примере модельного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi\pi$ .

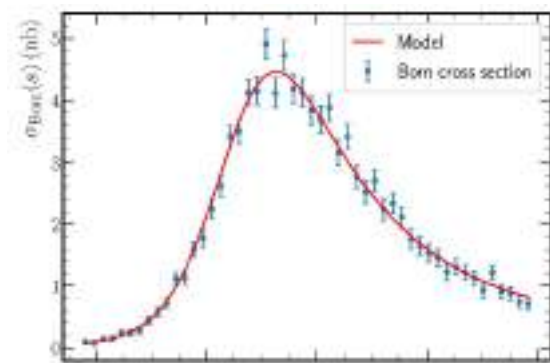


Рисунок 5. Демонстрация работы разработанного метода определения борновского сечения на примере процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ . Вычисленное борновское сечение и его сравнение с моделью.

В 2021 году был получен предварительный результат по изучению процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$  с распадом  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Анализ основан на экспериментальных данных с интегральной светимостью около  $60 \text{ pb}^{-1}$ .

Зависимость сечения этого процесса от энергии показана на рисунке 6 синими точками, в сравнении с результатом детектора ВаВаг (черные точки), а линия демонстрирует аппроксимацию этой зависимости в рамках модели доминантности векторных мезонов.

Получен предварительный результат по измерению зарядовой асимметрии в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  при энергии в системе центра масс ниже 1 ГэВ. Было показано, что результаты измерения не согласуются с теоретическим предсказанием, полученным в рамках скалярной КЭД (приближение точечных пионов). Был проведен новый теоретический расчет доминирующего вклада в асимметрию, возникающего из-за двухфотонного рождения пары пионов. В нем более корректно было учтено влияние структуры пиона. На рисунке 7 видно, что результаты этого расчета хорошо согласуются с измерениями.

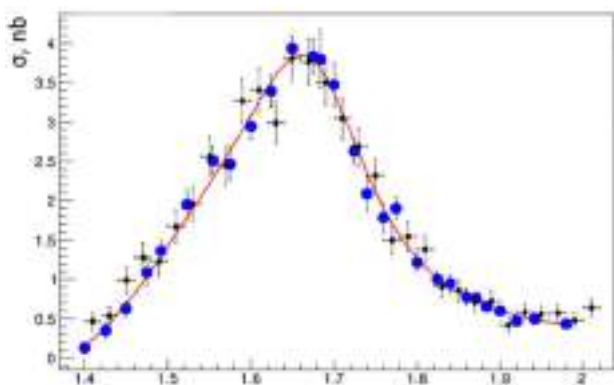


Рисунок 6. Измеренная КМД-3 зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$  от энергии (синие круги) в сравнении с результатами эксперимента BABAR. Линия показывает результат аппроксимации сечения КМД-3 в модели векторной доминантности.

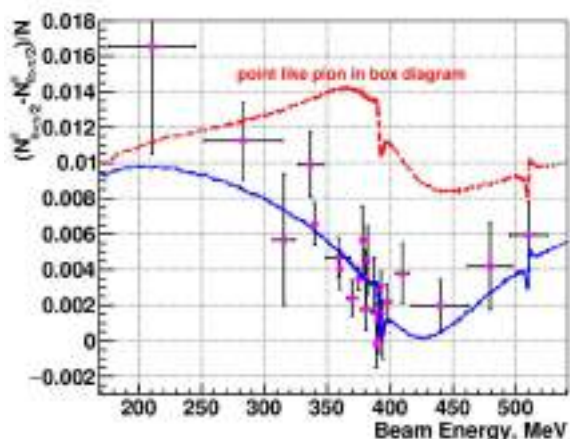


Рисунок 7. Зарядовая асимметрия в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  по данным детектора КМД-3 (точки с ошибками) в сравнении с предсказаниями модели точечных пионов (скалярной КЭД) (красная кривая) и новым расчетом (синяя кривая).

## Детектор КЕДР

Детектор КЕДР — это универсальный магнитный детектор, эксперименты с которым ведутся на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-4М в области энергии от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. Детектор оборудован системой регистрации рассеянных электронов для изучения  $\gamma\gamma$ -физики. Параметры детектора находятся на уровне параметров детекторов, работающих в мире в этой области энергий.

Программа работы детектора КЕДР включает в себя набор статистики для изучения двухфотонной физики в области энергии  $E = 3.5 \div 4.7$  ГэВ, а также набор статистики для измерения масс и лептонных ширин  $\Upsilon$  мезонов в области энергий  $2E = 9, 46 \div 10, 36$  ГэВ;

### Измерение сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons

В области изучения двухфотонных процессов особый интерес представляет полное сечение перехода  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны. В области низких энергий (около нескольких ГэВ) расчеты этого сечения могут проводиться только в рамках различных феноменологических теорий (например, теории расширенной векторной доминантности). В интервале инвариантных масс фотонов  $W_{\gamma\gamma}$  от 2 до 8 ГэВ сечение выглядит следующим образом:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}) \approx 240 \text{ нб} + \frac{270 \text{ нб} \cdot \text{ГэВ}}{W_{\gamma\gamma}}.$$

Причем коэффициенты в этой формуле вычисляются через полные сечения процессов  $\gamma N$  и  $NN$ , где  $N$  — любой нуклон. Теоретическая точность вычисления коэффициентов не превышает  $10 \div 15\%$ , поведение в области меньших энергий (то порога рождения пары  $2m_\pi$ ) еще более неточно.

Значительное число работ по этой теме было выполнено в 80-х и начале 90-х годов, но в настоящее время интерес к  $\gamma\gamma \rightarrow$  hadrons лежит в области больших энергий (LEP+LHC). При этом измерения, сделанные на детекторе МД-1 более 30 лет назад, имеющие точность  $15 \div 25\%$ , до сих пор остаются лучшими в этой области энергий.

При наборе около  $100 \div 150 \text{ пб}^{-1}$  при энергии пучка  $E=3,5$  ГэВ число зарегистрированных событий  $\gamma\gamma \rightarrow$  hadrons будет в  $10 \div 20$  раз больше, чем на МД-1. Это позволит получить более точные результаты в области инвариантных масс  $W_{\gamma\gamma}$  от 0,5 до 4,0 ГэВ.

В 2021 году велся набор данных на энергии пучка  $E=3,5$  ГэВ, для измерения сечения рождения  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны набрано  $4,6 \text{ пб}^{-1}$ . Ключевым элементом этого эксперимента является Система Регистрации рассеянных электронов (СР). СР включает в себя 8 координатных блоков (позволяют определять энергии фотонов в процессе  $\gamma\gamma$ ), монитор

светимости (для ветирования процесса тормозного рассеяния) и калибровочную систему, состоящую из 4х лазеров (получение Комптоновских  $e^+, e^-$  и фотонов) и двух точных калориметров на основе больших ВГО кристаллов.

Все части системы участвовали в наборе статистики. Во время эксперимента делались регулярные энергетические калибровки СР с использованием ВГО калориметров и лазеров. Изучалась фоновая ситуация на энергиях  $E = 3, 5$  и  $4, 73$  ГэВ. Для уменьшения систематических ошибок ведется работа по согласованию моделирования СР с экспериментом. Для моделирования событий двухфотонного рождения адронов дорабатывается генератор событий, использовавшийся на детекторе МД-1, также рассматриваются альтернативные генераторы.

Кроме того, были проделаны геодезические измерения положения блоков СР относительно расчетной орбиты с точностью около 0,1 мм, что позволит точно определить геометрическую эффективность системы. Для моделирования событий двухфотонного рождения адронов дорабатывается генератор событий МД-1, также рассматриваются альтернативные генераторы.

### Сканирование $\Upsilon(1S)$ мезона

Для подготовки к эксперименту по измерению массы и лептонной ширины  $\Upsilon(1S)$ -мезона в 2021 году было выполнено сканирование по энергии с интегралом светимости  $256 \text{ нб}^{-1}$  (рис. 1).

В результате сканирования был измерен энергетический разброс в системе центра масс  $4,95 \pm 0,3$  МэВ, величина которого согласуется с измере-

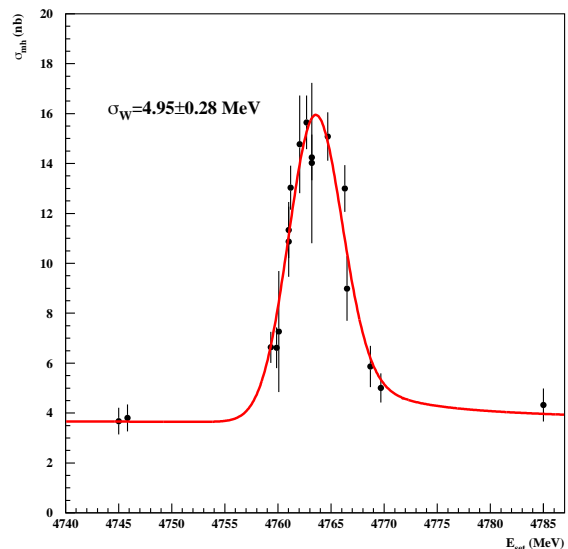


Рис. 1: Сканирование  $\Upsilon(1S)$ -мезона



ниями 2020 года по продольному размеру пучка  $4,96 \pm 0,23$  МэВ. Знание энергетического разброса даёт возможность рассчитать интеграл светимости, требуемый для достижения запланированной статистической точности измерения массы  $\Upsilon(1S)$ -мезона 50 кэВ в будущем эксперименте.

Определена разность энергии уставки  $E_{set}$  и истинной энергии пучка ВЭПП-4М. Знание этой величины позволило получить режим ускорителя, в котором происходит радиационная поляризация пучка, необходимой для калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации с лазерным поляриметром.

## Измерение R в области $2E = 4,56 \div 6,96$ ГэВ

Величина R является отношением полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны с учётом радиационных поправок к сечению рождения мюонной пары в борновском приближении. Прецизионное измерение  $R(s)$  имеет ключевое значение при определении константы сильного взаимодействия  $\alpha_s(s)$  и масс тяжёлых кварков, аномального магнитного момента мюона  $(g-2)_\mu$  и значения электромагнитной постоянной тонкой структуры  $\alpha(M_Z^2)$  в области пика  $Z_0$ . Одной из основных задач экспериментов с детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М является измерения величины R.

В 2018-2020 гг. ускорительный комплекс ВЭПП-4М с детектором КЕДР набрал суммарный интеграл светимости  $13,7 \text{ пб}^{-1}$  в семнадцати точках по энергии от 4,56 до 6,96 ГэВ. В 2021 г. проводилась обработка заходов второго сканирования, на-

бранных в 2019-2020 гг. (9 точек). Был получен первый вариант критериев отбора адронных событий, а также проведена настройка первичного моделирования и отклика детектора. По событиям  $e^+e^-$  - рассеяния на большие углы была определена светимость. Были рассчитаны радиационные поправки к сечению электрон-позитронной аннигиляции в адроны и оценено влияние фоновых процессов. Предварительные результаты анализа показаны на рисунке 2. Проводится анализ систематических погрешностей. Далее предстоит обработка данных первого сканирования, расположение которых также показано на рис. 2.

## Измерение массы D-мезонов

Детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М в 2016-17 гг. в максимуме сечения рождения  $\psi(3770)$ -мезона был набран интеграл светимости  $4,05 \text{ пб}^{-1}$ ,  $\sim 4$  раза больше в сравнении с предыдущим измерением детектора КЕДР 2010 г. Набранный интеграл светимости должен позволить измерить массу  $D^0$  мезона на уровне точности лучших мировых результатов, а точность измеренной массы  $D^+$  мезона должна превзойти точность в PDG.

Для реконструкции  $D^0$ -мезона рассматривается канал  $K^-\pi^+$ , вероятность распада которого составляет 3,89%.  $D^+$ -мезон реконструируется через канал распада  $K^-\pi^+\pi^+$ , вероятность которого составляет 8,98%. Масса D-мезонов определяется с помощью подгонки двумерного распределения  $M_{bc}$  и  $\Delta E$ . Инвариантная масса D-мезона (beam-constrained mass) вычисляется как  $M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2}$ , где  $W$  - суммарная энергия

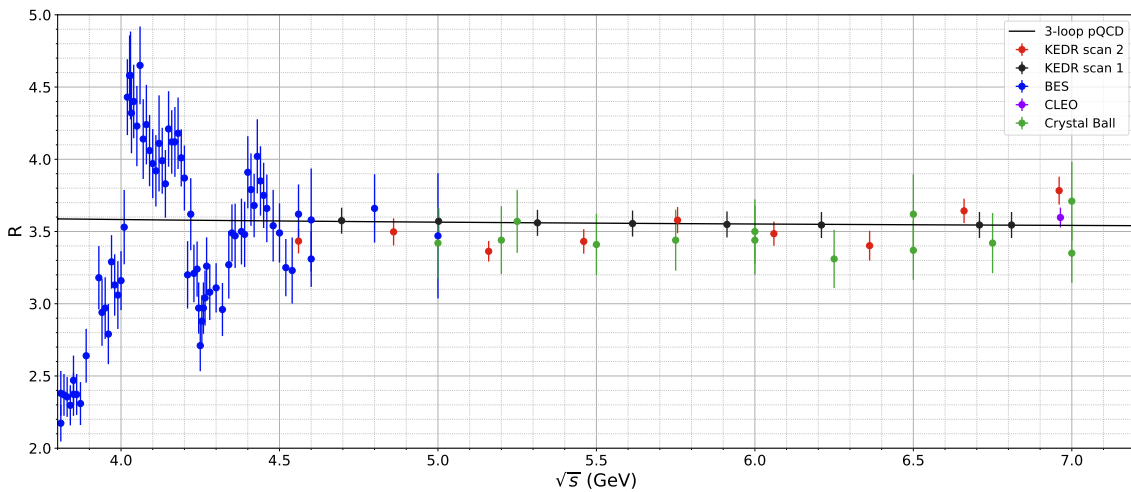


Рис. 2: Предварительные результаты измерения R для заходов, набранных в 2019-2020 гг. с детектором КЕДР (красные точки, ошибки показаны статистические) в сравнении с результатами других экспериментов – BES (синие точки), CLEO (розовая точка) и Crystal Ball (зеленые точки). Черным цветом показано положение точек, набранных в 2018 г. Значение зафиксировано на вычислениях, сделанных в рамках пертурбативной хромодинамики. Статистические ошибки соответствуют ожидаемым.

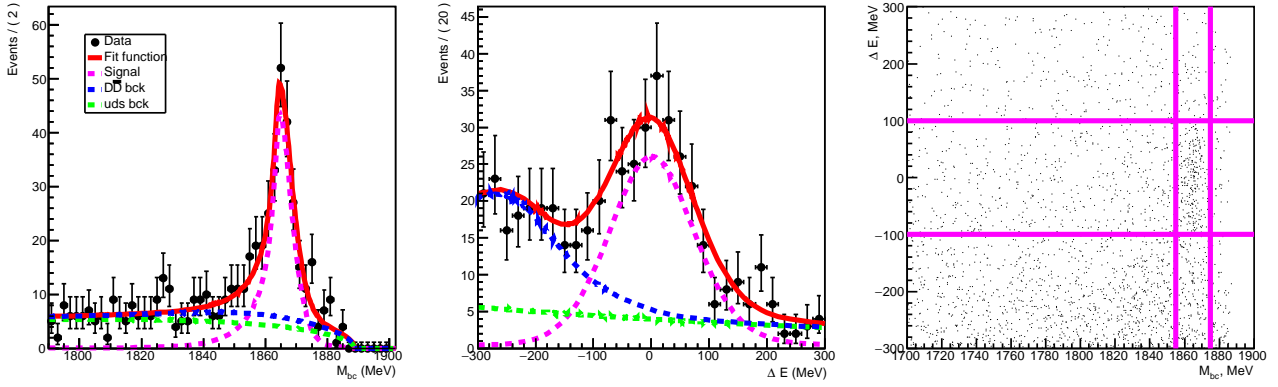


Рис. 3: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Распределение  $M_{bc}$  (слева),  $\Delta E$  (в центре) и корреляция  $M_{bc}-\Delta E$  (справа).

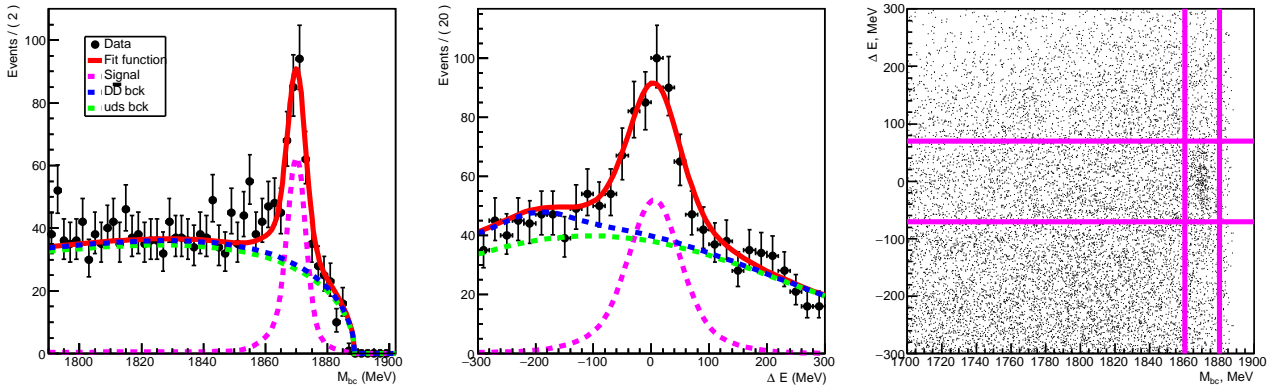


Рис. 4: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ . Распределение  $M_{bc}$  (слева),  $\Delta E$  (в центре) и корреляция  $M_{bc}-\Delta E$  (справа).

электрона и позитрона в СЦМ,  $\vec{p}_i$  - импульсы продуктов распада D-мезона. Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен из-за малости импульса D-мезона по сравнению с его массой. Вторая переменная для подгонки  $\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_i^2)} - E_{beam}$  это разница энергий D-мезона и пучка. Энергия пучков ускорителя ВЭПП-4М измеряется методом резонансной деполаризации с высокой точностью. Для событий распада D-мезонов должно быть  $\Delta E \simeq 0$ . В анализе используется процедура подгонки методом максимального правдоподобия без разбиения, где одним из параметров подгонки является масса D-мезона. Форма распределений для сигнала и фона извлекаются из моделирования. В анализе для подавления фона применяются время-пролетная система, идентификация частиц в дрейфовой камере по измерению ионизационных потерь ( $dE/dx$ ) и идентификация на основе Аэрогелевых Черенковских Счетчиков. Экспериментальные данные и результаты подгонки представлены на рисунках 3 и 4. Как и ожидалось, предварительные результаты по статистической точности лучше результата КЕДР 2010 года.

## Измерение вероятностей эксклюзивных мод распадов в процессе $J/\psi \rightarrow \rho\pi$

Вероятность распада  $J/\psi$ -мезона в систему  $\rho\pi$  является наиболее высокой среди адронных распадов  $J/\psi$ . Тем не менее, определена вероятность распада только в  $\rho^0\pi^0$  моду ( $0,56 \pm 0,07\%$ ) и суммарная вероятность распада в  $\rho\pi$  ( $1,69 \pm 0,15\%$ ). В течение 2020 года была начата обработка статистики в области  $J/\psi$ -мезона набранной на коллайдере ВЭПП-4М в эксперименте КЕДР. Целью данной работы является измерение с всех возможных мод распада в процессе  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ . Интегральная светимость набранная в ходе эксперимента 2014-2015 гг. составила около  $1,4 \text{ pb}^{-1}$  в области пика  $J/\psi$ -резонанса. Примерно  $0,25 \text{ pb}^{-1}$  было набрано вне резонансной области.

В 2021 году проведена разработка моделирование процессов  $J/\psi \rightarrow \rho\pi, \rho'\pi$  с учётом интерференции между модами распадов. Оптимизированы условия отбора событий искомого процесса. Проведена оценка вклада фоновых процессов. В настоящий момент ведётся отладка параметров кинематической реконструкции и финальная обработка данных. В 2022 году планируется завершение анализа.

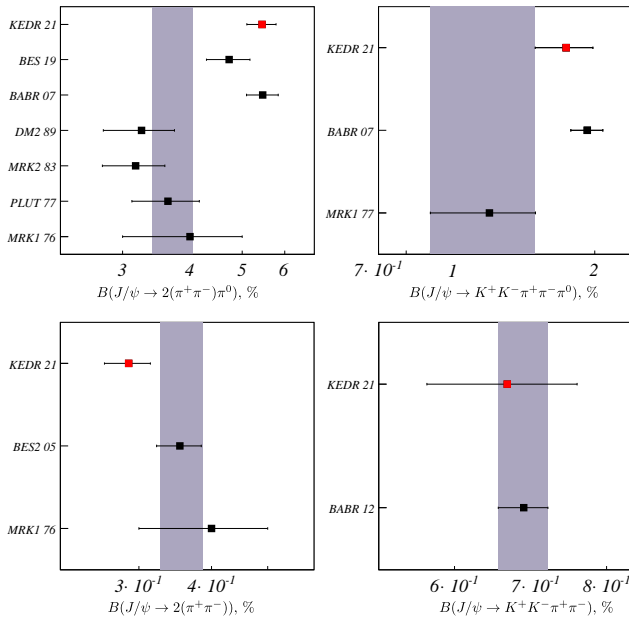


Рис. 5: Сравнение результатов измерений относительных вероятностей распадов  $J/\psi$ -мезона в конечные состояния  $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ,  $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $2(\pi^+\pi^-)$  и  $K^+K^-\pi^+\pi^-$ , выполненных на детекторе КЕДР и измерений, выполненных другими группами. Серые вертикальные полосы – значения PDG (2020) для данных распадов.

### Измерение относительных вероятностей распадов $J/\psi$ мезона в $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ , $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ , $2(\pi^+\pi^-)$ и $K^+K^-\pi^+\pi^-$

В 2007 году коллаборация ВаВаг опубликовала измерение относительной вероятности распада  $B(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0)$ , при этом полученное группой значение  $(5,46 \pm 0,9 \pm 3,4)\%$  оказалось существенно выше, чем полученные ранее группами PLUTO  $(3,64 \pm 0,52)\%$ , MARK-II  $(3,17 \pm 0,42)\%$  и DM2  $(3,25 \pm 0,49)\%$ . В 2018 г. среднее значение PDG для этой вероятности составляло  $(4,1 \pm 0,5)\%$  (масштабный фактор 2,4).

Значение для вероятности распада  $B(J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0) = (1,92 \pm 0,08 \pm 0,15)\%$ , опубликованное ВаВаг в той же работе, также оказалось значительно выше результата единственного измерения этой величины, выполненного MARK-I в 1977 г.  $(1,2 \pm 0,3)\%$ . В 2018 году среднее значение PDG для этой вероятности составляло  $(1,79 \pm 0,29)\%$  (масштабный фактор 2,2).

В 2019г. коллаборация BES-III опубликовала новое значение вероятности распада  $B(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0) = (4,73 \pm 0,44)\%$ , хорошо согласующееся с измерением ВаВаг, но плохо согласующееся с более ранними измерениями других групп. Эти противоречащие друг другу результаты для распадов  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ,  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ , полученные разными группами, говорят о необходи-

мости провести новые измерения с целью уточнения величин вероятностей данных распадов.

В 2021 году на детекторе КЕДР было выполнено новое измерение относительных вероятностей  $J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$ ,  $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ . Полученные результаты:

$$B(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) = (5,44 \pm 0,07 \pm 0,33)\%,$$

$$B(J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^0) = (1,74 \pm 0,08 \pm 0,23)\%$$

хорошо согласуются с результатами ВаВаг и BES-III и, видимо, свидетельствуют в пользу пересмотра значений PDG для вероятностей данных распадов сторону больших значений. Также были измерены относительные вероятности

$$B(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) = (0,288 \pm 0,014 \pm 0,022)\%,$$

$$B(J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-) = (0,704 \pm 0,026 \pm 0,090)\%,$$

которые не противоречат значениям PDG,  $B(J/\psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) = (0,357 \pm 0,030)\%$  и  $B(J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-) = (0,684 \pm 0,032)\%$ . На рис. 5 показаны результаты измерений относительных вероятностей распадов  $J/\psi$ -мезона в вышеупомянутые конечные состояния, полученные на детекторе КЕДР и измерений, выполненных другими группами.

### Модернизация высоковольтного питания мюонной системы

В 2021 году высоковольтное питание мюонной системы было переведено со старых блоков ВВИ стандарта КАМАК на современные блоки стандарта VME производства CAEN. Были изготовлены переходники, позволяющие переключить существующие высоковольтные кабели на новые ВВИ без каких-либо переделок, и, в случае необходимости, легко вернуться к использованию старых.

Установлен компьютер, обеспечивающий связь с крейтом VME, и разработаны программы для низкоуровневого взаимодействия с блоками в крейте. Написана программа контроля ВВИ мюонной системы с привычным для участников эксперимента интерфейсом (рис. 6).

Программное обеспечение, работающее с VME, как низко-, так и высокоуровневое, реализует пока только базовый, необходимый функционал и будет развиваться.

### Модернизация управления продувкой мюонной системы

Продувка мюонной системы идёт параллельно по 9 каналам — 8 октантам и торцевым блокам. Изначально относительные потоки в каналах устанавливались механическими натекателями — очень приблизительно. Несколько лет назад каждый канал был оборудован прибором контроля и регулятора

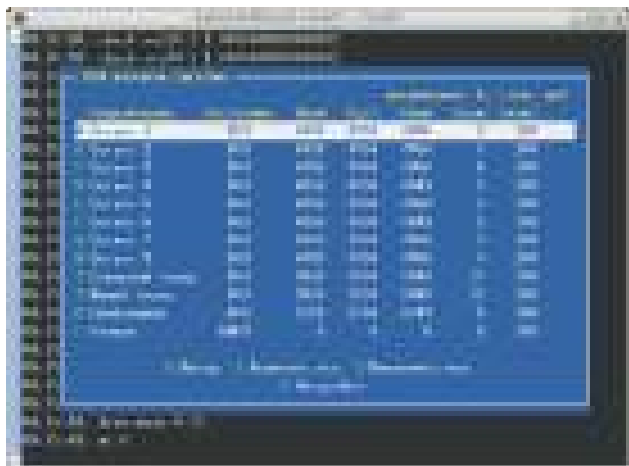


Рис. 6: Управление ВВИ мюонной системы.



Рис. 7: Корпус дрейфовой камеры.

потока фирмы Bronkhorst, но их пришлось в принудительном режиме держать максимально открытыми из-за отсутствия блока управления ими. Разработка блока была заказана лаб. 6, испытывались прототипы, но до создания окончательного устройства дело не дошло. В 2021 году было принято решение собрать систему управления самостоятельно.

Современные контроллеры потока Bronkhorst допускают цифровое управление по интерфейсу RS-232. Был собран и установлен на экспериментальный промежуток компьютер, имеющий 10 таких интерфейсов, что позволило подключить к нему все 9 каналов продувки. Написана программа, позволяющая устанавливать потоки и считывать информацию с приборов. Программа контроля продувки мюонной системы взаимодействует с этой программой по сети.

Следует также отметить, что в прошедшем году основная стойка управления продувкой П45 была обеспечена резервированным электропитанием, а аппаратура, расположенная на экспериментальном промежутке, переведена на питание непосредственно от П45.

После установки новой аппаратуры и отладки программного обеспечения натекатели каналов продувки были максимально открыты, и функция регуляции потоков была полностью передана электронике. Точное знание потоков и возможность оперативного управления ими в каждом канале позволило оптимизировать продувку (например, увеличить потоки в менее герметичные октанты), что привело к заметному улучшению её качества и значительному (до 25%) ускорению готовности мюонной системы к работе.

## Новая дрейфовая камера

Дрейфовая камера составляет основу трековой системы детектора. С её помощью определяются импульсы заряженных частиц по кривизне траекто-

рии в магнитном поле, а также измеряются ионизационные потери частиц с целью их идентификации.

Новая дрейфовая камера должна прийти на смену существующей и обеспечить более надёжный и стабильный режим работы, например, иметь меньшую чувствительность к концентрации примесей в рабочем газе, а также уровню фоновой загрузки детектора.

Текущее состояние изготовления новой дрейфовой камеры:

1. Собран корпус камеры, создана предварительная нагрузка на торцевые диски (рис. 7).
2. Изготовлены и проверены секторы высоковольтного питания, камерная и регистрирующая электроника.
3. Изготовлены все конструктивные элементы, включая термодатчики, пины, газовые вводы и др., а также инструмент для обжатия проволоки в пине.
4. Установлены пины для подачи электростатического потенциала на сегменты внутренней и внешней обечаек.
5. Камера готова к натяжению проволочек.

Для начала процедуры натяжения проволоки необходимо наличие золочёной титановой проволоки диаметром 70 микрон. Она будет использоваться для натяжения экранных проволочек, доля которых в проволочной структуре дрейфовой камеры составляет около 15%. Ранее, в 2020 году, была достигнута договорённость с АО «Денисовский завод» о возможности её производства и в настоящее время сотрудничество в этом направлении продолжается. Были внесены уточнения в техническое задание, в частности, более детально определены условия отжига проволоки и контроля качества её поверхности при производстве.

Таблица 1: Результаты хроматографического анализа ДМЭ двух производителей.

Состав / Производитель	ИК СО РАН			г. Дзержинск	
ДМЭ, %, не менее	99,9964	99,9967	99,9966	99,9960	99,9970
Примеси, ppm					
Кислород	5,0	5,0	5,5	5,0	5,0
Азот	21,0	21,0	22,0	20,0	20,0
Метан	0,0	0,0	0,7	1,5	0,0
Метанол	0,8	0,0	0,7	0,7	0,0
Монооксид углерода	1,0	1,0	1,0	0,2	0,2
Диоксид углерода	-	-	-	1,5	1,5
Вода	6,0	5,0	3,0	5,0	2,0
Неидентифицированные соединения	2,2	0,1	1,0	-	-



Рис. 8: Сигнальный кабель для измерений продольной координаты.

В новой дрейфовой камере заложена возможность измерения продольной координаты по методу деления токов, что привело к увеличению числа каналов камерной электроники и необходимости прокладки дополнительных сигнальных кабелей от детектора до регистрирующей электроники. Изготовить этот кабель планируется по специальному заказу в г. Подольске. В 2021 году заводом была подтверждена готовность произвести кабель в соответствии с техническим заданием и в необходимом количестве 2 500 метров (рис. 8).

Рабочий газ для дрейфовой камеры — диметиловый эфир (ДМЭ) — производится в Институте катализа СО РАН. В 2021 году был найден другой производитель ДМЭ высокой чистоты в г. Дзержинске и поставлена пробная партия газа. Результаты хроматографического анализа ДМЭ обоих производителей указывают на близкие по степени чистоты и составу газы (таблица 1). Преимуществом нового варианта ДМЭ является возможность его поставки в специальных газгольдерах, имеющих большую вместимость и вентили с металлическими уплотнениями, которые не будут испытывать разрушающего воздействия ДМЭ. Поэтому данная альтернатива рабочего газа рассматривается не только для новой ДК, но и для существующей.

## Модернизация системы сбора данных детектора КЕДР для экспериментов на высокой энергии

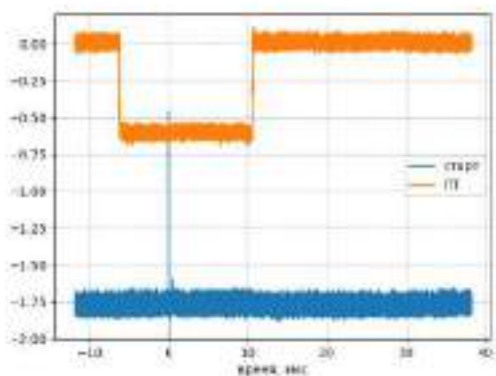
Работы по модернизации системы сбора данных (ССД) детектора КЕДР за отчётный период продолжают работы, начатые в предыдущие годы. В этом году стала доступна для тестирования на стенде ССД первая наладочная версия Модуля частот и синхронизации (МЧС), поддерживающая каскадирование и запуск по внешним сигналам. Данный модуль вырабатывает опорную частоту и команды, управляющие работой процессоров вывода (ПВ). Он является функциональным аналогом ЦСУ действующей ССД КЛЮВА.

Наличие блоков МЧС позволило собрать на стенде ССД полную сеть синхронизации ССД со всеми типами блоков, которые будут присутствовать в полной системе сбора данных. Для настройки режимов работы МЧС были разработаны средства управления командной строки.

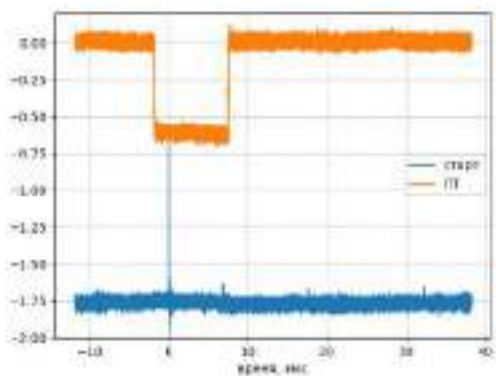
Были проведены измерения временных параметров синхросигналов в действующей ССД КЛЮКВА. К примеру, для корректной работы информационных плат и для получения с них верной информации сигнал «старт» КЛЮКВы, задающий момент начала работы информационной платы, должен приходиться на эту плату с определённой задержкой относительно сигнала первичного триггера. Эта задержка определяется особенностями формирования сигналов в подсистеме детектора и является индивидуальной для каждой из них. Результаты измерений для дрейфовой камеры и мюонной системы представлены на рисунках 9.

По итогам измерений были подобраны временные параметры генерации синхросигналов процессором вывода, обеспечивающие устойчивое чтение данных из информационных плат. А именно, было выяснено, что цикл КЛЮКВы следует завершать не ранее чем через 20 нс после чтения данных. Сам цикл должен быть не короче, чем 160 нс.

Были найдены и устранены ошибки в аппаратной реализации интерфейса С-Link между МЧС и ПВ, приводившие к возникновению ложных запусков.



(а) Дрейфовая камера



(б) Мюонная система

Рис. 9: Задержка сигнала «старт» КЛЮКВы относительно сигнала первичного триггера (ПТ) составляет 6,2 мкс для дрейфовой камеры (а) и 1,7 мкс для мюонной системы (б).

Тестирование на стенде выявило в процессоре вывода ошибки при работе с памятью событий. Частично эти проблемы были решены путём модификации прошивки ПВ, для полного устранения ошибок в работе с памятью событий требуется подготовка платы ПВ с обновлённой разводкой, в том числе учитывающей и все ранее обнаруженные ошибки и замечания.

Отправлена в производство вторая наладочная версия МЧС. Ведётся разработка прошивок для ПВ и МЧС с поддержкой передачи по C-Link информации о срабатывании вторичного триггера.

Разработан прототип интерфейса для пользовательских прикладных программ. Данный интерфейс позволяет программам конечного пользователя подключиться к ССД, получить информацию о состоянии системы, запустить набор данных и получить собранные данные для дальнейшей работы.

## Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП–4М

Установка тестовый пучок электронов (далее установка) предназначена для проведения методических работ по разработке перспективных детекторов в области физики высоких энергий и ядерных исследований. Установка имеет следующие параметры:

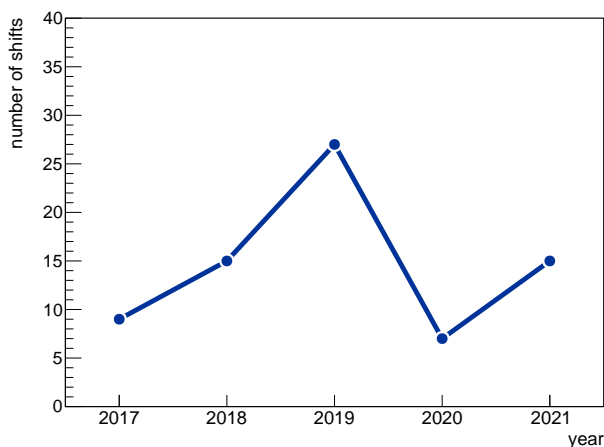
- диапазон энергий электронов от 100 МэВ до 3500 МэВ;
- энергетический разброс электронов равен 78 % для энергии 100 МэВ и 2,6 % для энергии 3000 МэВ;
- средняя скорость счета полезных событий 70 ÷ 90 Гц.

Установка оснащена всем необходимым оборудованием для организации триггерного сигнала, измерения координат треков и энергии тестового пучка. Используемая для этого система сбора данных обеспечивает также регистрацию данных с измеряемых прототипов детекторов.

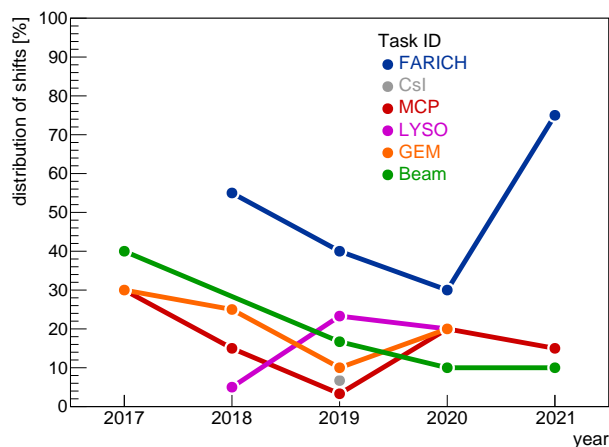
Распределение количества смен и активностей на установке за последние пять лет показаны на рисунке 10.

В 2021 году на установке было проведено в общей сложности 15 смен, список проведенных экспериментов и работ следующий:

- Технические смены для проводки пучка электронов и настройки оборудования установки.
- Исследование прототипа прибора на основе микроканальных пластины. Полученное временное разрешение лучше 50 псек при эффективности регистрации на уровне 90%. Конечная цель – получение прибора, который может быть использован для идентификации частиц и подавления наложение событий в калориметрах в условиях большой светимости, например, на большом адронном коллайдере.
- Исследование новых образцов многослойных аэрогелевых радиаторов с прототипом ФАРИЧ–3. Примеры полученных черенковских колец, показаны на рисунке 11 – подобного рода результаты являются предварительными и используются для оценки качества набираемых данных непосредственно в ходе эксперимента. Также исследовались экспериментальные аэрогели с добавкой циркония (Zr). Последнее позволяет повысить оптическую плотность с сохранением оптической прозрачности, что в свою очередь позволит понизить порог регистрации частиц по сравнению с “обычным” аэрогелем.



(a) количество смен



(b) распределение активностей в сменах

Рис. 10: Количество смен и их распределение по задачам на тестовом пучке за период с 2017 по 2021 гг. Используемые обозначения активностей: «FARICH» – прототип системы идентификации частиц на основе регистрации черенковских колец; «CsI» – прототип калориметра на чистых кристаллах CsI; «MCP» – приборы на основе микроканальных пластин для время пролетных систем с предельным временным разрешением; «LYSO» – эксперименты с кристаллами LYSO с целью измерения временного разрешения и черенковской компоненты в излучении; «GEM» – исследования координатных детекторов на основе ГЭУ (Газовый Электронный Умножитель); «Beam» – технические смены на установке.

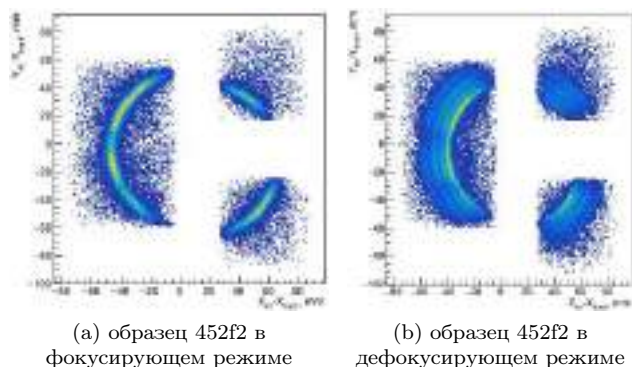


Рис. 11: Пример полученных черенковских колец с прототипом ФАРИЧ-3 для четырехслойного блока аэрогеля.

В 2021 году завершился процесс изготовления новых координатных детекторов на базе ГЭУ, спроектированные специально под требования установки (ранее использовались детекторы с других экспериментов). Эти детекторы обладают малым количеством материала  $\approx 0,2\% X_0$  по ходу пучка, что является рекордным показателем для детекторов данного типа. Этот параметр является определяющим при работе с пучком электронов низких энергий ( $\lesssim 300$  МэВ) из-за вклада эффекта многократного рассеивания в ошибку определения координат трека. Пространственное разрешение варьируется в диапазоне  $45 \div 65$  мкм в зависимости от угла влета частицы. Достигнутая эффективность регистрации частиц (треков) данными детекторами находится

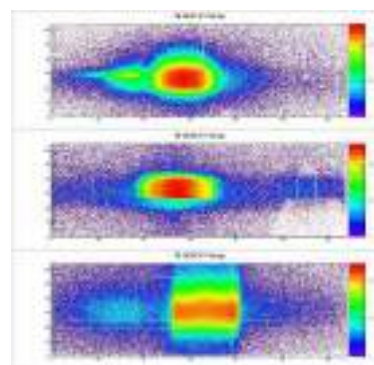


Рис. 12: Пример распределения координат треков пучков в трех новых детекторах на базе ГЭУ в одном из экспериментальных заходов.

на высоком уровне 99%. Детекторы были установлены в их штатное положение и использовались для набора статистики в течении года (см. рис. 12).

Необходимо отметить достигнутый высокий уровень программного обеспечения и экспериментальной составляющей по части оборудования как самой установки, так и тестируемых прототипов, в частности ФАРИЧ. В совокупности это позволяет за достаточно короткий временной интервал (характерное значение 2–3 часа) выходить на рабочий режим и приступать к набору данных. Данный критерий является достаточно важным, так как характер режима работы установки является эпизодическим и перерыв между сменами может составлять от одного до шести месяцев.

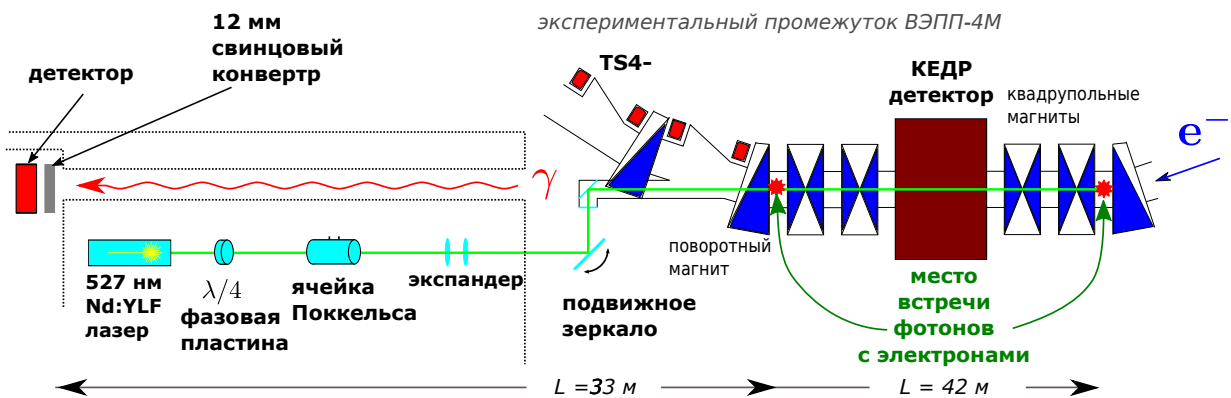


Рис. 13: Схема установки Лазерный поляриметр

## Лазерный поляриметр

Для измерения масс и лептонных ширин  $\Upsilon$ -мезонов требуется калибровка энергии пучка ВЭПП-4М в области энергий  $E = 5$  ГэВ. Поэтому для измерения поляризации было решено использовать эффект асимметрии обратно рассеянных циркулярно поляризованных фотонов на вертикально поляризованных электронах. Схема установки изображена на рисунке 13. В качестве источника фотонов используется твердотельный импульсный лазер на основе легированного неодимом кристалла иттрий-литиевого фторида (Nd:YLF) со светодиодной накачкой. Длина волны 527 нм, средняя мощность лазера 2 Вт, максимальная частота повторения импульсов 4 кГц, длительность импульса 5 нс. При помощи фазовой пластинки формируется циркулярная поляризация лазерного луча. Переключение между левой и правой поляризациями осуществляется КД\*Р ячейкой Поккельса с полувольтовым напряжением 3,1 кВ.

Лазерный луч, поляризация которого изменяется при помощи ячейки Поккельса, фокусируется на электронном пучке. Обратно рассеянные комптоновские гамма-кванты после конвертации в электрон-позитронные пары в 12 мм свинца регистрируются при помощи двухкоординатного газового детектора на основе тройных ГЭУ.

В 2021 году введён в эксплуатацию новый двух-

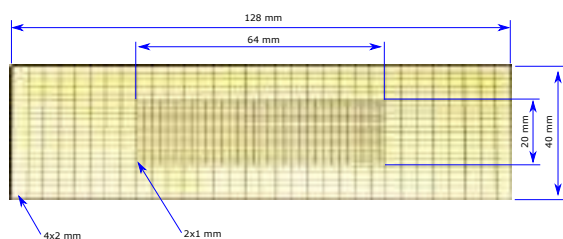


Рис. 14: Считывающая структура детектора лазерного поляриметра.

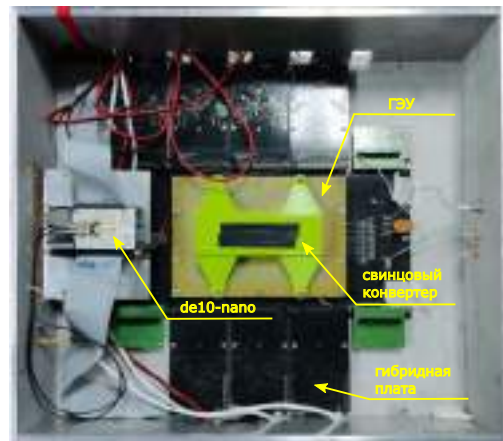


Рис. 15: Внешний вид детектора лазерного поляриметра

координатный детектор с падовой структурой. Размер чувствительной области детектора составляет  $128 \times 40$  мм<sup>2</sup>. Центральная область размером  $64 \times 20$  мм<sup>2</sup> состоит из падов размером  $2 \times 1$  мм<sup>2</sup>, периферийная область состоит из падов размером  $4 \times 2$  мм<sup>2</sup> (рис. 14). Внешний вид детектора изображен на рисунке 15. Сигналы со считывающей структуры оцифровываются гибридными платами на основе чипа DMXG-64 разработки ИЯФ. В этом году введено в эксплуатацию 6 из 10 плат, покрывающие центральную чувствительную область.

Реализована новая методика определения поляризационного эффекта с использованием совместной подгонки двумерных распределений зарегистрированных в детекторе гамма-квантов для левой и правой поляризации лазерных фотонов (Рис. 16). С использованием нового детектора и нового способа обработки данных получена и измерена поляризация пучка, а также выполнена калибровка энергии вблизи  $\Upsilon(1S)$  резонанса (рис. 17). Степень поляризации пучка, определённая по времени радиационной поляризации  $1567 \pm 368$  с составляет  $0,67 \pm 0,16$ . Теперь для быстрой и надёжной ка-



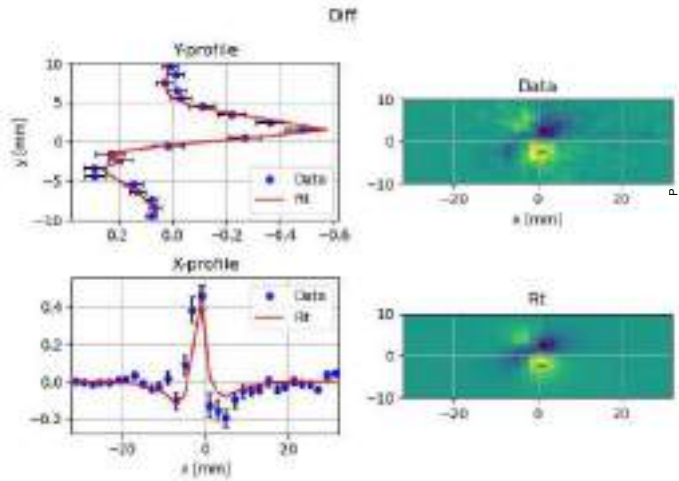


Рис. 16: Нормированная разность двумерных распределений для левой и правой поляризации лазера с результатом подгонки.

Калибровки энергии в планируемом эксперименте по измерению массы  $\Upsilon(1S)$  мезона требуется увеличить интенсивность комптоновского рассеяния путём установки охлаждаемого водой медного зеркала, а также автоматизировать процесс измерения энергии.

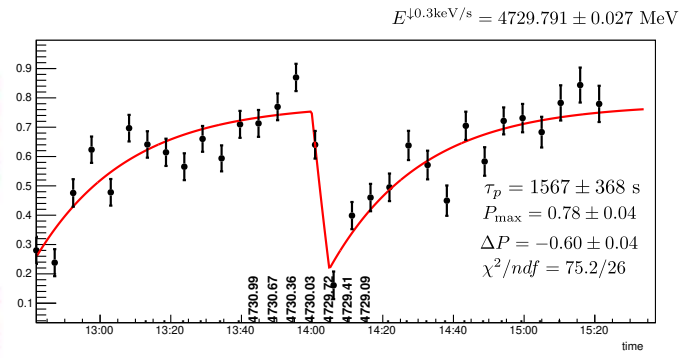


Рис. 17: Калибровка энергии вблизи в области  $\Upsilon(1S)$  резонанса. Ведень процесс радиационной поляризации Соколова-Тернова до и после резонансной деполяризации.

## УЧАСТИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS на LHC в 2021 году

### Измерение прозрачности кристаллов электромагнитного калориметра детектора CMS.

В связи с планируемым началом RUN3 в 2022 году в течение 2021 года осуществлялась подготовка электромагнитного калориметра для работы в режиме набора данных. В рамках этого в течении года проводились серии включений калориметра и набора данных в космических заходах. Кроме того, были проведены заходы при включенном магните детектора и при наличии тестовых пучков в LHC. После всех этих включений требовалось получить данные по прозрачностям кристаллов, провести проверку и сохранить данную информацию в базу данных.

Координатором системы лазерной калибровки электромагнитного калориметра является Димова Т.В. В рамках работы по координации работы системы лазерной калибровки начиная с сентября осуществлялось согласование работ с координаторами других подсистем электромагнитного калориметра. Кроме того, во время проводимых заходов осуществлялась поддержка нескольких веб-страниц, с помощью которых дежурные на детекторе могут отслеживать текущее состояние системы. Была восстановлена работоспособность веб-страницы, с помощью которой отслеживается качество проводимых измерений.

Для осуществления процесса измерения прозрачностей и сохранения информации в базу данных в режиме онлайн было задействовано новое программное обеспечение. Одной из причин создания нового программного обеспечения была необходимость ускорения появления измеренных прозрачностей в базе данных. Старая версия программного обеспечения позволяла начать обработку данных только после окончания текущего захода, который может продолжаться до 12 часов. В итоге среднее время задержки поступления данных в базу данных было около суток. Распределение по времени задержки загрузки данных в базу данных для новой программы приведено на рис.1. Измерения проводились во время тестовых заходов в ноябре. Далее была произведена проверка стабильности работы новой программы. За период с начала сентября до конца ноября наблюдалось всего два сбоя работы программы, один из которых был связан с проблемами связи в компьютерной ферме, а другой с поломкой во внешней электронике.

Также было проведено исследование корректности получаемых с помощью новой программы данных. Проверка была произведена на данных 2018 года. Для проведения сравнения был выбран временной диапазон, сочетающий в себе как период без светимости, так и периоды с маленькой и большой светимостью. Пример сравнения результатов использования старой и новой программы на основе двух кристаллов приведен на

рис.2. Исследование было проведено для всех кристаллов калориметра. Было показано, что новая программа работает корректно, хотя иногда могут иметься небольшие отличия. Так как в новой программе имеется возможность настройки параметров, влияющих на данные отличия, то работа по оптимизации данных параметров будет продолжена в ближайшие пару месяцев.

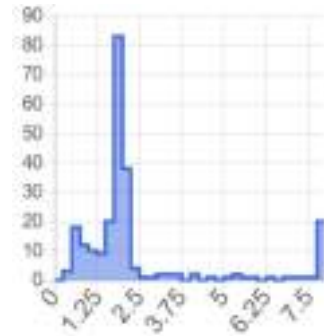


Рисунок 1. Время задержки между измерением и загрузкой в базу данных (в часах).

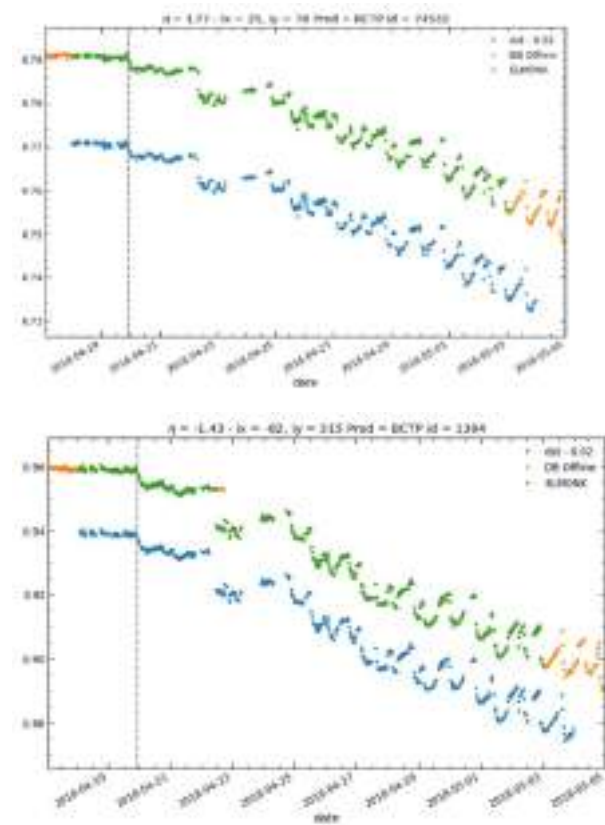


Рисунок 2. Сравнение результата работы старой и новой программы получения прозрачностей. Синим показаны сырые данные, оранжевым результат работы старой программы, а зеленым новой. Выступающие по краям оранжевые данные были оставлены для лучшей видимости сравниваемых данных. Линией показано время появления светимости на детекторе.

*DAQ MTD детектора CMS для Phase II. Тестовые стенды для проверки электроники баррельного временного слоя (BTL) и торцевого временного слоя (ETL).*

При светимости  $5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$ , планируемой для работы в Phase II, в детекторе CMS ожидается до 200 протон-протонных взаимодействий на одно столкновение пучков. Для разделения событий необходимо использовать 4D реконструкцию, то есть использовать не только координатную информацию с детектора, но и время регистрации частиц в детекторных системах. Для разделения событий в одном столкновении пучков время регистрации частиц в детекторе должно быть определено с точностью не хуже 30 пс. Поэтому в настоящее время ведётся разработка детектора MTD для измерения времени отлета минимально-ионизирующих частиц с временным разрешением лучше 30 пс. Группа НГУ участвует в DAQ MTD. А.Н.Козырев является координатором аппаратного обеспечения DAQ MTD.

**Стенд для проверки FE электроники системы MTD.**

Электроника системы MTD состоит из:

- FE (front-end electronics) электроники. Эта электроника выполнена на основе интегральных схем специального назначения (ASIC).
- платы концентратора (CC), предназначенной для сбора данных от FE электроники и медленного контроля. FE электроника и плата концентратора будет располагаться в непосредственной близости от детектора, то есть в радиационной зоне.

- BE (back-end electronics) электроники, находящейся в защищённом от радиации зале. Эта электроника получает данные от платы концентратора и передаёт их в систему сбора данных (ССД).

Для проверки электроники системы сбора данных системы BTL и системы ETL детектора CMS были созданы тестовые стенды. Структура тестового стенда показана на рис.3. Стенд состоит из:

- отладочной платы Xilinx KCU105, которая отвечает за эмуляцию работы BE электроники с 10 канальным преобразователем электронных сигналов в оптические Fire Fly FMC.
- генератора тактовой частоты.
- модуля оптического разветвителя (Fibres cassette).
- платы концентратора (Concentrator Card - CC).
- источника питания (Power supply).
- осциллографа (Oscilloscope).
- серверной машины (PC).
- термостатирующего корпуса.

Стенды располагаются в ЦЕРНе в B27-R-005 и в Fermilab.

Программное обеспечение (firmware) аппаратной части описано в виде изолированных Модулей и Контроллеров ориентированных на конкретные задачи выполняемые платой. Каждый интерфейс IpGBT-FPGA имеет свой набор модулей и контроллеров, предназначенных для обмена данными с платами концентратора ("Payload modules" на рис.4). Все модули «нанизываются» на внутреннюю Шину проекта - ipBUS. Данная шина имеет 32 битную ширину, как для данных, так и для адресов Модулей.

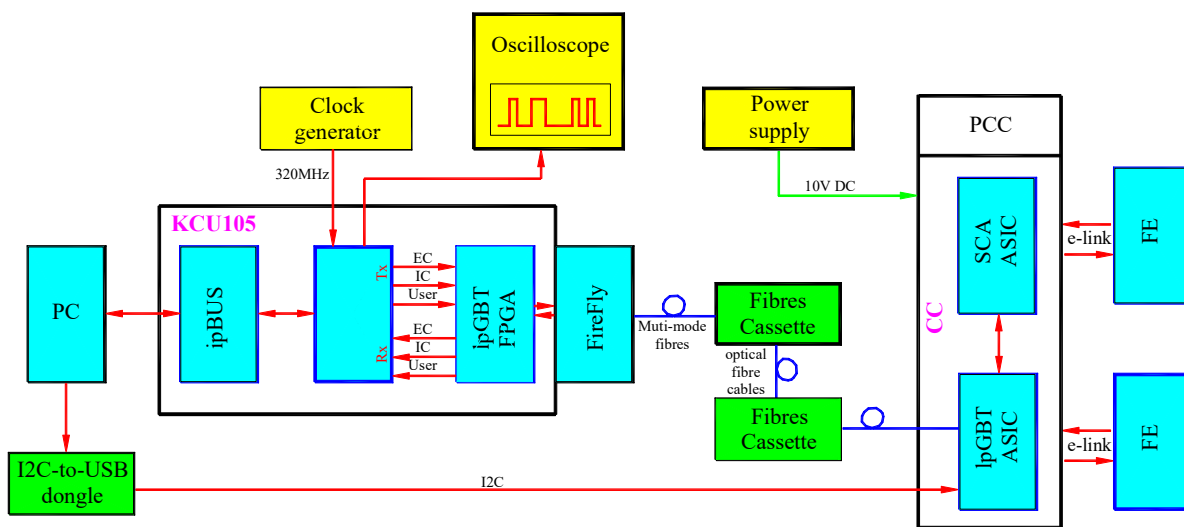


Рисунок 3. Тестовый стенд MTD, функциональная схема.

Обмен данными с IpGBT-ASIC происходит по двум оптическим линиям передачи.

Для этого в состав IpGBT-FPGA входит приёмник данных (Uplink), работающий со скоростью 10,24 Гбит/сек, и передатчик данных (Downlink) – 2,56 Гбит/сек.

Через интерфейс IpGBT-FPGA происходит обмен с SCA-ASIC, то есть обеспечивается доступ к внутренним регистрам платы концентратора и управление/считывание данных с FE электроникой через E-Link.

Внутренние Ресурсы платы доступны для пользователя (программно) через контроллер Ethernet, входящий в состав интерфейса ipBUS. Контроллер Ethernet обеспечивает пакетный обмен данными между Блоком и ПК. В контроллере реализованы следующие протоколы: протокол канального уровня ARP (Address Resolution Protocol), протокол транспортного уровня UDP (User Datagram Protocol). Схема ранее разработанного стенда в основном сохранила свою структуру и все изменения касались внутренних модулей и контроллеров.

**Стенд для проверки FE электроники VTL группы.**

Электроника строится на основе ASIC чипов, которые называются TOFHIR ASIC. Эти чипы устанавливаются в модули по бшт. В этом году были произведены и протестированы два новых чипа - TOFHIR 2a и TOFHIR 2x. Это следующий этап развития чипа TOFHIR 1, который проверялся в прошлом году (рис.5).

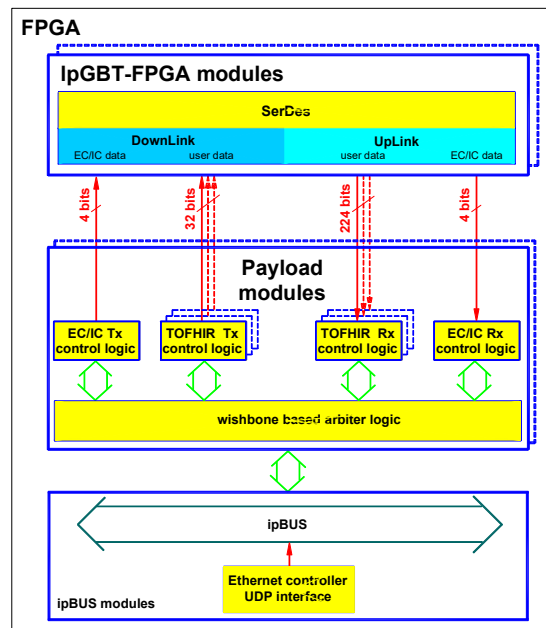


Рисунок 4. Блок-схема проекта для ПЛИС KCU105.

**RESYNC:**

v1: Minimum width: 1 clock cycle

RESYNC length <sup>a</sup>	Mode
0 – 3	Reset only time tag counter.
4 – 7	Reset core logic (everything except configuration registers contents).
8 –	Global reset.

**RX protocol: length, magic value, magic value position, packet structure**

v1		v2	
bits	Content	bits	Content
253..32	Register contents (222 bits)	303 – 280	0x2FAF51 magic value.
		279 – 272	Chip ID <sup>b</sup> .
		271	Read (0) or Write (1) mode.
23..20	0b0000 command	270 – 264	Register address.
18..16	CHIP_ID	263 – 256	Register length, as per table 11.
16..0	0xAF51 magic number	255 – 0	New register value <sup>c</sup> .

**TX protocol :**

Event data packets >>> changed packet structure (these are software changes)

Configuration reply packets >>> added packet type identifier

bits	Content
8 msb	1000 0001 packet type identifier.
other	Configuration register read-back value.

Рисунок 5. Основные изменения в чипе TOFHIR 2 в сравнении с TOFHIR 1.

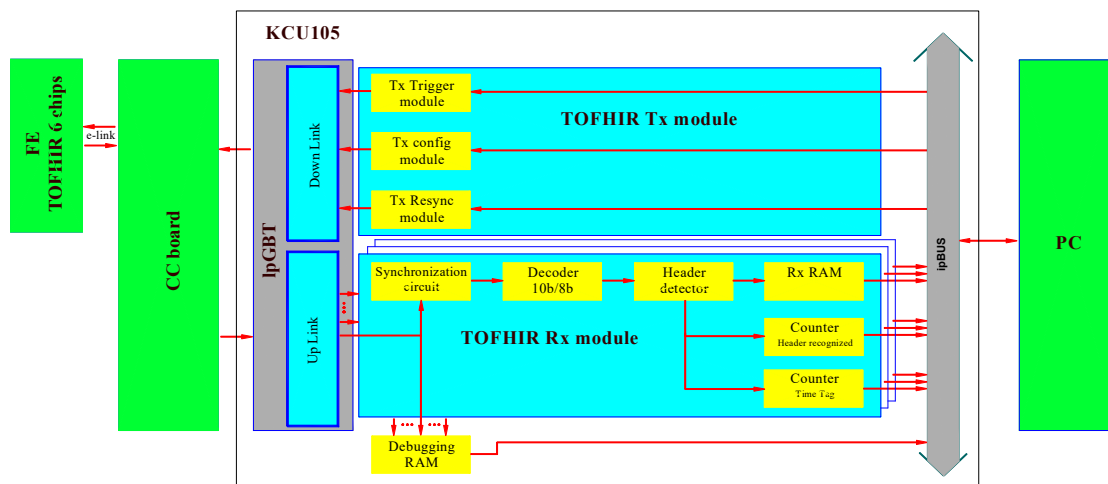


Рисунок 6. Блок-схема модулей коммуникации с FE электроникой.

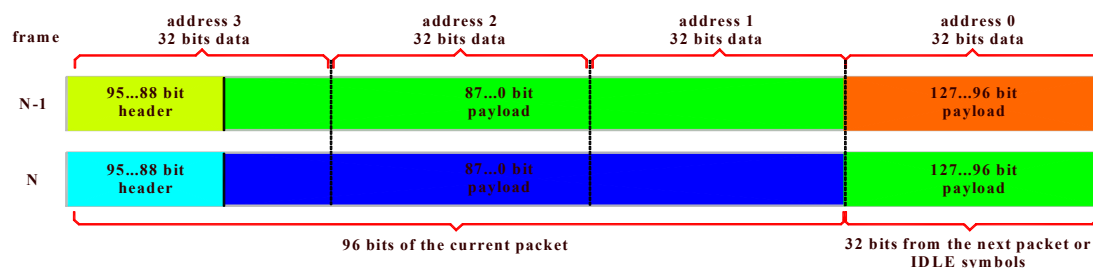


Рисунок 7. Структура кадра RxRAM.

Для управления чипами TOFHIR 2 были переделаны три модуля в соответствии со спецификацией чипов – модуль Триггера (Tx Trigger module) и Ресинхронизации (Tx Resync module, рис.7) для запуска измерения и сбросов внутренних ресурсов чипа, модуль Конфигурации (Tx Config module, рис.6) для управления режимами работы чипов.

Для приёма данных от FE электроники был переделан модуль TOFHIR Rx module в соответствии со спецификацией чипов. Пакеты, получаемые от чипа TOFHIR 2 делятся на три категории: информационный пакет, ответный конфигурационный пакет и пакет пересчитанных событий.

Каждый информационный пакет имеет фиксированный размер 96 бит, из которых 8 бит это заголовок

фрейма и 88 бит это информационные данные. Все пакеты сохраняются в буферной памяти RxRAM размером 256 фреймов, которая доступна для чтения через ipBUS интерфейс. Структура кадра буферной памяти показана на рис.7. Каждый кадр содержит не только текущий фрейм, но часть последующего для контроля целостности передачи. Таким образом, можно отслеживать пропавшие пакеты при получении их один за другим.

Каждый модуль TOFHIR Rx module также содержит частотомер полученных информационных пакетов, и счётчик меток времени - момента прихода информационных пакетов.

Было выполнено моделирование работы всех модулей (Рис.8,9,10).

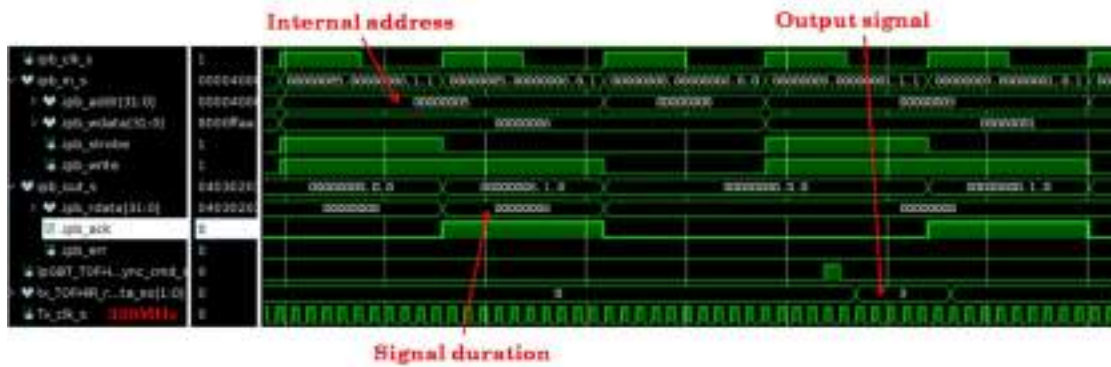


Рисунок 8. Моделирование работы модуля ресинхронизации (Tx Resync module).

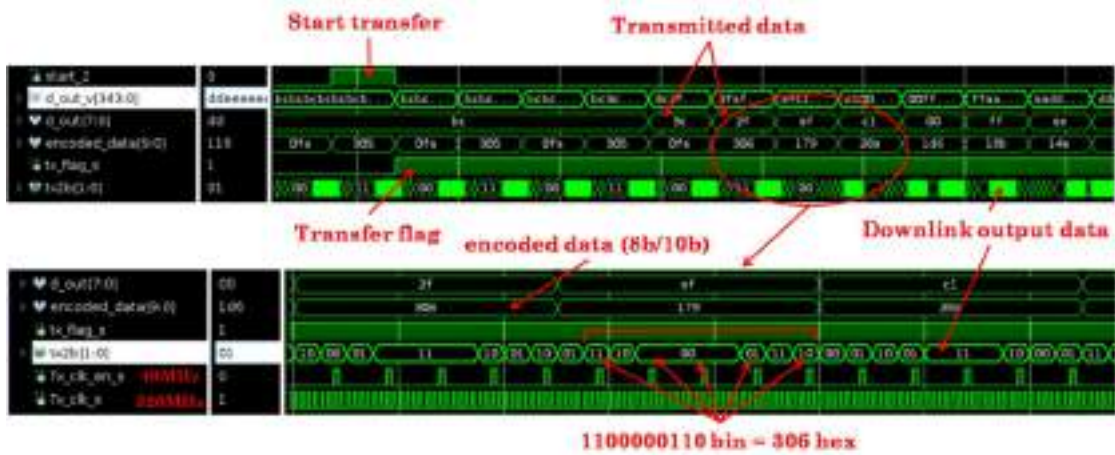


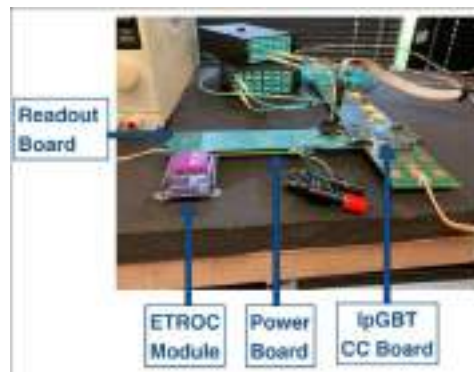
Рисунок 9. Моделирование работы модуля конфигурации (Tx Config module).



Рисунок 10. Моделирование работы модуля приема данных (Rx module).



а)



б)

Рисунок 11. Стенд для проверки чипа ETROC: а) блок диаграмма, б) фотография стенда.

### Стенд для проверки FE электроники ETL группы.

В этом году группа также принимала участие в создании стенда для проверки чипа ETROC, который планируется использовать для торцевой части системы MTD.

На рис.12 показана блок-схема модуля приема данных с микросхемы ETROC. Поиск заголовков пакетов реализован в модуле Rx module. Модуль рассчитан на прием до 4 пакетов. Rx module работает следующим образом: Входные 32-битные данные объединяются в 64-битное слово. Для поиска заголовка SOF (EOF) используется тридцать одна схема совпадения битовой маски SOF (EOF) заголовка с 64-битным словом входных данных. Каждая маска сдвигается на 1 бит. Когда приходит сигнала запуска (L1A) устанавливается флаг, разрешающий запись в приемную память (RX RAM).

В случае, если заголовок SOF найден, начинается запись. Запись в приемную память (RX RAM) заканчивается, когда обнаруживается заголовок EOF или когда память заполнена. При чтении данных с последнего (максимального) адреса памяти счетчик адресов сбрасывается, и модуль готов к приему нового набора пакетов.

Также было выполнено моделирование работы модуля приема данных (рис.13).

На вход модуля поступали искусственно созданные пакеты данных (короткой длины) с разными битовыми сдвигами. На верхней диаграмме показано, как алгоритм работает для одного пакета. Красные стрелки показывают моменты нахождения заголовков SOF и EOF. Желтая стрелка показывает битовые сдвиги заголовка SOF. На нижней диаграмме показаны три пакета с разными битовыми сдвигами.

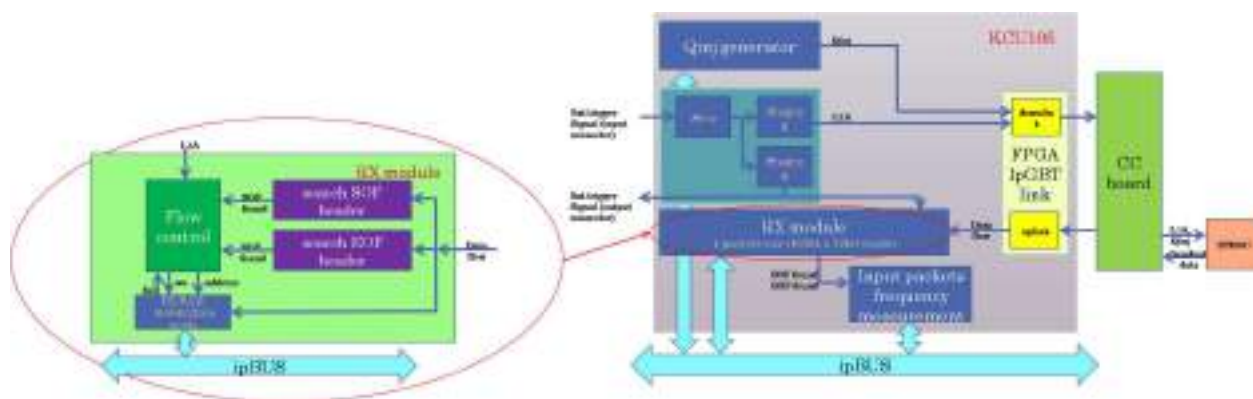


Рисунок 12. Блок-схема модуля коммуникации чипом ETROC.

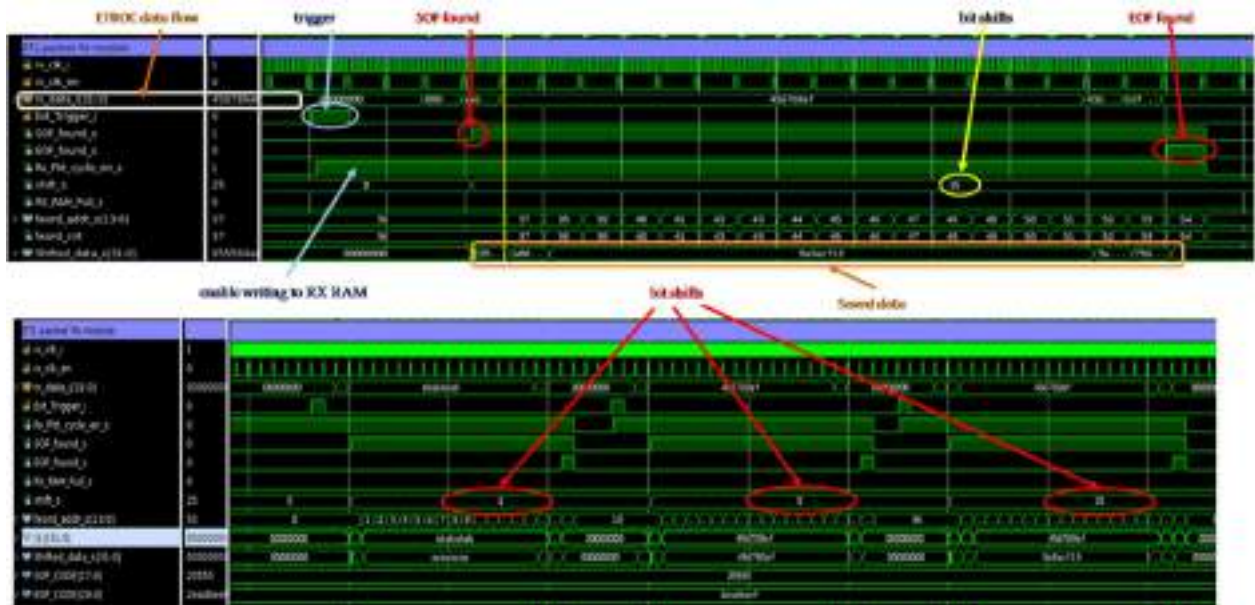


Рисунок 13. Моделирование работы модуля приема данных (Rx module).

### Программное обеспечение для ССД MTD.

В настоящий момент наша группа также занимается созданием программного обеспечения для системы сбора данных (DAQ) системы MTD. Общий принцип работы реализуемого программного обеспечения представлен на рис.14.

Программное обеспечение реализовано на языке программирования Python и содержит различные

классы и методы, используемые для конфигурации, калибровки и считывания оцифровывающей электроники. Данный framework разрабатывается с возможностью одновременного применения для BTL и ETL систем MTD. Программное обеспечение продемонстрировало свою работоспособность при работе с чипами TOFHIR 2a, TOFHIR 2x на стенде BTL MTD, где были проведены различные тесты по набору данных от тестового импульса и от лазерного импульса.

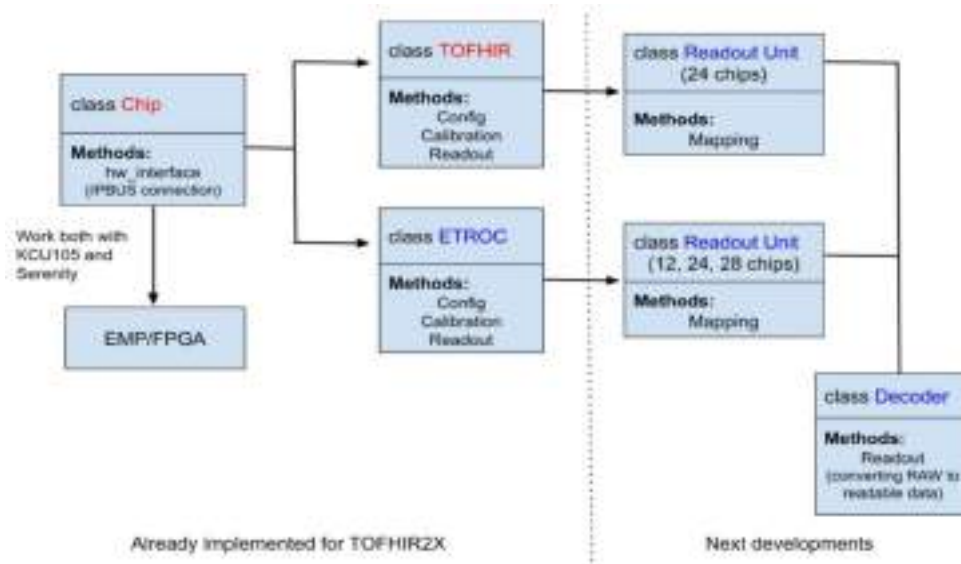


Рисунок 14. Блок-схема программного обеспечения DAQMTD.

### Результаты.

В этом году были созданы тестовые стенды для проверки FE электроники систем BTL и ELT детектора CMS. Были изучены необходимые интерфейсы и протоколы передачи данных, написан и отлажен проект для ПЛИС отладочной платы KCU105, проведено моделирование, создано программное обеспечение для

работы со стендами. В настоящий момент на стендах идут измерения параметров FE электроники.



## Радиационные тесты на источнике нейтронов.

В 2021 году были продолжены совместные работы НГУ и ИЯФ СО РАН, по организации на базе установки БНЗТ (ИЯФ СО РАН) источника быстрых нейтронов с максимальной энергией до 15 МэВ. После завершения модернизации установки одной из первых задач будут радиационные тесты элементов системы лазерной калибровки электромагнитного калориметра CMS для проверки возможности ее работы в Phase II. Интенсивность потока нейтронов позволяет достичь в сеансе облучения интегрального потока до  $10^{14}$  нейт/см<sup>2</sup>. Генерация быстрых нейтронов происходит на литиевой мишени толщиной 100 мкм в реакции  $d+{}^7\text{Li} \rightarrow n+X$ . Энергетический спектр нейтронов от этой реакции приведен на рисунке 15. Средняя энергия нейтронов равна 5,7 МэВ. За мишенью расположен свинцовый концентратор высотой 1000 мм с толщиной стенок 100 мм и внутренним сечением 350x350 мм<sup>2</sup>.

Осуществление успешной работы установки БНЗТ в режиме генерации быстрых нейтронов открывает широкие возможности организации на ее базе целого спектра научных и прикладных исследований по радиационной стойкости приборов, оборудования и конструкционных материалов, как для физики высоких энергий, так и других научных и прикладных задач.

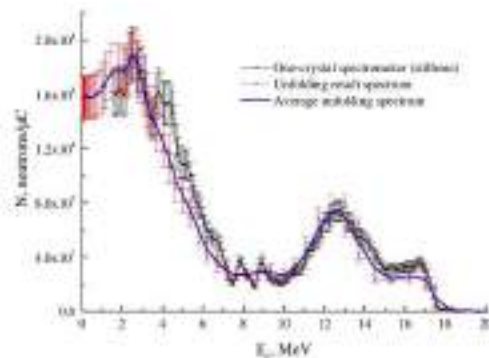


Рисунок 15. Энергетический спектр нейтронов в реакции  $d+{}^7\text{Li} \rightarrow n+X$ .

Для реализации режима генерации быстрых нейтронов на установке БНЗТ были проведены расчеты, отобраны слабо активируемые конструкционные материалы и комплектующие, сконструированы и изготовлены все требуемые для реализации режима генерации быстрых нейтронов элементы: вакуумная камера с шиберами и охлаждаемой диафрагмой, свинцовый концентратор и мишенный узел. Все необходимые конструкторские работы и расчеты, включая моделирование в среде FLUKA, приобретение материалов и комплектующих для вакуумного тракта были выполнены в 2020 году совместно ИЯФ и НГУ. Изготовление всех указанных выше частей выполнялись на экспериментальном производстве ИЯФ. Окончательная сборка производилась силами группы НГУ. Вновь созданная часть установки БНЗТ для радиационных испытаний с быстрыми нейтронами показана на рис. 16.

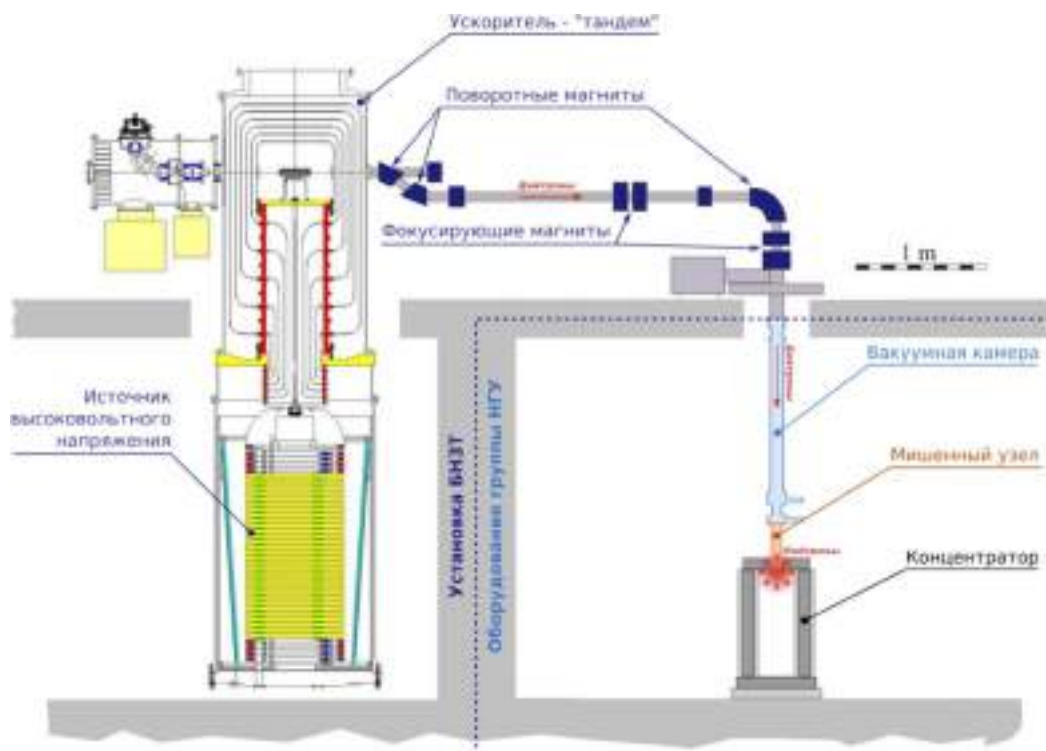


Рисунок 16. Установка БНЗТ и ее модернизация для радиационных тестов на быстрых нейтронах.

## Вакуумная камера

Общий вид разработанной вакуумной камеры для транспортировки пучка дейтронов до мишенного узла показан на рис. 17.

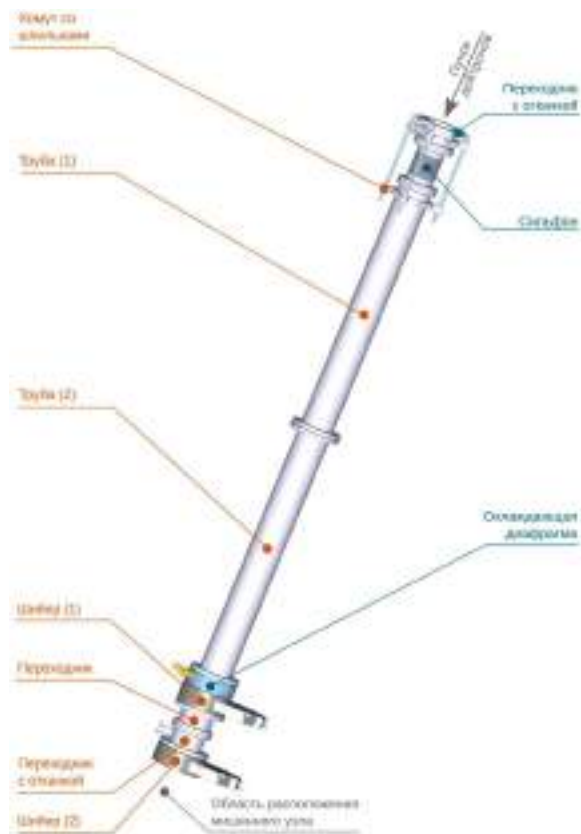


Рисунок 17. Вакуумная камера с обозначением ключевых элементов.

Внутренний диаметр камеры равен 98 мм при толщине стенок 5 мм. Камера изготовлена из стали 12Х18НТ. Конструкция вакуумной камеры предусматривает возможность быстрой смены мишенного узла. Для этого используются два алюминиевых шибера с ручным управлением позволяющие отсечь мишенный узел от основного тракта, не нарушая вакуумную целостность последнего. В противном случае потребовалось бы значительно время для откачки попавшего в камеру воздуха.

Возможность сравнительно точного вертикального позиционирования камеры от точки ее стыковки с основным вакуумным трактом установки БНЗТ относительно положения мишенного узла в концентраторе обеспечивается сильфоном, находящимся в верхней части камеры.

Для защиты шиберов и последующих элементов тракта от их прожигания пучком дейтронов, например, по причине ухода пучка в сторону при нарушении магнитных полей в поворотном магните или вследствие значительного гало пучка, предусмотрена охлаждающая диафрагма.

В течении 2021 года все основные части вакуумной камеры были произведены, собраны и проверены на

вакуумную плотность. После этого они были смонтированы на установке БНЗТ. Элементы вакуумной камеры, а также часть камеры в сборе, показаны на рис. 18.



Рисунок 18. Изготовленные части вакуумной камеры (слева) и частично собранная камера в области подключения мишенного узла (справа).

## Мишенный узел.

Мишенный узел предназначен для конвертации пучка дейтронов в нейтроны. Данный процесс происходит в тонком (100 мкм) слое лития, который напыляется на медную подложку мишенного узла. Ввиду большой интенсивности пучка дейтронов, приводящей к сильному нагреванию медной подложки, последняя требует охлаждения. Для этого в конструкцию был включен охлаждающий водяной канал. При этом сама подложка имеет специальную спиралевидную структуру (рис.19) на внутренней стороне, выступающую одновременно и как радиатор и как организатор водного потока (из геометрического центра медной подложки к краям с последующим отводом).



Рисунок 19. Принцип водяного охлаждения медной подложки мишенного узла: основание из алюминиевого сплава (слева) и медная подложка — видно внутреннюю часть непосредственно примыкающую к основанию (справа).

Поскольку данная конструкция мишенного узла, обусловленная требованиями на компактную геометрию

для расположения в концентраторе, не позволяет проводить измерения положения пучка дейтронов прямыми оптическими измерениями, в основании предусмотрены 9 каналов для датчиков измерения температур (рис.20). Предполагается выполнять измерения положение пучка дейтронов по полученной температурной карте.

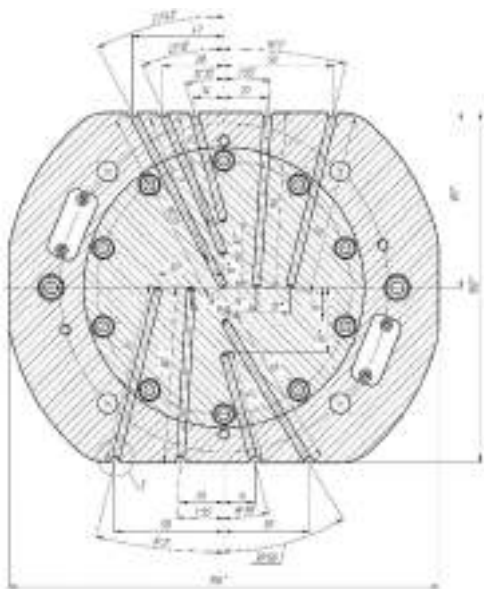


Рисунок 20. Чертеж расположения каналов в основании для ввода датчиков измерения температуры.

Основание из алюминиевого сплава АМц 14, с установленной в нем медной подложкой (рис.21), в свою очередь монтируется на корпус мишенного узла.



Рисунок 21. Общий вид медной подложки, установленной в основание мишенного узла.

В качестве материала для корпуса также используется алюминиевый сплав. Последний применяется и для изготовления всего крепежа мишенного узла. Выбор алюминиевого сплава продиктован требованием на выбор материала, имеющего как можно меньший уровень активации после сеансов работ с пучком нейтронов.

Общий вид мишенного узла показан на рис. 22. Конструкция мишенного узла предусматривает сравнительно быструю смену подложки (например, по причине испарения литиевого напыления и связанного с этим падением эффективности конверсии пучка нейтронов). Для обеспечения герметичности тракта водяного

охлаждения в области перехода корпус-основание используются фитинги производства концерна Camozzi (рис.22). Собранный мишенный узел был успешно испытан при рабочем давлении дистиллята 4 атм в трассе.

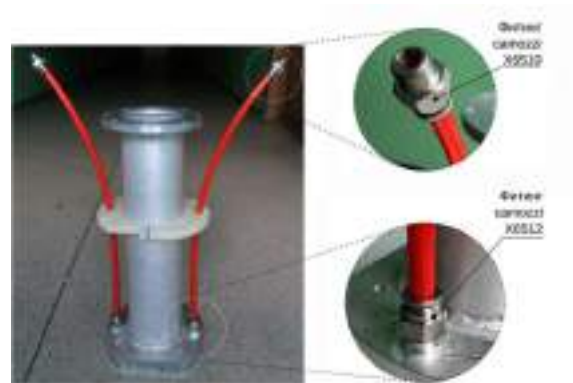


Рисунок 22. Общий вид собранного мишенного узла.

### Концентратор.

Замыкающим в линии, после вакуумной камеры и мишенного узла, является концентратор. Последний представляет собой полый параллелепипед - стенки, дно и крышка которого выполнены из свинцовых листов толщиной 10мм. Внутренняя и внешняя обечайки, изготовленные из дерева и собранные с помощью деревянных шпонов и столярного клея, применяются для фиксации листов свинца (покраска, обрезание в размер), а также изготовление обечайек, выполнялась на экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН.

Для обеспечения минимального уровня активации используется особо чистый свинец марки С0. Данная марка свинца была выбрана на основании серии экспериментов, в которых разные марки свинца (С0, С1 и С3) были подвернуты облучению нейтронами с энергиями около 1 МэВ и, затем, измерены на уровень остаточной радиоактивности. В этом плане необходимо отметить, что предварительно, исходя из аналогичного критерия для выбора марки свинца на остаточную активацию, был проведен отбор материалов, предполагаемых к использованию в конструкции концентратора. Общий вид концентратора показан на рис. 23.

Внутренний объем концентратора равен  $350 \times 350 \times 1000 \text{ мм}^3$ . Толщина стен внутренней и внешней деревянных обечайек равно 40 мм, между обечайками находятся листы свинца — суммарная толщина которых составляет 100 мм. Аналогичная толщина свинца набрана для крышки и дна концентратора. Суммарный вес концентратора составляет около 4000 кг. Для транспортировки концентратора в рабочее положение и вывод его из зоны облучения используется гидравлическая тележка с максимальной грузоподъемностью в 5000 кг.



Рисунок 23. Общий вид концентратора: а) трехмерная модель (крышка не показана); б) и с) концентратор в процессе сборки; д) полностью собранный концентратор с установленной свинцовой крышкой; е) отверстие в крышке концентратора для ввода мишенного узла.

Для ослабления потока нейтронов, выходящих через отверстие в крышке концентратора в зазоре между мишенным узлом и свинцовыми листами предусмотрено использование борной кислоты, расфасованной в мешки. Схема продольного сечения концентратора с расположенным в нем мишенным узлом показана на рис. 24.

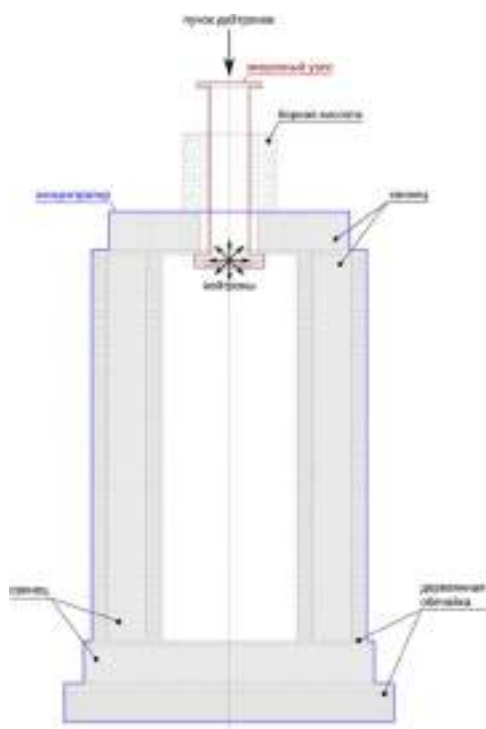


Рисунок 24. Схема продольного сечения концентратора с расположенным в нем мишенным узлом (вакуумная камера в верхней части не показана).

### Планы на 2022 год.

Материалы и необходимое экспериментального оборудования для проведения экспериментов прибыло в Новосибирск в декабре 2021 года. После этого на установке БНЗТ запланированы следующие работы:

- получение пучка дейтронов с малыми токами для калибровки, получаемой на пучке быстрых нейтронов дозы;
- затем в течение времени, необходимого для набора на пучке нейтронов дозы 1014, установка непрерывно работает на программу исследований радиационного старения материалов, оценка требуемого времени составляет около 1 календарного месяца.

В свою очередь команда НГУ также начинает, одновременно с БНЗТ, освоение полученной экспериментальной базы. Далее, по мере готовности установки БНЗТ на эксперимент, из числа сотрудников НГУ будет организована экспериментальная команда для проведения исследований.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ BELLE И BELLE II

### Основные результаты.

Основным направлением группы ученых института является сотрудничество в области физики элементарных частиц с Лабораторией Ускорителей высоких энергий (КЕК), Цукуба, Япония, являющейся одной из крупнейших и быстро развивающихся лабораторий мира в области физики высоких энергий. В последние годы руководство КЕК активно расширяет международное сотрудничество с целью сделать КЕК международным центром в этой области физики. Одним из основных экспериментов в физике элементарных частиц в Японии в настоящее время является изучение CP-нарушения в распадах B-мезонов с детектором Belle II на электрон-позитронном накопителе с очень высокой светимостью (так называемой B-фабрике).

Группа сотрудников института принимает активное участие в проектах Belle и Belle II с самого их начала. Новосибирские физики внесли большой вклад в создание электромагнитного калориметра детектора Belle как на этапе проектирования, так и при изготовлении элементов этого самого большого в мире калориметра на основе монокристаллов йодистого цезия, его сборке и наладке.

В 2010 году детектор Belle был остановлен для модернизации. Набранная к настоящему моменту интегральная светимость превышает 1040 обратных фемтобарн. Сейчас продолжается обработка этих экспериментальных данных. Запуск модернизированного детектора Belle II на электрон-позитронном суперколлайдере SuperKEKB состоялся в марте 2019 года. Эксперимент Belle II, созданный международной коллаборацией, включающей более 900 ученых из 26 стран и 112 научных институтов, осуществит набор данных, превосходящий объем данных своего предшественника, эксперимента Belle, более чем в 50 раз. Основная задача групп-участников эксперимента во время набора данных – обеспечение стабильной и корректной работы всех подсистем детектора Belle II.

Сотрудники института сыграли ключевую роль в модернизации калориметра и в настоящее время принимают активное участие как в поддержании работы детектора, так и в обработке набранных экспериментальных данных.

### Изучение распадов $Y(5S) \rightarrow Y(1,2S)\eta$ .

Измерение ширин переходов между боттомониями с излучением  $\eta$  или  $\eta'$ -мезонов позволит лучше понять структуру возбужденных состояний боттомония и, возможно, поможет разрешить несоответствия между предсказаниями феноменологических моделей и экспериментальными результатами. Так, модель мультипольного разложения КХД предсказывает заметное подавление переходов с излучением  $\eta^{(\prime)}$ -мезонов по срав-

нению с переходами с излучением  $\pi^+\pi^-$  системы, однако в некоторых случаях измеренные ширины переходов не согласуются с этой гипотезой:

- $\Gamma(Y(2S) \rightarrow Y(1S)\eta)$  в два раза меньше ожидаемой;
- $\Gamma(Y(4S) \rightarrow Y(1S)\eta)$  на два порядка выше предсказаний.

Группой сотрудников института ведется изучение подобных переходов с использованием уникальной статистики, набранной с детектором Belle при энергии в системе центра масс вблизи  $Y(5S)$ -резонанса. В результате анализа экспериментальных данных и моделирования методами Монте-Карло были идентифицированы основные источники фона. В результате удалось существенно уменьшить общий уровень фона и величину возможной систематической неопределенности, а также повысить статистическую значимость наблюдаемого сигнала  $Y(5S) \rightarrow Y(2S)\eta$  сразу в нескольких конечных состояниях, как показано на Рис. 1.

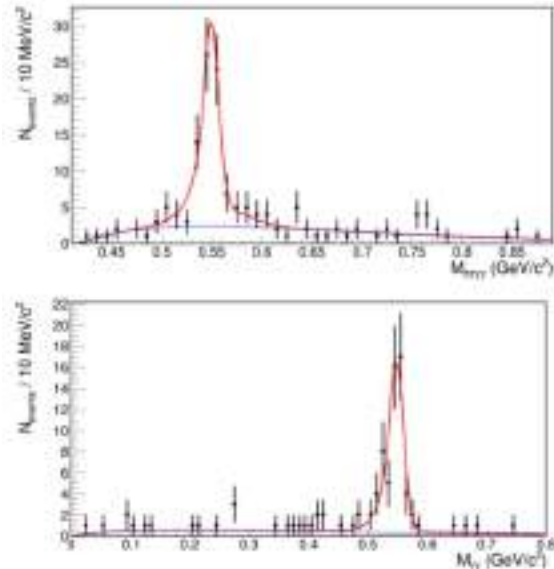


Рисунок 1. Распределение по инвариантной массе восстановленного  $\eta$ -мезона в процессе  $Y(5S) \rightarrow Y(2S)\eta$ . Сверху – сигнал в канале распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , снизу – в канале  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ . Точками показаны распределения экспериментальных данных со статистическими неопределенностями, линиями – результаты аппроксимации вклада сигнальных и фоновых событий.

Измерены следующие вероятности адронных переходов в системе боттомония:

$$B(Y(5S) \rightarrow Y(1S)\eta) = (0,85 \pm 0,15 \pm 0,08) \times 10^{-3},$$

$$B(Y(5S) \rightarrow Y(2S)\eta) = (4,13 \pm 0,41 \pm 0,37) \times 10^{-3},$$

$$B(Y(5S) \rightarrow Y(1S)\eta') < 6,9 \times 10^{-5}, \text{ CL} = 90\%.$$

По результатам исследований подготовлена статья, опубликованная в журнале Physical Review D.

## Изучение распадов $\tau$ -лептона в $h^+h^-h^+\nu$ .

Последние результаты экспериментов Belle и BaBar по измерению вероятностей распадов  $\tau \rightarrow h^+h^-h^+\nu$  не согласуются между собой. Разница вероятностей распадов с каонами в конечном состоянии превышает ошибку измерений. Особенно большая разница наблюдается для распадов с тремя заряженными каонами. Последний распад имеет максимально большое отличие, приведенное к ошибке измерения, среди всех распадов  $\tau$  лептона. Масштабный фактор для него достигает значения 5,4. В данной работе проведено независимое изучение вероятностей вышеназванных распадов.

Вероятности изучаемых распадов уменьшаются по мере роста числа каонов в конечном состоянии ( $\pi\pi\pi:K\pi\pi:KK\pi:KKK = 60:2:1:0,01$ ). Если пион идентифицируется как каон, событие из одного типа переходит в другой. Данный процесс называется фоном перетекания. Такой фон приводит к большой чувствительности к точности описания этого процесса идентификации пионов. В анализе были учтены события  $K^+\pi^-\pi^+$  и  $K^-K^+\pi^-$ . Распады  $\tau$  лептона в эти конечные состояния подавлены в Стандартной Модели. Имеющийся в нашем распоряжении интеграл светимости не позволяет увидеть их на эксперименте. Исходя из предположения, что таких распадов нет, было проверено качество описания процесса идентификации заряженных пионов. Был обнаружен систематический сдвиг, который связан с идентификацией пионов. Этот сдвиг присутствовал в предыдущей работе коллаборации Belle, его величина значительно превышала систематическую ошибку, связанную с идентификацией частиц.

Обнаружена корреляция между фотонными кластерами в калориметре и идентификацией заряженных частиц. Из-за условий отбора на такие кластеры в калориметре этот эффект тоже вносит вклад в систематический сдвиг. Для уменьшения систематической ошибки из-за идентификации пионов проведено независимое изучение этого процесса. Используя события распадов  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ , было значительно улучшено описание идентификации пионов.

Также были найдены необходимые и достаточные условия на параметры 4-импульсов реконструируемых продуктов распадов пар  $\tau^+\tau^-$ , которые следуют из закона сохранения энергии-импульса. Если заряженный пион идентифицируется как каон, эти соотношения могут нарушаться. Используя найденные соотношения, удалось получить условия отбора, которые существенно подавили фон перетекания и уменьшили систематическую ошибку. Кроме того, на сигнальных событиях был получен набор относительно чистых пионов. По этим событиям были адаптированы условия отбора на распад  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  таким образом, чтобы улучшить описание идентификации пионов для сигнальных событий. В результате систематический сдвиг значительно уменьшился.

Полученный предварительный результат лучше согласуется с измерениями BaBar. Противоречие сохраняется только для моды распада в  $KKK$ . Значительно

улучшены систематические ошибки в сравнении с прошлым измерением.

В этом году были исследованы систематические ошибки, связанные с моделированием сигнальных событий. Получены предварительные оценки, которые требуют некоторого уточнения. Кроме того, найдена и исправлена ошибка в вычислении весового коэффициента для перехода к модели распада  $K\phi$  в процессе  $\tau \rightarrow K^-K^+\pi^-\nu$ . Данная ошибка не повлияла на итоговой результат. Начато реферирование работы внутри коллаборации Belle. В результате этого процесса существенно улучшилось качество текста работы, в нем исправлены ошибки и опечатки. Проведены дополнительные исследования систематики, связанной с идентификацией пионов. Предлагается провести дополнительное изучение систематической ошибки, связанной с моделированием сигнала. Кроме того, мы планируем улучшить систематическую ошибку для распада  $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu$ .

## Поддержание работы калориметра детектора Belle II.

В настоящее время продолжается работа детектора Belle II на коллайдере SuperKEKB. Проектная светимость установки составляет  $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Новый эксперимент позволит измерить все углы треугольника унитарности с точностью несколько процентов и, возможно, позволит выйти за пределы Стандартной Модели. Кроме изучения механизма CP-нарушения, большой набор данных, полученный в этом эксперименте, позволит получить новые результаты по физике распадов  $B$ -,  $D$ -мезонов и  $\tau$ -лептона.

По сравнению с экспериментом Belle в калориметре произведена замена электроники на новую, которая обеспечивает непрерывную оцифровку сигналов со счетчиков и последующую подгонку данных откликом известной формы. Такая процедура позволяет определять, как энергию, так и время прихода сигнала. Использование временной информации позволяет в несколько раз подавить частоту возникновения ложных кластеров.

Схема калориметра показана на Рис. 2. Сигнал с предусилителя поступает на модуль формирователей-оцифровщиков, где он формируется и непрерывно оцифровывается. При приходе триггерного сигнала происходит подгонка оцифрованных данных сигналом известной формы с определением амплитуды и времени сигнала. Последняя информация считывается модулем коллектора и передается в систему сбора данных детектора. Модуль формирователей-оцифровщиков принимает сигналы с шестнадцати счетчиков. Кроме того, формирователь-оцифровщик вырабатывает быстрый сигнал суммы шестнадцати каналов с коротким временем формирования, который используется как входной сигнал нейтрального триггера. Калориметрическая электроника включает 52 9U VME крейта, в каждом из которых расположено 8–12 модулей формирователей-оцифровщиков, модуль коллектора и триггерный модуль (FAM).

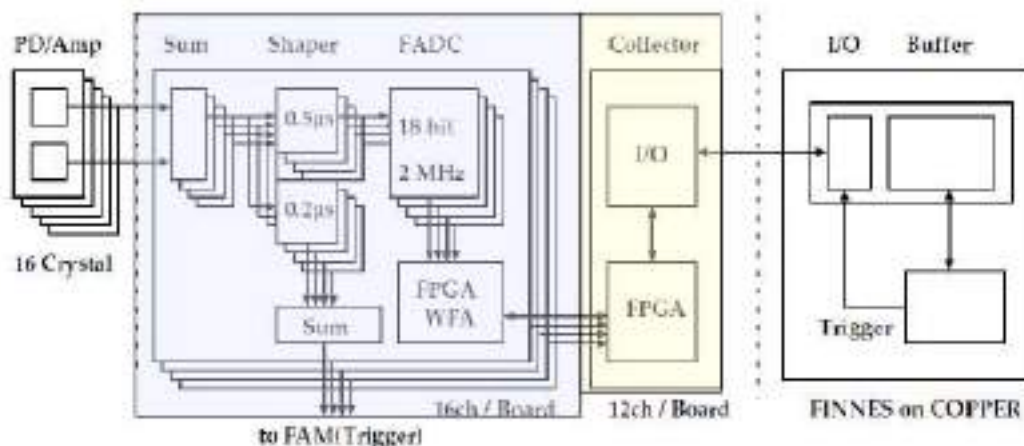


Рисунок 2. Схема электроники калориметра Belle II.

В течение 2021 года проводилась серия заходов с детектором Belle II на коллайдере SuperKEKB. Был получен новый мировой рекорд светимости  $3,1 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Команда сотрудников института обеспечивала мониторинг работы калориметра и качества данных с него. Ежедневно проводится калибровка электроники детектора. Стабильность временной и амплитудной калибровки электроники составляет лучше 2 нс и 0,3% соответственно, как показано на Рисунке 3. На основании данных, записанных в марте-июне, была проведена калибровка энергетических коэффициентов калориметра по событиям  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  и калибровка временных сдвигов по событиям упругого рассеяния. За этот период были выявлены неисправности, возникшие в трех платах ShaperDSP, и неисправные платы были заменены на запасные

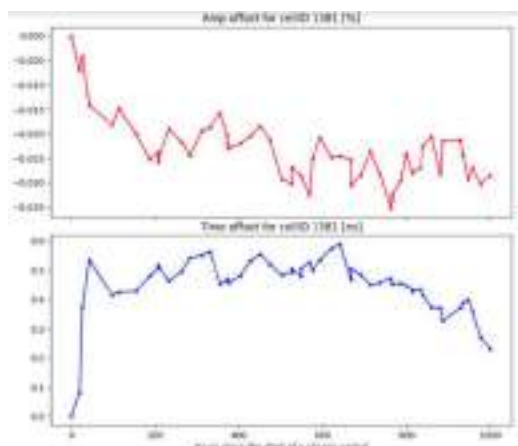


Рисунок 3. Временная зависимость амплитуды (сверху) и времени (снизу) электронной калибровки.

По событиям  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  (Рис. 4) была проведена оценка эффективности и энергетического разрешения калориметра. По направлению и импульсам мюонов можно восстановить энергию и направление фотона. На Рис. 5 показана эффективность калориметра в зависимости от угла для фотонов с энергией больше 2 ГэВ. На Рис. 6 показано полученное энергетическое разрешение калориметра для фотонов с энергией больше

1,2 ГэВ после выделения вклада разрешения процедуры восстановления энергии.

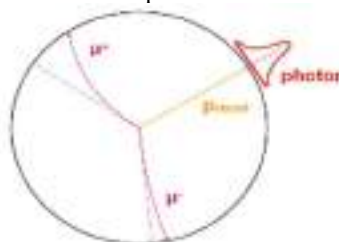


Рисунок 4. Кинематика процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ .

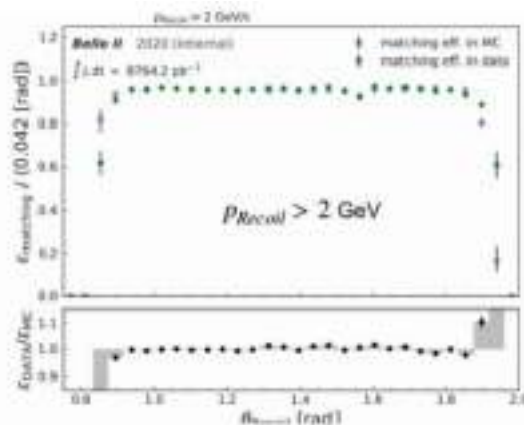


Рисунок 5. Эффективность реконструкции фотонов в зависимости от полярного угла.

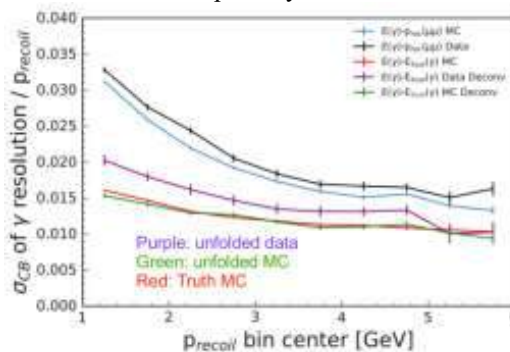


Рисунок 6. Энергетическое разрешение калориметра.

Электроника калориметра работает с 2017 года. Зимой 2021 года было обнаружено увеличение коэффициента поглощения сигнала в кабелях распределения времени, что явилось причиной нескольких сбоев системы сбора данных. Летом 2021 года, во время остановки коллайдера, была проведена замена этих кабелей на новые. Также были модернизированы платы распределения временных сигналов. После всех модификаций была проведена настройка электроники и калориметр был подготовлен к работе. Было показано, что калориметр обеспечивает стабильную работу вплоть до загрузок первичного триггера 35 кГц.

В течение года продолжалась разработка и усовершенствование программного обеспечения системы сбора данных калориметра. Были проведены модификации программ для использования новых функций. Было улучшена система медленного контроля калориметра. Был улучшен интерфейс программ для более удобного использования дежурными по системе.

С середины октября до середины декабря 2021 года проведен новый набор экспериментальных данных. В течение этого эксперимента было сделано сканирование по энергии в области  $Y(5S)$  мезона, а затем набор продолжился на энергии  $Y(4S)$ . Уровень шумов каналов калориметра определяется эффектом наложения сигналов пучкового фона. За текущий год был улучшен вакуум в кольце коллайдера и оптимизировано положение коллиматоров, что привело к подавлению фона, и, несмотря на увеличение тока пучков и светимости, величина шумов наложения сохранилась такой же, как и в прошлом году. Для цилиндрической части калориметра она составляет около 1–1,2 МэВ, как показано на Рис. 7.

### Модуль измерения светимости в реальном времени.

Помимо измерения энерговыделения, производимого частицами, проходящими через вещество калориметра, важной задачей торцевой части электромагнитного калориметра детектора Belle II является измерение светимости SuperKEKB в режиме реального времени. Измерение светимости производится по событиям упругого (Bhabha)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  рассеяния, а также двухфотонной аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ .

В течение 2021 года модуль измерения светимости продемонстрировал высокую надежность и стабильность работы. На Рис. 8 и 9 показан пример работы модуля измерения светимости за 24 часа, а также сравнение результатов измерения светимости в режиме онлайн с результатом более детального оффлайн анализа данных. По результатам работы эксперимента SuperKEKB/Belle II в сезоне 2020–2021 годов был набран интеграл светимости свыше  $170 \text{ фб}^{-1}$  при энергии в системе центра масс, соответствующей пику резонанса  $Y(4S)$ . Это почти в три раза превышает интегральную светимость сезона 2020 года. При этом достигнутая пиковая светимость  $3,1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  на сегодняшний день является рекордной для  $e^+e^-$  коллайдеров. Поскольку в 2021 году было принято решение о наборе данных при энергии в системе центра масс выше резонанса  $Y(4S)$ , программное обеспечение монитора светимости было модернизировано для автоматического учета поправки, связанной с изменением сечений физических процессов с энергией.

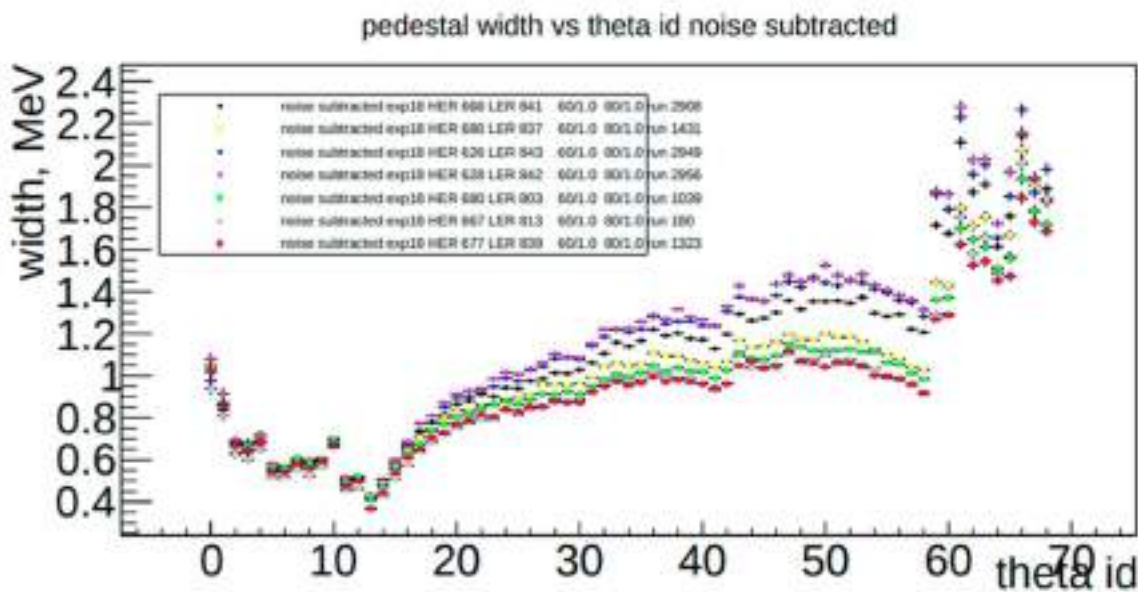


Рисунок 7. Уровень шумов в весеннем и осенних сезонах 2021 года.



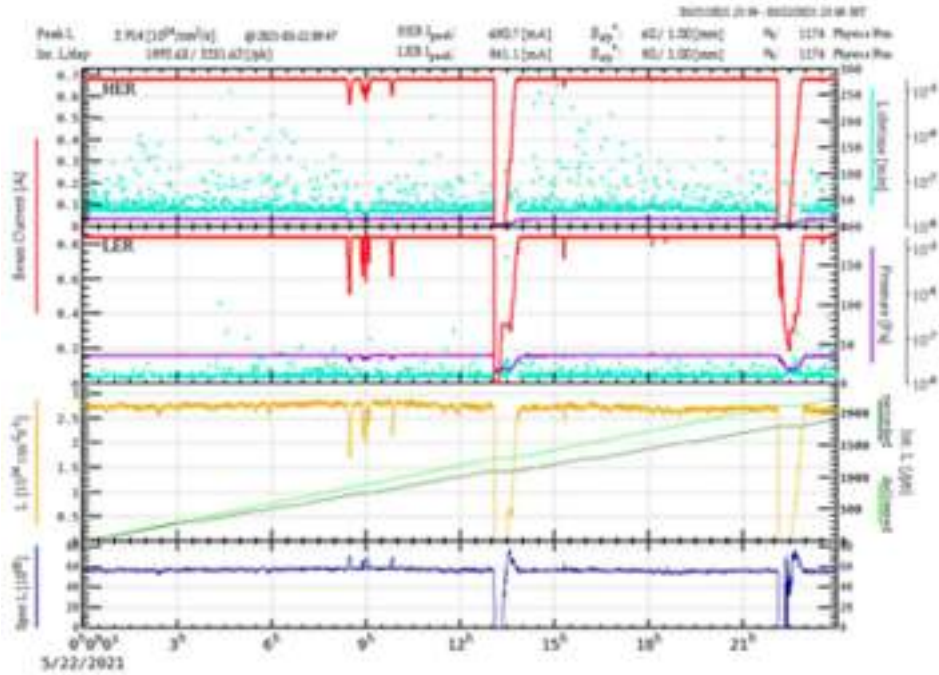


Рисунок 8. Результаты измерения светимости в онлайн режиме за 24 часа работы SuperKEKB.

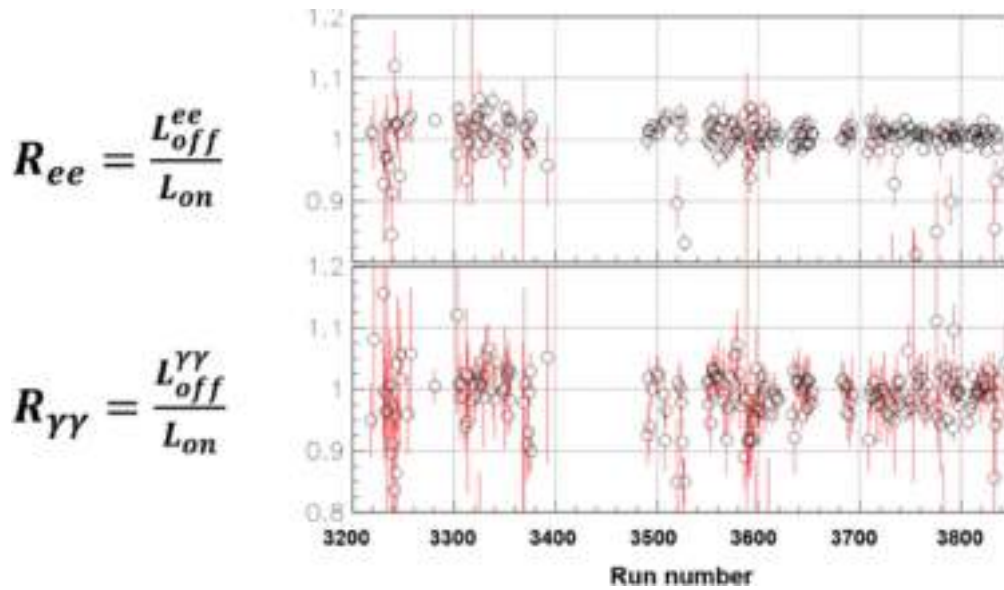


Рисунок 9. Сравнение результатов измерений светимости онлайн модулем и из более детального оффлайн анализа данных.

## КРИОГЕННЫЕ И ГАЗОВЫЕ ЛАВИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Работа по теме криогенных лавинных детекторов и газовых лавинных детекторов проводилась группой сотрудников лаб. 3-3 в нескольких направлениях:

1) Развитие двухфазных криогенных лавинных детекторов (КЛД) для низкофоновых экспериментов по поиску темной материи и регистрации нейтрино низких энергий.

2) Разработка новой методики идентификации ионов - с помощью измерения пробегов и ионизационных потерь ионов во время-проекционной камере (ВПК) низкого давления.

3) Участие в международных коллаборациях DarkSide по поиску темной материи и RD51 по развитию микроструктурных газовых детекторов.

Основной научный задел по этим направлениям сконцентрирован в совместной Лаборатории космологии и физики элементарных частиц (ЛКФЭЧ) Физического факультета НГУ и ИЯФ, созданной в 2011-2015 годах в рамках мегагранта НГУ (№11.G34.31.0047). Оборудование лаборатории территориально находится в ИЯФ в помещениях ЛКФЭЧ, арендуемых НГУ. В рамках мегагранта НГУ и гранта ИЯФ-РНФ (N 14-50-00080) в предшествующие годы были произведены значительные закупки оборудования, в результате чего были полностью укомплектованы криогенно-вакуумные системы разрабатываемого детектора темной материи и частично – системы зарядового и оптического считывания сигналов и считывающей электроники. Кроме того, была оборудована чистая зона для сборки детекторов.

В основе метода работы КЛД лежит усиление предельно слабых сигналов от ядер отдачи (образованных в криогенной жидкости от рассеяния частиц темной материи) в газовой фазе с помощью электролюминесцентного (ЭЛ) зазора и считывания оптического сигнала с помощью SiPM-матриц – либо напрямую, либо в составе комбинированного умножителя ГЭУ/SiPM-матрица (газовых электронных умножителей (ГЭУ) и кремниевых фотоумножителей (SiPM)).

В 2021 году в полном соответствии с планом работ были продолжены исследования по физике таких детекторов и их разработке. А именно, были продолжены исследования по двум актуальным направлениям: первое - детальное изучение формы ЭЛ сигнала; второе - измерение выходов первичных сцинтилляций в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном.

Первое направление исследований. Понимание формы импульса ЭЛ сигнала (S2 сигнала) необходимо для правильного анализа и интерпретации данных в двухфазных детекторах темной материи. Это особенно важно при поиске частиц темной материи малой массы с использованием «S2 only» анализа, где сигнал S1 слишком слаб и поэтому учитывается только сигнал S2. В данном направлении исследований формы ЭЛ сигналов в двухфазном аргоновом детекторе были

впервые систематически изучены в широком диапазоне приведенного электрического поля. Формы сигналов исследовались в различных конфигурациях считывания и спектральных диапазонах: с использованием криогенных ФЭУ и SiPM, со сместителем спектра и без него, в ВУФ и видимом диапазоне. Были обнаружены необычные медленные компоненты в ЭЛ сигнале. Их необычность заключалась в том, что постоянная времени и вклад компонент увеличивался с ростом электрического поля. В 2021 году измерения по этому направлению были закончены, и сейчас идет обработка данных и подготовка статей.

Второе направление исследований. Первичные сцинтилляции в жидком аргоне, используемые как сигнал от рассеяния частиц, интенсивно излучаются в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) за счет эксимерного механизма. С другой стороны, были указания на наблюдения сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне, хотя и с гораздо меньшей интенсивностью, характеристики которых и происхождение были до сих пор мало понятны. Тесно связанный с этим вопрос - сцинтилляции видимом диапазоне в жидком аргоне, с добавкой метана, интерес к которым связан с возможным использованием в нейтронном вето-детекторе для экспериментов по поиску темной материи. Однако хорошо известно, что даже небольшое количество примеси  $\text{CH}_4$  гасит первичные сцинтилляции в жидком Ar в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне, т.е. по «стандартному» механизму первичных сцинтилляций. Мы предположили, что упомянутые первичные сцинтилляции жидкого Ar в видимом диапазоне могут объясняться тормозным излучением электронов первичной ионизации на нейтральных атомах, а значит могут присутствовать и в смесях с метаном. Целью данного направления являлась проверка этой гипотезы для смеси жидкого аргона с метаном.

Бали впервые систематически изучены свойства таких сцинтилляций, как в чистом жидком аргоне, так и в его смесях с метаном. В частности, был измерен абсолютный выход сцинтилляций в видимом диапазоне: в чистом жидком аргоне он составил  $200 \pm 50$  и  $92 \pm 23$  фотон/МэВ для рентгеновских лучей и альфа-частиц соответственно. В жидком аргоне с добавкой метана выход сцинтилляций значительно падает: при содержании метана 1% - более чем на порядок. Результаты обработаны и изложены в статье, которая сейчас готовится к печати. На Рис. 1 показан один из основных результатов данного направления исследований. Результаты указывают в пользу нового механизма сцинтилляций, а именно механизма тормозного излучения электронов первичной ионизации на нейтральных атомах. Полученные результаты найдут применение при разработке ТРС с жидким аргоном для экспериментов по поиску темной материи и детектированию нейтрино.

В 2021 году были также продолжены работы по разработке новой методики идентификации ионов для ускорительной масс-спектрометрии (УМС) - с помощью измерения пробегов ионов и их ионизационных потерь во время-проекционной камере (ВПК) низкого

давления на основе газового электронного умножителя (ГЭУ). На примере альфа-частиц было продемонстрировано, что с помощью измерения длительности сигнала в ВПК можно с очень хорошей точностью (2%) измерить пробег альфа-частиц. Моделирование в программе SRIM показало, что такого разрешения будет достаточно для эффективного разделения изобар ионов бора и бериллия. Эта методика будет иметь практическое применение в области ускорительной масс-спектрометрии (УМС) для датировки геологических образцов на масштабе миллиона лет, в частности в геохронологии кайнозоя. В 2021 году была изготовлена новая ВПК большего размера с целью изучить ее характеристики при рабочем давлении для АМС – 50 Тор. Проведены измерения с альфа частицами как с толстым ГЭУ, так и со стандартным тонким ГЭУ. Результаты обработаны и идет подготовка статей. Подготовлен вариант ВПК для монтажа на УМС.

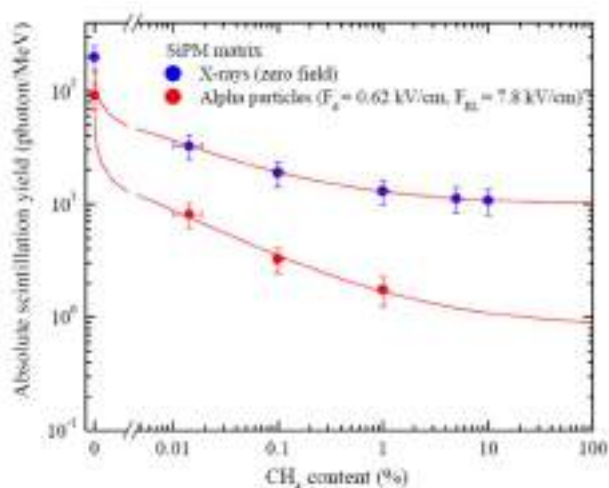


Рисунок 1. Абсолютный выход первичных сцинтилляций от рентгеновских фотонов и альфа частиц в чистом жидком Ar и его смесях с CH<sub>4</sub> в зависимости от содержания CH<sub>4</sub>, регистрируемый матрицей SiPM.

С 2015 года группа является членом международной коллаборации DarkSide-20k (Гран-Сассо, Италия) по поиску темной материи, - единственному действующему эксперименту по поиску темной материи, где используется жидкий аргон.

Группа является членом международной коллаборации RD51 в CERN по развитию микроструктурных газовых детекторов, образованной в 2008 году.

Работа «Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне и его смесях с метаном» вошла в список лучших работ ИЯФ за 2021 год.

В 2021 году работы по криогенным лавинным детекторам были поддержаны грантом РФФ (20-12-00008).

# ОТЧЕТ ГРУППЫ В КОЛЛАБОРАЦИИ АТЛАС

## Физическая программа

### Изучение процесса $Z \rightarrow 2L\gamma$ при $\sqrt{s}=8$ ТэВ с детектором АТЛАС на БАК

В 2021 году группа ИЯФ СО РАН закончила изучение процесса взаимодействия  $Z$  бозона с лептонами при больших виртуальностях одного из лептонов. 17.06.2021 состоялось заседание группы Стандартной модели коллаборации АТЛАС (Closure meeting), на котором группа подтвердила завершение анализа и был представлен первый вариант планируемой публикации.

Были получены следующие результаты:

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по инвариантной массе лептона и фотона  $m_{l\gamma}$ , по углу между лептоном и фотоном  $\Delta R_{l\gamma}$  и по поперечному импульсу фотона  $p_T^\gamma$ . Средняя систематическая неопределенность измерения составила 0,6%. Для описания этих распределений важны однопетлевые поправки Стандартной модели.

2. Результаты согласуются с предсказаниями последних версий современных генераторов PowHeg+Pythia8+PHOTOS and Sherpa 2.2.4.

3. Впервые наблюдался процесс  $Z \rightarrow 2l2\gamma$ , данный процесс может быть описан в древесном приближении Стандартной модели.

4. Небольшие отклонения от предсказаний современных генераторов присутствуют в «уголках» фазового объема:  $20 < m_{ll} < 45$  GeV,  $m_{l\gamma} \sim 80$  GeV,  $\Delta R_{l\gamma} \sim 2.5$

Результаты измерений представлены на рисунке 1.

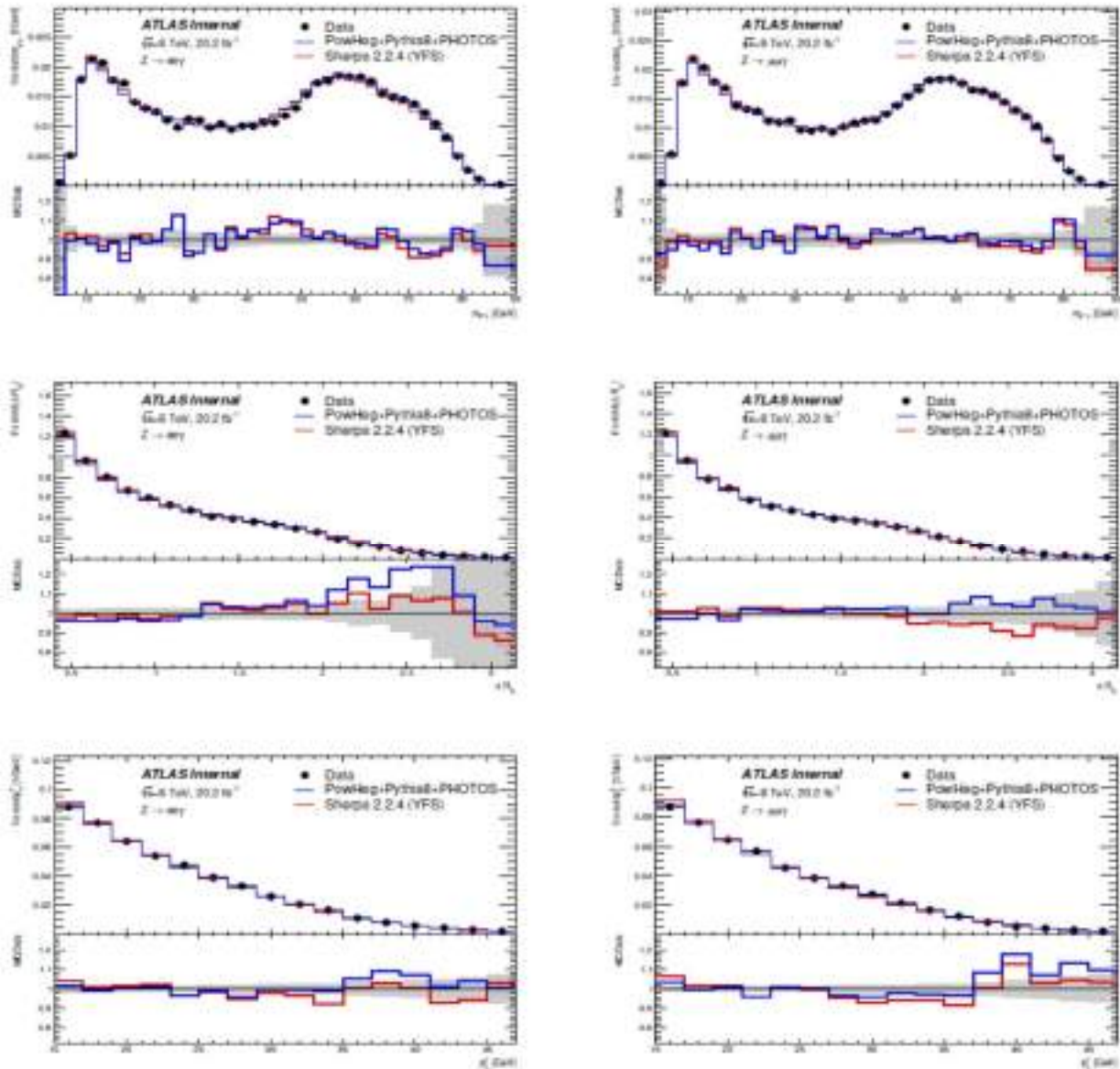


Рисунок 1 Дифференциальные распределения по инвариантной массе лептона и фотона  $m_{l\gamma}$  (верхний ряд), по углу между лептоном и фотоном  $\Delta R_{l\gamma}$  (средний ряд) и по поперечному импульсу фотона  $p_T^\gamma$  (нижний ряд). Канал  $Z \rightarrow ee\gamma$  – слева, канал  $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$  – справа.

## Изучение ttH и ttW процессов

В результате ttH multilepton анализа на 80 fb <http://cdsweb.cern.ch/record/2693930/files/ATLAS-CONF-2019-045.pdf> оказалось, что вклад основного фона ttW больше ожидаемого в 1,5 раза, в результате чего оцененное сечение ttH 294 +182 -162 fb примерно в 1,5 раза меньше предсказаний СМ (значимость 1,8  $\sigma$  при ожидаемой 3,1  $\sigma$ ). Анализ очень сложный, много частиц, есть b-струи, недостающая энергия, маленькая статистика. 6 конечных состояний разбито на 25 категорий, широко применяются методы MVA для отделения сигнала от фона. Было решено подробно изучить также фоновый процесс ttW. В частности, был оценен вклад «фейковых» лептонов матричным методом. Работа по анализу ttH / ttW продолжается.

## Улучшение классической идентификации фотонов в детекторе ATLAS.

В 2021 году продолжались работы по улучшению классической идентификации фотонов. В этом году усилия были направлены на получение сглаженных условий отбора при сохранении высокой эффективности регистрации фотонов и низкой вероятности регистрации фона. В результате проведенной оптимизации эффективность регистрации фотонов детектором ATLAS существенно возросла при умеренных энергиях фотонов  $p_T < 20$  GeV, среднее улучшение эффективности регистрации составило около 15% и достигает 30% при  $p_T < 10$  GeV.

## Калориметр на жидком аргоне

### Программное обеспечение для автоматического исполнения задач анализа калибровок электроники жидкоаргонового калориметра детектора ATLAS.

В 2021 году были продолжены работы по созданию пакета для обработки и последующего анализа так называемых "сырых" калибровочных данных с жидкоаргонового (LAr) калориметра детектора ATLAS. В настоящее время написан основной код анализа данных всех четырех частей калориметра. Часть кода успешно работала в конце Run-2, часть была использована в процессе LS2, а часть кода предстоит отлаживать на текущих калибровочных данных получаемых сейчас с их последующей интеграцией в общую среду программного обеспечения калориметра.

### Проверки электроники жидкоаргонового калориметра детектора ATLAS.

В 2021 году проводились работы по выбору порогов для валидации электронных калибровок жидкоаргонового калориметра детектора ATLAS. Проверка стабильности работы электроники в 2016-2018 (Run2), выполненная в 2020 году показала, что в целом, пороги были выбраны достаточно хорошо, однако для торцевой части электромагнитного калориметра (EMEC) во всех калибровках имелось значительное количество каналов, отклонения калибровочных параметров которых превышали пороги. Теперь для EMEC найдено подходящее разбиение на 2 части, близкое, но не

вполне совпадающее с разбиением по слоям калориметра.

Также в 2021 году проводилась проверка всех каналов, которые были помечены как проблемные в Run2, а также выявление новых проблемных каналов, по калибровкам, выполненным после сборки калориметра для актуализации соответствующей базы данных перед запуском LHC и ATLAS в октябре 2021. Полное количество проблемных каналов составляет менее 0,7%, мертвых — менее 0,05%.

Во второй половине октября 2021 в CERN-е проводился пилотный заход (Pilot Run). Пучки (на энергии инжекции 450 ГэВ) впервые с конца 2018 года вновь появились в LHC !

Это предоставило уникальную возможность:

- Проверить всю цепочку набора, контроля качества и обработки данных
- Проверить работоспособность вновь установленных в ходе долгой плановой остановки (LS2) и починенных / остальных элементов детектора
- Проверить срабатывание почти всех каналов детектора. В ходе «beam splashes» (столкновений пучка с тонкой мишенью, поставленной перед детектором) срабатывают с огромным энерговыделением (до ТэВ-а на ячейку) все каналы калориметра (Рис. 1), можно проверить синхронизацию разных элементов детектора
- Провести обучение новых дежурных на системах (тренинг и круглосуточные дежурства). Пять человек из группы ИЯФ отдежурили 17 8-часовых смен на CaloShifterDesk – около 15 % всех дежурств на системе калориметров и передних детекторов (ALFA, LUCID).

## Программное обеспечение

Система триггера и сбора данных (Trigger and Data Acquisition system) на детекторе ATLAS отвечает за онлайн обработку данных, получаемых при столкновении пучков в БАК. Данная система состоит из примерно 4 тыс. компьютеров, обрабатывающих данные, считываемые со 100 миллионов каналов электроники детектора через несколько триггерных уровней. Компьютеры имеют широкий спектр конфигураций и выполняют различные функции, их состояние должно постоянно отслеживаться для правильной и стабильной работы всей системы.

Группа системного администрирования системы сбора данных эксперимента занимается поддержанием работоспособности как программного, так и аппаратного обеспечения компьютеров системы. Для мониторинга состояния компьютеров используется более 100 000 различных проверок и уведомлений, которые в свою очередь позволяют не только узнать о неисправности, но также и предотвратить возможные проблемы.

Принималось участие в разработке нового внутреннего инструмента для автоматизации рутинных и временно-затратных операций - Rundeck. Был создан ряд служб для Rundeck с целью упрощения ежедневных за-

дач команды. Эти службы дают гарантию, что правильная процедура выполняется каждый раз во время какой-либо задачи и помогает понизить влияние человеческого фактора, а также экономит время. Rundeck позволяет контролировать прогресс всех служб внутри команды, что приводит к повышенной прозрачности во время сбора логов и прочих аудитов.

Проводились работы по расширению применения технологии контейнеризации, идущей на смену виртуальным машинам. Эта технология позволяет упростить процедуры развертывания и поддержки заданий. В частности, реализована схема доставки сертификата с минимальными привилегиями для пользовательского задания. Также продолжалась работа по развитию Подсистемы информирования об утраченных файлах.

Проведен ряд работ по поддержанию и повышению надёжности сервисов детектора ATLAS размещённых на центральных машинах ЦЕРН-а. Организован доступ на корпоративную систему хранения данных – EOS для сценариев специфичных для веб-сервера LAg калориметра. Выявлена и исправлена конфликтная особенность аутентификации пользователей на основе sssd в новой системе CentOS-8 в сети ЦЕРН-а.

Разрешена проблема с сервисами Tile калориметра после глобальной недоступности многих сервисов из-за тестового отключения питающего напряжения в черновском центре обработки данных. Проведено обновление ключей для сервисных учётных записей Tile калориметра в системе Kerberos.

Сделана миграция с firewalld на новый формат описания межсетевых фильтров на CentOS-8 — nftables для сервисов Tile калориметра и AMI (ATLAS Metadata Interface).

Организован и настроен безопасный доступ к сервису Coverity – анализа исходного кода релизов ATLAS Software, используя SSL проху, где также проведена миграция на использование данным сервисом SSL-сертификатов подписанных ЦЕРН-ом. Необходимость данной работы связана с миграцией сервиса Coverity на новое железо и CentOS-7, взамен устаревшей SLC6, где использовался небезопасный протокол.

В связи с переходом ЦЕРН-а на новую версию пакета управления Python для Puppet, проведена миграция нескольких сервисов PanDA на новую версию описания виртуальной среды Python (virtualenv) в Puppet. Проконтролирована корректность установки дополнительных пакетов для python в виртуальную среду на сервисе BigPanDA.

## *Работы по модернизации детектора ATLAS для работы при высокой светимости*

В 2021 году проводились работы по проверке и отладке программного обеспечения для блоков getar и packer ПЛИС (FPGA) мезонинной платы LATOME модуля LASP (сигнальный процессор триггера). В ходе пилотного захода с пучками протонов в октябре 2021 была успешно проверена работоспособность всей цепочки нового цифрового триггера жидкоаргонового калориметра.

## ЭКСПЕРИМЕНТ BABAR

В эксперименте BABAR исследование эксклюзивных процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны проводится методом радиационного возврата. Главная цель этого исследования – измерение всех значимых эксклюзивных сечений, дающих вклад в полное адронное сечение ниже 2 ГэВ. В 2021 году была опубликована статья по измерению сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Это второе по величине после  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  сечение в области энергий ниже 1 ГэВ. Его точное измерение важно для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона. При использовании метода радиационного возврата сечение процесса извлекается из измеренного спектра масс системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , представляющего собой свертку истинного спектра с функцией разрешения детектора. Для получения истинного спектра и сечения следует провести деконволюцию измеренного спектра. Функция разрешения определяется по моделированию и корректируется с учетом экспериментальных данных. Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , в ко-

тором имеются узкие пики резонансов  $\omega$  и  $\phi$ , сравнимые по ширине с разрешением детектора, процедура деконволюции особенно важна. Поправки к функции разрешения, полученной по моделированию, извлекались при аппроксимации спектра масс  $\pi^+\pi^-\pi^0$  ниже 1,8 ГэВ моделью векторной доминантности с пятью резонансами  $\rho(770)$ ,  $\omega(782)$ ,  $\phi(1020)$ ,  $\omega(1420)$  и  $\omega(1650)$ . Поскольку ширины резонансов  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$  известны с хорошей точностью, в аппроксимацию вводилась дополнительная функция Гаусса, размывающая моделированную функцию разрешения. Стандартное отклонение для этой функции  $\sigma_G$  определялось при аппроксимации. Для описания некорректного моделирования длинных хвостов функции разрешения вводилась также размывающая функция Лоренца, параметры которой также определялись при аппроксимации. После коррекции функции разрешения проводилась деконволюция спектра масс и определялось сечение, показанное на рис.1 (слева). Систематическая ошибка в измерении сечения составляет 1,3% вблизи максимумов резонансов  $\omega$  и  $\phi$ .

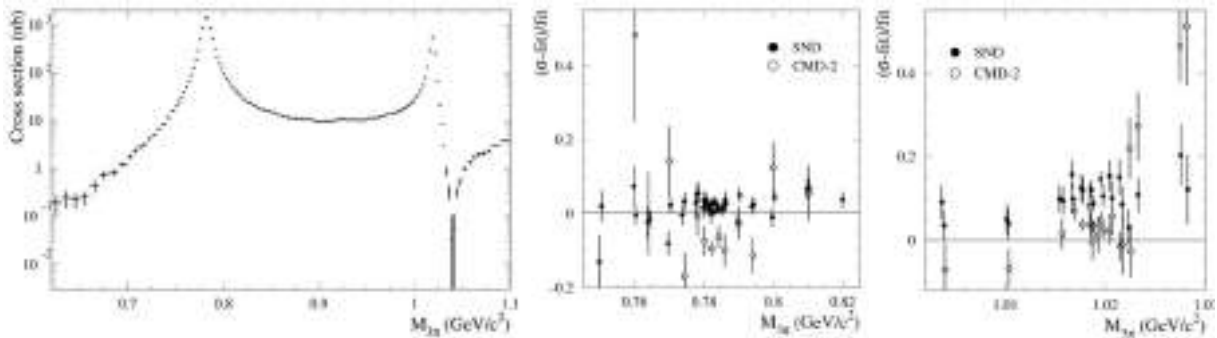


Рисунок 1. Слева: измеренное в эксперименте BABAR сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Отклонение данных экспериментов СНД и КМД-2 от кривой, аппроксимирующей результаты BABAR вблизи резонансов  $\omega$  (в середине) и  $\phi$  (справа).

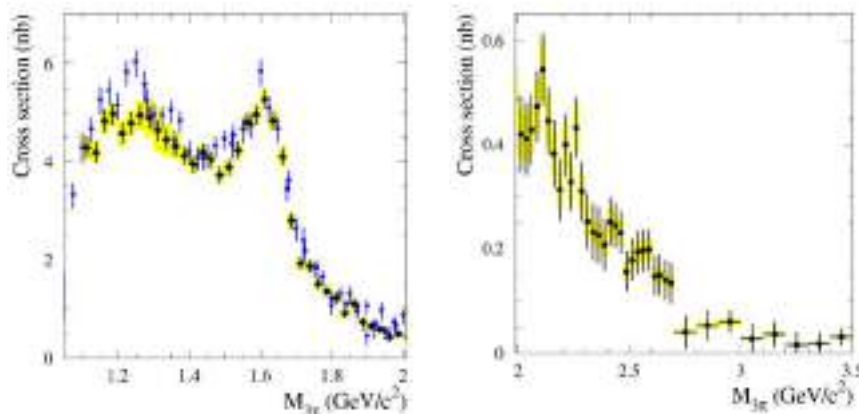


Рисунок 2. Измеренное в эксперименте BABAR сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (кружки) в области трехпионных инвариантных масс выше 1,1 ГэВ. Приведенные ошибки статистические. Закрашенная область показывает величину систематических ошибок. В области ниже 2 ГэВ приведены также результаты эксперимента СНД (треугольники). Систематическая ошибка данных СНД – 4,4%

Таблица 1. Величины  $a_{\mu}^{3\pi}$  для разных областей энергии.

Е, ГэВ	$a_{\mu}^{3\pi} \times 10^{10}$
0.62–1.10	$42.91 \pm 0.14 \pm 0.56$
1.10–2.00	$2.95 \pm 0.03 \pm 0.16$
< 2.00	$45.86 \pm 0.14 \pm 0.58$
< 1.80	$46.21 \pm 0.40 \pm 1.40$
< 1.97	$46.74 \pm 0.94$
< 2.00	$44.32 \pm 1.48$

Результат аппроксимации спектра масс системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$  можно использовать для сравнения результатов BABAR с предыдущими измерениями. Такое сравнение демонстрируется рис.1 (в середине и справа), где показана разница между результатами измерений в экспериментах СНД и КМД-2, полученными в экспериментах на коллайдере ВЭПП-2М, и сечением, аппроксимирующим данные BABAR. Вблизи  $\omega$  разница между измерениями СНД и BABAR составляет около 2% и меньше систематической неопределенности измерений (3,4% для СНД и 1,3% для BABAR). Точки КМД-2 лежат на 7% ниже зего. Систематическая и статистическая ошибки данных КМД-2 составляют 1,3% и 1,8% соответственно. Так что разница между КМД-2 и BABAR равняется около 2,7 стандартных отклонений. Вблизи  $\phi$ -мезона данные КМД-2 и СНД, имеющие систематические ошибки 2,5% и 5% соответственно, лежат на 3% и 11% выше результата BABAR.

Сечение при больших энергиях приведено на рис. 2. Здесь закрашенная область показывает систематические ошибки, возникающие главным образом из-за вычитания фона. Ниже 2 ГэВ данные BABAR сравниваются с данными СНД, имеющими систематическую ошибку 4,4%. Значимая разница между двумя измерениями видна вблизи 1,25 и 1,5 ГэВ.

По сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , измеренному в эксперименте BABAR, был посчитан вклад в аномальный магнитный момент мюона  $a_{\mu}^{3\pi}$ . Результат BABAR сравнивается с расчетами, основанными на данных предыдущих экспериментов, в таблице 1.

Видно, что точность  $a_{\mu}^{3\pi}$  улучшена приблизительно в 2 раза.

При описанной выше аппроксимации данных BABAR были получены следующие параметры резонансов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ :  $V(\rho \rightarrow 3\pi) = 0.88 \pm 0.23 \pm 0.30$ ,  $V(\omega \rightarrow 3\pi)\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 0.5698 \pm 0.0031 \pm 0.0082$  кэВ и  $V(\phi \rightarrow 3\pi)\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-) = 0.1841 \pm 0.0021 \pm 0.0080$  кэВ. Для  $\rho$  и  $\omega$  мезонов это самые точные измерения.

Были впервые измерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0\eta$ . Сечение первого процесса показано на рис. 3 (сверху). В него дают вклад промежуточные состояния  $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ ,  $\omega\pi^0\pi^0\pi^0$  и  $(\rho\pi)\pi^0\pi^0\pi^0$ . Эта работа

завершила измерение сечений  $e^+e^-$  аннигиляции в шестипионные конечные состояния. Первое измерение семипионного сечения  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\pi^0\pi^0$ . Результат показан на рис. 3 (снизу). В него дают вклад состояния  $\omega\pi^0\eta$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$ ,  $2(\pi^+\pi^-)\eta$  и  $\omega\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Впервые измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\pi^0\eta$ . Это сечение так же, как измеренное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\pi^0\pi^0\eta$  не дают вклада в полное сечение ниже 2 ГэВ.

Результаты, полученные в эксперименте BABAR, докладывались сотрудниками ИЯФ на международных конференциях: 16th International Workshop on Meson Physics, online via ZOOM, 17th - 20th May 2021; European Physical Society conference on high energy physics 2021, Online conference, July 26-30, 2021; 20th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow State University, August 19-25, 2021; 16th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU2021), online, September 27- October 1, 2021, Indiana University.

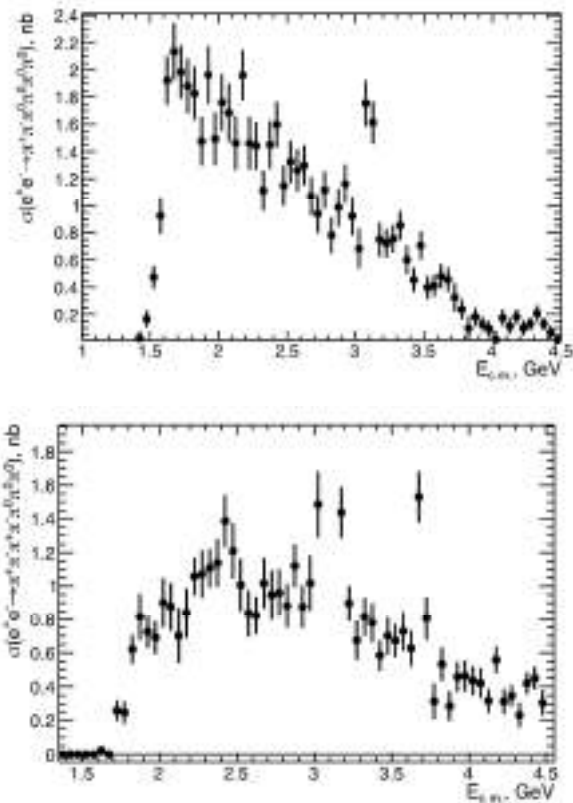


Рисунок 3. Измеренные в эксперименте BABAR сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$  (вверху) и  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\pi^0$  (внизу).



# ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



## ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ ДЕЙТРОН

*Изготовление и монтаж элементов детектора Дейтрон. Разработка и создание триггерной и оцифровывающей электроники и программ считывания данных.*

В отчетный период была завершена подготовка элементов детектора Дейтрон для работы в двух-плечевой конфигурации. Схема детектора показана на рис. 1.

Каждое плечо включает:

- трековую систему, состоящую из однослойной пропорциональной камеры и трех плоских трехслойных дрейфовых камер;
- два слоя тонких (1 см) сцинтилляторов для регистрации медленных дейтронов и для вето заряженных частиц при регистрации нейтронов;
- слой толстых (20 см или 12 см) сцинтилляторов для регистрации протонов;
- адронный калориметр-сэндвич (АКС), сегментированный по двум координатам – для регистрации нейтронов;
- сцинтилляторы малых углов для регистрации электронов из процесса упругого электрон-дейтронного рассеяния.

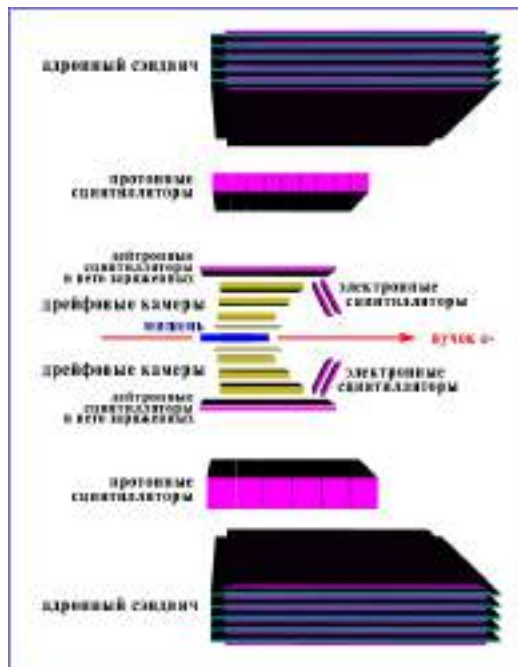


Рисунок 1. Схема двух плеч детектора Дейтрон.

Помимо этого, детектор Дейтрон включает Систему Мечения квази-реальных Фотонов (СМФ), содержащую три 2-х-координатных газовых электронных умножителя (ГЭУ) и триггерный электромагнитный сэндвич. Здесь же установлен стартовый счетчик, использующийся для измерения времени пролета прото-

нов/нейтронов. СМФ и одно из плеч детектора, оснащенное старой электроникой, были использованы в тестовом сеансе на накопителе ВЭПП-3 в 2018 году.

В 2021 году в рамках подготовки детектора к эксперименту на накопителе ВЭПП-3 были выполнены следующие работы:

- Завершена сборка 2-го (нижнего) плеча АКС, установлены все фотоприемники (кремниевые фотоумножители Hamamatsu S10931-100P) с новыми усилителями.
- На верхнем АКС были установлены новые усилители, а фотоприемники SensL Micro-FC (6x6мм<sup>2</sup>), показавшие низкую радиационную стойкость в тестовом сеансе на ВЭПП-3, были заменены на пары кремниевых фотоумножителей Hamamatsu S10931-100P (3x3 мм<sup>2</sup>), соединенных последовательно.
- Была подготовлена электроника для АКС (Рис. 2):
  - Нижний АКС был оснащен электроникой на базе модулей, разработанных для детектора КМД-3: 4-х модифицированных оцифровщиков TQZ и нового варианта модуля МЧС.
  - для верхнего АКС была разработана и изготовлена новая электроника: две 24-канальные платы (дискриминаторы+TDC+триггер+ethernet) на базе ПЛИС Altera-EP4CE10. Для амплитудного анализа используются четыре КАМАК модуля LeCroy-2249. Необходимые для работы этих ADC 250-нс аналоговые задержки были изготовлены из витых пар кабеля УТР4, значительно более дешевого и доступного, чем ранее применяемый коаксиальный кабель. Для использования таких линий задержки разработанные платы включают схемы конверсии между однофазными и дифференциальными сигналами.
- Оба плеча АКС были проверены на стенде с регистрацией космических частиц, где проведены работы по выбору оптимальной величины напряжения питания кремниевых фотоумножителей, подавления электромагнитных наводок, проверены новые усилители и новая оцифровывающая электроника.
- Завершена подготовка и сборка 8 сцинтилляционных счетчиков размером 12x12x100 см и 6 счетчиков размером 20x20x100 см. Все сцинтилляционные детекторы были проверены и прокалиброваны на стенде с регистрацией космических частиц. Типичное временное разрешение составило около 0,5 нс для счетчиков толщиной 20 см и 1,0 нс для счетчиков толщиной 12 см.

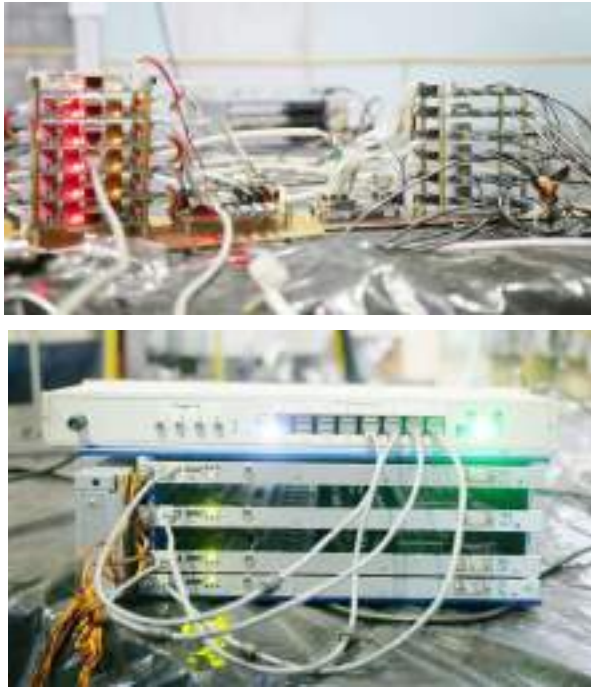


Рисунок 2. Электроника АКС. Вверху: новая разработка для верхнего плеча, внизу: адаптированные модули ТQz и МЧС электроники детектора КМД-3 – для нижнего плеча.

- Подготовлен сцинтилляционный счетчик, размещенный в СМФ за последним ГЭУ, служащий стартовым счетчиком для время-пролетных измерений (рисунок 3). Он изготовлен из быстрого сцинтиллятора ВС-422 толщиной 6,5 мм и размером 180x40 мм. Сцинтилляционные вспышки регистрируются кремниевыми фотоумножителями с двух узких торцов счетчика. На каждом торце установлены по 4 фотоприемника SensL Micro-FC30035 (3x3 мм<sup>2</sup>), соединенных последовательно. Полученное на стенде временное разрешение составило 0,12 нс.



Рисунок 3. Стартовый сцинтилляционный счетчик.

- Осуществлен переход на новую газовую смесь для дрейфовых камер: Аргон+Изобутан (82%:18%). Эта смесь обладает лучшими рабочими свойствами, чем применявшаяся ранее смесь  $Ar + CO_2$ : значительно более широким плато по высокому напряжению и постоянной скоростью дрейфа электронов в широком диапазоне напряженности электрического поля. Недостатком новой смеси является низкое давление, так что стандартного 40-литрового баллона хватает только на 3 суток продува. Поэтому была разработана процедура подготовки смеси для обеспечения длительной непрерывной работы камер во время эксперимента.

- Перед установкой в детектор Дейтрон все дрейфовые камеры, оснащенные новыми 32-канальными модулями ТDС, были проверены на стенде с регистрацией космических частиц. Типичное пространственное разрешение камер составило 0,25 мм, а эффективность выше 97%.

- Разработана «прошивка» (конфигурация, записываемая в программируемую логическую интегральную схему) нового специализированного триггерного КАМАК-модуля CCD, реализующего все типы триггеров и режимы работы системы регистрации детектора Дейтрон.

Разработана компьютерная программа считывания данных с детектора Дейтрон. Считывание инициализируется модулем CCD. Оцифровка и передача данных ведется параллельно в 4-х разнородных системах:

1. в 6 КАМАК крейтах с контроллерами, оснащенными микрокомпьютерами с операционной системой Linux;
2. в 2 платах электроники верхнего плеча АКС;
3. в модулях ТQz и МЧС электроники нижнего плеча АКС;
4. в 3 платах электроники ГЭУ.

В головной компьютер данные передаются по ethernet по протоколу UDP и принимаются 12-ю параллельными процессами Receiver. Процесс Collector упаковывает данные в событие и записывает на диск. Данная система считывания позволяет записывать до 800 Гц событий фотодезинтеграции дейтрона и до 2 кГц событий упругого рассеяния, где не требуется считывание ГЭУ.

### *Модернизация тензорно-поляризованной внутренней газовой мишени.*

За отчетный период были проведены работы по модернизации поляризованной дейтериевой мишени, используемой в эксперименте по фотодезинтеграции дейтрона на электронном накопителе ВЭПП-3. Ранее в экспериментах с мишенью на накопителе была измерена относительно невысокая ее поляризация, около 40% от максимально возможной. Имеется много причин, приводящих к снижению поляризации атомов

дейтерия в накопительной ячейке, через которую циркулирует электронный пучок накопителя. Одной из возможных причин снижения поляризации в мишени является перетекание неполяризованного газа из источника поляризованных атомов (ИПА). Чтобы снизить влияние этого эффекта на выходе ИПА была добавлена камера с установленным в ней турбомолекулярным насосом, который откачивает перетекаемый неполяризованный газ, но пропускает направленную струю поляризованных атомов, которая формируется магнитами ИПА. Из данных, приведенных на рисунке 4, видно, что имеется существенная доля газа, который откачивается насосом и не имеет отношения к поляризованной струе.

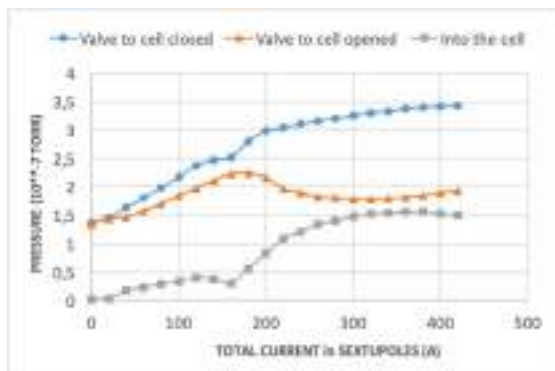


Рисунок 4. Вверху: турбомолекулярный насос (ТМН), установленный на выходе ИПА. Внизу: зависимость давления в ТМН от токов в магнитах ИПА при разных состояниях пролетного клапана, отсекающего ячейку от ИПА.

Также были проведены измерения эффективности (качества) работы блоков высокочастотных переходов в ИПА. В нем имеются два блока, в постоянных магнитных полях которых, с помощью высокочастотных полей, осуществляются переходы атомов дейтерия между состояниями сверхтонкой структуры. Измерения были проведены с помощью поляриметра Лэмбовского сдвига (рисунок 5). Эффективность переходов

атомов в заданное состояние в блоке среднего магнитного поля (MFT - Medium Field Transition) составила 89%, в блоке сильного поля (SFT - Strong Field Transition) 92%. Эти значения эффективности были получены при учете фонового сигнала, когда заслонка, перекрывающая пучок, закрыта. Однако необходимо более точное измерение фона. В дальнейшем планируется применение геттерной откачки в области ионизации поляриметра, что должно существенно уменьшить величину фона.

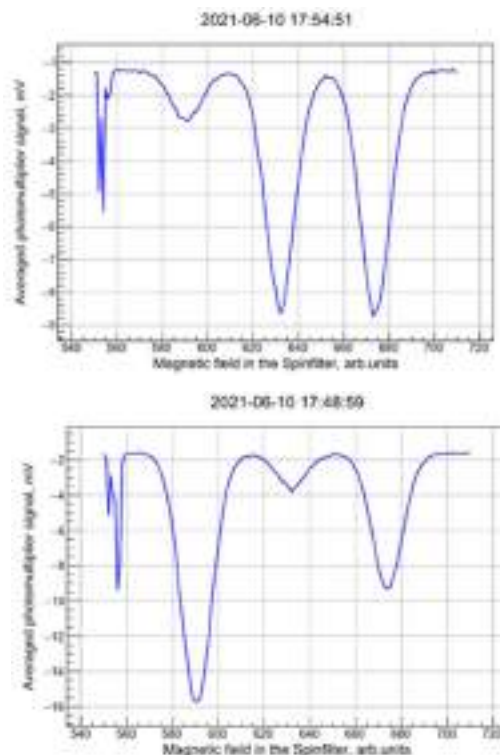


Рисунок 5. Анализ струи атомов из ИПА с помощью поляриметра Лэмбовского сдвига. Три пика (полярность отрицательная) соответствуют заселенностям энергетических уровней с тремя проекциями ядерного спина ( $M_I = +1, 0, -1$ ). Вверху: включен только блок ВЧ переходов MFT. Внизу: включен только блок SFT.

#### Набор данных на детекторе Дейтрон.

В 2021 проведен набор экспериментальных данных по измерению тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  реакции фоторасщепления дейтрона  $\gamma d \rightarrow p n$ .  $T_{20}$  является функцией энергии фотона и угла вылета протона. В данном эксперименте ориентирующее магнитное поле было направлено вдоль импульса  $\gamma$ -кванта, при этом дифференциальное сечение реакции записывается, как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot P_{ZZ} \cdot T_{20} \right)$$

где  $P_{ZZ}$  - степень тензорной поляризации мишени,  $\sigma_0$  - сечение на неполяризованной мишени. Тензорную анализирующую способность  $T_{20}$  можно извлечь, измерив асимметрию скорости счета событий при

смене знака поляризации мишени. В сеансе 2021 года энергия пучка электронов в накопителе была 800 МэВ, при этом диапазон энергий фотонов, определяемый аксептансом СМФ, составил 400–640 МэВ. Знак поляризации менялся каждые 30 секунд в течении всего эксперимента.



Рисунок 6. Вверху: катки и рельсы для перемещения нижнего плеча АКС. Внизу: АКС, задвинутый под медианную плоскость накопителя ВЭПП-3.

В течение двух месяцев был осуществлен монтаж экспериментального промежутка, сборка и запуск детектора, источника поляризованных атомов, триггерной и оцифровывающей электроники, программного набора данных и медленного контроля. Особую сложность представляла установка нижнего 5-тонного плеча АКС, ввиду невозможности для этого использовать кран. Поэтому были применены специально подготовленные рельсы и катки (рисунок 6).

Далее две недели ушло на отладку режимов работы накопителя ВЭПП-3 с измененной магнитной структурой. Набор экспериментальных данных проходил с 30 сентября по 12 ноября 2021 года с перерывами, связанными, в основном, с поломками на Инжекционном Комплексе, а также с плановыми профилактиками Источника Поляризованных Атомов и системы питания ВЭПП-3 (рисунок 7). В результате, измеренный интеграл тока при работе с поляризованной мишенью составил 60 килокулон, а расчетный интеграл светимости 17 обратных пикобарн. Этот интеграл равномерно распределен между двумя состояниями мишени с разными знаками тензорной поляризации. Помимо этого, для отладки off-line анализа данных были набраны данные с пустой мишенью, с неполяризованной водородной мишенью, а также события тормозного излучения для калибровки трековой системы СМФ.

Начат анализ данных эксперимента. Первые результаты ожидаются в 2022 году.

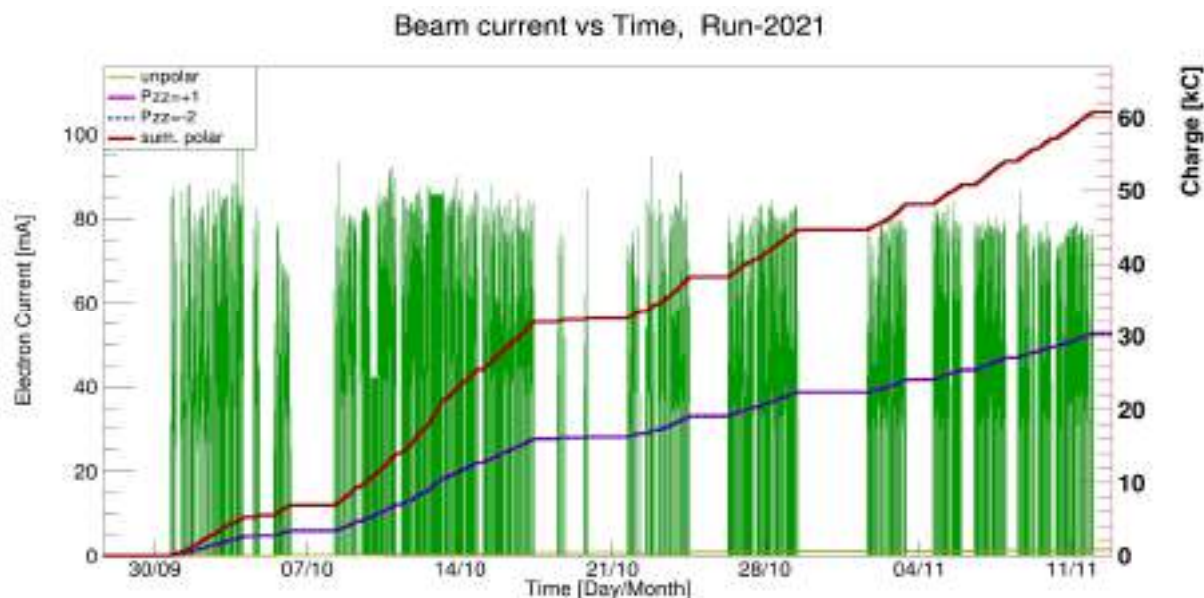


Рисунок 7. График набора интеграла тока электронов в накопителе ВЭПП-3 в эксперименте 2021 года.

### Обработка данных предыдущих экспериментов.

В 2021 году продолжался анализ данных, полученных в предыдущем эксперименте с внутренней поляризованной дейтериевой мишенью на накопителе ВЭПП-3. Опубликованы новые результаты измерения  $T_{20}$ -компоненты тензорной анализирующей способности реакции некогерентного фоторождения нейтрального пиона  $\gamma d \rightarrow p n \pi^0$  в диапазоне энергий фотона  $300 \text{ МэВ} < E_\gamma < 500 \text{ МэВ}$ . Экспериментальные результаты сопоставлены с вычислениями, основанных на теоретической модели, где в качестве элементарной амплитуды фоторождения пиона на нуклоне использовалась амплитуда модели MAID-2007 и были учтены вклады пион-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействия в конечном состоянии. Получено хорошее согласие теории и эксперимента в пределах статистической точности. Результаты демонстрируются на рисунке 8.

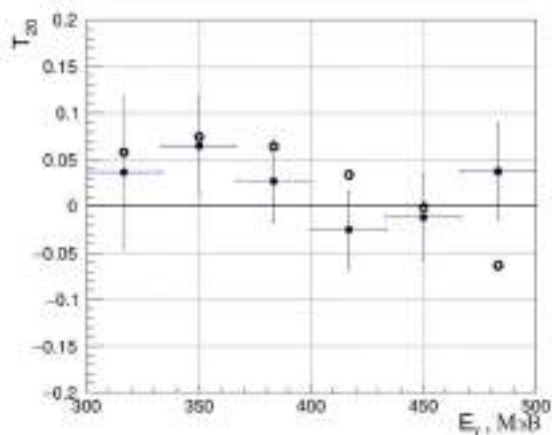


Рисунок 8. Зависимость компоненты  $T_{20}$  тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow p n \pi^0$  от энергии фотона. Черные кружки – результаты эксперимента, пустые кружки – результаты статистического моделирования с учетом вкладов  $\pi N$  и  $NN$  рассеяния в конечном состоянии и с использованием элементарной амплитуды фоторождения пиона на нуклоне из модели MAID-2007.





# **ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**



## ОТЧЕТ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОТДЕЛА ЗА 2021 ГОД

В.С. Фадин

### «BFKL — past and future»

"From The Past to The Future, The Legacy of Lev Lipatov editors Joachim Bartels, Victor Fadin, Evgeny Levin, Aharon Levy, Victor Kim, Agustin Sabio-Vera, World Scientific, Singapore, 2021, ISBN: 9789811231117.

Дан обзор возникновения, развития, современного состояния и перспектив подхода БФКЛ. В настоящее время подход БФКЛ сформулирован и широко применяется для описания экспериментальных данных и планирования новых экспериментов в следующем за главным логарифмическим приближении (СГЛП), Возрастающая точность эксперимента и теоретические неопределенности СГЛП требуют развития следующего приближения (ССГЛП). В настоящее время в этом приближении теория развита слабо. Только в максимально расширенной суперсимметричной теории Янга-Миллса в пределе большого числа цветов (в планарном СЯМ), в предположении полной интегрируемости этой теории получены собственные значения ядра БФКЛ.

В.С. Фадин

### «Трехреджеонные разрезы в амплитудах КХД»

Ядерная физика, **84** (2021) 1, С. 85-89; Phys. Atom. Nucl. **84** (2021) no.1, 100-104.

В высших приближениях полюсная реджевская форма амплитуд с глюонным обменом и отрицательной сигнатурой в кросс-каналах, служившая основой вывода уравнения БФКЛ, нарушается вкладами реджевских разрезов. Для дальнейшего продвижения в теоретическом описании процессов КХД при больших энергиях и ограниченных переданных импульсах необходимо понимать структуру трех-реджеонных разрезов и уметь вычислять их вклады в амплитуды КХД. В настоящее время теория таких разрезов находится в зачаточном состоянии. В статье обсуждаются существующие подходы к вычислению вкладов трехреджеонных разрезов в амплитуды упругого рассеяния.

В.С. Фадин, Е.Е. Герасимов

### «Parton distributions in radiative corrections to the cross section of electron-proton scattering»

Eur. Phys. J. A **57** (2021) no.3, 86.

Подход структурных функций и партонная картина, развитые для теоретического описания глубоко неупругого электрон-протонного рассеяния, оказались также эффективными для вычисления радиационных поправок в квантовой электродинамике. В данной статье они использованы для вычисления радиационных поправок к сечению электрон-протонного рассеяния за счет электрон-фотонного взаимодействия в экспериментальной постановке с детектированием протонов

отдачи, предложенной А.А. Воробьевым для измерения радиуса протона. В однопетлевом приближении получены явные выражения для этих поправок при произвольных передачах импульса. Показано, что при малых по сравнению с массой протона передачах различные вклады в поправки взаимно компенсируют друг друга с высокой точностью. В двух петлях поправки вычислены в главном логарифмическом приближении.

Руденко А.С.

### «Формфакторы $f_1(1285)$ -мезона»

Ядерная физика **84**, 180-184, (2021).

В работе рассмотрены параметризации электромагнитных формфакторов  $f_1(1285)$ -мезона. С использованием этих параметризаций получены теоретические предсказания для полного сечения прямого рождения  $f_1(1285)$ -мезона в  $e^+e^-$ -аннигиляции,  $\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285))$ .

Р.Н. Ли, фон Мантейфель А., Шабингер Р.М.

Смирнов, В.А. Смирнов

### «Аналитическое выражение для 4-петлевых КХД поправок»

Phys.Rev. D **104**, 7, 074008 (2021).

В данной работе получены аналитические выражения для 4-петлевых КХД поправок к кварковому и хиггсовскому форм факторам от диаграмм, содержащих фермионную петлю.

Р.Н. Ли, фон Мантейфель А., Шабингер Р.М.

Смирнов, В.А. Смирнов,

### «Судаковский форм фактор в суперсимметричной теории Янга-Миллса»

ArXiv:2110.13166.

В данной работе получен судаковский форм фактор в суперсимметричной теории Янга-Миллса с  $N=4$ . Представлены результаты для однородно из трансцендентных интегралов до веса 8.

Р.Н. Ли, А.Ф. Пикельнер

### «Кулоновская поправка к потере энергии в тормозном излучении при рассеянии электрона на ядре»

принято к печати в ЖНЕР.

В данной работе авторы вычисляют ведущую кулоновскую поправку к потере энергии в тормозном излучении при рассеянии электрона на ядре для произвольной энергии налетающей частицы. Эта поправка определяет зарядовую асимметрию, т.е. разность потерь энергии электрона и позитрона. Результат представлен в терминах классических полилогарифмов  $Li_2$  и  $Li_3$ . Авторы используют современные многопетлевые методы, основанные на ИВР приведении и дифференциальных уравнениях для мастер-интегралов. В работе приводятся пороговая и высокоэнергетическая асимптотика найденной асимметрии и полученные выражения сравниваются с имеющимися результатами.

Р.Н. Ли, М.Д. Шварц, Х. Чжан  
«Аналитическая формула для полного сечения  
рассеяния электрона и фотона порядка  $\alpha^3$  в КЭД»  
Phys.Rev.Lett. 126, 21, 211801 (2021).

В данной работе дана аналитическая формула для полного сечения рассеяния электрона и фотона порядка  $\alpha^3$  в КЭД. Это включает в себя как двойное комптоновское рассеяние, так и виртуальное комптоновское рассеяние. В сочетании с недавним аналитическим результатом для сечения образования пар теперь известно полное электрон-фотонное сечение  $\alpha^3$ . Вычисление проводится с использованием современных методов многопетлевых вычислений: диаграммы приводятся к набору мастер-интегралов, которые затем вычисляются с использованием дифференциальных уравнений.

Р.Н. Ли, А. И. Онищенко,  
«Мастер-интегралы для двудольных разрезов  
трехпетлевых пропагаторных КЭД-диаграмм»  
ЖНЕР 04, 177 (2021).

В данной работе авторы вычисляют мастер-интегралы для двудольных разрезов трехпетлевых пропагаторных КЭД-диаграмм. Эти интегралы определяют спектральную плотность собственной энергии фотона. Наши результаты выражены в виде повторных интегралов, которые, за исключением диаграмм с разрезанными четырьмя массивными линиями, сводятся к полилогарифмам Гончарова. Мастер-интегралы для 4m-разреза были вычислены в нашей предыдущей статье в терминах однократных интегралов гармонических полилогарифмов и полных эллиптических интегралов. Мы приводим пороговую и высокоэнергетическую асимптотику найденных мастер-интегралов, в том числе для 4m разреза.

Р.Н. Ли,  
«Пакет **Libra** для системы **Mathematica**»  
Comput.Phys.Commun. 267, 108058 (2021).

В данной работе автор представляет новый пакет для системы Mathematica, который называется Libra. Его цель - предоставить удобные инструменты для преобразования линейных дифференциальных систем первого порядка для одной или нескольких переменных. В частности, Libra предназначена для приведения к эpsilon-форме дифференциальных систем, возникающих при многопетлевых вычислениях. Пакет также содержит некоторые инструменты для построения общего решения: как с помощью пертурбативного разложения упорядоченной экспоненты, так и с помощью разложения в обобщенный степенной ряд вблизи регулярных особых точек. Libra также имеет инструменты для определения минимального списка коэффициентов в асимптотике исходных главных интегралов, достаточного для фиксации граничных условий.

Р.Н. Ли, А.А. Любякин, В.А. Стоцкий,  
«Аналитические выражения для полных сечений  
процессов  $e\gamma \rightarrow eXX^-$  с  $X = \mu, \gamma$  или  $e$  при  
произвольных энергиях»  
ЖНЕР 01, 144 (2021).

В данной работе, используя современные методы многопетлевых расчетов, выводим аналитические выражения для полных сечений процессов  $e\gamma \rightarrow eXX^-$  с  $X = \mu, \gamma$  или  $e$  при произвольных энергиях. Для первых двух процессов наши результаты выражаются через классические полилогарифмы. Сечение  $e^- \gamma \rightarrow e^- e^+ e^+$  представляется как кратный интеграл полного эллиптического интеграла  $K$  и логарифмов. Используя наши результаты, мы вычисляем пороговую и высокоэнергетическую асимптотику и сравниваем их с имеющимися результатами.

А.И. Мильштейн, И.В. Образцов,  
«Исследование однофотонного механизма образо-  
вания  $e^+e^-$  пар при столкновении нерелятивист-  
ских ядер»  
Phys. Lett. B 820, 136514, (2021).

В работе проведен анализ однофотонного механизма образования  $e^+e^-$  пар при столкновении нерелятивистских ядер. Найден вклад электрического квадрупольного излучения виртуального фотона в соответствующее сечение. Подробно рассмотрено влияние конечного размера ядра. Проведено сравнение со вкладом электрического дипольного излучения виртуального фотона и вкладом двухфотонного механизма образования пар. Показано, что вклад электрического квадрупольного излучения доминирует в широком диапазоне относительных скоростей. Также проанализировано сечение образования  $e^+e^-$  пары при захвате электрона одним из ядер.

И.А. Кооп, А.И. Мильштейн, Н.Н. Николаев,  
А.С. Попов, С.Г. Сальников, П.Ю. Шатунов,  
Ю.М. Шатунов,  
«Исследование возможности изучения нарушения  
четности в нуклон-нуклонном взаимодействии на  
установке NICA»  
Phys. Part. Nucl. 52, 549–554, (2021), Physics of Particles and Nuclei, Vol. 52, No. 6, 1044–1119 (2021).

В данных работах авторы представляют новые варианты проверки фундаментальных симметрий в поляризационных экспериментах на установке NICA. А именно, исследуются возможности проверки с высокой точностью нарушения четности в Стандартной Модели и поиска нарушения инвариантности относительно обращения времени за рамками Стандартной Модели в двойном поляризованном протон-дейтронном рассеянии с использованием преимуществ пучков поляризованных протонов и дейтронов высокой интенсивности, доступных на NICA. В обоих случаях ав-

торы предлагают использовать новую технологию поляризованных пучков с прецессирующей горизонтальной поляризацией, для которой поляризованные дейтроны являются предпочтительными. В качестве опции возможно использовать внешнюю мишень с выведенным пучком, что потребует модернизации Нуклотрона и/или создания нового бустера с современным оборудованием. Не стоит пренебрегать возможностью существенного расширения горизонта спиновой физики на установке NICA.

А.И. Мильштейн, С.Г. Сальников,  
**«Влияние кулоновского взаимодействия на спектр распада  $Y(4S) \rightarrow BB$ »**  
Phys. Rev. D 104, 014007, (2021).

В данной работе предложена простая точно решаемая модель, описывающая распады  $Y(4S) \rightarrow B^0 B^0$  и  $Y(4S) \rightarrow B^+ B^-$ . Полученные предсказания согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Используя данную модель, авторы исследуют кулоновские эффекты в спектрах этих распадов. Показано, что часто используемое предположение о факторизации кулоновских поправок не выполняется. Кулоновское взаимодействие приводит к разнице в положении и высоте пиков, соответствующих заряженной и нейтральной модам. В результате, отношение вероятностей распадов  $Y(4S) \rightarrow B^0 B^0$  и  $Y(4S) \rightarrow B^+ B^-$  является нетривиальной функцией энергии.

Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г.,  
**«Асимметрия в рассеянии поляризованных протонов на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ »**  
Письма в ЖЭТФ 114, 631–634, (2021).

В данной работе обсуждаются эффекты нарушения пространственной четности при взаимодействии релятивистских поляризованных протонов с ядрами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . В рамках подхода Глаубера получены оценки P-нечетных асимметрий в полном и упругом сечении рассеяния, сечении диссоциации и в неупругом сечении рассеяния с рождением мезонов. Наши расчеты показывают, что асимметрия должна быть наиболее заметна в упругом сечении и в сечении диссоциации.

Мильштейн А.И., Сальников С.Г.,  
**«Спектр инвариантной массы  $\Lambda\Lambda$  пары в процессе  $e^+e^- \rightarrow \phi\Lambda\Lambda$ »**  
<http://arxiv.org/abs/2110.00195>.

В данной работе показано, что взаимодействие в конечном состоянии прекрасно объясняет недавние экспериментальные данные коллаборации BESIII по околовороговому спектру инвариантной массы  $\Lambda\Lambda$  в процессе  $e^+e^- \rightarrow \phi\Lambda\Lambda$ . Пик в спектре инвариантной массы находится выше порога, хотя взаимодействие  $\Lambda$  и  $\Lambda$  обусловлено притягивающим потенциалом. Этот потенциал имеет простую форму и зависит только от двух параметров. Показано, что спектр инвариантных масс согласуется с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$  и  $2^{++}$  пары  $\Lambda\Lambda$ , но противоречит  $J^{PC} = 2^{-+}$ .

В.М. Хацимовский,  
**«Изучение метрики для геометрии Керра, описывающей вращающуюся черную дыру, в синхронной системе отсчета»**  
Journ. Mod. Phys. D 30, 2150071 (2021).

В данной работе Метрика Керра рассмотрена в синхронной системе отсчета, образованной собственным временем и начальными положениями семейства свободно движущихся частиц. Определенным образом модифицируя эти координаты, получаем прямой аналог метрики Леметра (в геометрии Шварцшильда), сингулярности которой исчерпываются физической сингулярностью Керра (в виде кольца).

В.М. Хацимовский,  
**«Изучение дискретной версии геометрии Керра»**  
Int. J. Mod. Phys. A 36, 2150130 (2021).

В данной работе рассматривается решение типа Керра в исчислении Редже. Предполагается, что исчисление Редже квантовано в рамках подхода с использованием функционального интеграла. Единственное используемое здесь следствие этого подхода – полусвободная фиксация длин вокруг некоего конечного ненулевого масштаба. По сути, рассматривается задача определения оптимальной фоновой метрики для пертурбативного разложения, генерируемого функциональным интегралом, для чего решаются скелетные уравнения Редже. Ранее мы нашли, что действие Редже можно заменить конечно-разностной формой непрерывного действия Гильберта-Эйнштейна.

В данной работе получено отсутствие сингулярности в эффективной метрике и кривизне. Изучено их распределение вблизи (бывшей в непрерывном решении) кольцевой сингулярности. На достаточно больших расстояниях от (бывшей) кольцевой сингулярности геометрия близка к геометрии Керра. Материальные источники гравитации сконцентрированы в окрестности диска, ограниченного (бывшей) кольцевой сингулярностью, распределение их тензора энергии-импульса изучено.

П.А. Крачков, И.С. Терехов,  
**«Исследование уравнения Бете-Солпитера для электрона и дырки в двумерных дихалькогенидах переходных металлов»**  
Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A 969, 164046 (2020).

В данной работе рассмотрены взаимодействующие электрон и дырка в дихалькогенидах переходных металлов. Для исследования взаимодействия было найдено уравнение Бете-Солпитера в ведущем порядке по потенциалу взаимодействия. Показано, что поведение потенциала на малых расстояниях существенно влияет на значения энергии связи электрона и дырки. Показано, что разложение уравнения Бете-Солпитера при малой константе связи не содержит сингулярных операторов. Следовательно, энергии связи электрона и

дырки не содержат параметра регуляризации. Используя теорию возмущений в константе связи, авторы аналитически рассчитали энергии основного состояния и первого возбужденного состояния. Для произвольных значений константы связи энергии связи рассчитывались численно. Также численно найдены критические значения константы связи для кулоновского и экспоненциального потенциалов.

А.В. Резниченко, А.И. Черных, Е.В. Седов,  
И.С. Терехов,

**«Исследование нелинейного оптоволоконного  
канала связи с шумом»**

Находится на стадии рецензирования в Journal of the  
Optical Society of America.

Вданной работе рассматривается канал связи, описываемый уравнением Шредингера с аддитивным гауссовским шумом. Авторы предлагают модель входного сигнала и модель приемника выходного сигнала. Для этого канала, используя теорию возмущений по малому параметру нелинейности, мы вычисляем первые три члена разложения функции плотности условной вероятности. При большом отношении мощности сигнал к мощности шума авторы вычисляют условную энтропию, энтропию выходного сигнала и взаимную информацию в ведущем и следующем за ведущим порядке по параметру нелинейности и в ведущем порядке по параметру  $1 / \text{SNR}$ . Используя взаимную информацию, авторы находят оптимальное распределение входного сигнала и пропускную способность канала в ведущем и следующем за ведущим порядке по параметру нелинейности. Метод построения входного сигнала с оптимальной статистикой также представлен в данной работе.

**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И  
УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМО-  
ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ**





## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ С ПО- МОЩЬЮ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОН- НОГО ПУЧКА НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

В течение 2021 года на установке ГДЛ велись работы, направленные на создание методики генерации предварительной плазмы, которая была бы наиболее удобной для использования в установках следующих поколений на основе магнитных ловушек открытого типа с линейной осесимметричной конфигурацией.

Ориентируясь на атомарную инжекцию в качестве основного и микроволновое излучение на частотах ЭЦР в качестве дополнительного средства нагрева плазмы в магнитных ловушках открытого типа, линейная плотность начальной плазмы должна варьироваться в диапазоне  $(0,5-2,5) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$  для того, чтобы обеспечить долю захваченной мощности атомарных пучков водорода или дейтерия с энергией в несколько десятков кэВ в пределах от 20% до 60% в зависимости от потребностей эксперимента. Также диаметр столба начальной плазмы должен существенно превышать диаметр атомарных пучков (0,5 м для установки ГДЛ) в месте их пересечения с плазмой. Было предложено генерировать начальную плазму путем ионизации газа, предварительно инжектированного в ловушку ГДЛ, при помощи электронного пучка.

Пучок с энергией электронов 20-30 кэВ и током 6-12 А инжектировался через магнитную пробку с полем 12 Тл при помощи электронной пушки, установленной в области, где магнитное поле имело величину, в 80 раз меньшую поля в пробке. Это привело к необходимости формирования пучка с достаточно малой угловой расходимостью, что и было реализовано в конструкции электронной пушки и позволило практически без потерь транспортировать пучок через область пробки. Предварительно вакуумная камера магнитной ловушки заполнялась газообразным дейтерием до концентрации  $10^{17} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . При инжекции электронного пучка в этот газ в течение нескольких миллисекунд нарабатывалась плазма с плотностью, варьируемой в диапазоне  $10^{18} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Диаметр плазменного столба в центральной плоскости ловушки составлял 0,5 м. При этом диаметр пучка в этой же плоскости не превышал 1 см. Таким образом, разработанный и успешно используемый в настоящее время в экспериментах на установке ГДЛ метод создания предварительной плазмы удовлетворяет всем обозначенным выше требованиям и показал себя надежным и удобным в режимах работы с атомарной инжекцией в качестве основного средства нагрева.

Генератор электронного пучка, который был специально спроектирован и изготовлен для решения задач данной серии исследований, представляет собой коаксиальный диод с магнитной изоляцией. Диод состоит из катода выпуклой сферической формы диаметром 20 мм, фокусирующего электрода и цилиндрического анода с дрейфовой трубкой (Рис.1). Катод изготовлен из гексаборида лантана (2).

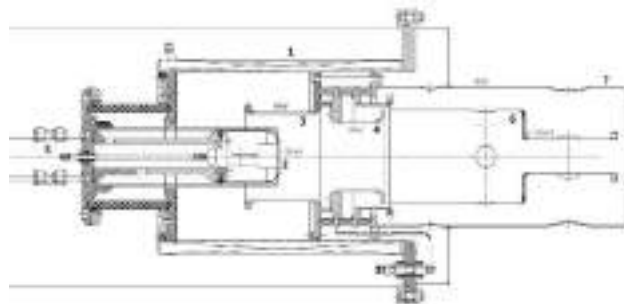


Рисунок 1. Конструкция электронной пушки: 1 – соленоид; 2 – термокатод; 3 – анод; 4 – дополнительный электрод; 5 – водяное охлаждение; 6 – электрод для поглощения ионов плазмы; 7 – внешний кожух.

Магнитное поле 0,14 Тл в области формирования пучка создается соленоидом (1), закрепленным снаружи на корпус электронной пушки. Для отсечки и ослабления потока ионов из ловушки конструкцией предусмотрены дополнительные цилиндрические электроды (4) и (6), однако описанные ниже эксперименты проводились с их заземлением в связи с тем, что разработка системы питания для этих электродов еще не завершена.

Выбранная схема формирования позволяет получать пучок с достаточно малыми поперечными составляющими скоростей, что необходимо для его транспортировки через входную пробку ГДЛ с магнитным полем до 12 Тл. Электронная пушка рассчитана на следующие максимальные параметры: ток до 15 А, энергия электронов до 35 кэВ, длительность импульса до 15 мс. Электронная пушка была установлена на место газоразрядного источника, который ранее рутинно использовался для создания предварительной плазмы на установке ГДЛ. Оценка эффективности транспортировки электронного пучка через магнитную систему ГДЛ проводилась при помощи специального коллектора, установленного на оси в противоположном баке-расширителе и позволяющего измерять ток пучка, прошедшего через две магнитные пробки установки.

Временная диаграмма типичного эксперимента на ГДЛ представлена на рис. 2. Газовый клапан, инжектирующий дейтерий в центральную вакуумную камеру, открывается за 20 мс до времени «0» относительно временной шкалы разряда ГДЛ и обеспечивает концентрацию дейтерия в центральной вакуумной камере пределах  $(1 - 10) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . За счет инерционности системы газового напуска после выключения клапана инжекция газа продолжается со спадающим темпом. Подбирая давление на входе клапана, а также время его старта и длительность работы, удается не только регулировать плотность предварительной плазмы, получившейся в результате последующей ионизации, но и обеспечить постоянную величину захваченной в плазме мощности атомарных пучков на уровне 25 – 50%. Инжекция электронного пучка стартует в момент 2 мс относительно временной шкалы разряда, длительность работы электронной пушки в данном эксперименте варьировалась в пределах от 3 до 7 мс. Для эф-

фактивной ионизации газа и генерации предварительной плазмы оказалось вполне достаточно пучка с энергией электронов в 23 кэВ и током 6 А. Атомарные пучки начинали свою работу в момент 3,8 мс по временной шкале плазменного разряда и прекращали в момент, близкий к 9 мс.

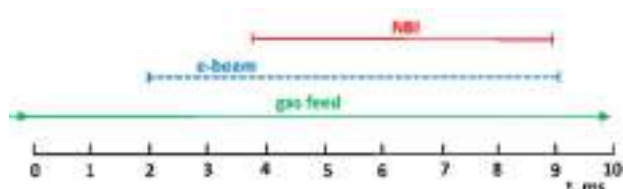


Рисунок 2. Типичная временная последовательность работы основных систем установки ГДЛ в процессе плазменного разряда.

В данном эксперименте эксплуатировался в основном следующий набор диагностик.

- Две диамагнитные петли для измерения временной эволюции усредненной по сечению плазменного столба величины относительного давления и, соответственно, для оценки энергии, запасенной в плазме. Одна из петель охватывает плазменный столб в центральной плоскости. Другая расположена вблизи области останова горячих ионов, образовавшихся в результате захвата атомарных пучков. В этой области величина давления плазмы имеет максимальную величину, поскольку она определяется в основном давлением горячих ионов.
- Дисперсионный интерферометр для измерения линейной плотности плазмы в центральной плоскости ГДЛ.
- Тройной ленгмюровский зонд, установленный вне области движения горячих ионов, позволяет в серии воспроизводимых рабочих импульсов измерять радиальные распределения плотности и электронной температуры предварительной плазмы в плоскости с пробочным отношением  $R = 4,5$ .
- Система лазерного (томсоновского) рассеяния, которая позволяет измерять локальные значения плотности и электронной температуры плазмы в заданный момент времени в выбранной точке вдоль радиуса плазмы в центральной плоскости.

Рисунок 3 демонстрирует зависимость линейной плотности плазмы в момент, соответствующий началу атомарной инжекции (3,7 мс), от концентрации дейтерия в вакуумной камере на момент старта инжекции электронного пучка. Данные, представленные на рисунке 3, показывают, что, варьируя начальную концентрацию газа, нам удалось достичь значений линейной плотности мишенной плазмы на момент начала атомарной инжекции в диапазоне  $(0,5 - 2,5) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ .

Радиальные профили, а также их временные зависимости для плотности и электронной температуры мишенной плазмы были получены в серии воспроизводимых рабочих импульсов при помощи тройного ленгмюровского зонда в режиме с начальной концентрацией рабочего газа  $4 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . На рисунке 4 пред-

ставлены результаты зондовых измерений в виде серии временных зависимостей плотности и температуры плазмы для различных радиусов, приведенных к центральной плоскости установки.

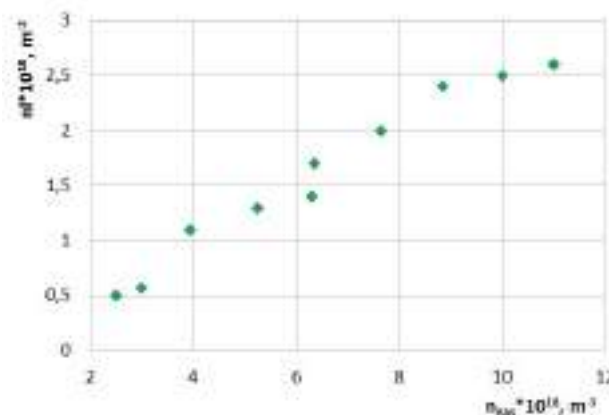


Рисунок 3. Зависимость линейной плотности плазмы в момент, соответствующий началу атомарной инжекции (3,7 мс), от концентрации дейтерия в вакуумной камере на момент старта инжекции электронного пучка.

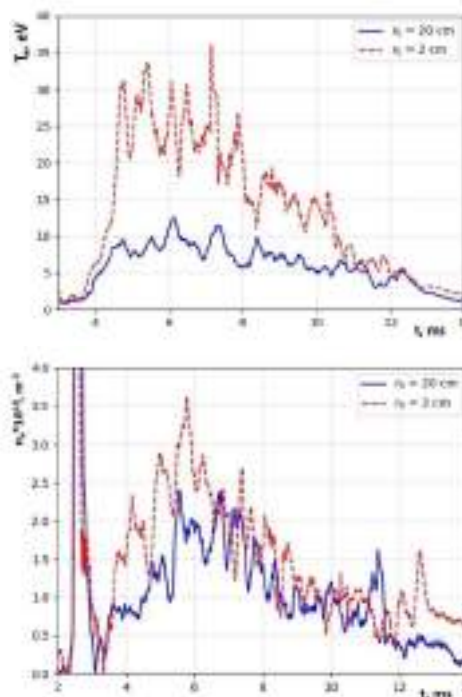


Рисунок 4. Ход электронной температуры и плотности плазмы, измеренные тройным зондом. Электронная пушка работает с 2,5 до 9,5 мс

Рисунок 5 демонстрирует радиальные профили плотности плазмы и электронной температуры на момент, соответствующий началу атомарной инжекции. Рисунок 6 показывает зависимости ключевых параметров плазмы, измеренных в момент, соответствующий окончанию атомарной инжекции (8 мс), от начальной концентрации газа. Эти данные демонстрируют, что инжекция электронного пучка позволяет создавать ми-

шенную плазму с параметрами, достаточными для эффективного захвата атомарных пучков в диапазоне от 20 до 55 %.

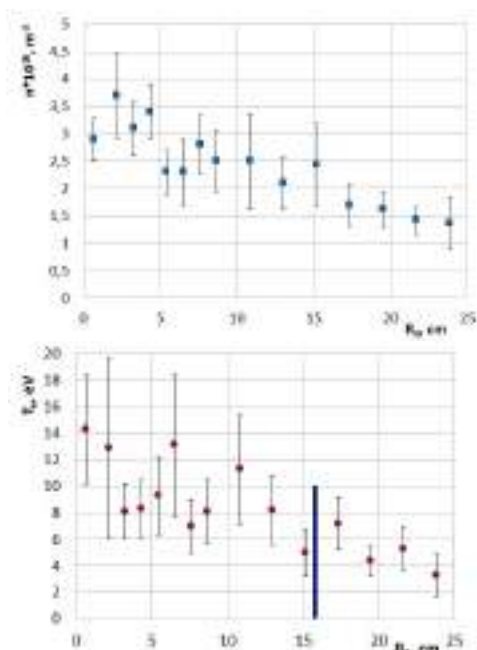


Рисунок 5. Радиальные профили плотности плазмы и электронной температуры в момент начала атомарной инъекции. Сплошной вертикальной линией указано положение лимитера.

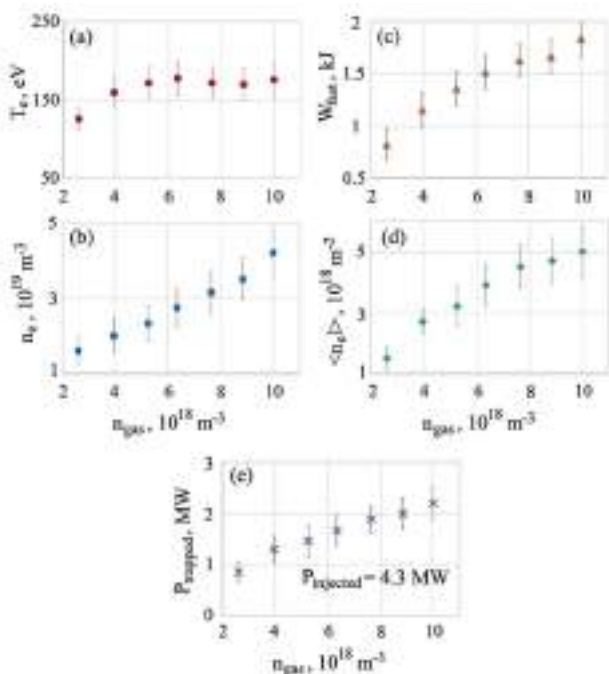


Рисунок 6. Зависимости параметров плазмы, измеренных в момент, соответствующий окончанию атомарной инъекции (8 мс), от начальной концентрации газа: (а) – температура электронов в центре ловушки, (б) – плотность электронов в центре ловушки, (с) – энерго-содержание в популяции быстрых ионов, (д) – линейная плотность плазмы в центре ловушки, (е) – захваченная плазмой мощность нейтральной инъекции.

Для сравнения на рисунке 7 показаны измеренные диамагнитной петлей формы импульсов магнитного потока, вытесненного плазмой, полученные в режимах с различными способами создания предварительной мишенной плазмы: при помощи источника плазмы, СВЧ-пробоя и электронного пучка.

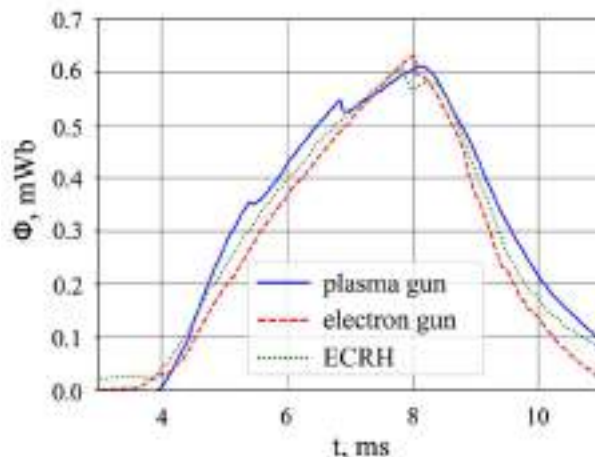


Рисунок 7. Магнитный поток, вытесненный плазмой, в режимах с использованием различных источников ионизации предварительной плазмы. Плазменная пушка и гиротрон работают с 0,5 до 4,5 мс, электронная пушка с 2,5 до 4 мс

По результатам представленной серии экспериментов можно сделать вывод, что электронный пучок является надежным и удобным способом решения проблемы создания мишенной плазмы для установки ГДЛ и проектов установок следующих поколений на ее основе.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА КОТ

В 2017 году в ИЯФ начались работы по проектированию и строительству новой экспериментальной установки КОТ (Компактный Осесимметричный Торонд или САТ — Compact Axisymmetric Toroid). Программа исследований ориентирована на изучение удержания горячей плазмы с высоким относительным давлением в осесимметричном пробкотроне малого объёма с мощной атомарной инжекцией, демонстрацию диамагнитного удержания и обращения ведущего магнитного поля. На установке КОТ будет использован достигнутый в ИЯФ существенный прогресс в технологиях нейтральной инжекции, позволяющий получить ранее недостижимую плотность эквивалентного тока нейтральных атомов в пучках на поверхности мишенной плазмы.



Рисунок 1. Установка КОТ в защищённом зале.

В ноябре 2021 года состоялся физический пуск установки. Отличительной особенностью эксперимента является способ удержания и стабилизации плазмы. В ловушках открытого типа, к которым относится КОТ, плазма удерживается по принципу свободного вытекания газа из основного объёма. Главной задачей является увеличение времени вытекания плазмы через магнитную пробку. В машине этого типа плазма сама будет создавать условия, способствующие увеличению времени удержания. Связано это с диамагнетизмом – способностью плазмы ослаблять магнитное поле, в котором она удерживается. При определённых условиях плазма полностью вытеснит наружу основное магнитное поле - FRC (Field Revers Configuration), что эквивалентно эффективному увеличению пробочного отношения без затрат на пропорциональное увеличение магнитного поля в пробках. Возможность работы с максимально достижимым относительным давлением плазмы ( $\beta \sim 1$ ) и осевая симметрия являются привлекаемыми моментами новой установки. Это прототип на основе которого будет сформирована экспериментальная база данных для установки следующего поколения – ГДМЛ (Газодинамическая Многопробочная Ловушка) – демонстратора технологий термоядерного

синтеза на базе газодинамической ловушки, работа над которой ведётся в настоящее время в ИЯФ СО РАН. Одной из этих технологий как раз является удержание плазмы с высоким относительным давлением, создаются сценарии формирования и стабилизации FRC.

### *Конструкция и основные параметры.*

Установка КОТ состоит из осесимметричного пробкотрона с расстоянием между магнитными пробками 0,6 метра, торцевого бака (6), играющего роль МГД-стабилизатора и пушечного бака (7) с расположенным в нём генератором плазмы (1) рис.2. Система атомарной инжекции состоит из двух атомарных инжекторов (4) с геометрической фокусирующей пучка. Инжекция осуществляется в экваториальную плоскость углом  $90^\circ$  к оси установки под срез плазмы. Магнитное поле формируется шестью соленоидами, два из которых установлены непосредственно в центральной вакуумной камере машины и являются пробочными узлами центрального пробкотрона (3). Конфигурация магнитного поля в пушечном баке определяется током в соленоидах генератора плазмы (1), участка транспорта плазмы (8), термобарьерного соленоида (2) и оптимизирована для развития в плазменной струе неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.

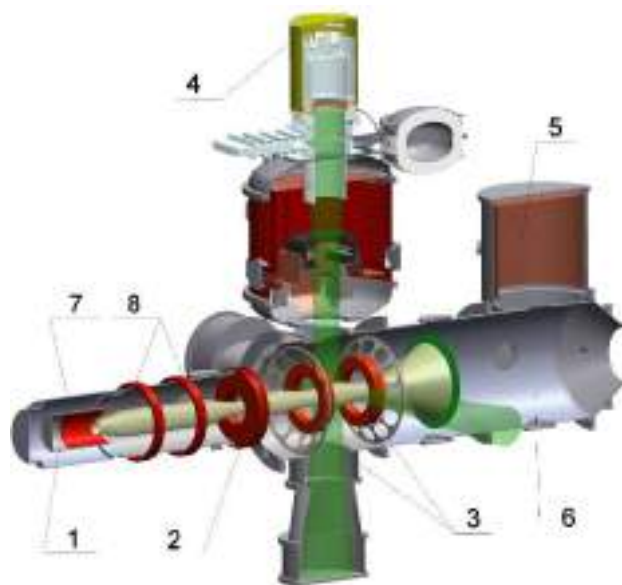


Рисунок 2. Схематическое изображение установки КОТ: 1 – генератор плазмы, 2 – термобарьерный соленоид, 3 – центральный пробкотрон, 4 – атомарный инжектор, 5 – криосорбционный насос, 6 – торцевой бак, 7 – пушечный бак, 8 – соленоиды транспорта плазмы.

В таблице 1 приведены основные параметры эксперимента на установке КОТ.

Таблица 1. Параметры КОТ.

Параметр	Значение
Полная длина установки	6 м
Высота	5 м
Магнитное поле в пробках	4 кГс
Магнитное поле в центре	2 кГс
Рабочий вакуум	$10^{-5}$ Па
Энергия инжекции	15 кэВ
Мощность инжекции	2х2 МВт
Плотность тока инжекции	3 А/см <sup>2</sup>
Длительность эксперимента	4 мс
Угол инжекции	90°
Плотность мишенной плазмы	$5 \cdot 10^{13}$ см <sup>-3</sup>
Электронная температура	50 эВ
Ионная температура	200 эВ
Плотность горячих ионов	$10^{13}$ см <sup>-3</sup>
Средняя энергия горячих ионов	9 кэВ

### Моделирование накопления горячих ионов.

При моделировании методом частиц-в-ячейках показано, что в отсутствии макроскопических неустойчивостей и аномального транспорта для накопления популяции быстрых ионов, достаточной для обращения магнитного поля, необходимо поддерживать температуру мишенной плазмы на уровне не ниже 30 эВ (при меньшей температуре потери энергии из-за трения ионов об электроны слишком высоки). Время формирования квазистационарной конфигурации (когда потери энергии сравняются с вводимой атомарными пучками мощностью) линейно зависит от концентрации мишенной плазмы и равно 1 мс при  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> рис.3 и рис.4.

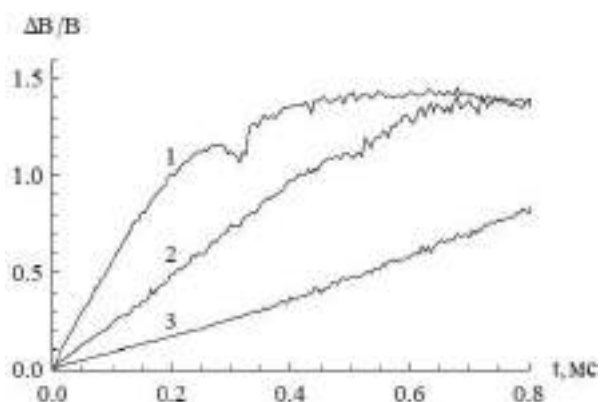


Рисунок 3. Зависимость относительного изменения магнитного поля на оси от времени при  $T_e = 50$  эВ. Концентрация мишенной плазмы: 1 –  $n_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, 2 –  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, 3 –  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Большие градиенты давления плазмы и магнитного поля, а также существенное отличие функции распре-

деления быстрых ионов от максвелловской может привести к кинетическим неустойчивостям и аномальному транспорту ионов. По-видимому, наибольшую опасность будут представлять неустойчивости с частотой близкой к циклотронной частоте ионов, поскольку они могут эффективно обмениваться энергией с популяцией быстрых ионов. Для мониторинга кинетических неустойчивостей в ловушке будет установлен набор высокочастотных магнитных зондов. В настоящее время в рамках государственного задания 1.3.4.1.1 проводится изучение кинетических неустойчивостей и аномального транспорта в плазме с предельно высоким давлением.

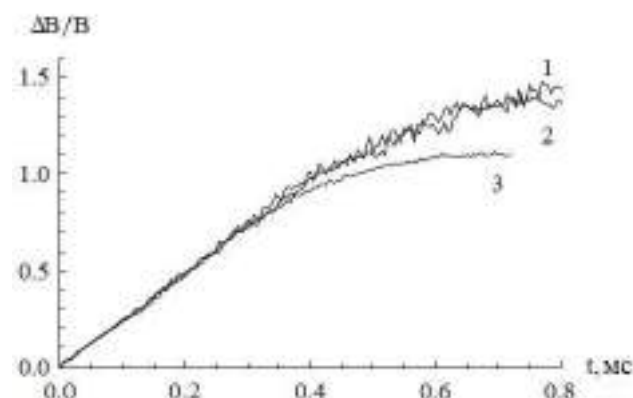


Рисунок 4. Зависимость относительного изменения магнитного поля на оси от времени при  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Температура электронов: 1 –  $T_e = 30$  эВ, 2 –  $T_e = 50$  эВ, 3 –  $T_e = 100$  эВ.

### Генератор плазмы.

Создана и сдана в эксплуатацию система питания генератора плазмы. Она состоит из нескольких основных модулей: накопительной линии соленоида пушки, накопительной линии дуги и системы управления рис.5.



Рисунок 5. Система питания генератора плазмы.

В настоящее время ведётся оптимизация работы генератора плазмы (1) рис.2, направленная на повышение основных параметров стартовой плазмы КОТ. Сейчас в эксперименте удалось получить плазму с температурой 20 эВ и плотностью  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  рис.6.

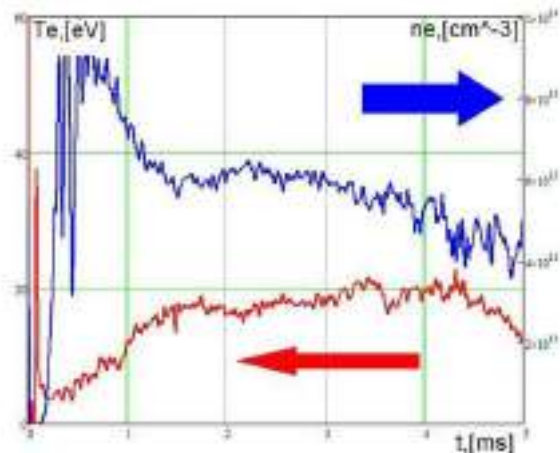


Рисунок 6. Концентрация и температура в эксперименте на установке КОТ.

#### *Система атомарной инжекции.*

В настоящее время ведутся заключительные работы по монтажу и вводу в эксплуатацию системы питания двух мощных атомарных инжекторов. Она состоит из блока дугового питания, высоковольтного модулятора и кабинета управления.



Рисунок 7. Инжектор атомарных пучков.

Два модуля атомарной инжекции включающих в себя ионный источник и инжекторный тракт с системой титанового геттерирования с производительностью  $5 \cdot 10^5 \text{ л/с}$  уже установлены на экспериментальную установку рис.7.

#### *Система титанового напыления.*



Рисунок 8. Система питания титановых испарителей.

Покрытие первой стенки вакуумных установок плёнкой титана позволяет значительно снизить концентрацию остаточного газа в камере и, как следствие, увеличить энергетическое время жизни популяции горячих ионов.

Для создания высокого начального вакуума  $10^{-5} \text{ Па}$  и уменьшения рециклинга с поверхности первой стенки, перед каждым рабочим импульсом установки наносится тонкий слой титанового геттера. С этой целью, в камере установлены двенадцать стержневых титановых испарителей - четыре в основном объёме и по четыре в каждом инжекторном тракте. Для обеспечения импульсной работы всех стержней была собрана и установлена система дугового питания геттерных насосов рис.8.

## РАБОТЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB

### Установка ГОЛ-NB: общее описание

Установка ГОЛ-NB была создана в ИЯФ СО РАН в результате глубокой модернизации плазменной части существовавшей ранее установки ГОЛ-3. Основной научной задачей установки является создание экспериментальной базы данных по физике многопробочного удержания плазмы.

Концепция многопробочного удержания плазмы была предложена в начале 1970-х годов независимо двумя коллективами из Новосибирска и Беркли. Магнитная система такой установки представляет собой цепочку связанных элементарных открытых ловушек, расположенных на общей магнитной оси – см. Рис. 1. При выполнении определённых условий, течение плазмы вдоль магнитной системы тормозится за счёт силы трения, возникающей при взаимодействии частиц потока с частицами, локально-запертыми в каждой элементарной открытой ловушке. В настоящее время секции с многопробочным магнитным полем (часто такое поле называется гофрированным из-за характерной формы силовых линий) рассматриваются как элементы открытой ловушки, которые уменьшают потери плазмы из основной области удержания и, тем самым, увеличивают энергетическое время жизни.

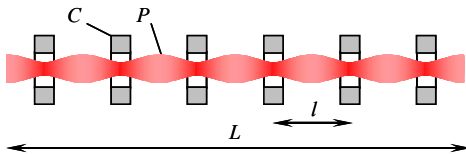


Рисунок 1. Магнитная система ловушки с многопробочным удержанием:  $C$  – катушки магнитного поля,  $P$  – граница плазмы,  $l$  – период гофрировки магнитного поля,  $L \gg l$  – полная длина системы. Интенсивность цвета поверхности плазмы отражает локальную величину магнитной индукции.

Многопробочная ловушка нового поколения ГОЛ-NB имеет конфигурацию, моделирующую конфигурацию открытой ловушки реакторного класса с центральной ловушкой газодинамического типа и присоединенными к ней секциями с многопробочным магнитным полем – см. Рис. 2, её магнитная конфигурация показана на Рис. 3. Конструкция установки позволяет проводить прямую демонстрацию подавления продольных потерь частиц и энергии из ловушки при переходе в многопробочную конфигурацию. Многопробочное магнитное поле имеет три характерных продольных пространственных масштаба: период модуляции поля (длину элементарной ячейки многопробочной ловушки)  $l$ , полную длину системы  $L = Nl$ , где  $N \gg 1$  – количество элементарных ячеек в многопробочной системе, и  $\lambda$  – длину свободного пробега ионов.

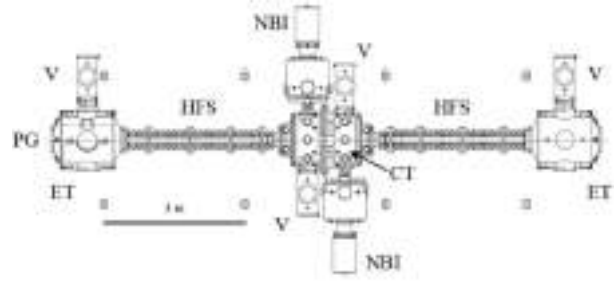


Рисунок 2. Схема установки ГОЛ-NB в полной проектной конфигурации, вид сверху. Обозначения: CT: центральная ловушка газодинамического типа, HFS: секция сильного поля, ET: вакуумный бак расширителя магнитного потока, PG: плазменная пушка, V: модуль вакуумной откачки, NBI: инжектор атомарного пучка.

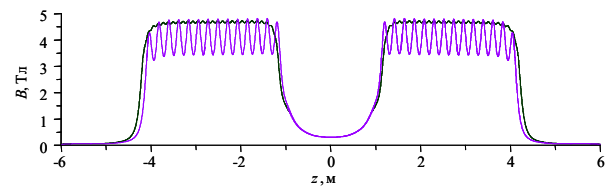


Рисунок 3. Расчетная зависимость магнитной индукции на оси установки ГОЛ-NB от продольной координаты для двух вариантов включения секций сильного поля: в соленоидальной (тонкая линия) и многопробочной (толстая линия) конфигурациях для магнитной индукции в центре ловушки  $B(0) = 0,3$  Тл.

Если плазма является достаточно плотной и выполняется условие соразмерности  $\lambda \sim l$ , то многопробочная система удерживает плазму наиболее эффективно за счет силы трения, возникающей в каждой ячейке многопробочной системы при столкновениях и обмене импульсом и частицами между популяциями пролетных и локально-запертых частиц. В двух других предельных случаях,  $\lambda \ll l$  и  $\lambda \gg l$ , многопробочное поле, согласно теории, должно слабо тормозить расширение плазмы.

Физической программой работ на установке ГОЛ-NB предполагается, что секции сильного поля могут включаться как в конфигурации длинного соленоида, так и в многопробочной конфигурации с  $N = 13$  с максимальной магнитной индукцией  $B_{\max} = 4,5$  Тл в обоих режимах. Нагрев плазмы будет проводиться методом нейтральной инжекции с мощностью до 1,5 МВт.

Основной физической задачей проекта ГОЛ-NB в целом является прямое сравнение параметров плазмы в ловушке в соленоидальном и многопробочном режимах. Поэтому требуется обеспечить одинаковые параметры стартовой плазмы в этих конфигурациях. Параметры установки были выбраны таким образом, что условие  $l \sim \lambda$  выполняется только на фазе нагрева плазмы нейтральными пучками. Ожидаемый эффект от перехода в многопробочную конфигурацию является значительным.

В то же время на стадии первоначального накопления холодной стартовой плазмы в ловушке выполняется соотношение  $\lambda \ll 1$ . При таком условии низкотемпературная стартовая плазма свободно проходит через многопробочные секции и заполняет центральную ловушку. Экспериментальное доказательство этого предсказания было впервые продемонстрировано в стартовой конфигурации ГОЛ-NB на этапах 2018-2019 годов.

Основными задачами этапа 2021 года являлись: достижение всех проектных технических параметров установки; изучение заполнения центральной ловушки стартовой плазмой; подготовка экспериментов по нагреву плазмы нейтральными пучками; создание новых систем для диагностики плазмы; изучение устойчивости стартовой плазмы.

### Стартовая плазма в центральной ловушке

Процесс заполнения центральной ловушки низкотемпературной стартовой плазмой исследовался при помощи системы ленгмюровских зондов и нескольких ПЗС-камер с экспозицией от 10 мкс, которые регистрировали изображение плазмы.

Сценарий экспериментов был следующим. Сначала включалось питание катушек магнитной системы. Вблизи максимума магнитного поля при помощи импульсного клапана начиналась подача водорода в рабочий объём плазменной пушки. Затем к анод-катодному промежутку плазменной пушки прикладывалось напряжение от формирующей линии и начинался плазменный разряд. Момент включения плазменной пушки в данном отчёте принят за  $t = 0$ .

После пробоя, поток стартовой плазмы из плазменной пушки распространяется вдоль магнитной системы до центральной ловушки и далее, с уменьшившейся плотностью – до выходного бака с приёмником плазмы. При первоначальном сжатии плазменного шнура в нарастающем магнитном поле между плазменной пушкой и секцией сильного поля происходит отражение части частиц назад. Существенным отличием экспериментов отчётного этапа от проводившихся на стартовой конфигурации установки ГОЛ-NB является то, что в данных экспериментах магнитная система работала при номинальных параметрах с индукцией в секции сильного поля  $B_{HFS} = 4,5$  Тл. Помимо прочего, увеличение магнитной индукции (при фиксированной величине коэффициента сжатия плазменного шнура в нарастающем магнитном поле  $R_c = 15$ ) привело к уменьшению высокочастотной модуляции сигналов ленгмюровских зондов, наблюдавшейся ранее, то есть к более однородной генерации плазмы пушкой. На Рис. 4 приведены типичные сигналы, характеризующие динамику разряда. Основным результатом является то, что плотность плазмы постепенно нарастает в течение времени работы плазменной пушки вплоть до момента выключения формирующей линии.

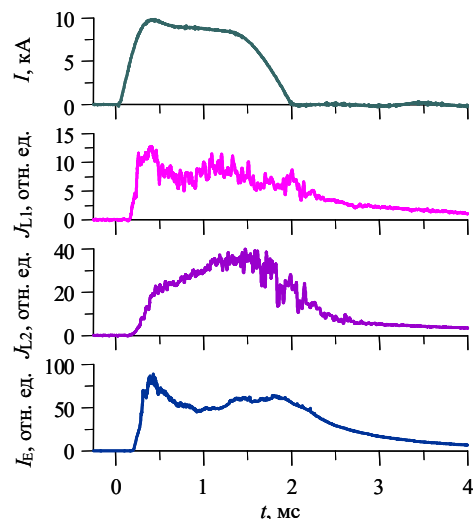


Рисунок 4. Типичные осциллограммы сигналов, сверху вниз: ток в плазменной пушке  $I$ ; сигнал  $J_{L1}$  ионного тока насыщения ленгмюровского зонда, расположенного в секции сильного поля на  $z = -1,36$  м,  $r = 0$ ; то же  $J_{L2}$  для зонда в центральной ловушке на  $z = 0,4$  м,  $r = 20$  мм; ток  $IE$  на центральную пластину выходного плазмодриёмника. Ленгмюровские зонды имеют различающиеся чувствительности.

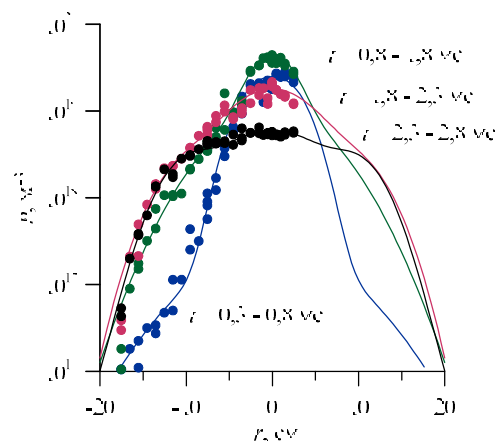


Рисунок 5. Эволюция профиля плотности стартовой плазмы в центральной ловушке, измеренная двойным ленгмюровским зондом на  $z = 0,4$  м. Точки – измерения для четырёх моментов времени, плавные кривые – подгонка симметричными функциями (приводится для лучшей визуализации результатов).

На Рис. 5 приведена динамика эволюции радиального распределения плотности для стадии работы плазменной пушки (кривые  $t = 0,3 - 0,8$  мс и  $t = 0,8 - 1,8$  мс) и для стадии распада плазмы (кривые  $t = 1,8 - 2,3$  мс и  $t = 2,3 - 2,8$  мс). В течение начальной стадии разряда ( $0,3 - 0,8$  мс), профиль плотности повторяет профиль приходящего плазменного потока. В дальнейшем профиль плотности в ловушке становится более широким. На стадии распада центральное плотное ядро распадается быстрее, чем периферийная плазма.



Специальная оговорка должна быть сделана для корректной интерпретации данных Рис. 5. Приведённые экспериментальные точки получены усреднением сигнала зонда по интервалу 0,5 мс. Подобное усреднение позволяет исключить из рассмотрения быстрые колебания плотности, которые возникают в точке наблюдения в разное время в разных экспериментах. В то время как в центральной области плазмы сигналы являются достаточно гладкими, сигналы на периферии имеют вид всплесков на фоне практически нулевой постоянной составляющей. Такой пиковый характер сигналов на периферии означает, что перенос в этой области носит скорее турбулентный, чем диффузионный характер.

На Рис. 6 показана фотография свечения плазмы, сделанная на плато разрядного тока. Приведён также хордовый профиль яркости плазмы для красного канала ПЗС-матрицы, в котором сигнал определяется в основном интенсивностью свечения водородной линии  $H_{\alpha}$  656,28 нм. В целом результаты изображающих диагностик согласуются с результатами зондовых измерений в части, касающейся геометрических параметров центрального плазменного ядра. Параметры редкой периферийной плазмы по фотометрии установить с достаточной точностью не удаётся из-за заметного переотражения и рассеяния света стенками вакуумной камеры.

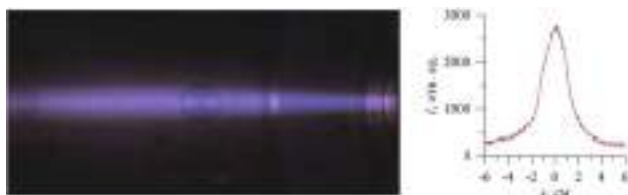


Рисунок 6. Слева: фотография стартовой плазмы в центральной ловушке ГОЛ-NB во время работы плазменной пушки; справа: хордовый профиль яркости свечения плазмы в красном канале ПЗС-камеры (в основном изображение создаётся линией  $H_{\alpha}$ , блики от стенок вакуумной камеры не вычитались), здесь  $I$  – значение пикселя ПЗС-матрицы,  $x$  – радиус хорды.

### Исследование детачмента плазмы

Проведено исследование возможности разрыва электрического контакта плазмы с торцевым плазмодприёмником и плазменной пушкой при помощи инжекции водорода в плазменную пушку. В токамаках близкий по физике процесс называется детачментом. Интерес к данной теме связан со следующими обстоятельствами. На стадии первоначального заполнения ловушки стартовой плазмой нужен хороший контакт плазмы с торцом для обеспечения стабилизации в замороженности. Однако на стадии нагрева плазмы нейтральными пучками требуется подавить продольную электронную теплопроводность на торец. Разрыв электрического контакта при помощи инжекции газа может служить дополнительным инструментом. В стандартом сценарии эксперимента, подача газа в объём плазменной пушки при помощи импульсного

клапана начинается за 2 мс и прекращается одновременно с включением высокого напряжения. Разрядный ток может регулироваться в пределах 6 - 15 кА, длительность тока 2 мс определяется формирующей линией. В таком режиме работы пушки практически весь поданный газ вырабатывается за время разряда. В экспериментах по исследованию детачмента варьировалось время запуска клапана и продолжительность газонапуска. На Рис. 7 приведена динамика свечения плазмы в стандартном режиме с длительностью газонапуска 2 мс и с увеличенной длительностью, при которой наблюдается, отрыв светящейся зоны от поверхности и её движение в сторону секции сильного поля (справа на кадрах виден анод плазменной пушки и электроды плазмодприёмника, слева находится переход к секции сильного поля).

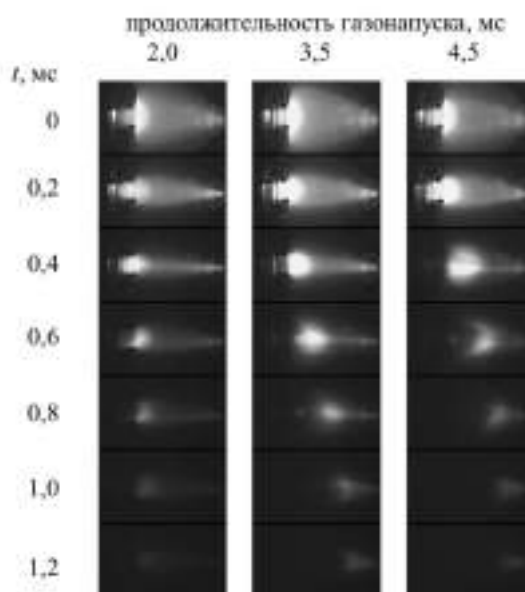


Рисунок 7. Динамика свечения плазмы в разрядах с разной продолжительностью газонапуска при давлении водорода в клапане 0,5 МПа. Слева указано время, прошедшее после прекращения тока в плазменной пушке.

По данным видеорегистрации эффект детачмента есть. Более сложной является ситуация с зондовыми измерениями. Динамика плотности на оси измерялась зондом, расположенным в 20 см от анода пушки. Максимальное различие в локальной плотности плазмы для длительностей газонапуска 2 и 3,5 мс составляет приблизительно порядок при  $t = 0,5$  мс, а затем это различие уменьшается. Данный момент времени приблизительно соответствует прохождению задней границы ярко светящейся области через точку измерения. В некоторых других режимах газонапуска наблюдается даже кратковременный рост плотности вдвое в этот период времени. Различия в яркости свечения плазмы (т.е. в скорости возбуждения нейтрального водорода электронами) существенно больше, чем различия в ионном токе насыщения, измеряемого зондами.

Данная часть работы выполнена в рамках гранта РФФИ № 21-12-00133.

## Устойчивость плазмы

В физическом проекте установки ГОЛ-NB предполагается, что на разных фазах эксперимента будут использованы различные технологии обеспечения устойчивости. Основным методом обеспечения устойчивости стартовой плазмы является вмороженность силовых линий магнитного поля в проводящий торец установки. На более поздних стадиях, при нагреве плазмы нейтральными пучками, стабилизация должна осуществляться методом вихревого удержания, при котором дифференциальное вращение плазмы в магнитном и радиальном электрическом поле может приводить к нелинейному насыщению перестановочных мод. На данном этапе исследовалось влияние потенциала выходного плазмоприёмника на параметры и устойчивость стартовой плазмы.

На кольцевые электроды выходного плазмоприёмника подавалось напряжение смещения до -250 В. Особенностью режима работы являлось то, что шнур стартовой плазмы был относительно узким; его диаметр соответствовал апертуре отверстия в первом электроде плазмоприёмника, через которое плазма инжектировалась в установку. Основная плазма при этом не опиралась на лимитеры, их касалось только плазменное гало низкой плотности. Такая ситуация, с одной стороны, является благоприятной, потому что свидетельствует о хорошей устойчивости центральной части плазменного шнура. С другой стороны, низкая плотность гало ухудшает контакт плазмы с лимитером и возможность влияния на плазму подачи потенциалов смещения на лимитеры.

Сигналы ленгмюровских зондов имеют заметный уровень флуктуаций, причём зонд в плотной приосевой области в секции сильного поля показывает квазипостоянный, медленно уменьшающийся сигнал, в то время как на сигнале периферийного зонда в центральной ловушке наряду с медленно возрастающим сигналом от накопления фоновой плазмы наблюдаются всплески многократно большей амплитуды, свидетельствующие о конвективных процессах в неустойчивой зоне плазмы. При изменении потенциала центрального электрода выходного плазмоприёмника, в целом динамика зондовых сигналов остаётся без существенных изменений. Магнитная поверхность, вблизи которой создаётся узкая область с радиальным электрическим полем, находится по радиусу дальше, чем точка измерения. В то же время в выходной секции сильного поля наблюдается приблизительно трёхкратный рост плотности плазмы с увеличением приложенного напряжения – см. Рис. 8. Время распада плазмы после выключения разряда в пушке также несколько увеличивается при напряжениях в диапазоне 100 – 200 В, однако при максимальном приложенном напряжении 258 В, время распада уменьшилось.

Как уже было отмечено выше, диаметр плазменного шнура на данном этапе экспериментов был много меньше диаметра магнитной поверхности, опирающейся на апертуру лимитеров. Поэтому можно было ожидать, что влияние потенциала лимитеров будет

слабым из-за низкой плотности периферийной плазмы. В эксперименте такое предположение было подтверждено.

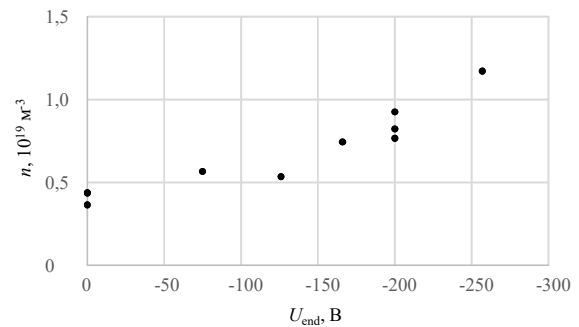


Рисунок 8. Зависимость плотности плазмы на оси в момент прекращения тока разряда в плазменной пушке от потенциала центрального электрода плазмоприёмника; измерения зондом на  $z = 0,4$  м.

Предварительные результаты состоят в следующем. Стабилизация приосевой области плазмы осуществляется за счёт вмороженности силовых линий магнитного поля в торец в пределах магнитной поверхности, ограниченной апертурой отверстия в первом электроде входного плазмоприёмника, через которое плазма инжектируется в установку. Такая стабилизация работает, пока есть ток разряда в плазменной пушке. Менее плотное плазменное гало является неустойчивым относительно перестановочных (желобковых) мод возмущений с большим номером азимутальной моды. Подача потенциала смещения на торцевой плазмоприёмник приводит к заметному росту усреднённой концентрации плазмы как на оси системы в выходной секции сильного поля, так и на периферии плазмы в ловушке. В этих экспериментах плазма имела практически одинаковую температуру, поэтому изменение плотности и скорости распада плазмы можно отнести на два разных эффекта: влияние зоны с радиальным электрическим полем на поперечные потери, либо изменения в удержании, связанные с наличием продольных токов при существенном различии потенциалов плазмоприёмника и анода плазменной пушки.

Данная часть работы выполнена в рамках совместного гранта РФФИ и Правительства Новосибирской области № 20-42-540012.

## Развитие методов диагностики плазмы

Перезарядная спектроскопия или CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) является методом, при помощи которого определяются параметры ионной компоненты плазмы по анализу оптического свечения линий возбуждённых атомов или ионов, возникших при рекомбинации электрона и иона более высокой зарядности. Самой яркой линией оптического диапазона в водородной плазме является  $H_{\alpha}$  с  $\lambda = 656,28$  нм. Спектр свечения плазмы в окрестности  $H_{\alpha}$  включает излучение атомов водорода, возникаю-

щее в результате рекомбинации ионов плазмы, релаксации нейтральных частиц нагревных пучков и в результате рекомбинации быстрых ионов. При правильном выборе линии наблюдения, все эти компоненты спектра можно различить по доплеровскому сдвигу.

Спектроскопическая диагностика ГОЛ-NB состоит из трёх подсистем, смонтированных в плоскости инъекции, см. Рис. 9. Пространственное распределение яркости свечения регистрировалось ПЗС-камерой SDU-285 с узкополосным интерференционным фильтром. Спектр излучения в окрестности  $H_{\alpha}$  изучался при помощи спектрального прибора на основе МДР-12, совмещенного с SDU-285. Динамика излучения в выбранных спектральных интервалах регистрировалась при помощи системы, состоящей из полихроматора на основе МДР-23 с многоканальным оптическим волокном и фотоумножителями.

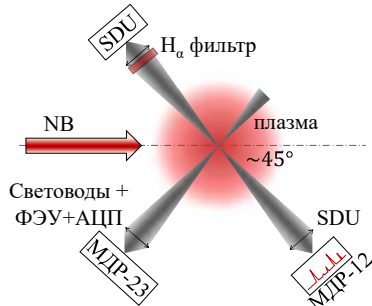


Рисунок 9. Схема регистрации перезарядного излучения из плазмы (не в масштабе, показано поперечное сечение). Обозначения: NB – направление инъекции нагревного пучка № 1, МДР-12 и МДР-23 – спектральные приборы указанных типов, SDU – быстрая однокадровая ПЗС-камера SDU-285, ФЭУ+АЦП – система регистрации динамики интенсивности выбранных спектральных линий.

На Рис. 10 представлен типичный спектр, измеренный в экспериментах с пучковым нагревом плазмы. Наиболее яркой является несмещённая компонента (4), соответствующая излучению мишенной плазмы. Видно также доплеровски-смещённое в синюю сторону излучение частиц пучка с полной энергией  $E = 25$  кэВ (1), а также излучение молекулярных ионов  $H_2^+$  (2) и  $H_2O^+$  (3) с такой же энергией. При захвате плазмой нагревных пучков атомов водорода, возникает популяция быстрых надтепловых протонов, спектр излучения которых (6) в данной геометрии смещён в красную сторону на величину, равную смещению линии (1). В спектре вблизи линии  $H_{\alpha}$  наблюдается также дублет иона примеси  $C^+$  (657,8 и 658,288 нм).

Измерение динамики указанных линий при помощи многоканальной системы с ФЭУ позволяет изучать не только процессы накопления быстрых ионов, но и производить мониторинг концентрации нейтрального газа непосредственно внутри плазмы.

Работа по созданию спектральной диагностики выполнена в рамках совместного гранта РФФИ и Правительства Новосибирской области № 20-42-540014.

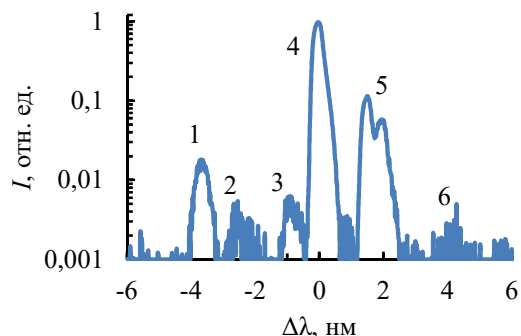


Рисунок 10. Спектр излучения перезарядных атомов вблизи линии  $H_{\alpha}$ , полученный в сечении инъекции нагревных пучков водорода. Все максимумы, кроме 5, соответствуют линии  $H_{\alpha}$ : 1, 2 и 3 – смещенная линия от пучка атомов с полной, половинной (ион  $H_2^+$ ) и 1/18 (ион  $H_2O^+$ ) энергией, соответственно, 4 – несмещенная линия 656,28 нм излучения мишенной плазмы, 6 – смещенная линия от захваченных быстрых протонов, 5 – дублет иона примеси  $C^+$ .

Другой новой диагностикой, запущенной в 2021 году, стал анализатор нейтралов перезарядки. Анализ энергетического спектра быстрых атомов, возникающих при перезарядке высокоэнергетических ионов – захваченных и частично заторможенных частиц нагревных пучков (далее для краткости называемых нейтралами перезарядки) является одним из основных методов исследования плазмы. Основной задачей разработанной диагностики является исследование баланса энергии и эффективности нагрева плазмы с помощью инъекции нейтральных пучков.

Общая конструкция анализатора повторяет конструкцию анализаторов, ранее изготовленных в лаборатории и использовавшихся на установках С-2 и MST. Покидающие плазму нейтралы ионизируются при прохождении установленной в анализаторе сверхтонкой твердотельной обдирочной мишени, ускоряются напряжением, приложенным к фольге, проходят через магнит-сепаратор и регистрируются линейкой детекторов. Детекторная линейка состоит из 11 каналотронов MAGNUM 5900 (Photonis); еще один детектор, сдвинутый по вертикали относительно основной линейки, используется для контроля фонового ультрафиолетового излучения в анализаторе. Для регистрации сигналов анализатора использован 16-канальный 18-битный АЦП QMBox17-16 с суммарной частотой оцифровки данных 1 МГц.

В качестве обдирочной мишени в анализаторе используется углеродная фольга толщиной 10 нм. Использование твердотельной мишени, в отличие от газовой, позволяет реализовать возможность подачи напряжения на мишень и электростатического доускорения ионов в анализаторе, что упрощает конструкцию и использование анализатора. В то же время повышенное рассеяние в фольге приводит к ухудшению энергетического разрешения (особенно существенного для низкоэнергетических каналов) и требует учета при

проектировании. Анализатор установлен перпендикулярно оси установки в сечении инъекции нейтрального пучка № 2.

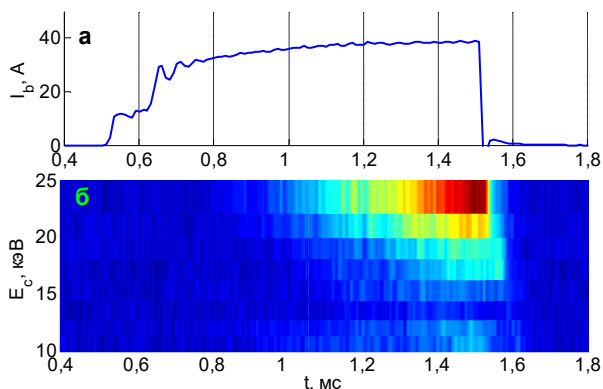


Рисунок 11. Измерение энергетического спектра быстрых ионов с помощью анализатора нейтралов перезарядки; а – осциллограмма тока пучка инжектора с энергией 25 кэВ; б – динамика сигналов в разных энергетических каналах анализатора.

Пример работы диагностики приведен на Рис. 11. В приведенном эксперименте NB5664 в плазму инжектировался пучок быстрых атомов водорода с помощью инжектора № 1, расположенного в противоположной от точки расположения анализатора точке остановки. Пучок выключался в  $t = 1,5$  мс, соответствующий моменту начала спада тока разряда плазменной пушки.

Для увеличения временного разрешения анализатор работал в режиме регистрации восьми высокоэнергетичных каналов. Динамика сигналов анализатора показана на Рис. 11(б). Видно появление сигналов в каналах, соответствующих частично заторможенным ионам. Часть спектра в двух низкоэнергетичных каналах дополнительно содержит вклад от ионов половинной энергии в исходном пучке.

### *Заклучение по работам на установке ГОЛ-NB*

Главным результатом работ 2021 года является достижение проектных параметров новой плазменной установки – многопробочной ловушки ГОЛ-NB и начало регулярных экспериментов по основной физической программе. В этой установке впервые реализуется сразу два подхода к улучшению времени жизни плазмы в открытых ловушках: она состоит из центральной ловушки газодинамического типа, которая является основной областью удержания и нагрева плазмы, и пристыкованных к ней секций сильного поля, которые могут включаться в соленоидальной либо в многопробочной конфигурациях. Данная конфигурация релевантна рассматриваемым в настоящее время проектам открытых ловушек реакторного класса. Основной научной задачей установки является прямая демонстрация подавления продольных потерь частиц и энергии при активации многопробочного режима работы секций сильного поля.

## ПРОВЕДЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КИЛОАМПЕРНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ МЭВ-НОЙ ЭНЕРГИИ

*Диагностическая система для одновременной регистрации функции распределения электронов прошедшего через плазму пучка и характеристик генерируемого в плазме потока ТГц-излучения и результат её применения на установке ГОЛ-ПЭТ.*

Эти исследования исключительно важны в связи с достижением мощности масштаба 108 Вт в потоке терагерцового излучения на плазменных колебаниях в субмиллиметровом (субмм) диапазоне длин волн и с возможностью использования лабораторных опытов для интерпретации результатов астрофизических наблюдений излучения, приходящего от плазменных космических объектов. Процесс генерации потока излучения осуществляется путём накачки релятивистским электронным пучком верхне-гибридных плазменных колебания большой амплитуды, которые затем в ходе различных физических механизмов превращаются в электромагнитные волны, выходящие в вакуум.

Для глубокого понимания этого процесса необходимо проведение одновременной регистрации энергетического распределения электронов пучка и генерируемого в плазме потока субмм излучения. Схема пучково-плазменной секции установки ГОЛ-ПЭТ, предназначенной для проведения таких экспериментов представлена на Рис. 1. Для отделения генерируемого потока терагерцового излучения от электронного пучка на выходе из плазмы использовано поворотное зеркало для ТГц-излучения (6), которое изготовлено из тонкой графитовой ткани. Плоскость зеркала, установленная под углом  $45^\circ$  по отношению к оси плазменного столба, обеспечивает отклонение потока субмм излучения на угол  $90^\circ$  и беспрепятственное прохождение сквозь это зеркало электронного пучка в многофольговый анализатор (7) энергетического распределения электронов. Отражённый зеркалом поток излучения поступает на выходное окно (8), через которое он выводится в атмосферу экспериментального зала.

Эксперименты проведены в условиях инжекции пучка диаметром 4 см, током до 15 кА и длительностью 6 мкс при энергии электронов около 0,5 МэВ. Пучок инжектировался в плазменный столб плотностью  $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , диаметром 6 см и длиной около двух метров, который удерживается многопробочным магнитным полем с индукцией 4,6 Т в максимуме и 3,8 Т в минимуме. Результат регистрации функции распределения электронов на выходе из плазменного столба представлен на Рис. 2. Из этого результата видно, что даже в начале инжекции пучка ( $t = 0,5$  мкс от начала импульса), когда основная часть его электронов должна

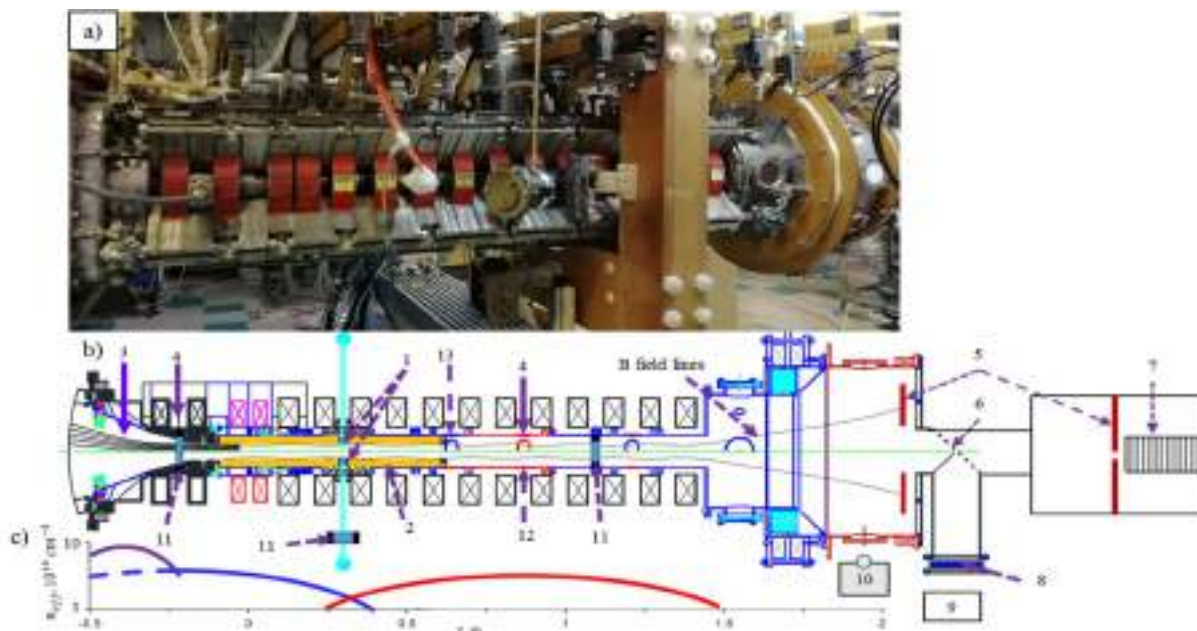


Рисунок 1. Фотография (а) и схема секции пучково-плазменного взаимодействия на установке ГОЛ-ПЭТ. 1 – разрядные электроды, 2 – кварцевая труба, 3 – клапан для напуска криптона, 4 – клапаны для напуска водорода, 5 – графитовый приемник пучка, 6 – зеркало для ТГц-излучения, 7 – многофольговый анализатор, 8 – выходное окно, 9 – многоканальная система регистрации потока ТГц-излучения, 10 – одиночный детектор для регистрации ТГц излучения в вакуумной камере, 11 – пояса Роговского, 12 – интерферометр Майкельсона ( $\lambda=0,6$  мкм), 13 – многоканальная система Томсоновского рассеяния ( $\lambda=1,053$  мкм).

иметь исходную энергию, задаваемую напряжением на ускорительном диоде ( $e \cdot U_d = 500$  кэВ), наблюдается заметная доля электронов с низкой энергией. Другой интересной особенностью эволюции функции распределения является образование двух групп электронов с низкой (<200 кэВ) и средней (300 кэВ) энергией в течение первой микросекунды импульса пучка.

Особо отметим, что наряду с тем, что в плазме происходит сильное торможение основной части пучковых электронов, существует малая группа электронов пучка, которая дополнительно ускоряется, достигая энергии значительно выше уровня энергии инжекции. Такой эффект дополнительного ускорения малой группы электронов наблюдался ранее в экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком на установках ИНАР и ГОЛ-3, что нашло объяснение в рамках теоретического описания пучково-плазменного взаимодействия.

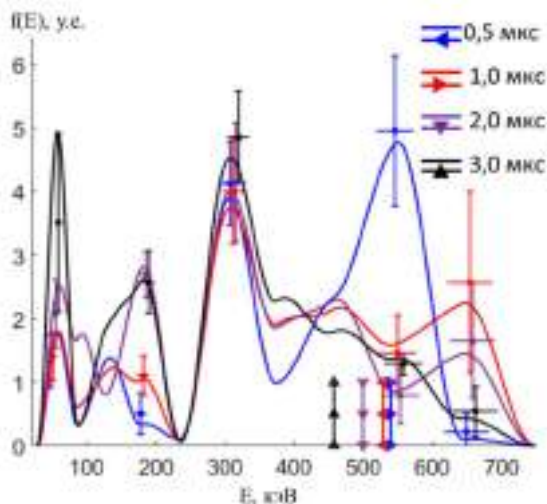


Рисунок 2. Функция распределения электронов пучка по энергии для 4-х моментов времени после начала инжекции пучка. Энергия инжектируемых электронов в эти моменты времени определена по напряжению на ускорительном диоде и показана на рисунке отрезками цветных прямых линий, стоящих вертикально на оси абсцисс.

В конце импульса пучка (при  $t > 3$  мкс) напряжение на диоде снижается до 400 кВ, а энергия основной массы электронов смещается ниже 200 кэВ. Сравнение средней энергии электронов пучка, вычисленной по представленным функциям распределения, с энергией инжектируемых в плазму электронов показало, что релятивистский электронный пучок теряет около 30% своей начальной энергии на накачку плазменных колебаний. Как было отмечено выше, регистрация энергетического распределения пучковых электронов проводилась одновременно с измерениями характеристик генерируемого в плазме потока ТГц-излучения. Регистрация спектрального состава потока излучения, выведенного в атмосферу, показала, что наибольшая спектральная мощность достигается в области частот

0,2 – 0,3 ТГц (длина волны около 1 мм), который соответствует частоте верхне-гибридных плазменных колебаний.

Для измерения полной энергии ТГц-излучения за импульс был использован калориметр, предоставленный коллегами из института ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Согласно калибровке калориметра энергосодержание в потоке излучения, выведенном в атмосферу, имело величину 5–7 Дж. Исходя из длительности импульса выведенного в атмосферу излучения, которая на полувысоте его амплитудного значения составляет около 0,5 мкс, и указанного уровня энергосодержания, измеренного калориметром, величина импульсной мощности потока ТГц-излучения определена на уровне не ниже 10 МВт. Анализ показал, что ограничение длительности импульса выведенного в атмосферу потока излучения на уровне 1 мкс при длительности инжекции пучка около 6 мкс вызвано возникновением высокочастотного пробоя с вакуумной стороны выходного окна. На это указывает то, что измеренная продолжительность импульса излучения внутри вакуумной камеры имеет величину около 4 мкс, и то, что на поверхности выходного окна с вакуумной стороны наблюдаются повреждения, характерные для электрического пробоя диэлектриков.

Для устранения процесса развития ВЧ пробоя на выходном окне была проведена работа в трех направлениях. Увеличено расстояние от графитового коллектора, поглощающего электронный пучок, до поворотного зеркала с 8 до 18 см, осуществлено удлинение вакуумной трубы от этого зеркала до выходного окна с 60 до 200 см, заменён материал выходного окна с фторопласта на полиметилпентен (TRX). В условиях новой геометрии узла квазиоптического вывода излучения удалось добиться увеличения длительности импульса излучения до 4 мкс в потоке, выведенном в атмосферу. На Рис. 3 представлены осциллограммы сигналов, характеризующих эффективность системы вывода в атмосферу генерируемого потока излучения до и после её модернизации.

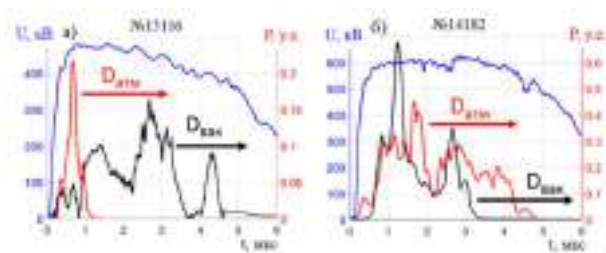


Рисунок 3. Сопоставление сигналов мощности субмм-излучения на длине волны в окрестности 1 мм с детектора в вакуумной камере Двак и с детектора потока излучения, выведенного в атмосферу Датм, для двух вариантов узла для вывода излучения в атмосферу: (а) – до модернизации узла; (б) – после его модернизации. Синей линией показано изменение во времени напряжения на диоде ускорителя.

Таким образом, по итогам работы в 2021 году была создана диагностическая система для одновременной регистрации функции распределения электронов пучка по энергиям и характеристик потока субмм излучения. Использование этой системы на установке ГОЛ-ПЭТ позволило установить закономерность торможения электронов пучка при накачке плазменных колебаний и измерить спектральный состав генерируемого субмм-излучения. По результатам calorиметрических измерений энергии в микросекундном импульсе этого излучения показано, что его мощность превышает 10 МВт. За счёт модернизации узла для вывода потока излучения в атмосферу, удалось подавить высокочастотный пробой на поверхности выходного окна и поднять длительность импульса излучения с одной до 4-х мкс.

*Оснащение установки ЭЛМИ для проведения полномасштабного эксперимента по генерации ТГц-излучения по схеме двухстадийного планарного мазера на основе одновременного использования двух параллельных ленточных пучков.*

Установка ЭЛМИ построена для проведения экспериментов по генерации мегаваттных импульсов когерентного миллиметрового и субмиллиметрового излучения длительностью масштаба одной микросекунды на основе концепции коротковолновых мазеров на свободных электронах (МСЭ) планарной геометрии. Высокий уровень когерентности генерируемого излучения обеспечивается распределенной обратной связью, реализуемой в планарных брэгговских структурах. Этот механизм обратной связи использован при создании двухстадийного планарного генератора терагерцового излучения с использованием двух параллельных электронных пучков ленточного сечения с током до 3 кА при энергии частиц 0,8 – 1 МэВ.

Схема двухстадийного генератора ТГц излучения представлены на Рис. 4.

Перед сборкой электродинамической системы двухстадийного генератора все изготовленные для него электродинамические элементы (брэгговский резонатор, волновые дефлекторы и волновой трансформатор) были протестированы в «холодных» измерениях и показали высокую частотную селективность. Однако в первом варианте конструкции двухстадийного генератора катушки, создающие поперечную составляющую ондуляторного поля, покрывали обе планарные электродинамические системы: и ТГц-секцию, и ММ-секцию. Для недопущения проникновения поперечного ондуляторного поля в ТГц-секцию, где оно мешает перекачке миллиметрового излучения в терагерцовый диапазон при рассеянии на встречном пучке, было решено использовать ослабление поле толстыми проводящими стенками канала за счёт скин-эффекта. В этом случае оказалось необходимым проведение предварительной работы по подбору периода колебания во времени тока в витках активного магнитного ондулятора

так, чтобы его поле ослаблялось проводящими стенками ТГц-секции, но не понижалось в ММ-секции из-за скинирования в её стенках.

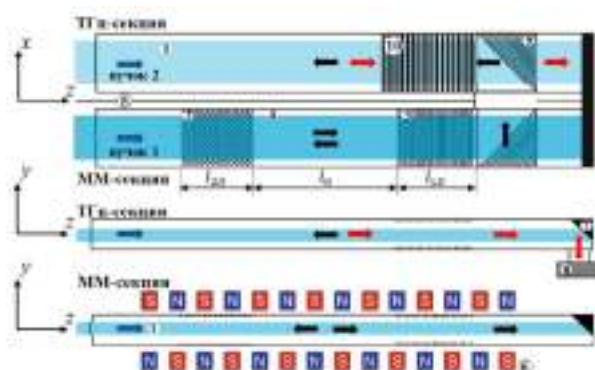


Рисунок 4. Схема электродинамической системы двухканального МСЭ с однопроходным рассеянием 4-мм волны в волну субмм диапазона. Верх рисунка – поперечные сечения ТГц-секции и ММ-секции генератора по ширине ленточного канала, ниже – сечение ТГц-секции в перпендикулярной плоскости по отношению к ширине, внизу – сечение ММ-секции также в перпендикулярной плоскости. Черные стрелки – направления движения 4-мм излучения, красные – ТГц-излучения, рассеянного на ленточном пучке. Обозначения на рисунке: 1- ленточные релятивистские электронные пучки, 2 и 3 – двумерный и одномерный брэгговские отражатели планарного резонатора ММ-секции генератора, 4 - участок гладкого волновода, 5 – проводящая стенка между ТГц-секцией и ММ-секцией, 6 – активный магнитный ондулятор, 7 – отражатель излучения для вывода его в окно, 8, 9 – брэгговский планарный дефлектор, 10 – волновой трансформатор бегущей волны в квазикритическую волну.

Цель была достигнута за счёт того, что стенки ТГц-секции были изготовлены из медных пластин толщиной 4 мм при зазоре между ними 6 мм. При этом стенки ММ-секции были изготовлены из нержавеющей стали толщиной 2 мм с гальваническим нанесением меди толщиной 0,4 мм на тех её участках, где химическим травлением формировались брэгговские решётки. На Рис. 5 представлено различие в поведении во времени магнитных полей в этих двух секциях генератора на участке регулярного изменения ондуляторного магнитного поля по продольной пространственной координате Z. Этот результат получен при оптимальной величине периода колебаний тока в ондуляторе, который равен 0,7 мс.

Как видно из рисунка, если производить выстрел пучком в момент времени  $t = 0,22$  мс, то отношение поля в ТГц-секции к полю в ММ-секции составит менее 0,02. Исходя из типичной амплитуды ондуляторного поля в ММ-секции в интервале 0,1–0,15 Тл и измеренного в опытах данного коэффициента ослабления, можно заключить, что ондуляторная составляющая магнитного поля в ТГц-секции не может превысить 3 мТл. В соответствии с модельными расчетами,

такая величина поля не сможет отрицательно повлиять на эффективность процесса обратного рассеяния электромагнитной волны 4 мм диапазона на ленточном пучке в ТГц-секции двухстадийного генератора.

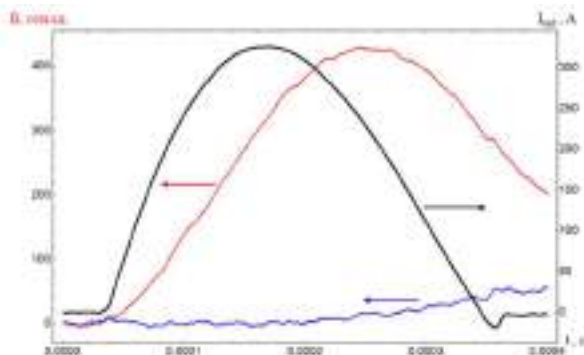


Рисунок 5. Зависимость ондуляторного магнитного поля от времени в двух секциях генератора: красным цветом показано поле в ММ-секции, синим - поле в ТГц-секции. Черным цветом представлена осциллограмма тока в проводнике ондулятора.

Для дальнейшего развития экспериментов по получению терагерцового излучения в рамках двухстадийной схемы, был разработан новый вакуумный канал с внутренним сечением 500x100 мм, который позволяет практически полностью подавить присутствие ондуляторного поля в ТГц-секции генератора.

Такой результат достигается тем, что ондуляторная обмотка охватывает только резонатор ММ-секции, как это показано на схеме, представленной на Рис. 4, и полностью отсутствует поперечная компонента магнитного поля в вакуумном канале, где размещена ТГц-секция. В 2021 году все узлы нового канала для двухстадийного генератора были изготовлены, и проведена его контрольная сборка. В качестве иллюстрации характерных геометрических размеров поперечного сечения вакуумного канала для нового варианта терагерцового генератора, на Рис. 6 представлены фото выхода из ускорительного диода, предназначенного для одновременной генерации двух ленточных пучков, и графитовых деталей анодной щели, в которой формируются эти пучки в условиях магнитной изоляции.

Таким образом, в результате выполнения работ на установке ЭЛМИ в 2021 году были решены две задачи.

Завершено создание первого варианта вакуумного канала с сечением 250x40 мм, предназначенного для реализации двухстадийной схемы генерации терагерцового излучения, и начаты эксперименты по одновременной генерации двух ленточных пучков и прохождению их в электродинамической системе.

Завершено изготовление и проведена тестовая сборка всех узлов для нового варианта вакуумного канала генератора, предназначенного для проведения полномасштабного эксперимента на установке ЭЛМИ по реализации двухстадийной схемы получения ТГц-излучения.



Рисунок 6. Фотография элементов ускорительного магнитно-изолированного диода, предназначенного для одновременной генерации двух ленточных пучков. (а) – место присоединения к ускорительному диоду вакуумного канала с миллиметровой и терагерцовой секциями, расположенными одна над другой по вертикали. (б) - графитовые детали анодной щели для двухпучкового диода.



# РАБОТЫ НА ЛОВУШКЕ С ГЕЛИКОИДАЛЬНЫМ ПОЛЕМ СМОЛА

## Введение.

Для улучшения энергетического времени жизни плазмы и повышения термоядерной эффективности открытых ловушек следующего поколения была предложена концепция подавления продольных потерь из открытой ловушки газодинамического типа за счёт динамического многопробочного удержания винтовыми пробками с управляемым вращением плазмы. Теоретически предсказана экспоненциальная зависимость эффективности подавления потерь от длины участка с винтовым полем, приводящая к существенному повышению эффективного пробочного отношения в открытой ловушке.

Проверка данной концепции проводится на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН. Схема установки приведена на рисунке 1. Основной частью установки является уединённая винтовая пробка, содержащая 12 периодов винтового поля. Соотношение винтовой и продольной компонент магнитного поля в винтовой секции может быть произвольно изменено. Вращение плазмы задаётся за счёт создания контролируемого профиля радиального электрического поля. Вращение происходит с угловой скоростью, слабо зависящей от радиуса. Система создания радиального электрического поля схожа с системой вихревого удержания плазмы в ГДЛ и может быть также использована для стабилизации плазменного шнура. Плазма запирается между указанной «уединённой пробкой» и источником

плазмы, расположенном в локальном максимуме поля. Эффективность предложенной концепции может быть определена по изменению параметров плазмы вдоль винтовой секции в различных режимах магнитного и электрического поля. В экспериментах 2021 года использовалась плазма со следующими характерными параметрами: концентрация  $n_i = (0,5-5) \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , температуры ионов и электронов  $T_i = 4 \text{ эВ}$  и  $T_e = 25-40 \text{ эВ}$  соответственно, радиус плазмы  $r \sim 5 \text{ см}$ , ведущее магнитное поле в винтовой секции  $B = 40-100 \text{ мТл}$ , период винтового поля 18 см. Скорость вращения плазмы составляла  $\omega \sim (1,0-1,2) \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Основной задачей экспериментов 2021 года было детальное изучение потоков плазмы в транспортной секции с винтовым полем при высокой скорости вращения и умеренной глубине гофрировки. Особенностью данной серии является изменение плотности плазмы в широких пределах, отвечающих варьированию отношения длины свободного пробега иона к периоду винтового поля в диапазоне  $\lambda/l = 1-8$ . Измерены детальные радиальные профили параметров плазмы при высокой скорости вращения в широком диапазоне магнитных полей ( $B_z = 40-100 \text{ мТл}$ ), пробочных отношений ( $R_{mean} = 1-1,7$ ) и потоков газа в источник плазмы. Последний параметр определяет плотность создаваемой плазмы. Распределение плотности плазмы и плотности потока плазмы измерялось набором подвижных зондов (5 двойных зондов, 1 зонд Маха). Радиальное распределение потенциала плазмы в области удержания определялось подвижным эмиссионным зондом. Для определения динамики возмущений азимутального магнитного поля использовался 12-канальный магнитный зонд в транспортной секции. Скорость вращения регистрировалась по доплеровскому сдвигу линии  $\text{H}_\alpha$ . Расположение диагностик показано на рисунке 1.

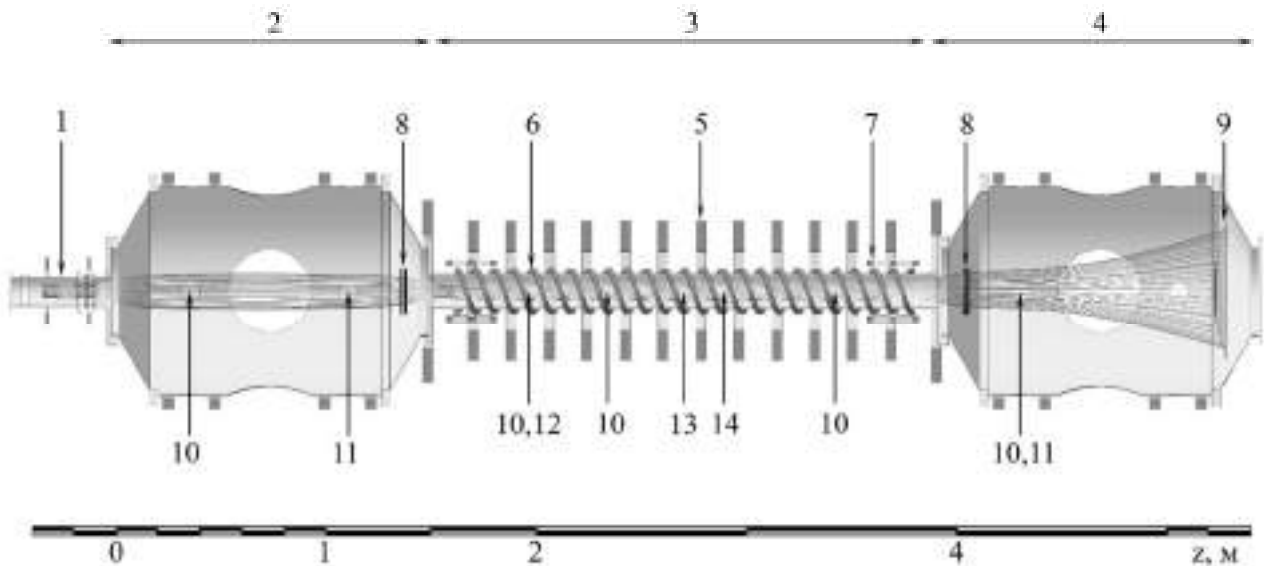


Рисунок 1. Схема установки СМОЛА с используемыми диагностиками. 1 – источник плазмы, 2 – входной расширитель, 3 – транспортная секция, 4 – выходной расширитель, 5 – прямой соленоид, 6 – винтовая обмотка, 7 – катушки коррекции, 8 – лимитер, 9 – приёмник плазмы, 10 – двойной зонд, 11 – доплеровский спектрометр, 12 – УФ-фотодиод, 13 – магнитный зонд, 14 – зонд Маха.

## Эксперименты по подавлению продольных потерь плазмы.

Основные серии экспериментов 2021 года проводились в двух различных магнитных конфигурациях, представленных на рисунке 2 при ведущем магнитном поле в транспортной секции 100 мТл. В стандартной магнитной конфигурации пробочное отношение между областью удержания и плазменной пушкой составляет  $R_g = 5$ , между областью удержания и транспортной секцией  $R_t = 7$ . Соответствующие значения в конфигурации с повышенным ведущим магнитным полем составляют  $R_g = 8$  и  $R_t = 3$ . Здесь и далее магнитная конфигурация будет характеризоваться величиной магнитного поля в транспортной секции. При изменении магнитного поля в каждом из режимов конфигурация остается прежней, поля поднимаются синхронно по всей длине установки: в источнике плазмы, расширителях и транспортной секции. Конфигурация с повышенным ведущим магнитным полем была сформирована для снижения влияния процессов в источнике плазмы на эффект винтового удержания.

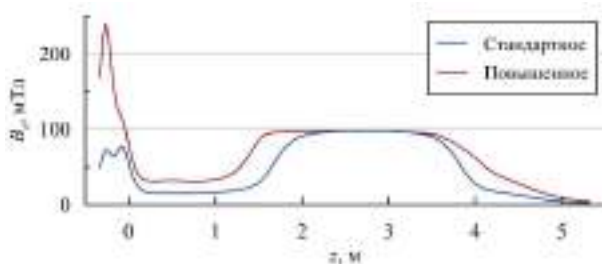


Рисунок 2. Конфигурация магнитного поля в экспериментах со стандартным (синяя кривая) и повышенным (красная кривая) ведущим магнитным полем. Амплитуда соответствует полю в транспортной секции 100 мТл.

В изменении радиальных профилей плотности потока плазмы прослеживаются следующие закономерности. Использование винтовой гофрировки подавляет продольный поток плазмы через транспортную секцию. Одновременно наблюдается рост плотности плазмы в области удержания (рисунок 3) и падение плотности потока, истекающего через выходное сечение транспортной секции. Кроме того, в экспериментальных профилях прослеживаются два теоретически предсказанных эффекта: снижение ширины плазменной струи и возникновение в приосевой области потока ионов, сонаправленного с градиентом давления. Эти эффекты связаны с радиальным переносом захваченных частиц в направлении наиболее отрицательного электростатического потенциала. Полный поток частиц через различные сечения транспортной секции определялся интегрированием аналитических функций, вписанных в экспериментальные профили. Зависимость полного потока  $F$  от глубины винтовой гофрировки приведена на рисунке 4. Поля ошибок соответствуют неопределённости вычисления интеграла по аналитическим функциям. Прямым

свидетельством эффекта винтового удержания является 1,6-кратный рост числа частиц в области удержания при переходе к винтовому полю (рисунок 4 а). Это хорошо согласуется с значительным падением потока, покидающего транспортную секцию (рисунок 4 в). При максимальной глубине гофрировки ( $R_{mean} = 1,7$ ) поток в выходной области транспортной секции падает ниже детектируемого уровня.

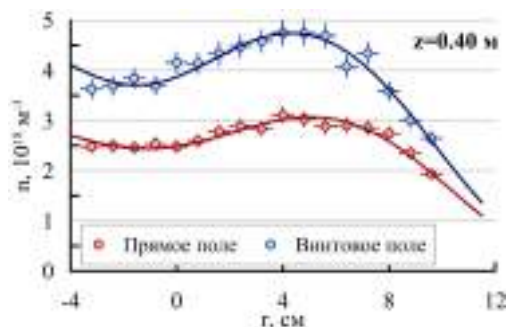


Рисунок 3. Профиль плотности плазмы в области удержания. Точки показывают экспериментальные данные, кривые — модельные функции. Винтовое поле соответствует глубине гофрировки  $R_{mean} = 1,52$ .

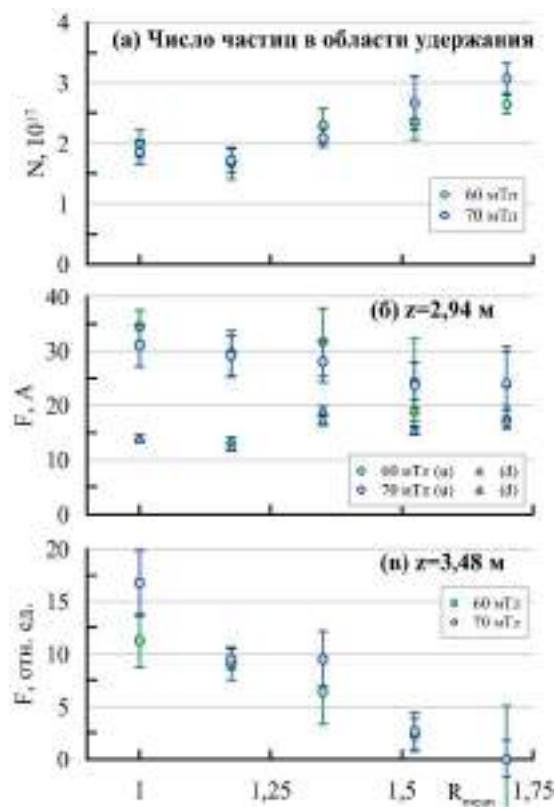


Рисунок 4. Зависимость числа частиц и интегрального потока от средней глубины гофрировки при различных ведущих магнитных полях. (а) число частиц в области удержания, (б) интегральный поток в середине транспортной секции на сторонах зона Маха, обращённых к источнику (u) и приёмнику (d) плазмы, (в) интегральный поток на выходе из транспортной секции.

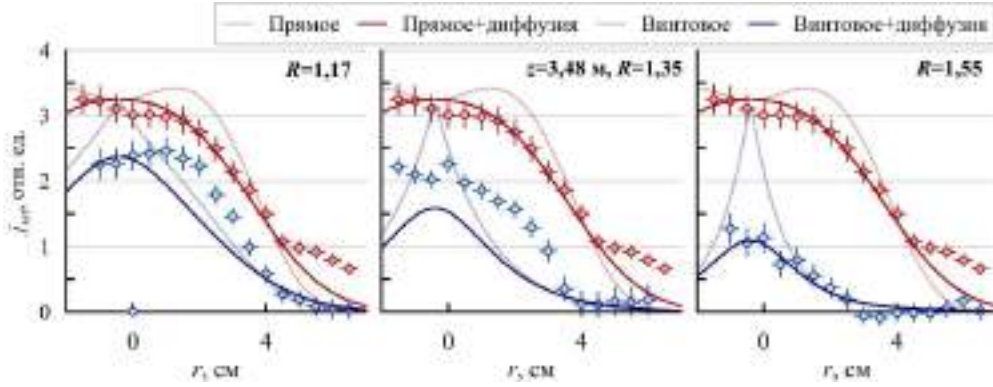


Рисунок 5. Экспериментальные (точки) и расчётные (линии) радиальные профили потока плазмы на выходе из транспортной секции в координате  $z = 3,48$  м. Тонкие линии соответствуют расчётам без учёта диффузии, толстые — с её учётом.

### Потоки частиц в винтовой ловушке в режиме удержания.

Детальная информация о потоке частиц в транспортной секции была получена с помощью зонда Маха, установленного в её центральной области (рисунок 4 б). Интегральный поток частиц, движущихся в направлении от источника плазмы к выходу из транспортной секции, монотонно снижается при росте глубины гофрировки. Одновременно с этим возрастает поток, движущийся в противоположном направлении. При максимальной глубине гофрировки разница между вытекающим и возвращающимся потоками становится ниже соответствующего доверительного интервала. Обратный поток, образующийся в транспортной секции с винтовым полем, состоит из захваченных ионов со скоростью, сравнимой со скоростью движения магнитных возмущений. Подобный поток может быть источником энергии для микронеустойчивостей, приводящих к аномальному рассеянию ионов. Возможность аномальной столкновительности важна для перспективы использования подобных систем для удержания редкой горячей плазмы.

Радиальное распределение плотности потока плазмы на выходе из транспортной секции сравнивалось с расчётными профилями на основе модели радиального и продольного транспорта ионов в винтовом магнитном поле. Ведущее магнитное поле и глубина гофрировки выбирались в соответствии с условиями эксперимента. Угловая скорость вращения плазмы оценивалась как среднее значение между скоростью вращения в области удержания и в области расширителя. В качестве начальной плотности плазмы использовался экспериментальный профиль плотности на входе в транспортную секцию. Коэффициент поперечной диффузии оценивался по уширению плазменной струи в прямом магнитном поле и выбирался одинаковым для всех расчётов. Наиболее значимым источником ошибки в теоретическом расчёте профилей является неопределённость в угловой скорости вращения, поскольку данный параметр наиболее существенно влияет на эффективность подавления потока. В общем

случае данная величина зависит от продольной координаты, что ограничивает точность оценки. С учётом данного ограничения наблюдается достаточно хорошее соответствие экспериментального и расчётного профилей плотности истекающего потока (рисунок 5). Зависимость интегрального потока частиц от плотности плазмы была измерена при ведущем магнитном поле  $B_z = 70$  мТл и средней глубине гофрировки  $R_{mean} = 1,35$ . Все потоки частиц в транспортной секции были нормированы на интегральное число частиц в области удержания при прямом поле. Была обнаружена линейная зависимость всех потоков, включая поток в направлении градиента плотности плазмы, от числа удерживаемых частиц. Ухудшения удержания не наблюдалось, по меньшей мере, до плотности, соответствующей длине свободного пробега относительно кулоновских столкновений  $\lambda \sim 5h$ . Обратный поток ионов возникал даже при низкой классической столкновительности.

При данной плотности потери частиц из области удержания могут быть оценены как газодинамические. Эти потери уравниваются поступлением частиц от источника плазмы  $F_{feed}$  и обратным потоком ионов  $F_{return}$ , созданным в винтовом магнитном поле. Баланс частиц может быть записан следующим образом:

$$n_i v S_0 \left( \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_t} \right) = F_{feed} + F_{return},$$

где  $v$  — скорость ионов,  $S_0$  — площадь сечения плазмы в минимуме магнитного поля. Разница между потоком, истекающим в транспортную секцию, и потоком, возвращаемым в область удержания, может быть представлена в виде эффективного пробочного отношения винтовой пробки  $R_{eff}$ :

$$F_{feed} = \frac{n_i v S_0}{R_g} + \left( \frac{n_i v S_0}{R_t} - F_{return} \right) = n_i v S_0 \left( \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{eff}} \right).$$

Прямое вычисление  $R_{eff}$  затруднено, поскольку разница прямого и обратного потоков близка к нулю. Может быть приведена оценка данной величины снизу, дающая  $R_{eff} > 5$  при  $R_{mean} = 1,35$ ,  $R_{eff} > 8$  при  $R_{mean} = 1,52$  и  $R_{eff} > 10$  при  $R_{mean} = 1,7$ .

## Анализ бесстолкновительного движения частиц в винтовой пробке

Методами гамильтоновой динамики проанализировано бесстолкновительное движение частиц в винтовой магнитной пробке. Пробка предполагалась неограниченной в продольном направлении, зависимость потенциала плазмы от расстояния до магнитной оси – квадратичной (соответствует твердотельному вращению плазмы), ларморовский радиус частиц и их расстояние до магнитной оси предполагались малыми по сравнению с шагом винта  $h$ . Наличие спиральной симметрии (система не меняется при сдвиге в продольном направлении и повороте вокруг оси) приводит к сохранению комбинации продольной  $p_z$  и азимутальной  $p_t$  компонент импульса частицы,  $P = p_z + 2\pi p_t/h = \text{const}$ , также сохраняется полная энергия частицы. Малость ларморовского радиуса приводит к сохранению магнитного момента частиц, при этом гамильтониан, описывающий их движение, является полностью интегрируемым. Структура фазового пространства существенно зависит от интеграла движения  $P$ . Когда он достаточно большой, частицы можно разделить на три группы – резонансные (средняя продольная скорость равна продольной скорости пробок во вращающейся системе отсчета), опережающие и отстающие от резонансных частиц (средняя скорость превышает либо меньше скорости пробок). При уменьшении  $P$  различие между группами частиц пропадает.

Рассмотрен вопрос влияния радиальных и продольных токов, возникающих при движении частиц в геликоидальном магнитном поле. Радиальный ток создаётся неоклассическим переносом ионов; квазинейтральность обеспечивается продольным электронным током. Было показано, что при использовании винтовых пробок совместно с газодинамической центральной секцией указанные токи не оказывают существенного эффекта на структуру магнитных полей.

Кратко рассмотрен вопрос о влиянии гофрировки ведущего магнитного поля на бесстолкновительную динамику частиц. Наличие гофрировки приводит к появлению запертых частиц, совершающих баунс-колебания в областях минимума ведущего магнитного поля. При совпадении частоты  $E \times B$  вращения и частоты баунс-колебаний возможна хаотизация движения запертых частиц. Это может привести к увеличению эффективной частоты рассеяния ионов в винтовой пробке, что благоприятно для повышения эффективности винтового запирающего слабостолкновительной плазмы. Указанный механизм может также улучшить удержание частиц, двигающихся вблизи магнитной оси (и свободно вылетающих из-за отсутствия гофрировки спирального поля на оси).

## Заключение

В 2021 году на установке СМОЛА получена информация об эффективности подавления продольного потока при высокой скорости вращения и средней по сечению глубине гофрировки. Экспериментально доказана эффективность нового метода удержания термоядерной плазмы в винтовом магнитном поле. Достигнуто подавление продольного потока в соответствии с теоретическими предсказаниями. Эффективное пробочное отношение секции с винтовым полем превышало  $R_{eff} > 10$ . Показано 1,6-кратное повышение плотности в области удержания. Наблюдается существенный рост плотности потока плазмы, направленного от выхода транспортной секции к области удержания. Интегральный поток плазмы через транспортную секцию снижался ниже детектируемого уровня. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими предположениями.

Работы выполнялись в рамках проектов РНФ 14-72-10080, РФФИ 20-43-543043, темы 1.3.4.1.2 Плана научно-исследовательских работ.

## РАБОТЫ ПО ПРОГРАММЕ ИТЭР

С 2013 года институт ведет работы в рамках проекта ИТЭР. ИЯФ СО РАН интегрирует и затем изготовит четыре диагностических порта ИТЭР, разрабатывает и изготовит элементы трех российских диагностических систем для определения параметров плазмы в международном термоядерном реакторе ИТЭР, который строится на юге Франции.

### *Интеграция диагностических портов ИТЭР и начало их производства.*

Институт продолжает работы по интеграции четырех диагностических портов ИТЭР: экваториального порта №11 (ЭП-11), верхних портов №02, 08 и 07. Задача разместить системы диагностики и управления плазмы в портах ИТЭР оказалась очень непростой из-за предъявляемых к системе жестких требований. Скомпоновать в тесном пространстве набор систем, которые параллельно разрабатываются в разных странах, защитить их от сильного радиационного фона, обеспечивая возможность обслуживания и ремонта систем с помощью как роботов, так и людей (что резко ужесточает требования по активации порта после остановки реактора), согласовывая все изменения с десятком заинтересованных сторон в разных организациях – непростая работа, поэтому некоторые согласования оказались затянуты относительно исходных планов интеграции и изготовления ЭП-11.

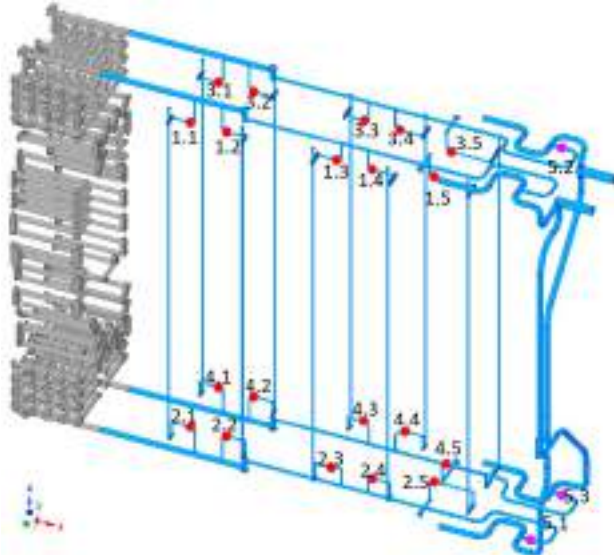


Рисунок 1. Схема водяных каналов в ДЗМ №1 экваториального порта № 11 ИТЭР и расположение дросселей для регулирования потоков воды. В рабочем режиме вода должна охлаждать системы порта во время работы реактора, а в режиме прогрева вакуумной камеры – наоборот, протекающая горячая вода должна прогреть все вакуумные элементы порт-плага.

Институтом совместно с Организацией ИТЭР было продолжено проектирование диагностических портов используя единый «модульный» дизайн и макетирова-

ние отдельных элементов в поддержку данного подхода. В 2021 году проводились доработка финального проекта и различные инженерные расчеты систем экваториального порта №11 с задачей доказать соответствие заданным проектным требованиям, а также началось производство корпуса диагностического защитного модуля (ДЗМ) №2 ЭП-11.

Чтобы начать в институте производство элементов термоядерного реактора ИТЭР потребовалось согласовать с Организацией ИТЭР, большое количество документов, детально описывающих обращение, обработку, очистку, визуальный и геометрический контроль, хранение и прочие операции с деталями и заготовками для ИТЭР. Так как это оборудование для ядерного реактора, то при его изготовлении предъявляются многочисленные жесткие требования со стороны Организации ИТЭР и французского ядерного регулятора и законодательства. Например, одним из требований является то, что в производстве чертежи должны иметь специальную маркировку, чтобы каждый рабочий мог знать, что это оборудование для ядерного реактора и относится к нему со всей ответственностью.

Подрядчиками института (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого) проведены термогидравлические расчеты водяных каналов диагностических-защитных модулей, а также дросселей в них для регулирования потоков охлаждающей воды в различных частях оборудования (Рис. 1).

Для верхних портов проводилась доработка предварительных проектов портов (Рис. 2), в том числе интеграция фланцев на гермоплите, которая обеспечивает первый барьер для удержания трития в вакуумной камере, поэтому находящиеся на гермоплите фланцы относятся к классу важных для безопасности и к ним предъявляют особо жесткие требования.

В 2021 году продолжался эксперимент по длительному исследованию газовой выделению керамики карбида бора в вакууме, которая в большом количестве (до 4 тонн на порт-плаг) будет использоваться в вакуумной камере ИТЭР для нейтронной защиты портов. За 2,5 года нахождения в вакууме газовой выделение керамики снизилось в 5 раз, до  $2 \cdot 10^{-9}$  Па·м<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>·м<sup>-2</sup>, что удовлетворяет как требованиям Вакуумной книги ИТЭР, так и согласованной Организацией ИТЭР спецификации на изготовление керамики для диагностических портов. Отличие этих экспериментов от типичных измерений удельного газовой выделение вакуумных материалов заключается в том, что тесты проводятся при температуре образцов 100 °С – рабочей температуре вакуумных элементов реактора.

В 2021 году институт получил автоматический комплекс сварки, изготовленный компанией Polysoude (Рис. 5). Начались работы по освоению комплекса и подбору режимов для сварки макетов фланцев и защитных кассет. Из-за того, что на гермоплите порт-плавов рядом много фланцев и сама гермоплита окружена бортиком из металла корпуса порт-плага, выполнить сварку фланцев на гермоплите ручным спо-

собом оказалось невозможно и потребовалось приобретение специального оборудования.

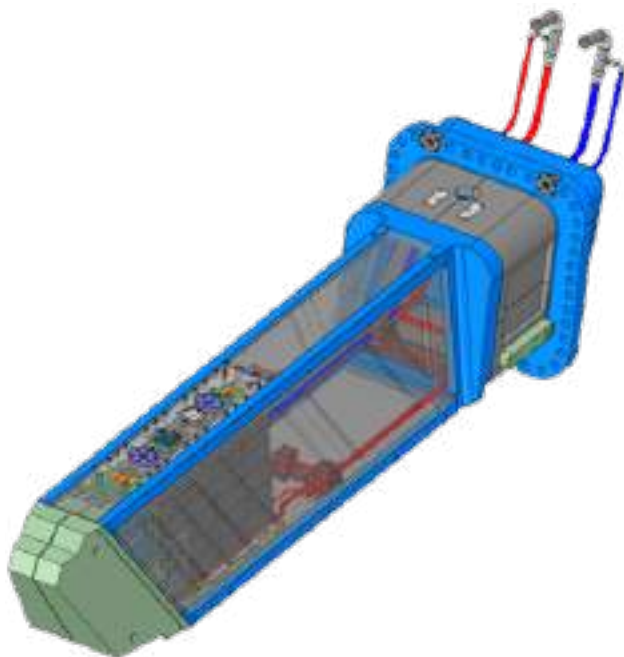


Рис. 2. Чертеж порт-плага верхнего порта № 07 ИТЭР для предварительной защиты проекта. Спереди расположена обращенная к горячей плазме диагностическая передняя стенка (зеленый цвет), синим цветом показан корпус порт-плага. Передняя стенка и корпус будут изготовлены и поставлены в институт сторонними организациями. Институт будет изготавливать внутреннее наполнение порт-плага и производить сборку всего порт-плага.

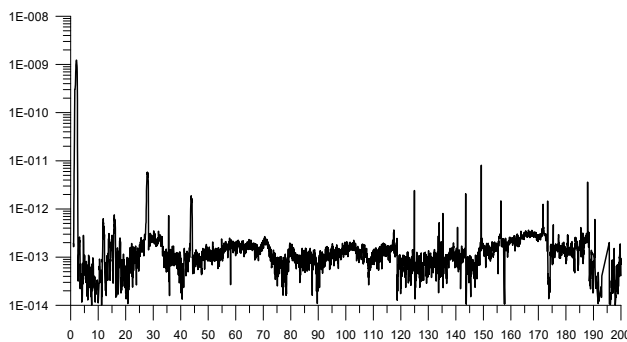


Рис. 3. Спектр остаточных газов спеченной керамики карбида бора производства ООО Вириал (при температуре 100 °С) после 1 года в вакууме.

Одной из сложных задач при производстве является неразрушающий контроль сварочных соединений. По требованиям ИТЭР 100% соединений должны быть проверены. Диагностические защитные модули содержат сложную систему водяных каналов (Рис. 1), состоящую из около 350 отверстий, каждое из которых должно быть заварено и проверено.

Томский Политехнический Университет разработал и передал институту методики ультразвукового кон-

троля сложных сварных швов, также они начали поставку в институт оборудования для автоматизированного комплекса ультразвукового контроля сварных швов.

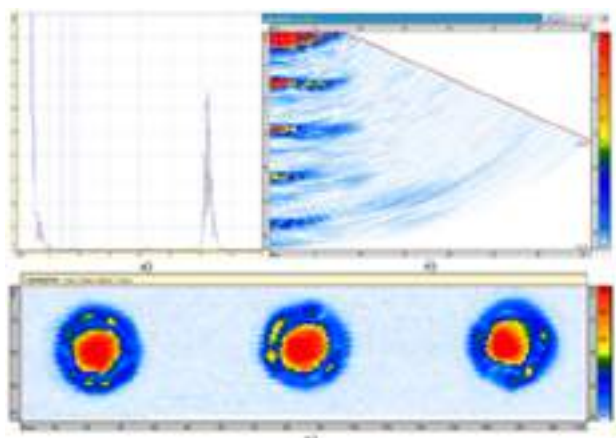


Рис. 4. Тестовые измерения сварных швов с помощью ультразвукового неразрушающего контроля.

В 2021 году продолжалась закупка специальной стали 316L(N)-IG (ITER Grade) для диагностических портов и началась закупка блоков керамики из спеченного карбида бора для установки в ЭП-11. Данные материалы затем будут установлены в вакуумную камеру ИТЭР.

#### *Разработка диагностик ИТЭР и начало их производства.*

Для диверторного монитора нейтронного потока (ДМНП) новой конструкции был изготовлен макет. ДМНП нового дизайна теперь будет размещен на вакуумной камере ИТЭР, дальше от горячей зоны реактора чем планировалось исходно, поэтому исчезла необходимость его охлаждать.

Конструкция вертикальной нейтронной камеры (ВНК) в 2021 успешно прошла предварительную защиту (Рис. 6), продолжались научно-конструкторские работы по интеграции верхней и нижней ВНК в верхние и нижние диагностические порты, за разработку которых отвечают другие институты.

ДМНП и ВНК являются частью диагностического комплекса ИТЭР и будут измерять термоядерную мощность и полный нейтронный поток из реактора. Модули этих диагностик содержат детекторные узлы (будут поставляться в институт в готовом виде) с ионизационными камерами деления с U-238 и U-235.

В 2021 году в институте началось изготовление коллиматора системы анализаторов атомов перезарядки ИТЭР, который будет установлен в ЭП-11 и обращен непосредственно к горячей плазме.

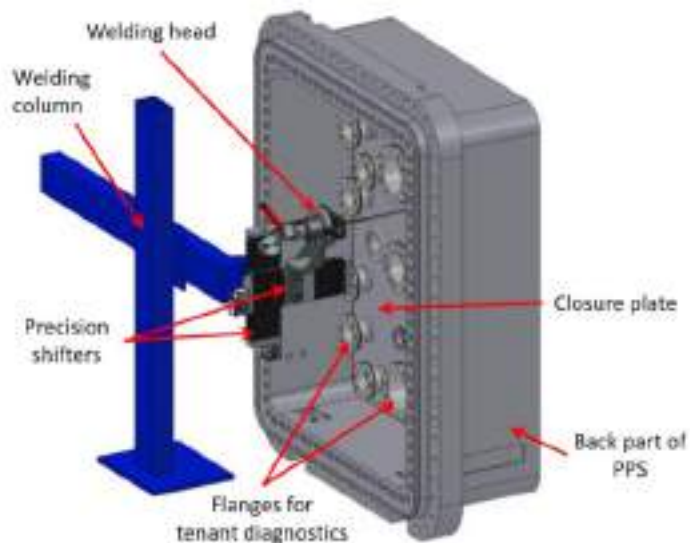


Рисунок 5. Схема и фотография комплекса автоматической сварки. Основное предназначение комплекса – сварка фланцев на гермоплите порт-плага и крышек каналов водяного охлаждения ДЗМ сложной формы.

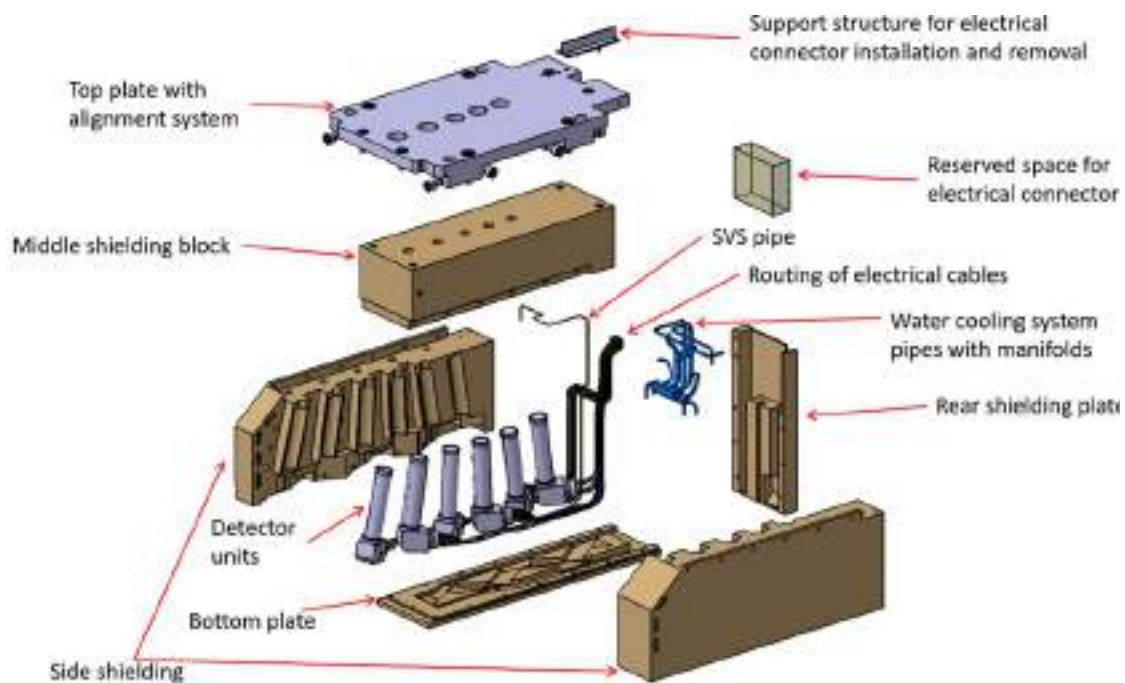


Рисунок 6. Обновленная модель нижней Вертикальной нейтронной камеры ИТЭР, успешно прошедшая защиту предварительного проекта в 2021 году.

## ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ

### *Исследование баллонных возмущений в линейных аксиально-симметричных ловушках.*

Показано, что укручение профиля радиального давления плазмы приводит к уменьшению критического значения бета, выше которого мелкомасштабные возмущения баллонного типа в пробочной ловушке становятся неустойчивыми. Это может означать, что мелкомасштабная баллонная неустойчивость приводит к сглаживанию радиального профиля плазмы. Также были рассчитаны критические значения бета для реального магнитного поля газодинамической ловушки и различных радиальных профилей давления плазмы. Для плазмы с параболическим профилем критическая бета оценивается на уровне 0,72. Предыдущее теоретическое предсказание для этой ловушки было почти в два раза ниже, чем максимальная бета 0,6, достигнутая экспериментально.

Plasma Science and Technology, Volume 24, Number 1, 015102 (2022).

<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ac32b2>

### *Кинетические неустойчивости в диамагнитной ловушке.*

Начаты работы по изучению кинетических неустойчивостей, которые могут развиваться в диамагнитной ловушке. Большие градиенты давления плазмы и магнитного поля, а также диамагнитный ток в переходном слое, могут провоцировать возбуждение разнообразных кинетических неустойчивостей и аномальный транспорт.

В рамках модели бильярдных шаров (ионы движутся прямолинейно и упруго отражаются от резкой границы плазмы и магнитного поля) исследовано взаимодействие ионов с поверхностной волной в цилиндрическом столбе плазмы с  $\beta \approx 1$ . Поверхность плазмы моделировалась цилиндрической поверхностью с радиусом  $a$ , волна – гофрировкой поверхности  $r = a + \delta a \cdot \cos(kz + m\theta - \omega t)$ . Основной вклад в обмен энергией между волной и ионами вносят резонансные ионы, при движении остающиеся в одном и том же периоде гофрировки. Найдено каноническое отображение, описывающее динамику ионов, и для заданной функции распределения ионов и параметров поверхностной волны (частота, продольной волновой вектор и азимутальное волновое число) вычислена энергия, передаваемая от ионов к волне.

Особенно просто описывается условие устойчивости осесимметричных колебаний (с  $m=0$ ). Для них необходимое условие неустойчивости сводится к требованию, чтобы функция распределения ионов, усредненная по поперечным компонентам скорости, имела участок с положительной производной по продольной скорости  $v_z$ . Это условие может выполняться, например, при использовании наклонной инжекции для

нагрева плазмы. По-видимому, указанные осесимметричные колебания в диамагнитном пузыре являются продолжением в область  $\beta \approx 1$  геодезической акустической моды, наблюдающейся в ГДЛ.

### *Проект установки ALIANCE-T.*

Завершён концептуальный проект небольшой установки ALIANCE-T (рисунок 1) в рамках сотрудничества с Hefei Institutes of Physical Science CAS, г. Хэфэй, КНР. Экспериментальная машина представляет собой осесимметричную магнитную плазменную ловушку с высоким пробочным отношением. Целью проекта является изучение физических и инженерных проблем источника нейтронов на основе газодинамической ловушки, в том числе методы МГД-стабилизации плазмы и перенос частиц, и энергии в длинных импульсах работы установки. Установка ALIANCE-T будет оснащена сверхпроводящими пробочными соленоидами, которые позволят достичь магнитного поля около 6 Т и пробочного отношения около 100, и геликоновым источником плазмы мощностью до 25 кВт, установленным непосредственно в зоне удержания между пробками. Ожидаемые параметры плазмы оценены с помощью простой модели, которая учитывает газодинамические продольные потери плазмы, столкновительный поперечный перенос и взаимодействие плазмы с нейтральным газом. Прогнозируется, что машина одновременно достигнет плотности плазмы  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и температуры 10 эВ в ходе непрерывного разряда продолжительностью 1-8 часов.

Nuclear Fusion, Accepted Manuscript online 4 February 2022 • © 2022 IAEA, Vienna

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/ac5224/pdf>



Рисунок 1. Разрез установки ALIANCE-T.

«ALIANCE» - международный проект Institute of Nuclear Energy Safety Technology CAS (Китай) и ИЯФ СО РАН. Проект предполагает разработку трёх открытых ловушек с увеличивающейся мощностью нагрева. Результаты моделирования параметров плазмы произведены помощью кода DOL. Первая – это прототип непрерывно работающей ловушки с нагревом атомарными пучками. Мощность инжектируемых пучков будет невысокой, а режим удержания глубоко газодинамическим. Вторая – это ловушка с промежуточными параметрами. Мощность пучка будет увеличена на порядок, а режим удержания достигнет переходной области между газодинамическим и кинетическим. И тре-



тя – это полномасштабный источник нейтронов. Основные параметры этих конфигураций представлены в таблице.

Таблица 1. Результаты моделирования плазмы для проекта ALIANCE.

Параметр	ALIANCE-I	ALIANCE -II	ALIANCE -III
Смесь изотопов	100%D	100%D	50%D + 50% T
Длина от зеркала до зеркала, м	4,4	7,7	20
Радиус плазмы в центральной плоскости, м	0,3	0,3	0,3
Магнитное поле в пробках/центре, Т	12/0,2	13/0,3	25/0,8
Мощность инжектируемых пучков, МВт	0,1	4	50
Температура ионов/электронов, кэВ	0,04/0,03	0,5/0,4	1,2/2,6
Скорость выхода нейтронов, 1/с	$4 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{18}$

ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып.2 \*

## ИНЖЕКТОРЫ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ

*Нагревные атомарные инжекторы мощностью 1 МВт.*

В 2021 году ИЯФ поставил и запустил мощный атомарный инжектор для нагрева плазмы в токамаке COMPASS-D в Институте физики плазмы (Прага). Проектные параметры – мощность пучка атомов дейтерия 1 МВт, длительность 1 сек, энергия частиц 80 кэВ.

Отличительной особенностью данного проекта является большая для инжектора на базе положительных ионов энергия атомов пучка – до 80 кэВ. Другой особенностью является возможность вариации энергии и мощности пучка в ходе импульса инжекции по заданному закону. В ходе сборки и испытаний инжектор выведен на параметры, близкие к проектным.



Рисунок 1. Инжектор на токамаке в Праге.

В 2021 году были выполнены заключительные работы по запуску нагревного инжектора в компании Tokamak Energy. Из-за карантинных ограничений оборудование собиралось, в основном, силами компании-заказчика при дистанционном руководстве из ИЯФ. Тем не менее, некоторые работы можно было выполнить только непосредственно на месте. В частности, была настроена ВЧ система и добавлены дополнительные блокировки. К особенностям данного проекта можно отнести то, что все вспомогательное оборудование (системы охлаждения, заливки азота, питания рабочим газом и вакуумная система) разрабатывалось и поставлялось ИЯФ. Эти системы были полностью автоматизированы, что является необходимым условием выполнения современного эксперимента в области УТС.



Рисунок 2. Инжектор на токамаке ST-40.

В настоящий момент достигнуты следующие параметры инжектора: при работе на дейтерии ускоряющее напряжение 55 кВ, ионный ток 33 А, длительность 0,5 с; при работе на водороде ускоряющее напряжение 50 кВ, ионный ток 42 А, длительность 0,15 с.

В целом инжектор демонстрирует впечатляющую надежность ионного источника. Во всем диапазоне токов и напряжений пробой являются единичными. Управление как инжектором, так и вспомогательными системами, полностью автоматизировано и выполняется из окна рабочей программы из пультовой.

Нагревной инжектор с аналогичными параметрами запущен на токамаке TCV (Швейцария).



Рисунок 3. Инжектор на токамаке TCV.

### *Диагностические инжекторы.*

В мае 2021 года на установке C-2W в компании TAE (США) успешно проведена модернизация диагностического инжектора (рисунок 4) и высоковольтной системы питания. Инжектор был введен в эксплуатацию в декабре 2019 года. В ходе модернизации была установлена ионно-оптическая система (ИОС) с улучшенными характеристиками. Система питания вытягивающего электрода ИОС была выполнена специальным отводом от последовательно соединенных модулей, формирующих высоковольтный импульс. Это позволило добиться высокой стабильности напряжения вытягивающего электрода и получить номинальный ток в ионах 15 А, сравнимый с током нагревных инжекторов. Инжектор позволяет работать в режиме быстрой модуляции пучка с частотой до 10 кГц. Для частот до 1 кГц модуляция пучка осуществляется полным отключением высоковольтного питания и составляет 100%. Для частот более 1 кГц был экспериментально опробован и отлажен метод модуляции пучка с помощью

быстрого перезамыкания тока дугового разряда в источнике плазмы с анода на плазменную камеру. При этом глубина модуляции пучка достигала 60%. Энергия диагностического пучка 40-44 кэВ, длительность импульса 30 мс.



Рисунок 4. Диагностический инжектор на установке C-2W в компании TAE (США).

*Стенд высоковольтного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ: Проведение экспериментов по ускорению и транспортировке пучка ионов  $H^-$  с полной энергией до 340 кэВ.*

На ускорительном стенде высоковольтного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ были продолжены эксперименты по генерации, ускорению и транспортировке сильноточного пучка отрицательных ионов с длительностью импульса до 20 сек. В 2021 году были проведены работы по повышению высоковольтной прочности одноапертурной ускорительной трубки и питающего ее генератора высокого напряжения, отработаны процедуры высоковольтной тренировки ее электродов. Были проведены исследования и оптимизация проводки сильноточного ионного пучка через тракт низкой энергии (ЛЕВТ) на вход ускорительной трубки, и эффективности его ускорения. Более 90% проведенного на вход ускорителя пучка ионов  $H^-$  были доускорены до полной энергии 340 кэВ, а ускоренный пучок транспортирован через тракт высокой энергии на расстояние 10 м от источника.

Было исследовано влияние квадрупольных магнитных линз на фокусировку ускоренного пучка отрицательных ионов. На Рисунке 5 приведена фотография струек сфокусированного ускоренного пучка, проведенного через тракт высокой энергии на расстояние 10 м от источника. При оптимизации токов квадрупольных линз отчетливо проявляется структура сфокусированного пучка в виде горизонтальных элементарных струек, соответствующих отдельным апертурам ионно-оптической системы источника.



Рисунок 5. Свечение остаточного газа под действием сфокусированного пучка в области приёмных пластин калориметра (вид снизу).

Было проведено моделирование ускорения и транспортировки пучка ионов через тракт высокой энергии и фокусирующие квадрупольные линзы кодом COMSOL. На Рисунке 6 показан расчётный поперечный XY профиль сфокусированного пучка.

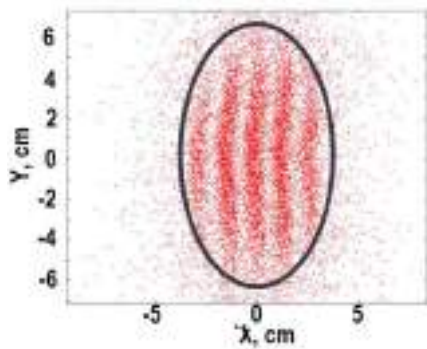


Рисунок 6. Результаты расчётов профиля сфокусированного пучка с помощью программы COMSOL.

Результаты экспериментов по ускорению и транспортировке пучка хорошо соответствовали расчётным значениям, полученным с помощью COMSOL.



**УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ  
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫМИ  
ПУЧКАМИ**



# КОМПЛЕКС ВЭПП-4

## Введение

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 [1, 2] представляет собой уникальную установку для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками по физике высоких энергий [3], экспериментов с выведенными пучками синхротронного излучения [4, 5] и жестких гамма-квантов [6], а также экспериментов по ядерной физике [7]. В настоящее время комплекс ВЭПП-4 входит в состав Уникальной научной установки (УНУ) «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000» [8], в состав которой также входят электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000 и Инжекционный комплекс (ИК), предназначенный для производства пучков электронов и позитронов высокой интенсивности [9].

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 состоит из электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М (с энергией электронов и позитронов до 5 ГэВ), многофункционального накопителя ВЭПП-3 (с энергией частиц до 2 ГэВ), а также канала транспортировки пучка ВЭПП-3 – ВЭПП-4. Схема комплекса ВЭПП-4 приведена на Рис. 1, где показаны накопитель ВЭПП-3 (VEPP-3), коллайдер ВЭПП-4М (VEPP-4М), а также основные экспериментальные установки: универсаль-

ный магнитный детектор КЕДР (KEDR), предназначенный для проведения экспериментов по физике элементарных частиц, установка Дейтрон (Deuteron) для проведения экспериментов по ядерной физике, залы для проведения экспериментов с использованием СИ (SR), зал для исследований с использованием пучков гамма квантов обратного комптоновского рассеяния (ROKK-1M), где также расположен стенд «Выведенный пучок».

Включение комплекса ВЭПП-4 в 2021 году началось 15 февраля после длительной остановки. 24 февраля начался одиннадцатидневный сеанс на СИ. 11 марта на детекторе КЕДР было поднято поле, и с 15 марта начат набор статистики для двухфотонной физики на 3,5 ГэВ. С 7 апреля состоялся одиннадцатидневный сеанс на СИ. Со 2 июня был выполнен заход по набору статистики в области энергии  $\Upsilon(1S)$  мезона на 4,75 ГэВ. 4 июня произошла авария на тиристорном ИП ВЭПП-3: пробой высоковольтной обмотки силового трансформатора, включенного по схеме треугольник. После перевода питания ВЭПП-3 на ГПН эксперимент с детектором КЕДР был продолжен. 15 июня комплекс остановлен из-за отсутствия запасных щеток для ГПН. 19 июня на детекторе было выведено поле. С 30 июня начался сеанс СИ (без СИ ВЭПП-3), а с 5 июля — комплекс был остановлен на летнюю профилактику.

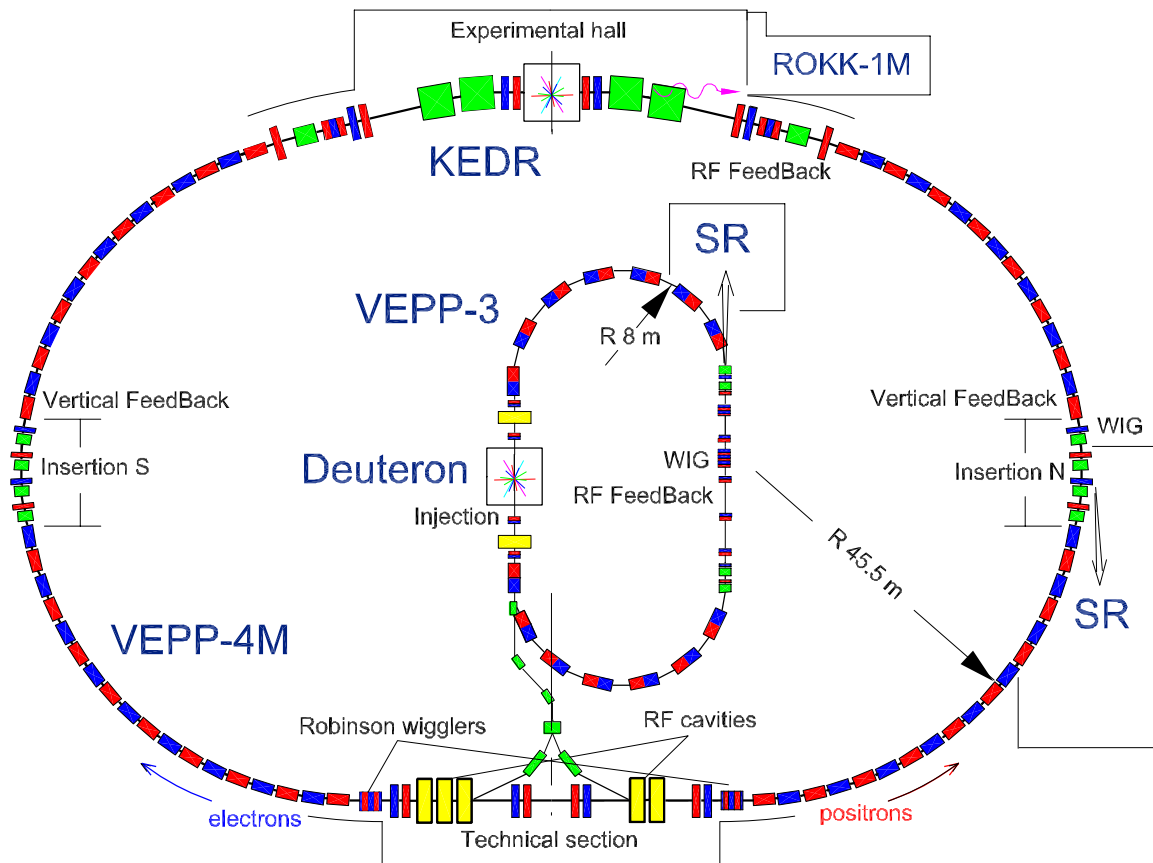


Рисунок 1. Схема комплекса ВЭПП-4.

Сезон 2021/2022 был начат 13 сентября с проведения сеанса экспериментов на установке Дейтрон, размещенной на ВЭПП-3, при этом работа на СИ и перепуск пучков в ВЭПП-4М невозможны. После устранения неисправностей на установке Дейтрон 30 сентября был начат набор статистики. 12 ноября эксперимент на установке Дейтрон был завершен, и начался переход в стандартную конфигурацию ВЭПП-3. 17 ноября началось включение коллайдера ВЭПП-4М, а с 22 ноября на ВЭПП-4М стартовал сеанс СИ (без СИ на ВЭПП-3). 13 декабря был осуществлен ввод в эксплуатацию тиристорного ИП ВЭПП-3 с модернизированными обмотками силового трансформатора, включенного по схеме треугольник. После этого стал доступен режим работы с СИ на ВЭПП-3. 30 декабря комплекс остановлен на Новогодние каникулы.

На Рис. 2 показана диаграмма распределения времени работы комплекса в 2021 году.

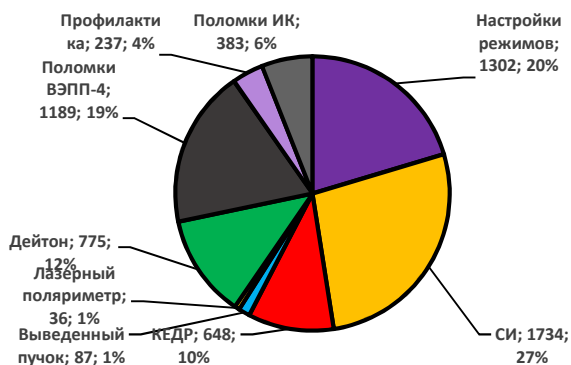


Рисунок 2. Процентное соотношение работ по различным программам на комплексе ВЭПП-4 в 2021 году.

### Статус экспериментальных программ

#### Физика элементарных частиц

В 2021 году на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М совместно с универсальным магнитным детектором КЕДР начат набор статистики для двухфотонной физики [10]. Основные цели эксперимента:

(а) измерение полного сечения рождения адронов в двух-фотонном канале рождения с инвариантной массой  $1 \div 4$  ГэВ и изучение физических характеристик событий (множественность, спектры и проч.), (б) изучение эксклюзивных двух-фотонных процессов с малой инвариантной массой ( $< 1$  ГэВ). Требуемый интеграл светимости –  $50 \div 100$  пб<sup>-1</sup>. Увеличение статистики до 200 пб<sup>-1</sup> позволит изучить резонансное рождение адронов ( $\eta_c$ ,  $\chi_{0,2}$ ,  $\eta_c(2S)$  и др.).

Ключевой особенностью данного эксперимента является использование системы регистрации рассеянных электронов и позитронов (см. Рис. 3) для выделения событий двух-фотонного рождения. Данная система входит в состав детектора КЕДР, но при этом она основывается на использовании поворотных магнитов и линз коллайдера ВЭПП-4М. После двух-фотонного взаимодействия электрон-позитронная пара теряет свою энергию, и частицы отклоняются в магнитном спектрометре на основе дублета квадрупольных линз (NEL1-NEL2 и SEL1-SEL2) финального фокуса коллайдера и двух поворотных магнитов (NEM1-NEM2 и SEM1-SEM2). Частицы с отклонением в пределах  $2 \div 60\%$  от энергии пучка попадают на регистрирующие детекторы (TS1÷TS4), с помощью которых метится двух-фотонное событие и восстанавливается энергия рассеянных частиц. Каждый детектор состоит из шести двойных слоёв: газовые трубки и двух-координатные GEM-детекторы.

Эксперимент проводится на энергии частиц в ВЭПП-4М 3,5 ГэВ, где предполагается будет достигнута максимальная светимость коллайдера. Особенностью работы коллайдера в этом эксперименте является получение максимально возможной светимости и минимизация фона как в самом детекторе, так и в системе рассеянных электронов. Для этого была проведена оптимизация фоновых условий (положение орбиты и оптики пучков в экспериментальном промежутке, улучшение вакуумных условий и проч.). Точное измерение энергии пучка для данного эксперимента не требуется. Требование на повторяемость и стабильность энергии составляет около 5 МэВ.

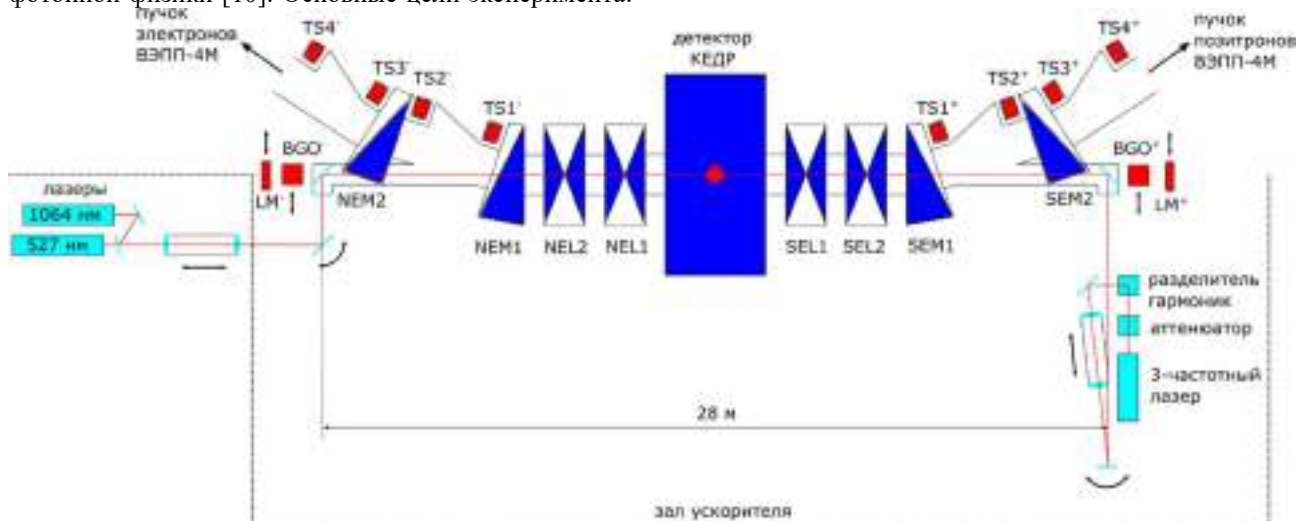


Рисунок 3. Система регистрации рассеянных электронов и позитронов в экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП-4М.



Набор статистики осуществлялся по схеме 6 сигнальных заходов и 1 фоновый заход (с разведенными пучками). В фоновых заходах токи пучков поддерживались на таком же уровне, как и в сигнальных заходах. Набор статистики осуществлялся в режиме два электронных на два позитронных сгустка. Для получения пучков в ВЭПП-4М требовалось выполнять по два цикла ускорения в ВЭПП-3: один — для получения

2-х сгустков электронов, другой — для 2-х сгустков позитронов. После инжекции новых пучков в ВЭПП-4М осуществлялась коррекция орбиты, при необходимости, оптики. Ускорение пучков до энергии эксперимента сначала осуществлялось с темпом 15 МэВ/с. После ускорения автоматически запускалась процедура коррекции орбиты электронов к заданной опорной орбите, которая была оптимизирована для получения максимальной светимости, надежной работы монитора светимости, и, главным образом, минимизации фонов детектора.

После сведения пучков осуществлялась ручная подстройка светимости, затем на детектор выдавалось разрешение, на дрейфовой камере детектора включалось высокое напряжение и начиналась запись захода. При фоновом заходе сведение пучков и подстройка светимости не выполнялись. Во время записи статистики использовалась программа оптимизации оптики ВЭПП-4М, так называемый «автопилот». Программа, перебирая заданные элементы магнитной системы, подстраивает измеряемую светимость на максимум, что позволяет частично компенсировать уменьшение токов пучков со временем. Для подстройки используются сосредоточенные скью-квадрупольные линзы экспериментального промежутка, позволяющие минимизировать связь бетатронных колебаний, скью-секступоль технического промежутка, в котором из-за электростатического разведения орбита электронов и позитронов проходят в нижней и верхней половинах магнита, что позволяет регулировать разницу между бетатронными частотами двух пучков, градиентные коррекции линз финального фокуса для оптимизации положения минимума бета-функций в точке столкновения, а также напряжения на пластинах системы электростатического разведения пучков для точной регулировки сведения пучков в месте встречи. Управление другими элементами и параметрами коллайдера в автоматической оптимизации не задействовано и при необходимости осуществляется оператором вручную (регулировка бетатронных частот, напряжение на ВЧ резонаторах и т.п.). Кроме того, «автопилот» запускает программу стабилизации орбиты электронов по датчикам положения пучка, что устраняет влияние тепловых изменений геометрии магнитной системы. Использование автоподстройки светимости и стабилизации орбиты позволило поддерживать максимальную светимость в эксперименте. По завершению каждого захода, чтобы не допустить попадания частиц высокой энергии в детектор, пучки выбивались инфлектором, и для перехода в режим инжекции осуществлялся магнитный цикл.

Для подавления внутрисгусткового рассеяния и увеличения времени жизни пучка, а также для увеличения порогового тока сгустков, ограниченного вертикальной неустойчивостью, на инжекции и во время ускорения в ВЭПП-4М использовалась дипольная змейка (EZM) с полем 1,9 Тл. Ее включение позволяет увеличивать фазовый объем пучка и вводить дополнительное затухание. Набор статистики на эксперименте проводился без змейки, т.к. ее влияние приводит к увеличению энергетического разброса в пучках и к уменьшению удельной светимости. Для работы с токами выше пороговых (более 7÷8 мА в сгустке) использовалась многосгустковая система подавления вертикальных колебаний, которая выключалась на время инжекции, ускорения и сведения пучков. Использование системы подавления вертикальных колебаний позволяло надежно сводить большие токи пучков при возможных возмущениях оптики и, главным образом, рассогласования системы электростатического разведения. После подстройки светимости, включая нацеливание пучков, система подавления вертикальных колебаний выключалась, так как шум ее электроники приводил к увеличению вертикального размера, что, в свою очередь, приводило к уменьшению светимости на 15÷20%. Помимо увеличения пороговых токов пучков система подавления оказалась эффективным инструментом в расследованиях некоторых проблем на коллайдере.

Всего на набор светимости по двухфотонной физике в течение сезона 2021 года было выделено 9 недель и был набран интеграл 4,6 пб<sup>-1</sup>. В процессе эксперимента была достигнута максимальная пиковая светимость около  $2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при токах пучков около 8 мА в каждом сгустке, был получен максимальный интеграл светимости за 12 часов 177 нб<sup>-1</sup>, а максимальный интеграл, набранный за неделю составил 1,4 пб<sup>-1</sup>. Средний КПД записи данных детектора КЕДР составил около 85%. На Рис. 4 показана темп набора интеграла светимости в эксперименте в 2021 году. Красной линией обозначен произведенный интеграл, синий – записанный интеграл.

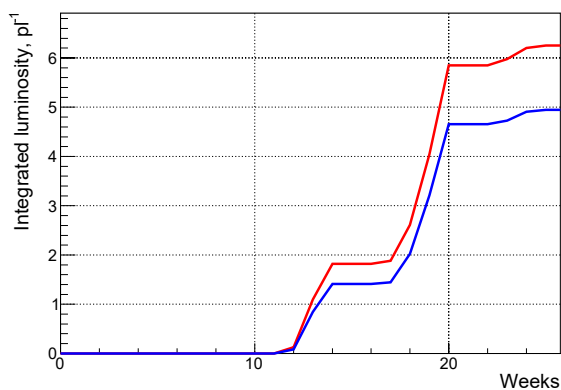


Рисунок 4. Темп набора интеграла светимости для двухфотонной физики в 2021 году.

В июне 2021 года был проведен пробный сеанс по измерению параметров  $\Upsilon(1S)$ -мезона на энергии 4,75 ГэВ [11]. Целью захода было (а) определение положения пика  $\Upsilon(1S)$  мезона, что необходимо для калибровки энергетической шкалы ВЭПП-4М для запуска системы лазерного поляриметра, (б) измерение энергетического разброса пучка, что необходимо для оценки требуемого интеграла светимости в эксперименте по измерению массы покоя и лептонной ширины  $\Upsilon(1S)$  мезона, (с) проверка функционирования систем коллайдера и детектора на этой энергии, отработка режимов работы для этих экспериментов, изучение фоновой ситуации.

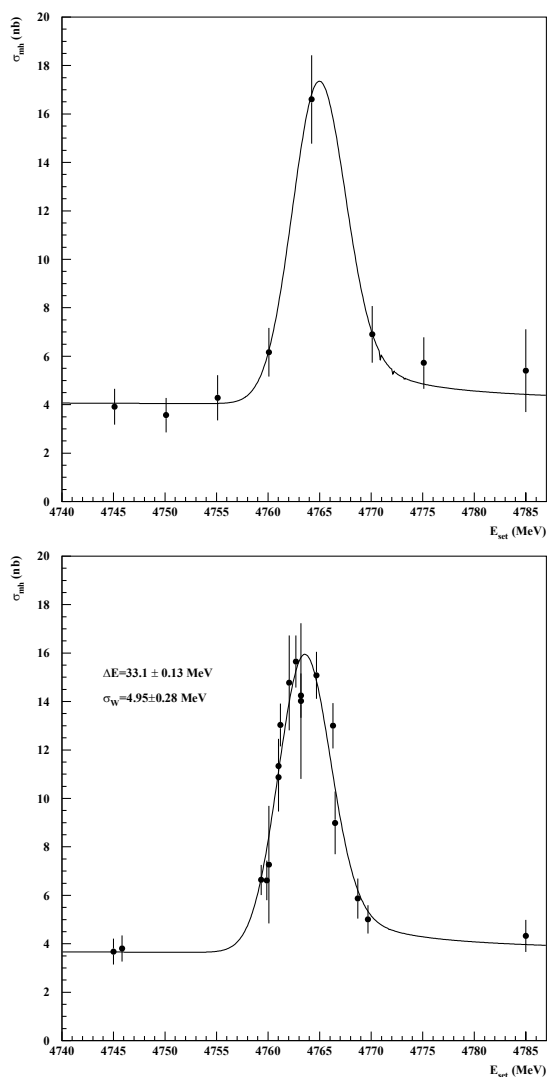


Рисунок 5. Зависимость сечение рождения адронов от энергии системы центра масс сталкивающихся частиц вблизи  $\Upsilon(1S)$  резонанса в предварительном (вверху) и финальном (внизу) сканированиях

К сожалению, ко времени проведения данного сеанса системой лазерного поляриметра не удалось получить ни одного измерения энергии пучка на энергии вблизи 4,75 ГэВ. Сложность состояла в том, что в этой области существует целый спиновый резонанс, разрушающий поляризацию пучка. Поэтому для запуска новой системы измерения энергии требовалось

поставить репер на энергетической шкале ВЭПП-4М и связать измерения поля (ЯМР) основных магнитных элементов и энергии установки коллайдера, вычисляемой по токам источников питания основных элементов.

В связи с этим, экспериментальный сеанс был разбит два сканирования: первое – предварительное, в котором был определен пик  $\Upsilon(1S)$  состояния по 8 точкам с шагом около 12 МэВ с интегралом светимости  $42 \text{ nb}^{-1}$  в течение 12 часов, и финальное из 10 точек, положение которых было определено на основании предварительного сканирования, с интегралом светимости  $190 \text{ nb}^{-1}$ . Энергия пучка определялась по измерению магнитного поля в калибровочном магните, подключенного последовательно с магнитами элементов периодичности коллайдера и находящегося в тоннеле ВЭПП-4М, с помощью ЯМР диагностики. На Рис. 5 показаны результаты предварительного и финального сканирований: зависимость сечения рождения адронов от энергии системы центра масс, вычисленной по энергии установки ВЭПП-4М. Значение положения пика  $\Upsilon(1S)$  резонанса (масса покоя) взято из таблицы Particle Data Group, смещение и ширина пика подгонялись методом наименьших квадратов.

### Синхротронное излучение

Эксперименты с использованием синхротронного излучения проводятся на ВЭПП-3 на энергиях пучка 1,2 и 2 ГэВ, а на ВЭПП-4М на энергиях 1,9; 2,5; 3,0 и 4,5 ГэВ. Возможна одновременная работа обоих накопителей в требуемых пользователям режимах, в том числе, и на максимальной энергии. Экспериментальные сеансы с синхротронным излучением не могут проводиться совместно с экспериментами по ФЭЧ. На ВЭПП-3 СИ выводится из поворотного магнита и 3-полюсного вигглера (шифтера), а на ВЭПП-4М — из поворотного магнита и 9-полюсного гибридного вигглера с полем 1,9 Тл.

В настоящее время на ВЭПП-3 используется 9 каналов вывода СИ, на которых оборудовано 9 станций, и еще 1 канал используется для стабилизации положения пучка электронов. На ВЭПП-4М работает 5 станций, использующих излучение из двух каналов вывода СИ. На ВЭПП-4М создаются еще два канала вывода СИ из поворотных магнитов, в одном из которых точка излучения будет лежать вне промежутка разведения пучков электронов и позитронов. Это позволит проводить эксперименты с СИ в режиме работы коллайдера со встречными пучками. Предполагается использовать этот канал, в том числе, в образовательных целях.

Для проведения экспериментов с высоким разрешением по времени для изучения быстропротекающих процессов в ИЯФ СО РАН разработан новый кремниевый микрополосковый детектор DIMEX-Si, который позволяет проводить эксперименты на пучке СИ с временем экспозиции до 20 нс и частотой записи кадров до 50 МГц. Для проведения экспериментов подобного класса на ВЭПП-4М используется многосгустковый режим ( $\sim 50 \text{ нс}$  между сгустками). Для

инъекции использовалась схема с пред-ударом, где в качестве пред-инфлектора использовался позитронный инфлектор.

В 2021 году было проведено 5 заходов на СИ:

- 24 февраля – 5 марта,
- 8 апреля – 19 апреля,
- 20 мая – 31 мая,
- 30 июня – 5 июля (только ВЭПП-4М),
- 26 ноября – 9 декабря (только ВЭПП-4М).

### Дейтрон

В 2018 году на экспериментальной установке Дейтрон, вставленной во второй прямолинейный промежуток ВЭПП-3, был проведен первый заход набора данных по измерению тензорной асимметрии в реакции фотодезинтеграции дейтрона с использованием системы мечения квазиреальных фотонов. В эксперименте электронный пучок с энергией 800 МэВ пересекал внутреннюю тензорно-поляризованную газовую дейтериевую мишень. При этом диапазон энергии гамма-квантов составил 400÷640 МэВ. Для проведения эксперимента в промежуток ВЭПП-3 была установлена секция с 3-мя дополнительными дипольными магнитами и 2-мя квадрупольными линзами, и использовалась конфигурация, состоящая из половинки детектора. В итоге был набран интеграл заряда 15 кКл (при запланированных 30 кКл).

Следующий этап эксперимента был проведен осенью 2021 года. Для этого использовался детектор улучшенной по сравнению с 2018 годом конфигурации. В ходе эксперимента в течение 80 смен (960 часов) был набран интеграл 60,6 кКл на энергии пучка 800 МэВ, что соответствует примерно  $17 \text{ нб}^{-1}$  интересующих событий.

### Выведенный пучок

На комплексе ВЭПП-4 продолжает функционировать стенд «Выведенный пучок», предназначенный для тестирования и калибровки детекторов частиц для физики высоких энергий. Жесткие гамма-кванты рождаются при взаимодействии циркулирующего пучка электронов энергии 1,9÷4,5 ГэВ с твердой мишенью, которая перемещается внутри вакуумной камеры накопителя вблизи места встречи. Рожденные гамма-кванты выводятся из вакуумной камеры поворотного магнита ВЭПП-4М в экспериментальный зал, где установлена мишень для рождения электрон-позитронных пар, спектрометр на основе поворотного магнита и детектирующая аппаратура. Рожденные

гамма-кванты имеют энергию до 1,5 ГэВ с энергетическим разбросом  $\sim 0,5\%$  и интенсивность  $\sim 1 \text{ кГц}$ .

В 2021 году на стенде «Выведенный пучок» отработано 15 смен на энергии пучка 4,5 ГэВ.

### Модернизация системы питания ВЭПП-3

В течение 2019-2021 годов в ИЯФ СО РАН на накопителе ВЭПП-3 проведена модернизация системы постоянного питания основных магнитов поворотных арок кольца. Более 50 лет в качестве источника тока использовался мотор-генератор (ГПН) 13 кА, 30 В, имеющий к настоящему времени существенный механический износ. Деформация вала ГПН и нарушение симметрии коллектора в процессе работы приводили к нагреву токоснимающих щеток и к их быстрому разрушению. К тому же, качество щеток, используемых для замены, в последние годы заметно понизилось.

В процессе модернизации был запущен в эксплуатацию новый тиристорный источник тока ИП-40/15000 УХЛ 4 с выходным током до 15 кА и напряжением до 40 В, который был произведен ООО «Нестандартное электрооборудование» (г. Новосибирск) по договору с ИЯФ СО РАН.

К стабильности тока, возбуждающего основные магниты, предъявляются высокие требования. Стабильность тока должна быть не хуже 0,01% относительно полного диапазона регулировки во всем регулируемом диапазоне от 1,5 кА до 13 кА. При этом регулировка должна предоставлять возможность для плавного изменения тока, чтобы обеспечить стабильное ускорение частиц пучка, циркулирующего в кольце накопителя.

На Рис. 6 показана блок-схема модернизированной системы питания накопителя ВЭПП-3, на которой обозначены: входная трехфазная сеть 10 кВ, входные сети 220 В и 380 В для питания электроники, ИТ – тиристорный источник тока, ОД – обратный диод, ТПП – трансформатор подавления пульсаций, БИТ – бесконтактный измеритель тока, LEM – блок электроники бесконтактного измерителя тока, БУ – блок управления с цифровым процессором (контроллер), связанный с системой управления комплекса по локальной сети Ethernet, Z – нагрузка (основные магниты накопителя ВЭПП-3, включенные последовательно).

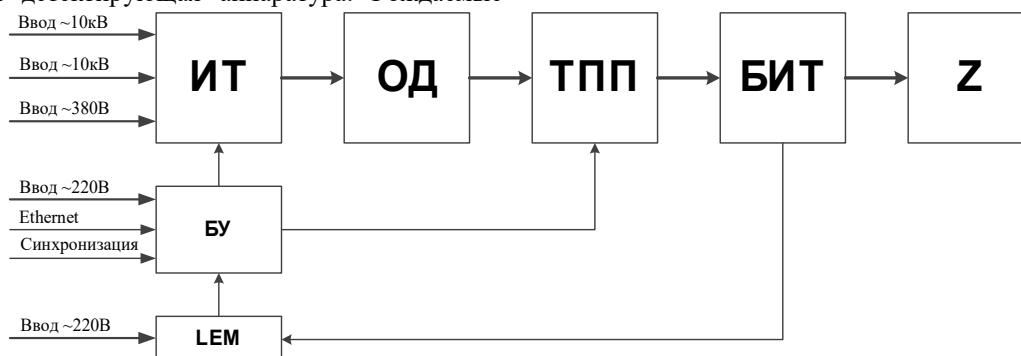


Рисунок 6. Схема системы питания основных магнитов ВЭПП-3.

Параметры нового тиристорного источника тока:

- режим работы – двухполярный,
- номинальный выходной ток – 15 кА,
- выходное напряжение – 40 В,
- номинальная выходная мощность 600 кВт,
- пульсации выходного напряжения – не более 0,1%,
- диапазон регулирования – 0÷100%.

Состав источника тока ИП-40/15000 УХЛ 4:

- два сетевых трёхфазных силовых трансформатора ТСТ 400-10000/36 с напряжением первичной обмотки 10 кВ, для обеспечения 12-пульсной схемы выпрямления трансформаторы соединены по схеме треугольник-треугольник и звезда-треугольник,
- управляемый тиристорный выпрямитель,
- LC-фильтр, снижающий пульсации выпрямленного напряжения при номинальном токе до 0,1% от номинального напряжения при работе на активную нагрузку,
- система импульсно-фазового управления,
- система защиты и блокировок,
- измерительные приборы, индикация.

Охлаждение тиристорного выпрямителя — жидкостное от внешней системы водяного охлаждения (дистиллированная вода). Охлаждение трансформаторов — воздушное. Источник тока размещен в трех шкафах с двусторонним обслуживанием. Ввод переменного напряжения осуществляется кабелем через боковые стенки. Вывод постоянного тока — через верх.

На Рис. 7 приведены фото основных узлов силовой части.



Рисунок 7. Вид основных узлов силовой части.

Блок схема коммутаций компонентов источника и петли обратной связи показана на Рис. 8.

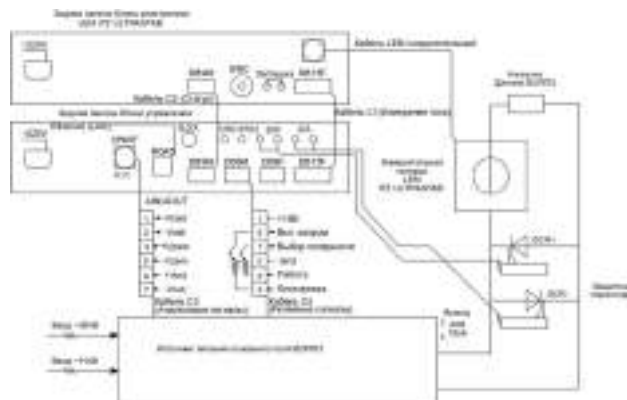


Рисунок 8. Блок схема коммутаций источника тока.

Для управления источником питания используется цифровой контроллер, который размещен в отдельной стойке. В этой же стойке размещается блок электроники датчика тока LEM-16000ITZ (см. Рис. 9). Для реализации функции ручного управления и вывода параметров на передней панели контроллера установлен сенсорный экран. Сенсорный экран обеспечивает возможность полного локального управления, включая настройки и сохранение параметров. В контроллере осуществляется ПИД регулирование и формирование сигнала управления силовой частью преобразователя.



Рисунок 9. Блок управления с сенсорным экраном и блок электроники датчика тока.

Для связи с системой управления ускорительного комплекса используется интерфейс Ethernet с протоколом MQTT-ST. Кроме этого, в контроллере реализован web-сервер, через который возможно управление и настройка источника питания, а также сохранение параметров управления. Использование дополнительного web-интерфейса позволяет упростить отладку и контроль источника, так как предоставляет воз-

возможность независимо от системы управления отслеживать поведения источника питания.

Для обеспечения работы старого программного обеспечения в системе оставлен старый датчик тока. По результатам проведенных измерений стабильность выходного тока составляет величину не хуже, чем 100 ppm.

### Модернизации силового трансформатора треугольник-звезда источника питания ВЭПП-3

Необходимость для выполнения работ по модернизации силового трансформатора 10 кВ источника питания выпрямленного напряжения ИП-40/15000 УХЛ 4 возникла из-за неоднократного выхода из строя штатного силового трансформатора производства ООО «Нестандартное электрооборудование» (г. Новосибирск), что неизбежно приводило к внеплановым остановкам комплекса ВЭПП-4 на продолжительное время. Основной целью модернизации было повышение надежности работы силового трансформатора за счет установки первичной и вторичной обмоток новой конструкции, разработанной в ИЯФ СО РАН, создание специального каркаса для фиксации обмоток, улучшение воздушного охлаждения. Работы по модернизации силового трансформатора были выполнены с августа 2018 по декабрь 2021.

### Первоначальные параметры силового трансформатора

Тиристорный источник тока ИП-40/15000 УХЛ 4 производства ООО «Нестандартное электрооборудование» состоит из трёх силовых шкафов: центрального, в котором размещается низковольтная аппаратура (водоохлаждаемые тиристорные мосты, платы управления тиристоров и блокировок, выходные шины и так далее), по краям которого расположены два высоковольтных (10 кВ) силовых трехфазных трансформаторы ТСТ 400-10000/36: слева – трансформатор с коммутацией треугольник-треугольник, справа – треугольник-звезда. Оба трансформатора изготовлены по единой технологии в двухобмоточном исполнении. Охлаждение трансформаторов — воздушное, с принудительной подачей воздуха.

Технические характеристики силового трансформатора ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$  приведены в Таблице 1.

На Рис. 10 показан внешний вид силового трансформатора заводского исполнения. Вплотную к ярму магнитопровода расположены обмотки низкого напряжения (НН), которые изготовлены из медной шины сечением  $100 \times 10$  мм и изолированы от магнитопровода рейками из СТЭФ. Стержни магнитопровода в два слоя обмотаны композиционным электроизоляционным материалом изофлекс-191.

Таблица 1. Параметры трансформатора треугольник-звезда ИП-40/15000.

Параметр	Значение
Номинальное питающее напряжение	10000 В (+10%, -15%)
Частота питающей сети	50 Гц
Номинальный ток питающей сети	23 А
Номинальное выходное напряжение	36 В
Номинальная мощность	400 кВА
Номинальный выходной ток	6400 А
Коэффициент трансформации (фаза «АВ»)	274,4
Коэффициент трансформации (фаза «ВС»)	274,4
Коэффициент трансформации (фаза «СА»)	275,3
Потери короткого замыкания	5800 Вт
Потери холостого хода	2200 Вт

На Рис. 10 показан внешний вид силового трансформатора заводского исполнения. Вплотную к ярму магнитопровода расположены обмотки низкого напряжения (НН), которые изготовлены из медной шины сечением  $100 \times 10$  мм и изолированы от магнитопровода рейками из СТЭФ. Стержни магнитопровода в два слоя обмотаны композиционным электроизоляционным материалом изофлекс-191.



Рисунок 10. Внешний вид трансформатора заводского исполнения.

Обмотки высокого напряжения (ВН) намотаны на каркасе из СТЭФ (толщина 10 мм) медной обмоточной шиной ПСДКТ  $2 \times 4$  мм<sup>2</sup> и располагаются поверх обмоток НН. Межслоевая изоляция обмоток ВН выполнена большим числом хаотично намотанных слоев фторопластовой и стекловолоконной ленты без пропитки эпоксидной смолой. Снаружи обмотки ВН ме-

тодом окунания пропитаны электроизоляционным лаком.

Магнитопровод набран из листов электротехнической стали марки 3413 ГОСТ 21427.1-83 (толщина 0,3 мм,  $R_{1,5/50}=1,19$  Вт/кг, при  $H = 2500$  А/м,  $B = 1,85$  Тл). Листы магнитопровода удерживаются между собой двумя парами швеллеров, снизу и сверху магнитопровода. Швеллеры также используются для фиксации обмоток и изоляторов. Нижняя пара является несущей для всей конструкции трансформатора и устанавливается на направляющие, расположенные в низу шкафа, по которым можно выдвигать весь трансформатор целиком из шкафа.

Для защиты от коммутационных перенапряжений на верхнем швеллере трансформатора расположены защитные RC-цепочки из сопротивлений марки ПЭВ-100 номиналом 62 Ом и конденсаторов К75-25 емкостью 0,025 мкФ.

В процессе эксплуатации источника питания ИП-40/15000 УХЛ 4 силовой трансформатор ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток «треугольник» неоднократно выходил из строя по причине короткого замыкания обмоток ВН, при котором возникали большие радиальные силы, которые сжимали внутреннюю (НН) и разрывали наружную (ВН) обмотки.

Основные конструктивные недостатки двухобмоточного трансформатора ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$  производства ООО «Нестандартное электрооборудование» перечислены ниже.

1. Обмотки ВН не пропитаны монолитно электроизоляционным компаундом, а лишь покрыты снаружи методом окунания лаком, то есть конструкция обмоток немонолитная. Соответственно, в процессе работы витки обмотки ВН, выполненные шинкой ПСДКТ, подвергаются вибрациям, происходит истирание изоляции, что приводит к межвитковым КЗ. Немонолитные обмотки из-за слабой жесткости конструкции обладают низкой динамической стойкостью при КЗ и плохо защищены от проникновения пыли и влаги.

2. Недостаточное охлаждение. При естественном охлаждении магнитопровод трансформатора разогревался до  $120^{\circ}\text{C}$ , а принудительный проток воздуха был затруднен из-за изоляционных прокладок из СТЭФ и слоев изофлекса. Первичные обмотки также нагревались до  $70^{\circ}\text{C}$ , что резко уменьшало срок их службы.

3. Параметры конденсаторов и сопротивлений в защитных RC-цепочках были выбраны неправильно, что привело к неэффективной защите от коммутационных перенапряжений.

4. При КЗ в обмотке ВН также происходит повреждение обмотки НН.

5. Вследствие неудачной конструкции магнитопровода у трансформатора большие потери холостого хода: шихтовка выполнена не в «косой стык», что приводит к увеличению потерь в углах магнитопровода, так как при этом увеличивается длина пути маг-

нитного потока, когда его направление не совпадает с направлением проката листа.

6. Первичные обмотки трансформатора имеют прямоугольную форму, поэтому хуже противостоят радиальным механическим усилиям, возникающим во время работы трансформатора.

7. Нижние и верхние швеллеры №24П, при помощи которых стягивается железо магнитопровода, не обладают достаточной механической прочностью. При стягивании верхнего и нижнего ярма магнитопровода произошел прогиб швеллеров.

8. Соединение обмоток высокого напряжения по схеме «треугольник» жестким незафиксированным проводом могло привести к КЗ на стороне 10 кВ трансформатора.

9. Термоконтроль железа магнитопровода не осуществлялся. Был установлен только термодатчик на отключение трансформатора при превышении температуры магнитопровода выше  $120^{\circ}\text{C}$ .

#### Модернизация силового трансформатора

С целью устранения основных недостатков ТСТ 400-10000/36, а также для обеспечения надежной работы источника питания сотрудниками секторов 1-32 и 1-33, и НКО ИЯФ была разработана новая конструкция первичных и вторичных обмоток силового трансформатора 10 кВ со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$ , которые были изготовлены в ЭП-1 ИЯФ СО РАН. Технические характеристики модернизированного трансформатора приведены в Таблице 2.

Таблица 2. Параметры силового трансформатора после модернизации.

Параметр	Значение
Номинальное питающее напряжение	10000 В (+10%, -15%)
Частота питающей сети	50 Гц
Номинальный ток питающей сети	23 А
Номинальное выходное напряжение	37 В
Номинальная мощность	400 кВА
Номинальный выходной ток	6242 А
Коэффициент трансформации (фаза «АВ»)	269,2
Коэффициент трансформации (фаза «ВС»)	269,2
Коэффициент трансформации (фаза «СА»)	269,2
Потери короткого замыкания	
Потери холостого хода	2200 Вт

Обмотка ВН каждой фазы модернизированного трансформатора состоит из пяти секций, каждая из которых, в свою очередь, состоит из двух катушек. Магнитопровод ТСТ 400-10000/36 был оставлен без изменений, соответственно, новые секции обмотки ВН имеют прямоугольную форму (см. Рис. 11).

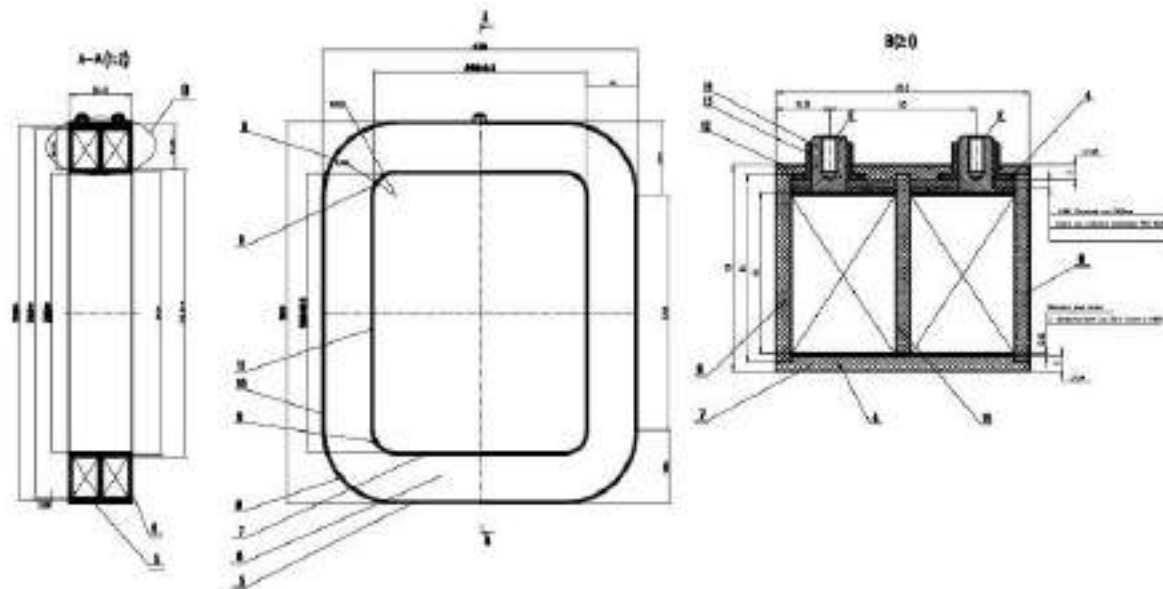


Рисунок 11. Секция первичной обмотки модернизированного ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток –  $\Delta/Y$ .



Рисунок 12. Секция обмотки ВН модернизированного ТСТ 400-10000/36 и ее разрез.

Для изготовления катушек ВН использовалась медная лента ДПРПМ НД М1 сечением  $0,4 \times 35$  мм. Лента с использованием натяжного приспособления наматывалась на каркас катушки, изготовленный из СТЭФ. В ходе намотки медная лента зачищалась наждачной бумагой от темных пятен и окислов, в случае необходимости скруглялись кромки, и обезжиривалась смесью бензина и ацетона. На медную ленту накладывалась межвитковая изоляция из стеклотекстолитовых планок: первый слой –  $0,13 \times 20$  с перекрытием 50%, второй слой –  $0,13 \times 20$  встык. Лента в ходе намотки фиксировалась прижимами через стеклотекстолитовые планки. В области загибов для плотного прилегания при намотке через планки из СТЭФ выполнялось простукивание с помощью киянки. После намотки секция из двух катушек пропитывалась под вакуумом эпоксидным компаундом и далее запекалась в электропечи. Вид готовой секции ВН и ее разрез показаны на Рис. 12.

Технические характеристики секции модернизированного сухого трехфазного двух-обмоточного

трансформатора ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$  производства ЭП-1 ИЯФ СО РАН:

- длина медной шины катушки – 72 м,
- количество витков катушки – 48,
- количество витков секции – 96,
- вес медной шины секции – 18 кг,
- сопротивление секции (при  $20^\circ\text{C}$ ) – 0,184 Ом,
- рабочий ток секции – 13,3 А,
- рабочее напряжение секции – 2000 В.

Каждая секция прошла необходимый комплекс электрических и механических испытаний в испытательной лаборатории ЭП-1, на специально изготовленном стенде в Лаборатории 1-3, а также в электро-технической лаборатории ИЯФ.

В отличие от начального варианта расположения в модернизированном варианте обмотки ВН располагаются вплотную к магнитопроводу (см. Рис. 13).



Рисунок 13. Расположение секций первичной обмотки модернизированного ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$  на магнитопроводе.

Обмотки НН изготовлены из медной шины сечением  $200 \times 10$  мм и жестко закреплены на каркасе из СТЭФ толщиной 25 мм (см. Рис. 14). Обмотки НН также были изготовлены в ЭП-1 ИЯФ СО РАН.



Рисунок 14. Каркас со вторичными обмотками модернизированного ТСТ 400-10000/36.

Также были переделаны защитные RC-цепочки: использовавшиеся резисторы заменены на безиндуктивные резисторы ТВО-20 номиналом 100 Ом и добавлены дополнительные конденсаторы К75-25 емкостью 0,025 мкФ (см. Рис. 15).



Рисунок 15. Модернизированные защитные RC-цепочки.

Была модернизирована система принудительного воздушного охлаждения трансформатора. С торца шкафа установлен вентилятор ВР 280-46-3.15К с электроприводом АИР 90L4 мощностью 2,2 кВт и частотой вращения 1500 об/мин. Суммарный воздушный поток составляет  $4850 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Непосредственно в самом шкафу с трансформатором смонтированы вентиляционные короба из прозрачного монолитного поликарбоната для направления циркуляции воздуха, что позволило снизить температуру магнитопровода работающего трансформатора до  $50^\circ\text{C}$ .

Для надежного стягивания железа магнитопровода были изготовлены новые нижний и верхний швеллеры №24П с дополнительными ребрами жесткости.

Основными конструктивными преимуществами модернизированного двух-обмоточного трансформатора ТСТ 400-10000/36 являются:

1. Модульность конструкции обмотки ВН (секционирование), таким образом, при КЗ возможна замена секции, вышедшей из строя. Первичная обмотка при этом не повреждается.

2. Секции обмотки ВН изготовлены из медной ленты (см. Рис. 12). В отличие от конструкции обмотки, намотанной из проволоки, обмотка из ленты отличается равномерным распределением электрического напряжения на изоляцию между витками (см. Рис. 16).

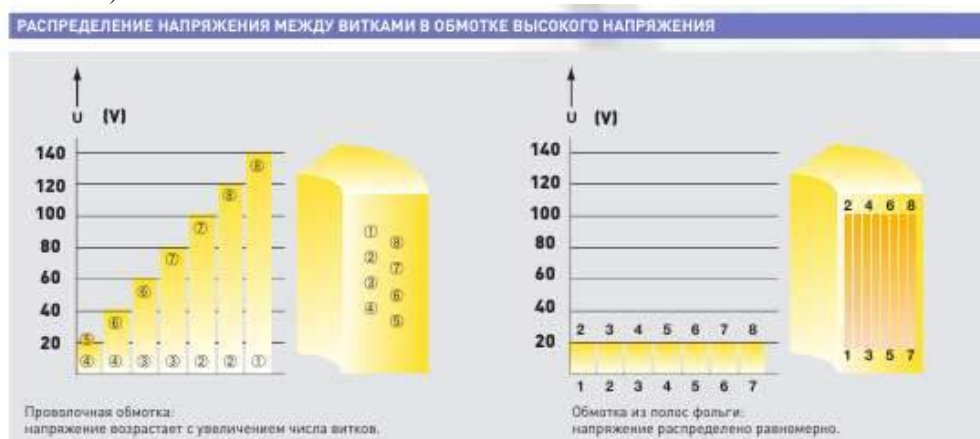


Рисунок 16. Сравнение распределений напряжения между витками в обмотке ВН [12].



Благодаря этому обмотки из медной ленты обладают большей стойкостью как к импульсным перенапряжениям, так и к повышенному напряжению промышленной частоты, а частичные разряды в изоляции практически исключаются. Кроме того, при КЗ на обмотки из медной ленты воздействуют минимальные разрушающие силы.

3. Каждая секция обмотки ВН изготовлена по технологии вакуумной пропитки и представляет собой монолитное изделие, в силу увеличенной жесткости конструкции обладающее высокой электродинамической стойкостью в случае КЗ. При этом секция хорошо защищена от проникновения пыли и влаги.

4. Модернизированная система принудительного воздушного охлаждения позволила снизить температуру магнитопровода в установившемся рабочем режиме до 50°C (см. рис. 17). Также удалось обеспечить эффективное охлаждение первичной и вторичной обмоток.

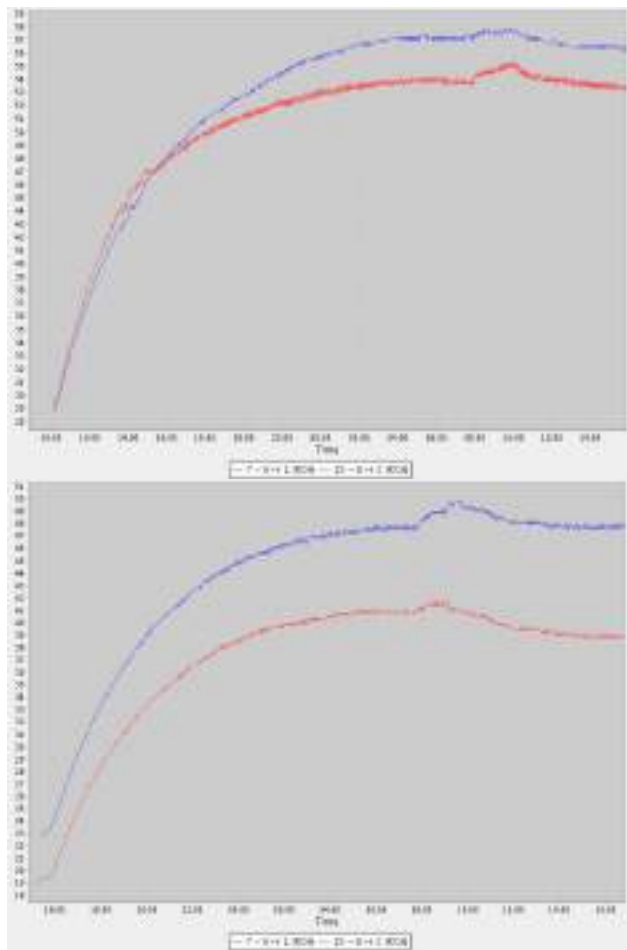


Рисунок 17. Графики температур магнитопровода трансформатора ТСТ 400-10000/36 со схемой соединения обмоток  $\Delta/Y$  до и после модернизации.

5. Соединение обмоток ВН по схеме «треугольник» выполнено жестким проводом на опорных изоляторах, расположенных на верхнем швеллере. Поскольку провода жестко зафиксированы их переклест при КЗ на стороне 10 кВ исключается.

6. Обмотки НН выполнены шиной большего сечения и жестко закреплены на каркасе из СТЭФ (см. Рис. 14). Обмотки спроектированы с большим запасом по электродинамической стойкости к токам КЗ.

7. Нижние и верхние швеллеры №24П, при помощи которых стягивается железо магнитопровода, усилены ребрами жесткости. Прогиб швеллера при стягивании магнитопровода исключен.

8. Введена в эксплуатацию система термоконтроля трансформатора, базирующаяся на PLC Wago 750-852. На железо магнитопровода и обмотки низкого напряжения установлены медные термодатчики (диапазон измерения температуры от  $-50^{\circ}\text{C}$  до  $+150^{\circ}\text{C}$ , точность измерения температуры  $0,3^{\circ}\text{C}$ ), также смонтирован датчик температуры воздуха в шкафу. Назначение системы термоконтроля — непрерывный мониторинг температуры для предотвращения аварийной ситуации, которая может возникнуть при превышении допустимой температуры.

9. С целью эффективной защиты от коммутационных перенапряжений модернизированы защитные РС-цепочки.

### *Возможность получения продольной поляризации на ВЭПП-4М*

#### **Мотивация**

Существует сравнительно простая возможность получения продольной поляризации частиц в коллайдере ВЭПП-4М, на которую впервые применительно к ВЭПП-4 было указано в давней работе [13]. Прежде всего она обязана бустеру-накопителю ВЭПП-3, в котором в области энергий  $1,5\div 1,9$  ГэВ можно поляризовать электроны и позитроны до степени 80% за счет естественного радиационного механизма Соколова-Тернова за время порядка одного часа. Поляризация в коллайдере обеспечивается за счет согласованной по спину инжекции частиц, уже поляризованных в ВЭПП-3. Вторым положительным фактором — это большое время радиационной релаксации спина в кольце коллайдера  $\tau_p[\text{час}] \approx 1540/(E[\text{ГэВ}])^5 \sim 10^2$  часов в указанной области энергий. Это позволяет организовать продольную поляризацию с помощью «сибирской змейки» в виде сверхпроводящего соленоида, вращающего спин на  $180^{\circ}$  вокруг скорости [14]. Такой ротатор вызывает сильную спин-орбитальную связь, которая за счет квантовых флуктуаций ведет к практически полной деполяризации пучка. Но соответствующее время жизни поляризации пропорционально времени радиационной релаксации Соколова-Тернова ( $\tau_p$ ) [15], которое в указанном случае очень велико. Поэтому степень продольной поляризации может оставаться в диапазоне достаточно высоких значений на временах, сравнимых со временем жизни пучка.

Эффективное применение продольной поляризации на ВЭПП-4М в физическом эксперименте с детектором КЕДР, например, для измерения поляризационного вклада в сечение  $J/\psi$  резонанса, вряд ли возмож-

но из-за недостаточно высокой светимости. По оценкам, даже в оптимистическом варианте, предполагающем увеличение светимости ВЭПП-4М в 2 раза, для измерения этого эффекта с довольно низкой точностью (~ 25%) потребуются не менее 3-х лет.

Тем не менее, «сибирская змейка» на ВЭПП-4М и экспериментальное исследование ускорительных аспектов продольной поляризации могут быть важны для поляризационной программы будущей Супер Чарм Тау Фабрики с «сибирскими змейками» [16]. В частности, сверхпроводящий соленоид для ВЭПП-4М может стать прототипом соленоидов для Супер Чарм Тау. Свойства спиновых ротаторов в электрон-позитронных накопителях изучены еще недостаточно. Влияние излучения на поляризацию делает их более сложными по отношению к свойствам аналогичных устройств, применяемых для прохождения спиновых резонансов в кольцевых ускорителях тяжелых частиц. К настоящему времени известны всего два примера реализации «сибирской змейки»: на электронном накопителе на энергиях до 1 ГэВ на АмPS (Нидерланды) и в университете Бостона (США) [17, 18]. На ВЭПП-4М это возможно при более высоких энергиях с ограничением на уровне около и выше 2 ГэВ, где деполяризация становится существенной. Дополнительно к сильной зависимости деполяризующего эффекта излучения от энергии, можно исследовать влияние бетатронных колебаний, а также устойчивость продольной поляризации в поле встречного пучка. Последнее представляет особый интерес, так как подобные эксперименты в отношении циклических  $e^+e^-$  коллайдеров с «сибирской змейкой» еще не проводились.

Ниже описаны особенности и программа возможной реализации «сибирской змейки» на ВЭПП-4М. Обсуждается идея предварительного эксперимента по отладке способа наблюдения продольной поляризации, не требующего применения змейки. Описан проведенный на ВЭПП-4М эксперимент по управлению направлением поляризации на инжекции, в котором поляризация становилась поперечной к ведущему полю коллайдера.

### Кинематика и время жизни продольной поляризации

Необходимый интеграл поля соленоида «сибирской змейки» равен  $4,6 \nu \text{Тл}\cdot\text{м}$  ( $\nu = \gamma a$  – параметр спиновой частоты в единицах частоты обращения частицы в накопителе,  $\gamma$  – релятивистский фактор,  $a = (g - 2)/2$  – отношение аномальной и нормальной частей гироманнитного отношения электрона). При расположении змейки в промежутке, противоположном месту встречи, динамически устойчивое направление поляризации — периодический с азимутом вектор  $\vec{n}$  — направлено строго вдоль скорости частиц в промежутке с местом встречи. С изменением азимута  $\vec{n}$  совершает вращение в медианной плоскости в соответствии с набегом фазы спиновой прецессии в ведущем магнитном поле. Его проекция на скорость на входе в «сибирскую змейку» и выходе из неё прини-

мает разные по знаку значения  $\pm \cos \pi \nu$ . Вследствие поворота спина в соленоиде на  $\pi$  эффективная частота прецессии в кольце накопителя  $\nu_0 = 1/2$  независимо от средней энергии частиц в пучке.

Наибольший вклад в спин-орбитальную связь в схеме с «сибирской змейкой» вносит дисперсия вращения спина вокруг вектора ведущего поля на участках. Согласно кинетическим формулам радиационной поляризации характерное время деполяризации приближенно равно [13, 14]

$$\tau_d \approx \frac{54}{11} \frac{\tau_p}{\pi^2 \nu^2} \propto E^{-7}.$$

Оптика на вставке с «сибирской змейкой» выполняется с условием локализации связи поперечных колебаний на этом участке. В этом случае вклад бетатронных колебаний в скорость деполяризации можно учесть в виде

$$\tau_d \approx \frac{54}{11} \frac{\tau_p}{\pi^2 \nu^2} B(\nu, \nu_x).$$

Помимо зависимости от частоты горизонтальных бетатронных колебаний ( $\nu_x$ ) и энергии коэффициент  $B(\nu, \nu_x)$  имеет зависимость от параметров оптики вставки [19]. Деполяризация резонансно усиливается с приближением частоты  $\nu_x$  к полуполому значению. В Таблице 3 приведены оценки времени  $\tau_d$  для одного из вариантов оптики вставки при положении бетатронных частот ВЭПП-4М вблизи рабочей точки ( $\nu_x/\nu_y = 0.54/0.58$ ).

Таблица 3. Оценка времени жизни продольной поляризации при разных значениях энергии.

$E, \text{МэВ}$	$t_d, \text{мин}$
1548	425
1777	160
1846	120

На энергии пика  $J/\psi$  время деполяризации равно 425 мин. Пусть  $P_0 = 75\%$  – степень поляризации пучка, инжектированного в кольцо ВЭПП-4М и полностью согласованного по направлению вектора поляризации. Средняя степень продольной поляризации за  $t = 1.5$  часа времени наблюдения составит

$$\langle P \rangle = P_0 (1 - e^{-t/\tau_d}) \tau_d / t = 66\% .$$

### Инжекция поляризованного пучка

Инжекция поляризованного пучка происходит в техническом промежутке коллайдера ВЭПП-4М, в центре которого предполагается разместить «сибирскую змейку» (см. Рис. 18). Траектория пучка в канале инжекции ВЭПП-3 – ВЭПП-4 совершает эволюцию в трех плоскостях. При этом вектор поляризации на выпуске из канала может иметь различные направления в зависимости от энергии инжекции. Равновесное направление поляризации – вектор  $\vec{n}$  – в техническом промежутке коллайдера с «сибирской змейкой» лежит в медианной плоскости с проекцией  $\cos \pi \nu$  на направление скорости циркулирующего пучка, т.е. тоже зависит энергии через параметр  $\nu$ . Для наиболее полного согласования вектора поляризации инжектируемого пучка с энергией 1548 МэВ с равновесным направ-

лением предлагается применить комбинацию из двух импульсных соленоидов с углами поворота спина вокруг вектора скорости  $F1$  и  $F2$ , разместив их в канале так, как показано на Рис.18. Имеющийся в канале в настоящее время импульсный соленоид  $F3$  [20] с интегралом поля 5 Тл·м служит для согласования вектора поляризации позитронов в экспериментах с применением метода резонансной деполяризации по измерению масс [21].

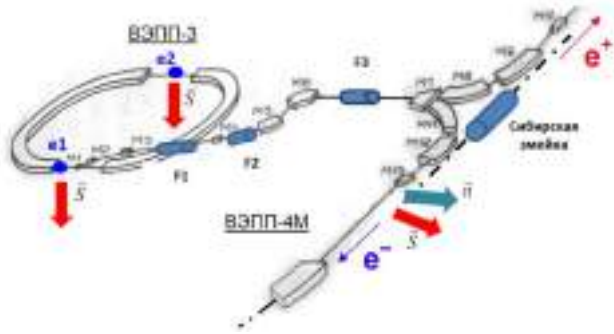


Рисунок 18. Схема инжекции поляризованных электронных пучков ( $e1$  и  $e2$ ) из бустера ВЭПП-3 в кольцо коллайдера на энергии 1548 МэВ.  $F1$ ,  $F2$  и  $F3$  – импульсные соленоиды в канале инжекции ( $F3$  с интегралом поля 5 Тл·м существует в настоящее время). Стрелки, помеченные как  $\vec{S}$ , соответствуют вектору поляризации впускаемого пучка в ВЭПП-3 и на впуске в технический промежуток ВЭПП-4М,  $\vec{n}$  – равновесное направление поляризации в коллайдере,  $M$  с порядковым номером – магниты канала, поворачивающие пучок в разных плоскостях.

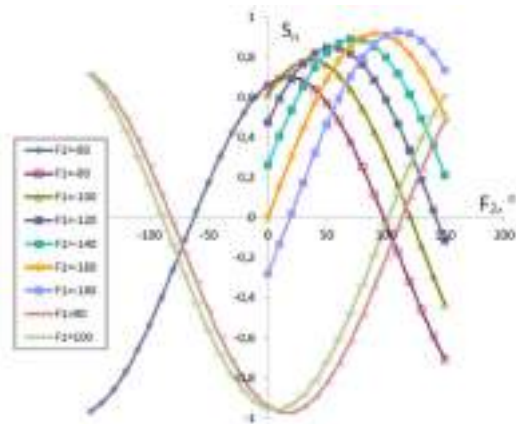


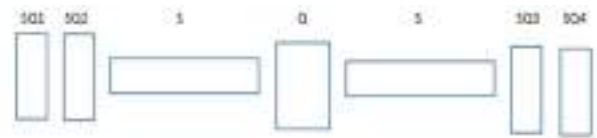
Рисунок 19. Проекция  $S_n = \vec{S} \cdot \vec{n}$  поляризации на равновесное направление при инжекции в зависимости от углов (даны в градусах) поворота спина в импульсных соленоидах  $F1$  и  $F2$ . Соленоид  $F3$  выключен. Энергия инжекции 1548 МэВ.

Для обсуждаемого варианта получения продольной поляризации на энергии 1548 МэВ соленоид  $F3$  не подходит. Согласно проведенному моделированию кинематики спина в канале можно получать противоположные знаки спиральности электронов (spin-flip) в основном месте встречи (детектор КЕДР) у последовательно инжектируемых пучков  $e1$  и  $e2$ . В первом пучке  $S_n = -0.97$  при  $F1=100^\circ$ ,  $F2=0$  (см. Рис.19), во

втором пучке  $S_n = +0.85$  при  $F1 = -120^\circ$ ,  $F2=55^\circ$ . В экономном варианте можно ограничиться одним соленоидом  $F1$  ( $F2$  и  $F3$  исключены):  $S_n = -0.97$ ,  $F1 = 100^\circ$  и  $S_n = +0.65$ ,  $F1 = -80^\circ$ .

### Оптика вставки с «сибирской змейкой»

Для локализации связи колебаний на участке вставок с соленоидами применяются различные комбинации повернутых и нормальных квадрупольных линз, например [13, 22, 23]. В нашем случае удобно применить схему [23, 24], изображенную на Рис. 20. Матрица перехода вставки  $M_{total}$  напоминает матрицу пустого промежутка с длиной, равной длине вставки, с той разницей, что возникает знаковая инверсия положения точек в фазовом пространстве по одному из направлений колебаний (по  $X$  или по  $Y$  – в зависимости от сочетания знаков полей элементов оптической схемы). Это приводит к существенному сдвигу одной из бетатронных частот ВЭПП-4М (на  $1/2$ ). Для компенсации этого сдвига в расчетах применена коррекция градиента в арках коллайдера.



$$M_{total} = \begin{pmatrix} L & 0 \\ 0 & -L \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} 1 & L_{total} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Рисунок 20. Оптическая схема вставки с «сибирской змейкой»:  $S$  – соленоиды,  $SQ1...4$  – повернутые на  $\pm 45^\circ$  квадрупольные линзы,  $Q$  – квадруполь,  $L_{total}$  – полная длина вставки,  $M_{total}$  – матрица вставки  $4 \times 4$ ,  $L$  – матрица  $2 \times 2$  пустого промежутка длиной  $L_{total}$ .

Рассмотрены два однотипных варианта схемы вставки: с длинами 532 см и 430 см, при том, что в центре технического промежутка имеется около 600 см для её возможного размещения. В более длинной вставке поле соленоидов меньше: 5,58 Тл против 6,46 Тл на энергии 1548 МэВ.

Предполагаемый диаметр вакуумной камеры 80 мм. Численное согласование параметров выполнено таким образом, что матрица перехода  $M_{total}$  предельно близка к желаемой. Более точные по сравнению с таблицей значения градиентов (за счет увеличения количества значащих цифр после запятой) отвечают занулению диагональных блоков матрицы  $M_{total}$  с очень малой погрешностью (вплоть до  $\sim 10^{-15}$ ). Тем не менее, в реальных условиях из-за неопределенности в знании энергии на уровне  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  и примерно такой же точности задания полей соленоида и линз потребуются их подстройка для достижения максимальной степени локализации связи.

Поведение на участке вставки обобщенных параметров Твисса  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для нормализованных переменных с учетом связи колебаний (обозначены как  $\beta_x$  и  $\beta_y$ , в которые переходят  $\beta_1$  и  $\beta_2$  на границах вставки), а также дисперсионных функций (обозначены как  $D_x$ ,

$D_y$ ) показано на Рис. 21. Вне вставки указанные функции с хорошей точностью повторяют функции исходной структуры ВЭПП-4М при том, что учтены коррекции градиента в арках, необходимые для возвращения бетатронных частот в исходную рабочую точку  $v_x/v_y = 8.539/7.580$  (без коррекции  $v_x/v_y = 8.539/8.079$ ).

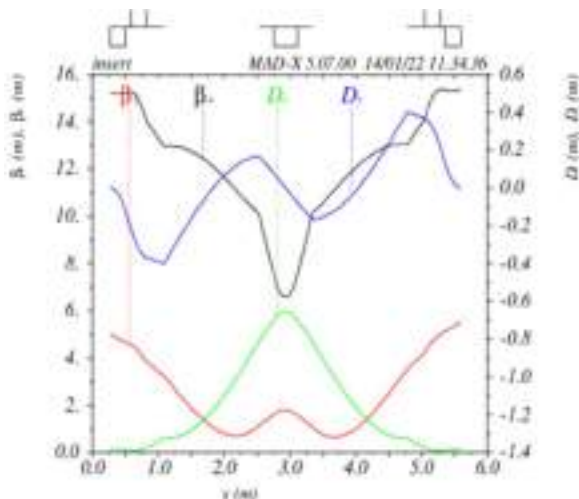


Рисунок 21. Нормализованные огибающие пучка и дисперсионные функции на участке вставки ( $L_{total} = 532$  см).

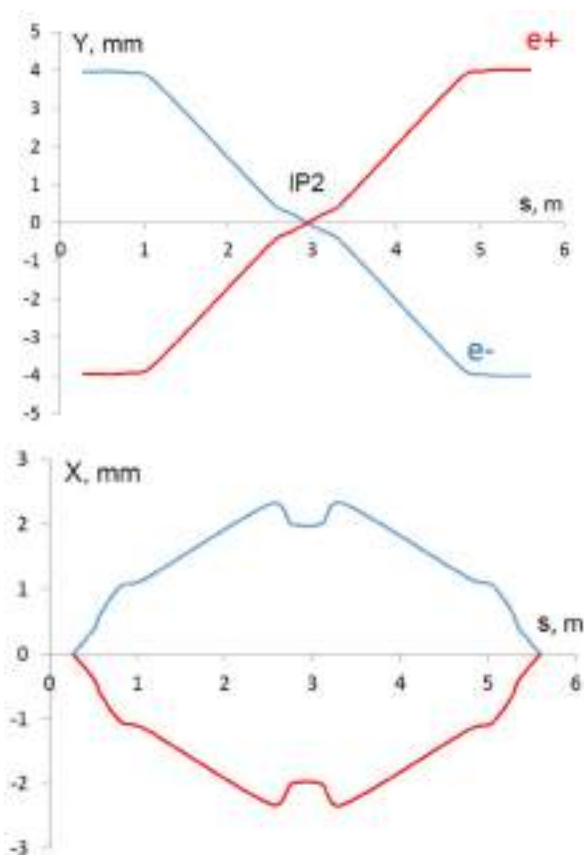


Рисунок 22. Электростатическое разведение орбит на участке вставки. Исходное разведение происходит по вертикали с амплитудой 4 мм.

При размещении «сибирской змейки» в центре технического промежутка, в котором находится паразитное место встречи (IP2), необходимо предусмотреть соответствующее разведение орбит электронов и позитронов в экспериментах по изучению деполяризующего влияния поля встречного пучка. В обычных условиях разведение создается зеркально симметричным включением электростатических пластин по обеим сторонам промежутка и в IP2 имеет амплитуду около 4 мм. В рассматриваемом случае знак напряжений на пластинах на одной из сторон системы разведения надо сменить на противоположный. Внутри вставки вертикальное разведение переходит в горизонтальное (см. Рис. 22) и в центре имеет амплитуду в два раза меньше исходной, что, вероятно, потребует увеличить напряжение на пластинах при включенной змейке.

Сумма интегралов продольного поля на оси соленоидов задается требованием на угол поворота спина  $180^\circ$  и равна

$$2H_{1/2}\sqrt{4r^2 + h^2}(1 + a) = \pi B\rho.$$

где  $B\rho$  – магнитная жесткость,  $r$  и  $h$  – внутренний радиус и длина катушки каждого соленоида, соответственно,  $H_{1/2}$  – величина поля в центре соленоида

$$H_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{\pi B\rho}{(1+a)\sqrt{4r^2 + h^2}}.$$

С использованием этих данных рассчитывается распределение в соленоидах поперечных полей, появляющихся при наличии разведения орбит. Эти поля нужно рассматривать как возмущающий фактор по их влиянию на эмиттансы и поляризацию пучка.

### Программа эксперимента

Предлагается реализовать метод получения продольной поляризации в электрон-позитронном коллайдере с инъекцией поляризованного пучка из ВЭПП-3 на энергии 1548 МэВ. Планируются следующие этапы эксперимента:

- проектирование и изготовление двух сверхпроводящих соленоидов с интегралом не менее  $145 \text{ см} \times 5,6 \text{ Тл}$ ;
- проектирование и изготовление 5-ти квадрупольных линз (четырёх — повернутых на  $45^\circ$ , одной нормальной, с градиентами не менее  $3 \text{ кГс/см}$ );
- проектирование и изготовление вакуумной камеры вставки с «сибирской змейкой»;
- разработка или подбор источников питания соленоидов и линз;
- монтаж вставки в центре технического промежутка коллайдера ВЭПП-4М;
- изготовление одного импульсного соленоида с интегралом поля  $9,1 \text{ Т}\cdot\text{м}$  (источником послужит один из ГИМНов, оставшихся после закрытия установки Позитрон) и его размещение в канале инъекции между магнитами М3 и М4 (Рис.18);
- проведение эксперимента по получению продольной поляризации электронов со спиральностью двух знаков ( $S_n = -0,97$  и  $S_n = +0,65$ );

- изучение факторов влияния на время жизни продольной поляризации (энергия, бетатронные колебания, искажения орбиты, встречный пучок);
- изучение возможности применения имеющихся на ВЭПП-4М комптоновского поляриметра и системы регистрации рассеянных электронов для измерения степени продольной поляризации в сочетании с Тушековским поляриметром [24, 25].

### Адиабатическая трансформация поперечной поляризации в продольную

Существует интересная возможность получить продольную поляризацию еще до постановки специальной «сибирской змейки» на коллайдер. Она заключается в адиабатической трансформации поперечной поляризации в продольную при полностью декомпенсированном поле детектора КЕДР. Это позволило бы предварительно изучить особенности наблюдения продольной поляризации лазерным поляриметром в сочетании с системой рассеянных электронов ВЭПП-4М в режиме периодической смены знака циркулярной поляризации лазерных фотонов.

Сценарий такого эксперимента, по сути, дополнительного к основной программе продольной поляризации, может выглядеть следующим образом. Инжекция поляризованного пучка из ВЭПП-3 происходит на энергии 1500 МэВ и не требует дополнительных манипуляций в отношении кинематики спина в канале ВЭПП-3 – ВЭПП-4М. Используя 0,6 Т поле соленоида КЕДР длиной 3,3 метра как частичную «сибирскую змейку» (анти-соленоиды выключаются после инжекции), необходимо адиабатически понизить энергию в ВЭПП-4М до значения 1320 МэВ (целый спиновый резонанс  $\nu = 3$ ). В силу особенностей кинематики спина в накопителе со вставкой в виде соленоида, поляризация частиц на азимуте его размещения, в данном случае в детекторе КЕДР, приобретет строго продольное направление независимо от интеграла поля соленоида. Например, такая же конфигурация возникает на короткое время в момент адиабатического пересечения целых спиновых резонансов с применением частичной «сибирской змейки» [27].

Время радиационной релаксации спина  $\tau_p$  на энергии 1320 МэВ составляет около 400 часов. Поэтому, несмотря на сильную спин-орбитальную связь (из-за продольного поля детектора КЕДР), расчетное время жизни продольной поляризации будет не таким уж и малым – примерно 20 минут. Эта оценка следует из соотношения времен деполяризации на целом спиновом резонансе  $\nu = k$  полной и частичной «сибирских змеек» [27]

$$\frac{\tau_d(\pi)}{\tau_d(\alpha)} \approx \frac{12}{\alpha^2},$$

где  $\pi$  и  $\alpha \ll 1$  – соответствующие углы поворота спина вокруг вектора скорости. Угол поворота спина в поле КЕДР на энергии 1320 МэВ равен  $\alpha = 0.454$  рад. Время деполяризации в случае полной «сибирской змейки»

$$\tau_d(\pi) \approx (54/11) \cdot \tau_p / (\pi^2 \nu^2) \approx 22 \text{ часа}$$

и, следовательно,  $\tau_d(\alpha) \sim 20$  минут. Можно попытаться за это время произвести наблюдение продольной поляризации лазерным поляриметром в режиме периодической смены знака циркулярной поляризации лазерных фотонов.

В интервале 1500÷1320 МэВ нет опасного т.н. «intrinsic» спинового резонанса  $\gamma a \pm \nu_y = k$  ( $\nu_y = 8.58$  – частота вертикальных бетатронных колебаний), что сильно облегчает задачу сохранения поляризации при понижении энергии. Возможность безопасного пересечения спиновых резонансов со скоростью 10÷20 МэВ/с при декомпенсации поля КЕДР ранее продемонстрирована в экспериментах [2, 27].

### Эксперимент с управлением поляризацией электронов в транспортном канале

К настоящему времени на ВЭПП-4 уже приобретен опыт кардинального изменения направления поляризации электронов в канале инжекции. В 2015 году был проведен эксперимент «Пульсар» по изучению возможности получения поляризации в режиме свободной прецессии («веерная» поляризация) за счет инжекции поляризованного пучка с ориентацией вектора поляризации поперек ведущего поля. Предполагается, что в этом случае поляризация может существовать в виде веера с малым углом раскрытия, который как целое прецессирует в ведущем поле (Рис. 23). Это позволило бы измерять энергию частиц по частоте спиновой прецессии прямо на инжекции, что актуально для проектов циклических  $e^+e^-$  суперколлайдеров типа FCC-ee и CEPC [28]. Отметим, что в отличие от описанного выше способа получения продольной поляризации в данном случае нет необходимости согласовывать вектор поляризации инжектируемого пучка с вектором  $\vec{n}$ .

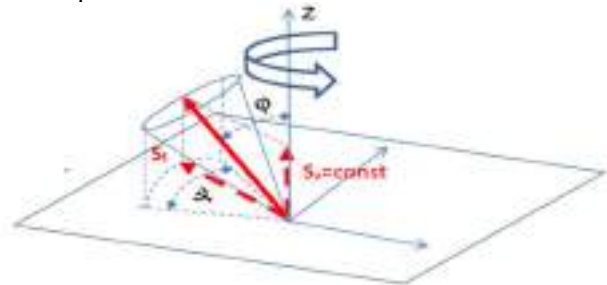


Рисунок 23. Конус поляризации и его проекция на медианную плоскость.

Можно предложить две гипотезы относительно возможности реализовать веерную поляризацию — «положительную» и «отрицательную». «Положительная» гипотеза основана на линейной аппроксимации поля в накопителе. С ней связана надежда на осуществимость веерной поляризации. «Отрицательная» гипотеза учитывает влияние нелинейности поля накопителя, которая затрудняет реализацию обсуждаемой идеи.

Если инжекция происходит так, что поляризация составляет угол  $\varphi = 90^\circ$  с вертикалью, то в линейной теории через время радиационного затухания устанавливается характерный угол раскрытия веера

$$\Psi = \frac{2\nu}{\nu_\gamma} \sigma_\gamma,$$

где  $\nu_\gamma$  – частота синхротронных колебаний в единицах частоты обращения,  $\sigma_\gamma$  – установившийся разброс энергии в пучке. На энергии 1,55 ГэВ в ВЭПП-4М эта оценка дает  $\Psi \approx 20^\circ$ . В нелинейной теории вследствие разброса спиновых частот, вызванного нелинейностью ведущего поля, происходит быстрое размешивание спинов по фазам прецессии примерно в течение времени радиационного затухания, и поляризация исчезает. В эксперименте ставилась цель проверить эти гипотезы в условиях ВЭПП-4М на энергии 1,55 ГэВ.

Вертикальная проекция поляризации на инжекции изменялась за счет вариации поля импульсного соленоида F3 длиной 2 м и максимальной амплитудой поля  $H_{max} = 2.5$  Тл (см. Рис. 24).

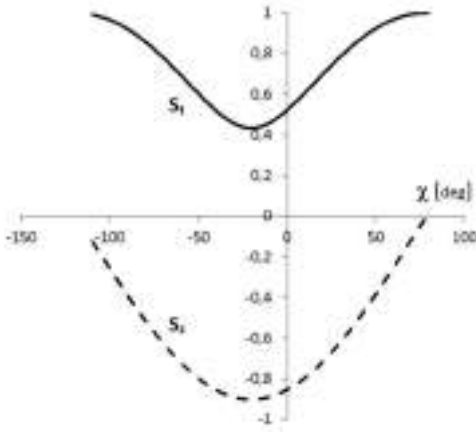


Рисунок 24. Влияние импульсного соленоида F3 на величину вертикальной ( $S_z = \cos \varphi$ ) и поперечной ( $S_t = \sin \varphi$ ) проекций поляризации при инжекции ( $\chi[\text{град}] = 22H_{max}[\text{Тл}]$  на энергии 1548 МэВ).

Мы использовали два метода для обнаружения поляризации после инжекции. Один представлен Тушековским поляриметром [25], основанным на спиновой зависимости внутрисгусткового рассеяния (IBS). В другом используется обратное комптоновское рассеяние циркулярно поляризованного лазерного света в сочетании со специальной системой регистрации рассеянных электронов [31]. Доказательствами веерной поляризации могут быть: во-первых, отсутствие зависимости показаний поляриметра Тушека от напряженности поля импульсного соленоида и, во-вторых, обнаружение спиновой частоты в спектре интенсивности комптоновских электронов.

Сечение IBS для поляризованного пучка [29]:

$$d\sigma = d\sigma_0 \left( 1 - \frac{\sin^2 \theta}{1 + 3 \cos^2 \theta} \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \right),$$

где  $\theta$  – угол рассеяния в системе центра масс,  $\vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2$  – произведение поляризаций частиц при парном рассеянии,  $d\sigma_0$  – сечение для неполяризованных частиц. В случае обычной поперечной скорости поляризации среднее  $\langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle$  по ансамблю частиц в пучке равно

квадрату степени поляризации:  $\langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle = \zeta^2$ . Учет веерной поляризации в гауссовом пучке дает

$$\begin{aligned} \langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle &= \zeta^2 (\sin^2 \varphi \cdot \langle \cos \Delta\Psi \rangle + \cos^2 \varphi) \\ &= \zeta^2 \left[ \sin^2 \varphi \cdot \exp\left(-\frac{\Psi^2}{2}\right) + \cos^2 \varphi \right], \end{aligned}$$

где  $\Delta\Psi$  – разность фаз прецессии двух электронов,  $\varphi$  – угол наклона поляризации к вертикали. Поляризация измеряется методом резонансной деполяризации с наблюдением скачка в скорости счета тушековских электронов  $\Delta \propto \langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle$  в момент деполяризации.

В эксперименте «Пульсар» для показаний Тушековского поляриметра возможны две характерных зависимости. Первая ( $\Psi \ll 1$ )

$$\Delta \propto \langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle \approx \zeta^2 \left[ \sin^2 \varphi \cdot \left( 1 - \frac{\Psi^2}{2} \right) + \cos^2 \varphi \right] \approx \zeta^2$$

означает, что веерная поляризация есть, и нет зависимости скачка от угла  $\varphi$ , составленного вектором поляризации и вертикальным ведущим полем. Вторая выглядит как

$$\Delta \propto \langle \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 \rangle \approx \zeta^2 \cos^2 \varphi$$

при большом угле раскрытия веера поляризации ( $\Psi \geq 1$  рад). В этом случае веерной поляризации нет, и есть зависимость измеренного деполяризованного скачка от поля соленоида.

Полученный результат эксперимента по измерению зависимости деполяризованного скачка от величины поля соленоида F3 представлен на Рис. 25. Он находится в согласии с расчетом кинематики спинов в канале ВЭПП-3 – ВЭПП-4М с включением соленоида F3 при условии, что справедлива гипотеза полного размешивания спинов после инжекции.

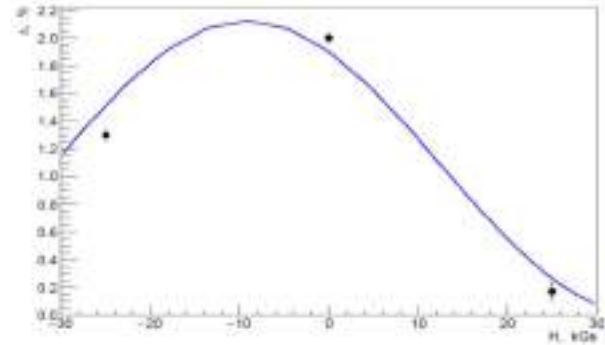


Рисунок 25. Точки с усами – измеренная зависимость величины деполяризованного скачка от амплитуды поля соленоида F3. Для сравнения показана теоретическая кривая  $\Delta/\Delta_0 = \cos^2 \varphi$ , отвечающая гипотезе полного размешивания спинов по фазам прецессии.

Измерение поляризации Тушековским поляриметром производилось по истечении времени порядка десяти минут после инжекции. На временах порядка 100 секунд после инжекции измерялась интенсивность комптоновских электронов, которая составила 1÷2 кГц. Дискретный Фурье-анализ этих данных, нормированных на мощность лазера, показал наличие 50 Гц пульсаций, бетатронных и синхротронной ча-

стот. Но частоты спиновой прецессии не было обнаружено.

Результаты, полученные в эксперименте «Пульсар», подтверждают «отрицательную» гипотезу на временах наблюдения порядка 100 секунд после инжекции. Предварительный анализ показал, что причиной может служить квадратичная нелинейность ведущего поля. Секступольные коррекции хроматизма в рассмотренных условиях дают разброс спиновых частот  $\delta\nu/\nu \sim 10^{-6}$ , что достаточно для того, чтобы «веер» расплывался за время порядка времени радиационного затухания ( $\sim 100$  мс). Увеличение времени жизни веерной поляризации возможно за счет значительного уменьшения средней по азимуту величины квадратичной нелинейности. Для этого требуется специальная оптимизация системы секступольной коррекции. Применительно к проекту «сибирской змейки» результат эксперимента можно рассматривать как проверку одного из способов повернуть вектор поляризации инжектируемых электронов в медианную плоскость коллайдера.

### Проект измерения продольной поляризации пучка электронов ВЭПП-4М

#### Принцип

Сечение обратного комптоновского рассеяния (ОКР) зависит от поляризации как лазерного излучения, так и электронного пучка [30]. Дифференциальное сечение ОКР с продольной поляризацией электронов выглядит следующим образом:

$$d\sigma = d\sigma_0 + \frac{\xi_{\parallel} \zeta_{\parallel} r_e^2}{\kappa^2 (1+u)^3} u(u+2)(\kappa-2u) du d\varphi,$$

где  $d\sigma_0$  – неполяризованная часть сечения (Клейна-Нишины-Тамма),  $\xi_{\parallel}$  и  $\zeta_{\parallel}$  – степени продольной (циркулярной) поляризации начальных фотонов и электронов, соответственно,  $u$  – параметр рассеяния с энергией рассеянного электрона  $E$ , энергией рассеянного фотона  $\omega$  и энергией начального электрона (энергией пучка)  $E_0$

$$u = \frac{E_0 - E}{\omega} = \frac{\omega}{E} = \frac{\omega}{E_0 - \omega},$$

$\kappa = 4 \omega_0 E_0 / m^2 c^4$  – параметр «жёсткости» рассеяния с энергией начального фотона  $\omega_0$  и энергией покоя электрона  $mc^2$ .

Поляризационно-зависимое слагаемое не зависит от азимута рассеяния  $\varphi$ , а зависит от  $u$ , то есть энергии рассеянного электрона, а её интеграл ненулевой (см. Рисунок 26).

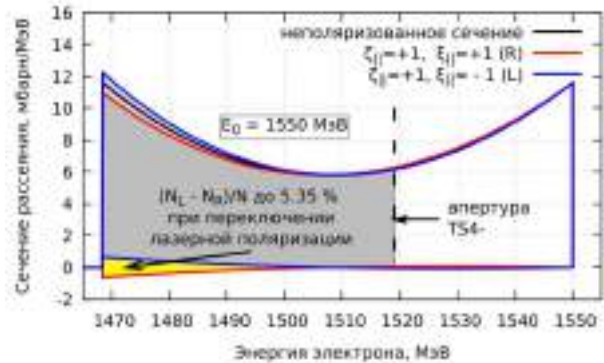


Рисунок 26. Спектр комптоновских электронов на ВЭПП-4М при обратном комптоновском рассеянии циркулярно-поляризованного лазерного излучения с длиной волны 527 нм на продольно-поляризованном пучке электронов с энергией 1550 МэВ. Изображены неполяризованное сечение, сечения для левой и правой лазерной поляризации.

Таким образом, если рассеять на продольно-поляризованном ( $\zeta_{\parallel} = 1$ ) электронном пучке лазерное излучение левой и правой циркулярной поляризации ( $\xi_{\parallel} = \pm 1$ ), то полное число актов рассеяния на несколько процентов различается в зависимости от знака лазерной поляризации. Если интегрировать спектр рассеянных электронов выше и ниже энергии  $E_{cross} = E_0(1 - \kappa)/(2 + \kappa)$ , то асимметрия числа событий получается ещё больше. Поскольку обе продольные поляризации входят в интеграл сечения линейно, то предлагается измерять величину  $D = (N_L - N_R)/(N_L + N_R)$  и делить на аналогичное значение, рассчитанное для 100% поляризации электронов, в итоге получится искомая степень поляризации электронов.

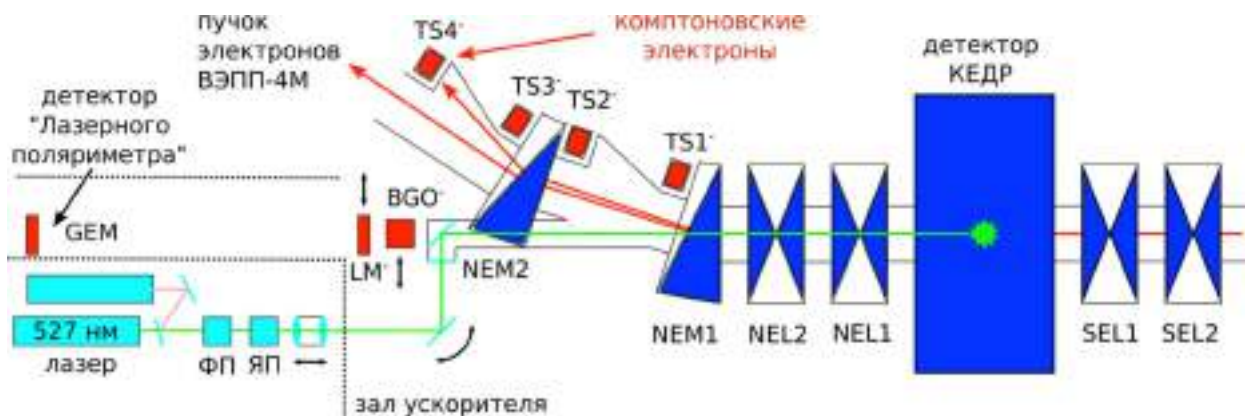


Рисунок 27. Упрощённая схема существующих установок: «Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР» и её система комптоновской калибровки, и «Лазерный поляриметр» – инфраструктура для измерения продольной поляризации пучка ВЭПП-4М.

### Возможная реализация на ВЭПП-4М

На коллайдере ВЭПП-4М уже есть почти вся нужная инфраструктура для измерения продольной поляризации электронов с помощью обратного комптоновского рассеяния (см. Рис. 27) [31, 32, 33].

С одной стороны, это система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР — магнитный спектрометр, встроенный в структуру экспериментального промежутка ВЭПП-4М. Электроны или позитроны, потерявшие энергию, отклоняются от равновесного пучка в первых поворотных магнитах NEM1 и NEM2 (для электронов) или SEM1 и SEM2 (для позитронов) и попадают в один из четырёх детекторов системы регистрации. В частности, подсистема TS4 регистрирует электроны с энергиями от 87% до 98% энергии пучка. Комптоновские электроны от рассеяния лазерного излучения с длиной волны 527 нм на пучке электронов с энергиями до 4 ГэВ попадают в этот диапазон.

Для задачи калибровки системы регистрации рассеянных электронов [32, 33] и для измерения поперечной поляризации пучка ВЭПП-4М (установка «Лазерный поляриметр») работает двух-ваттный импульсный Nd:YLF лазер с длиной волны 527 нм. Лазер работает на частоте 4 кГц, синхронизированной с частотой обращения пучка 819 кГц, длительность импульса около 6 нс. В оптической системе есть фазовая пластинка  $\lambda/4$  и ячейка Поккельса позволяющая получать левую и правую поляризацию лазерного излучения. Стандартная скорость счёта комптоновских электронов, измеренная по сцинтилляционному счётчику TS4 (триггерный счётчик для годоскопа и GEM-детектора TS), составляет примерно 2,5 кГц/мА (в текущих условиях зависит от тока и энергии пучка), то есть, около 15 кГц при работе «Лазерного поляриметра» с 6 мА током пучка.

К сожалению, координатные детекторы системы регистрации рассеянных электронов при большой скорости счёта не успевают записывать все события, то есть, не позволяют полноценно измерять спектр рассеянных электронов. Но при энергии электронного пучка 1550 МэВ, на которой предполагается исследование продольная поляризация, «точка перегиба»  $E_{cross}$  находится вблизи 98% энергии пучка, на границе энергетической апертуры TS4. То есть, сцинтилляционный датчик TS4<sup>-</sup> (для которого нет ощутимого ограничения по скорости счёта) способен регистрировать только нижнюю половину спектра комптоновских электронов. При 100% поляризации лазерного излучения и электронов разность числа событий в этих условиях составляет примерно 5% (см. Рис. 27).

Система управления лазером и оптической системой позволяет переключать круговую поляризацию лазерного излучения с максимальной частотой 2 кГц, половиной частоты запуска лазера, а также с квазислучайным запуском, когда число «левых» и «правых» импульсов примерно равно (для подавления эффектов, связанных с возможным совпадением частоты запуска ячейки Поккельса с частотами колебания пучка). Скорость счёта комптоновских событий

измеряется по сцинтилляционным датчиком TS4<sup>-</sup> в схеме совпадения с моментом пролёта пучка и выходным синхроимпульсом лазера. Каждое комптоновское событие маркируется по признаку «левого» или «правого» импульса.

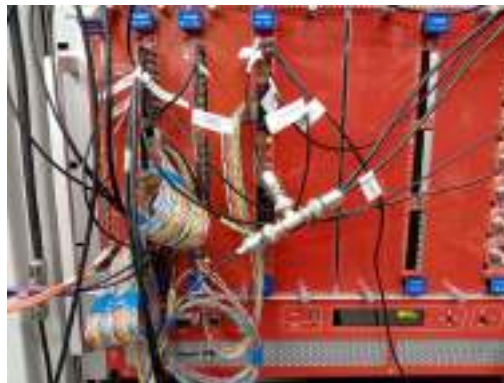


Рисунок 28. Управляющая и диагностическая электроника установки «Лазерный поляриметр»: программируемый логический блок, ЗЦП и дискриминаторы.

### Оценка погрешностей

В данный момент в эксперименте «Лазерный поляриметр» лазерное излучение после всех оптических элементов имеет степень круговой поляризации  $\sim 0,9$  (с неопределённостью около 2%), значит, видимый эффект асимметрии скоростей счёта не достигает максимального значения. Кроме того, из-за почти 100% линейной поляризации излучения в начале оптического пути, в излучении присутствует примесь линейной поляризации. Горизонтально- и вертикально-поляризованное излучение не одинаково отражается от зеркал в оптической системе, это приводит к асимметрии скоростей счёта даже без продольной поляризации электронов. Но с неполяризованным пучком электронов без поляризации можно откалибровать этот «сдвиг». Разница степеней поляризации  $\Delta\xi_{\parallel}$  также является источником погрешности измерения степени продольной поляризации электронов до 5%.

Другая неопределённость связана со знанием энергетической апертуры системы регистрации рассеянных электронов (с точностью порядка нескольких процентов) и энергией пучка электронов (с точностью порядка  $10^{-3}$  в худшем случае), то есть, плохо известно, какая часть комптоновского спектра попадает в сцинтиллятор TS4<sup>-</sup>.

Предстоит подробно изучить все указанные источники погрешности измерения продольной поляризации электронов, это уже частично выполняется в данный момент на установке «Лазерный поляриметр». Предварительно полная систематическая погрешность относительной разности скоростей счёта оценивается как  $5 \div 10\%$ .

Статистическую ошибку измерения относительной разности скоростей счёта оценим как  $1/\sqrt{N_0}$ , где  $N_0$  — полное число событий. Тогда, например, за 5 минут с



током пучка около 6 мА получается ошибка измерения 0,05%.

На установке «Лазерный поляриметр» планируется заменить узел ввода лазерного излучения в вакуумную камеру коллайдера. В настоящий момент там установлено медное зеркало без охлаждения. За счёт неравномерного нагрева его синхротронным излучением происходит расфокусировка лазерного излучения, а на поверхности образуется диэлектрическая плёнка из углерода. После установки нового узла ввода лазерного излучения с охлаждением и вакуумным насосом скорость счёта комптоновских событий должна возрасти в несколько раз, а примесь линейной поляризации в точке встречи — уменьшиться.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011-20, 2011.
- [2] П. Пиминов и др. Статус ускорительного комплекса ВЭПП-4. Письма в ЭЧАЯ, том 17, выпуск 7, 2020.
- [3] Детектор КЕДР. Препринт ИЯФ 2010-40, 2010.
- [4] P.A. Piminov et al. Synchrotron radiation research and application at VEPP-4. Physics Procedia 84 (2016) 19-26.
- [5] Г. Баранов и проч. Эксперименты с синхротронным излучением на ВЭПП-4М. Поверхность, 2, с.34, 2020.
- [6] V.S. Bobrovnikov et al. Extracted electron and gamma beams in BINP. 2014 JINST 9 C08022.
- [7] D.M. Nikolenko. Experiments with internal targets at the VEPP-3 electron storage ring. PHYSICS OF ATOMIC NUCLEI, 73, 8, 2010, p. 1322-1338.
- [8] D. Shwartz et al. BINP electron-positron facilities. Published in EPJ Web Conf. 212 (2019) 01001, 2019.
- [9] Yu. Maltseva et al. VEPP-5 Injection Complex: New Possibilities for BINP Electron-Positron Colliders. DOI:10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPMK011, IPAC-18, Vancouver, BC, Canada, 2018.
- [10] P.Piminov et al. VEPP-4M Collider Operation at High Energy. IPAC-21-MOPAB034, 2021. DOI:10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB034.
- [11] P.Piminov et al. VEPP-4M Electron Positron Collider Operation at High Energy. RuPAC-21- TUA01, 2021. DOI: 10.18429/JACoW-RuPAC2021-TUA01.
- [12] [https://legrand.ru/upload/iblock/095/DC401\\_Zucchini\\_transformers\\_catalogue\\_09.2021-\\_1\\_.pdf](https://legrand.ru/upload/iblock/095/DC401_Zucchini_transformers_catalogue_09.2021-_1_.pdf)
- [13] С.А. Никитин, Е.Л. Салдин. Препринт ИЯФ 81-19, 1981.
- [14] Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко. Препринт ИЯФ 76-112, 1976; Ya.S.Derbenev et al., Part. Accel. 8, 115 (1978).
- [15] А.А. Соколов, И.М. Тернов. ДАН СССР (1963), т. 153, №5, с. 1052-1054.
- [16] Super Charm Tau Factory. Conceptual Design Report. Novosibirsk, 2011.
- [17] T. Zwart et al., DOI:10.1109/PAC.2001.988190.
- [18] H.R. Poolman et al., Phys.Rev.Lett. 84 (2000) 3855-3858. DOI:10.1103/PhysRevLett.84.3855.
- [19] S.A. Nikitin. NIMA 378 (1996) 495-498. DOI:10.1016/0168-9002(96)00529-3.
- [20] О.П. Гордеев и др. Препринт ИЯФ 83-110, 1983.
- [21] V.E. Blinov et al., Nuclear and Particle Physics Proceedings NPPP275, S2405-6014(15)00517-910. 1016/j.nuclphysbps.2015.09.028
- [22] Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко. Препринт ИЯФ 78-74, 1978.
- [23] А.А. Жоленц, В.Н. Литвиненко. Препринт ИЯФ 81-80, 1981.
- [24] Я.С. Дербенев и др. Препринт ИЯФ 83-93, 1983.
- [25] V.E. Blinov et al., NIMA 598 (2009) 23.
- [26] V. M. Aulchenko et al., Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A494. P. 241–245.
- [27] A.K. Barladyan et al., DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.112804, November 2019.
- [28] I.A. Koop, CERN-ACC-2015-081.
- [29] V.N. Baier and V.A. Khoze, Sov.J.Nucl.Phys., v. 9, pp. 238-240, 1969.
- [30] N.Yu. Muchnoi. Performance of the FCC-ee Polarimeter // ICFA ABDW on High Luminosity Circular e+e- Colliders, No. 62 (Apr. 2019), pp. 157-164. doi:10.18429/JACoW-eeFACT2018-TUPBB03.
- [31] V.E. Blinov, et. al. Status of laser polarimeter at VEPP-4M. Journal of Instrumentation, 2020, 15(8), C08024. doi:10.1088/1748-0221/15/08/C08024
- [32] В.В. Каминский, В.Н. Жилич, Н.Ю. Мучной. Калибровка энергетической шкалы системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2018, Т. 49, выпуск 1 стр. 85-90.
- [33] V.V. Kaminskiy, V.N. Zhilich, N.Yu. Muchnoi. Energy Scale Calibration of the KEDR Tagging System // Physics of Particles and Nuclei, 2018, Vol. 49, No. 1, pp. 51-53. doi:10.1134/S1063779618010185.

# ИНЖЕКЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС ВЭПП-5

## Введение

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 (ИК) предназначен для получения, накопления и транспортировки интенсивных пучков электронов и позитронов в действующие в Институте электрон-позитронные коллайдеры ВЭПП-4М и ВЭПП-2000. Он состоит из источника электронов, электронного линейного ускорителя, узла конверсии, включающего в себя высокоэффективную магнитную систему сбора позитронов, позитронный линейный ускоритель, накопитель-охладитель (НО) и каналы транспортировки (К-500) частиц до потребителей – коллайдеров ИЯФ СО РАН.

Линейный ускоритель выполнен на базе ускоряющих структур S-диапазона и состоит из четырех модулей. Каждый модуль включает в себя клистрон 5045

производства SLAC, умножитель мощности типа SLED и 3 или 4 ускоряющих структуры. В линейном ускорителе всего 14 ускоряющих секций, представляющих из себя диафрагмированный волновод (Рис. 1). Основные параметры линейного ускорителя приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Основные параметры линейного ускорителя инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальная энергия пучка	280, 510 МэВ
Частота	2855,5 МГц
Максимальное количество электронов в пучке	$10^{11}$
Максимальное количество позитронов в пучке	$6,3 \cdot 10^9$
Энергетический разброс, позитроны/электроны	3%, 1%
Максимальная частота повторения	50 Гц

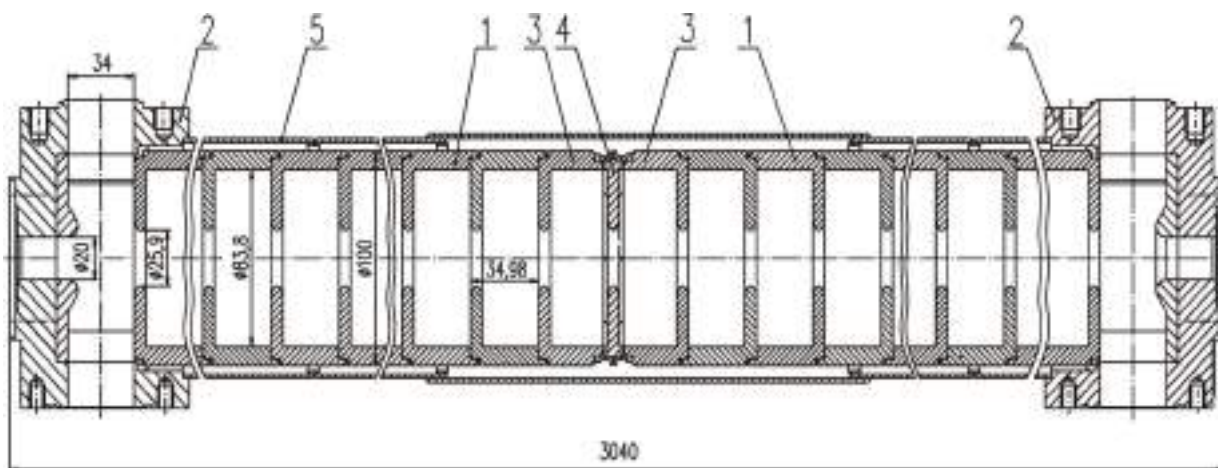


Рисунок 1. Ускоряющая структура. 1 – регулярная ячейка, 2 – трансформатор типа волны, 3 – входная ячейка, 4 – входная диафрагма, 5 – охлаждение.

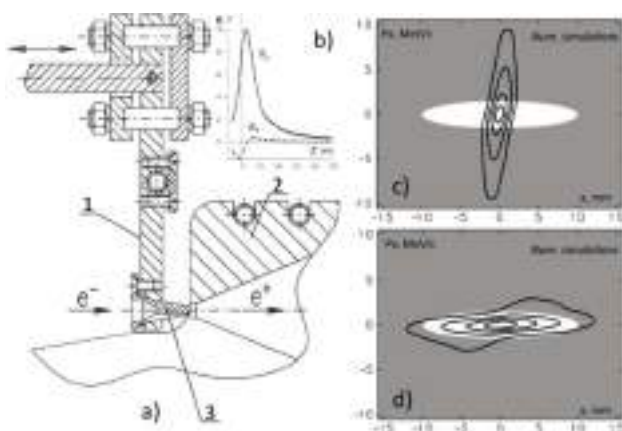


Рисунок 2. Конверсионная система ВЭПП-5. а) 1 – держатель мишени, 2 – магнит-концентратор, б) его магнитные измерения, в) позитронный пучок в фазовом пространстве после мишени, д) позитронный пучок в фазовом пространстве после магнита-концентратора.

Для получения позитронов, ускоренный до 270 МэВ электронный пучок фокусируется на танталовой мишени конверсионной системы (Таблица 2). Вторичные частицы проходят через концентратор магнитного потока, с пиковым «осевым» магнитным полем в 10 Тл. Однако, текущее значение используемого магнитного поля – 7,3 Тл, ввиду того, что дальнейшее увеличение поля незначительно повысит коэффициент конверсии, но сильно уменьшит время жизни устройства (Рис. 2).

Накопитель-охладитель спроектирован так, чтобы захватывать пучок из линейного ускорителя S-диапазона со среднеквадратичной длиной пучка около 8 мм. На данный момент накопитель работает с резонатором 1 гармоника (10,94 МГц) запитанным от 2х3,5 кВт полупроводникового усилителя, что позволяет захватывать значительно более длинные пучки. Для инъекции и выпуска пучка используется однооборотная схема с предударом, то есть задействованы по 2 инфлектора на каждый сорт частиц. Ключевые параметры накопителя-охладителя приведены в Таблице 3.

Таблица 2. Параметры конверсионной системы инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальное магнитное поле	10 Тл
Ток на поверхности конуса	120 кА
Максимальное напряжение	1,2 кВ
Импульсная энергия	90 Дж
Длительность импульса	26 мкс
Частота повторения	50 Гц
Максимальная средняя мощность	4 кВт

Таблица 3. Ключевые параметры накопителя-охлаждителя инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальная энергия	510 МэВ
Периметр	27,4 м
Частота резонатора	10,94 МГц (1-я гармоника)
Времена радиационного затухания (x, z, s)	42, 37,7, 18 мс
Среднеквадратичная длина пучка	21 см (при токе 30 мА)
Горизонтальный эмиттанс	10 мрад*см
Вертикальный эмиттанс	4 мрад*см

Комплекс позволяет получать и накапливать пучки с энергией до 510 МэВ с интенсивностями до  $10^{11}$  частиц в пучке. Инжекционный комплекс обладает уникальными свойствами и не имеет аналогов в России.

### Система диагностики потерь пучка заряженных частиц в каналах транспортировки К-500.

Для контроля и минимизации потерь пучка при его проводке по транспортным каналам К-500 до потребителей была разработана и внедрена система диагностики потерь пучка на основе черенковского излучения в оптоволокне. Перепуск пучка по каналам выпуска К-500 является нетривиальной задачей из-за сложной (трехмерной) конфигурации транспортной линии.

Два оптоволоконных датчика потерь пучка длиной 50 м каждый были установлены в каналах выпуска пучков, как показано на Рис. 3. Один датчик (красным) покрывает электронный канал выпуска с дальнейшей транспортировкой до ВЭПП-4М, другой (синим) – позитронный выпуск с дальнейшей транспортировкой до ВЭПП-2000.

Датчики потерь расположены снаружи вакуумной камеры, они регистрируют продукты взаимодействия пучка со стенкой вакуумной камеры, в данном случае – вторичные заряженные частицы, которые генерируют черенковское излучение в оптоволокне. За счет своей распределенной конструкции оптоволоконные датчики дают подробную информацию о местоположении потерь с точностью не хуже 1 м.



Рисунок 3. Схема расположение датчиков потерь пучка в каналах транспортировки К-500.

Для достижения наилучшего пространственного разрешения датчиков, световой сигнал регистрируется с торца, противоположного направлению движения пучка. В качестве фотодетектора выбран ФЭУ на микроканальных пластинах производства ООО «Катод». Время нарастания фронта составляет 3,5 нс, длительность импульса анодного тока (полуширина) – 3,5 нс. Сигнал оцифровывается при помощи АЦП с полосой пропускания менее 80 МГц и частотой дискретизации 200 Мвыб/с. Запуск АЦП осуществляется внешним синхроимпульсом, привязанным к моменту выпуска пучка из накопителя-охлаждителя. На Рис. 4 показаны все элементы системы диагностики.

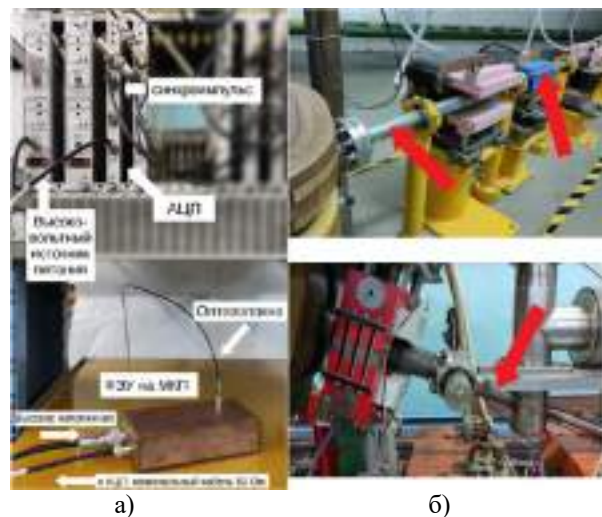


Рисунок 4. а) Элементы системы диагностики потерь в крейте КАМАК, б) Примеры расположения оптоволоконного кабеля на поверхности вакуумной камеры.

Программное обеспечение для обработки сигналов с датчиков потерь интегрировано в общую систему автоматизации комплекса и позволяет оператору при проводке пучка отслеживать распределение потерь вдоль транспортных каналов в режиме реального времени.

Было выполнено исследование амплитудных характеристик датчика и оценка его минимальной пороговой чувствительности в условиях эксплуатации на ИК ВЭПП-5.

Для оценки минимального порога чувствительности датчика были произведены измерения потерь пучка разной величины заряда при введенном люминофорном экране. Проходя сквозь пластину люминофора пучок частично теряет свою энергию, что приводит к полной потере заряда в следующих за экраном поворотных магнитах.

На Рис. 5 показаны значения амплитуды сигнала датчика при одинаковом напряжении питания ФЭУ в зависимости от заряда пучка. Минимальный регистрируемый заряд составил около 10 пКл, что соответствует потере заряда менее 1% от типичного пучка позитронов на выпуске из НО.

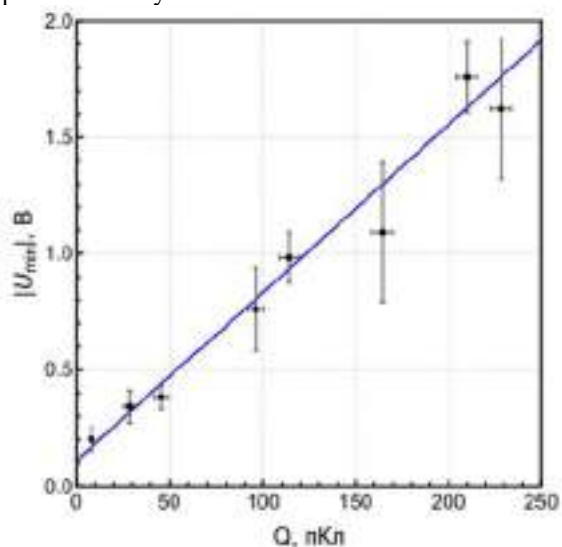


Рисунок 5. Зависимость амплитуды сигнала датчика от теряемого заряда пучка при одинаковом напряжении питания ФЭУ.

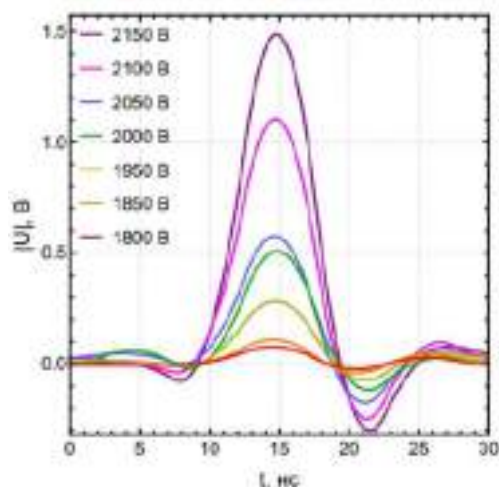


Рисунок 6. Формы сигналов ФЭУ, полученные для величины теряемого заряда 10 пКл, в зависимости от напряжения питания.

Для полученного минимального заряда пучка в 10 пКл были измерены формы сигналов потерь в зависимости от напряжения, подаваемого на ФЭУ. Типичные формы сигналов ФЭУ представлены на Рис. 6. Из рисунка видно, что при приложенном напряжении 1,8 кВ, сигнал потерь от заряда пучка в 10 пКл сравним с уровнем шумов. Однако при напряжении 1,95 кВ и выше сигнал становится различим. При этом максимальное напряжение (по модулю), которое допустимо подавать на ФЭУ на микроканальных пластинах, составляет 3 кВ.

Таким образом, датчик позволяет гарантировано регистрировать потери пучка вплоть до 10 пКл, такая минимальная пороговая чувствительность с запасом удовлетворяет требованию к его использованию на ИК ВЭПП-5.

Ввиду сложности получения позитронов и более длительного их накопления по сравнению с электронами, повышение стабильности и надежности их транспортировки до потребителей представляет больший интерес.

На Рис. 7 показано окно программы с распределением потерь в процессе наладки выпуска пучка позитронов по каналу К-500 в направлении ВЭПП-2000. В поле отображения данных изображены типичные распределения потерь пучка в процессе первичной проводки пучка при включении комплекса после его длительной остановки. Из рисунка видно, что суммарно 50% от заряда пучка теряется в выпускном канале.



Рисунок 7. Окно вывода данных датчика потерь пучка для позитронов направлении ВЭПП-2000, показано распределение потерь до наладки выпуска.

### Модернизация системы впуска/выпуска частиц накопителя-охлаждителя.

### Разработка генератора высоковольтных наносекундных прямоугольных импульсов на основе SOS-диода и псевдоискровых тиратронах для питания пластин инфлекторов НО.

По итогам прошлого года был изготовлен и установлен образец нового источника питания пластин инфлекторов вместо одного из четырех действующих, с целью изучения влияния генерируемого им импульса

на поведение пучка в накопителе-охладителе. Образец был установлен вместо генератора позитронного удара, формирующего положительный импульс (Г4+). В ходе испытания обнаружилась неспособность драйвера управления сеткой одного из тиратронов. Драйвер был снят для ликвидации указанной неисправности.

Позже было установлено, что причиной отказа драйвера послужил пробой высоковольтного разделительного дросселя, через который осуществляется питание тиратрона по схеме с подвешенным катодом. Выполнена перемотка дросселя.

Повторное включение образца источника выявило, что создаваемое им напряжение недостаточно для осуществления заметного удара. Повышение напряжения приводило к высоковольтным пробоям.

Решено произвести более тщательный монтаж схемы с предварительным выбором и обоснованием конструкции генератора; моделированием распределения электрического поля с целью установления

наиболее напряжённых мест конструкции и их ликвидации; расчётом конструктивных параметров. На основе полученных результатов производились конструкторские работы (Рис. 8) (подготовка чертежей, изготовление деталей, сборка).

Рассматривались три варианта конструкции генератора: 1) планарный (все элементы генератора располагаются на плоском электроде); 2) коаксиальный (все элементы генератора располагаются внутри цилиндрической поверхности); 3) встроенный в корзину стойки стандарта «ВИШНЯ». Для каждого варианта разрабатывались чертежи и трёхмерные геометрические модели, а также проводились моделирования распределения электрических полей. Результаты проведённых работ анализировались; в итоге в качестве наиболее оптимального варианта конструкции генератора был выбран вариант 3 (Рис. 9). Чертежи поданы в экспериментальное производство ИЯФ, по ним изготовлены и получены необходимые детали. Осуществляется сборка генератора.

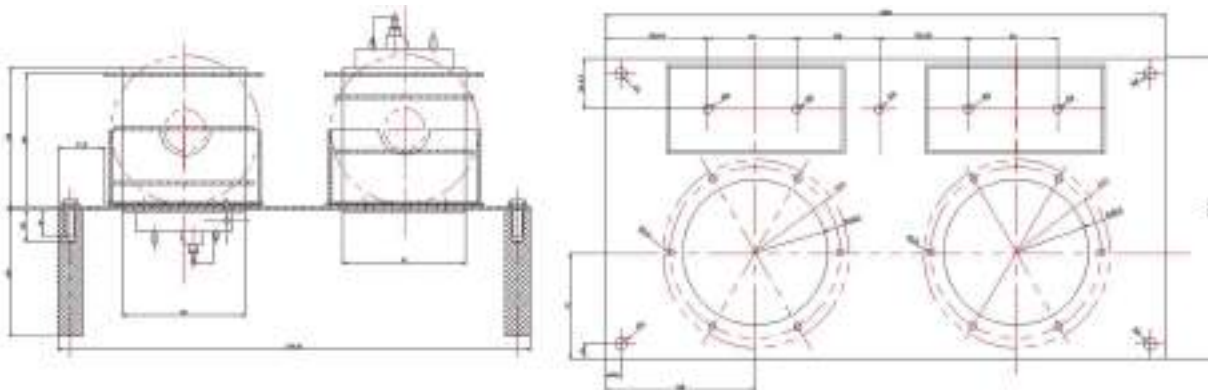


Рисунок 8. Пример сборочного чертежа конструкции генератора инфлекторов, выполненный в AutoCAD.

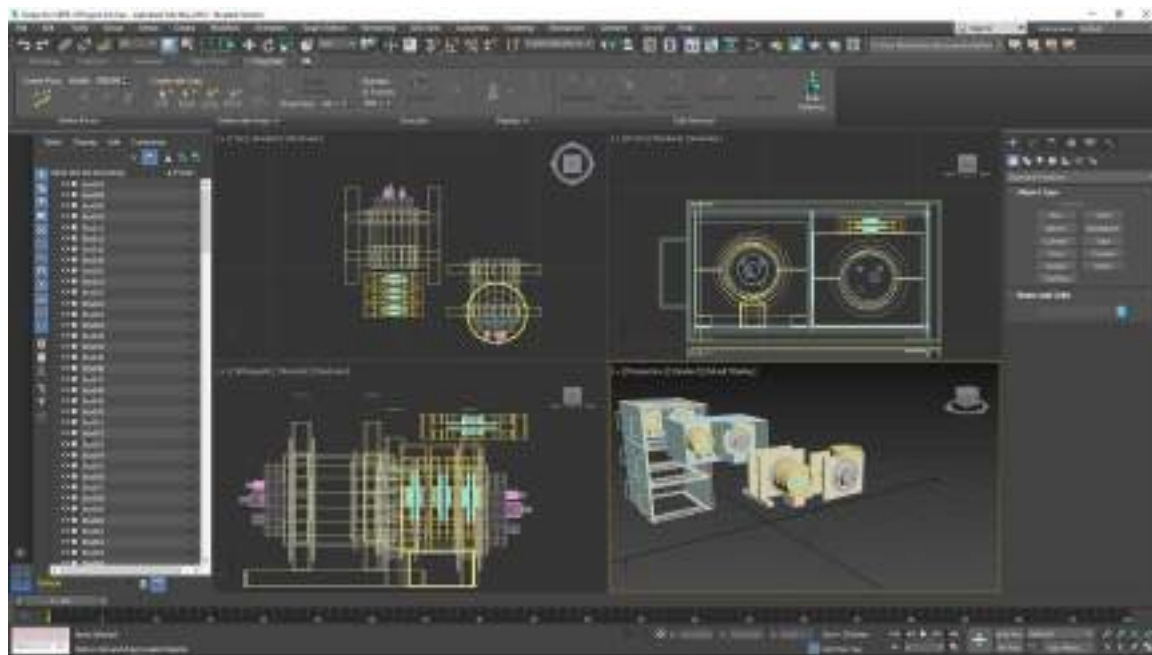


Рисунок 9. Трёхмерная модель конструкции генератора инфлекторов, выполненный в 3D MAX.

## Модернизация драйверов управления тиратроном ТГИ1-2500/50

Импульсные генераторы, предназначенные для формирования высоковольтных импульсов для их последующей подачи на управляющий электрод (сетку) наносекундных водородных коммутирующих устройств низкого давления (тиратронов) для их управляемого запуска называются драйверами управления тиратронов.

В настоящее время драйвера, используемые для управления тиратронами ТГИ1-2500/50, установленными в системе «впуска-выпуска» ИК ВЭПП-5, изготовлены в единственном числе. При выходе из строя любого из восьми драйверов работа инжекционного комплекса останавливается и производится ремонт драйверов: в процессе такого ремонта осуществляется простой комплекса.

Для предотвращения такого простоя была поставлена задача изготовить несколько запасных драйверов, учтя недостатки существующих. К таковым отнесены следующие:

- 1) нарушение теплового режима работы схемы вплоть до полного её отказа при повышении питающего напряжения сети до 240 В;
- 2) громоздкий блок питания драйвера (имеющий четыре выхода: 5 В, 15 В, 15 В, 110 В), выполненный по схеме с силовым трансформатором;
- 3) марка используемых сетевых электролитических конденсаторов – чаще всего выход драйвера из строя был связан с выходом из строя именно этих конденсаторов.

Поскольку разработка использующихся сейчас драйверов производилась в 2001 году, их компонентная база значительно устарела, и повторить схему становится затруднительно. Поэтому было решено изготовить драйвер:

- по существующей схеме, но с использованием современных компонентов;
- с новым встроенным блоком питания, малогабаритным, основанном на применении импульсного трансформатора с ферромагнитным сердечником со стабилизацией выходного напряжения во избежание повторения проблем с тепловым режимом работы схемы.

Указанные нововведения, в силу значительных схемотехнических изменений, подразумевают разработку новой печатной платы для драйвера.

В рамках данного проекта была разработана печатная плата (Рис. 10) для модернизированной схемы драйвера, сконструирован модернизированный блок питания для данного драйвера (на основе импульсного трансформатора) и блок генерации высокого напряжения (2,5 кВ). Схема формирователя сеточных импульсов из полученного высокого напряжения находится в процессе конструирования.

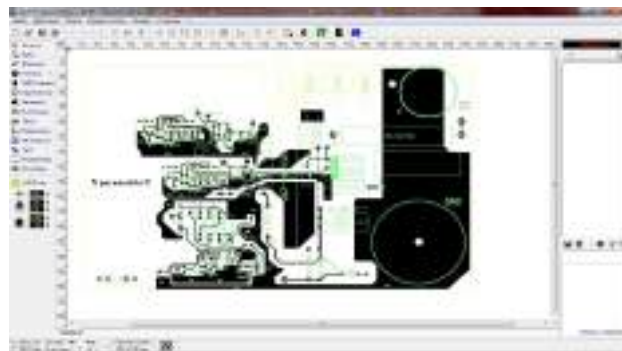


Рисунок 10. Разводка печатной платы модернизированного драйвера тиратрона ТГИ1-2500/50.

## Моделирование изменения импеданса связи накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5.

Для исследования димюония (связного состояния  $\mu+\mu-$ ) в Институте разрабатывается проект коллайдера  $\mu+\mu-$ -трон (Мюютрон). Источником частиц для него станет инжекционный комплекс.

Однако, накопитель-охладитель работает с резонатором 1 гармоника (10,94 МГц), и имеет значительно более длинный пучок, чем предполагается использовать в  $\mu+\mu-$ -троне. Как итог, перепуск такого пучка в коллаيدر с частотой ВЧ 338,98 МГц будет приводить к значительным потерям частиц в момент захвата пучка коллаидером.

Один из вариантов решения данной проблемы – установка второго резонатора в накопитель, для предварительного сжатия (перегруппировки) пучка в самом НО перед его транспортировкой в коллаيدر.

Подходящим для данной цели является резонатор аналогичный тому, что разрабатывается для проекта СКИФ, имеющий следующие характеристики: частота – 357 МГц, добротность – 17000, шунтовое сопротивление 2,55 МОм, ускоряющее напряжение – 400 кВ. Для исследования влияния вставки такого устройства в накопитель на динамику пучка при инжекции его параметры были добавлены в уже построенную модель импеданса связи.

Как видно из приведенных ниже результатов вставка дополнительного резонатора практически не изменяет динамику пучка при инжекции – все также возникает микроволновая неустойчивость на ранних оборотах, которая перегруппировывает пучок из 16 коротких сгустков в 1 длинный.

На Рис. 11 представлены характерные профили тока пучка в обоих случаях и его распределения в фазовом пространстве для случая без дополнительного импеданса (соответствующего новому резонатору) и с ним на 200 и 3400 оборотах.

Рис. 12 демонстрирует дальнейшее затухание пучка с дополнительным резонатором на 40 000 и 200 000 оборотах. Из этих распределений видно, что за время, соответствующего характерному времени радиационного затухания пучка, происходит его группировка в имеющейся сепаратрисе.

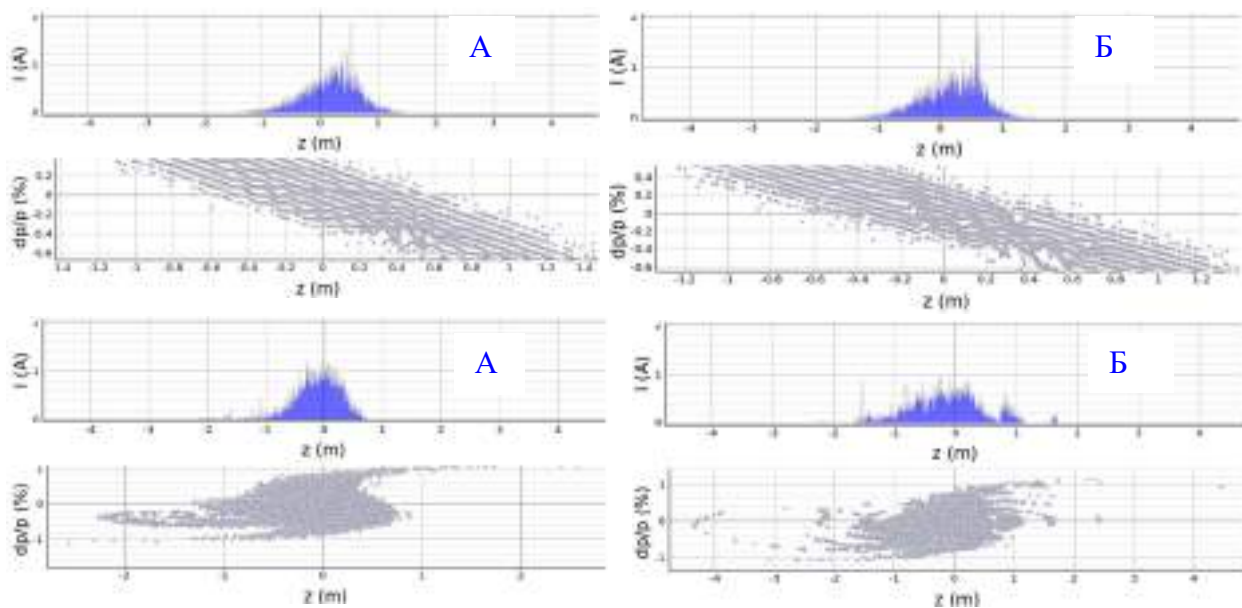


Рисунок 11. Профиль пучка на 200 (сверху) и 3400 обороте (снизу), для случая без импеданса дополнительного резонатора (А) и с ним (Б).

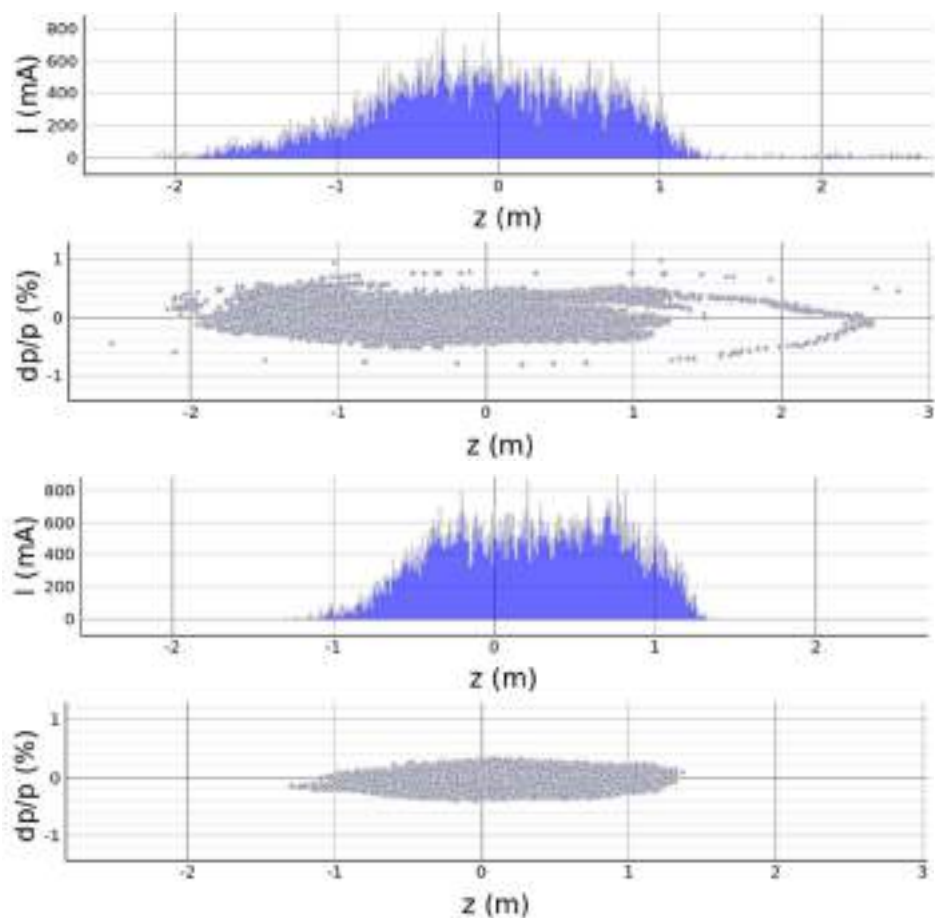


Рисунок 12. Профиль пучка на 40 000 (сверху) и 200 000 обороте (снизу).

Далее, затухший пучок необходимо перегруппировать путем отключения резонатора 10,94 МГц, в который он инжектировался, и включением нового резонатора 357 МГц. Если резко выключить первую ВЧ станцию и тут же запустить вторую, то перегруппировка пучка будет сопровождаться потерями частиц. Чтобы этого избежать было предложено постепенно увеличивать ускоряющее напряжение в резонаторе 357 МГц, и, когда оно дойдет до номинала в 400 кВ, начать

уменьшать поле в резонаторе 10,94 МГц до нуля. Таким образом удастся провести медленную перегруппировку пучка без возникновения каких-либо существенных потерь, связанных с резким исчезновением потенциальной ямы, удерживающей накопленный пучок, и появлением новой, от резонатора 357 МГц. Результат моделирования процесса такой перегруппировки пучка проиллюстрирован на Рис. 13.

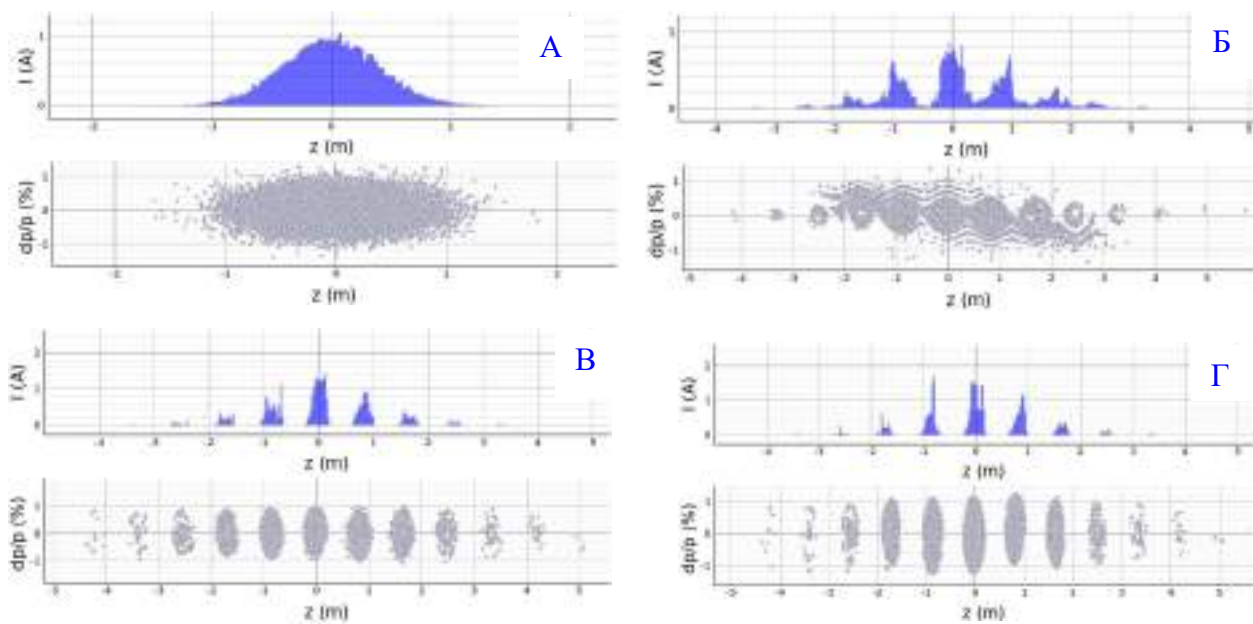


Рисунок 13. Профиль пучка на 1 (А) и 2000 (Б), 13 500 (В) и 20 000 (Г) оборотах при постепенном включении резонатора 357 МГц и последующем отключении резонатора 10,94 МГц.

### *Совершенствование программного обеспечения инжекционного комплекса*

#### **Развитие программного обеспечения системы управления инжекционного комплекса**

На текущем этапе продолжалось развитие базового ПО системы управления, баз данных, прикладных программ и других программных средств управления. Работы были нацелены на улучшение средств управления самого инжекционного комплекса и взаимодействия с системами управления коллайдеров.

Развитие базового ПО системы управления велось в трёх основных областях:

- Расширение возможностей базового фреймворка CXv4 для взаимодействия с системами управления комплексов-потребителей.
- Расширение поддержки электроники стандарта VME.
- Усовершенствования общего характера в основной скелет фреймворка CXv4.

Рассмотрим выполненные работы более подробно.

#### **Работы по расширению возможностей базового фреймворка CXv4 для взаимодействия с системами управления комплексов-потребителей**

Функциональность драйвера `bridge_drv`, созданного в 2020 году для отображения каналов между разными системами управления, расширена для возможности отображения целых устройств. Первоначально этот драйвер создавался как способ для передачи между системами управления разных комплексов (в том числе построенными на разных фреймворках) данных отдельных каналов, в первую очередь – синтетических информационных. Но данный механизм показал себя удобным также и для передачи данных от целых устройств (таких, например, как фото/видеокамеры люминофорных датчиков). Однако, конфигурирование такого отображения данных оказывалось крайне трудоёмким, т.к. требовало индивидуального указания каждого канала каждого устройства. Поэтому драйвер был доработан и теперь позволяет в режиме "отображать устройство целиком" указывать лишь ссылку на базовое (отображаемое) устройство, с префиксом `'*'`, а



информацию о каналах драйвер в этом режиме собирает сам, из внутренней конфигурационной информации СХ-сервера.

Для этого во внутренний программный интерфейс СХ-сервера был добавлен API интроспекции. Он необходим для возможности мета-драйверов (таких, как `bridge_drv`) получать доступ к информации о конфигурации конкретного экземпляра устройства (набору каналов и их параметров).

В СХ-сервер была добавлена возможность индивидуально отмечать любой экземпляр устройства как "только для чтения" (`readonly`). При предоставлении системам управления комплексов-потребителей отображений устройств "целиком" часто требуется, чтобы эти "сторонние" СУ имели бы возможность лишь читать данные, но не могли бы вмешиваться в процесс управления этими устройствами. То есть, требуется, чтобы все каналы устройств-отображений считались бы каналами чтения, в том числе и те, которые у исходных отображаемых устройств являются каналами записи. Чтобы не требовалось создания дублей карт каналов типов устройств, в которых все каналы записи заменены на каналы чтения, в СХ-сервер была добавлена возможность маркировать любой экземпляр устройства "только для чтения". Это позволяет для "отображаемых" устройств использовать те же карты каналов (`devtype`), что и для исходных устройств, ввиду того все каналы записи исходных устройств автоматически считаются каналами чтения. Это дает возможность избежать дублирования информации, а главное – ошибок, способных возникать при таком дублировании.

#### **Расширение поддержки электроники в стандарте VME**

Реализована поддержка VME-модуля синхронизации `L_TIMER` в объёме, необходимом для работы на инжекционном комплексе. Для корректного проведения осциллографических ВЧ-измерений на инжекционном комплексе требуется привязать их к общей системе синхронизации комплекса. Цифровые осциллографы `ADC250` позволяют такую синхронизацию, в том числе с получением синхроимпульсов по задней панели используемого конструктива `VME-BINP`, а подачу таких синхроимпульсов обеспечивает модуль `L_TIMER`, уже непосредственно соединяемый с общей системой синхронизации инжекционного комплекса. Однако, `L_TIMER` – модуль синхронизации, предназначенный для применения в очень широком спектре задач и потому обладающий весьма обширным функционалом. Поддержка всей этой функциональности потребовала бы больших и неадекватных трудозатрат, поэтому была реализована поддержка лишь в том ограниченном объёме, который требуется для задач инжекционного комплекса.

Для модуля `ADC250` реализована поддержка работы с внешней синхронизацией. В отличие от многих других цифровых осциллографов, в VME-модуле `ADC250` внешняя синхронизация измерений контролируется отдельным PLL-чипом. Причём управление этим чипом сделано по процедурной модели (нужно

выполнить несколько операций в строгой последовательности), а не по используемой в СХv4 (и большинстве других распределённых систем управления) модели каналов (при которой просто указывается нужное значение режима работы). Поэтому потребовалось реализовать представление управления PLL-чипом в виде, пригодном для модели каналов. Было выбрано следующее решение: драйвер позволяет запрограммировать не произвольные значения параметров PLL-чипа, а лишь те варианты, что требуются на инжекционном комплексе при работе с модулем синхронизации `L_TIMER`. Такие наборы параметров называются "пресетами", и номер выбираемого пресета предоставляется в систему управления в виде канала (дополнительно в целях диагностики в виде каналов чтения отображаются текущие числовые значения параметров PLL-чипа). В процессе этой работы выявлены некоторые недостатки внутренней реализации `ADC250` по работе с PLL-чипом; разработчики устройства предпринимают меры по их исправлению. После исправления, возможно, понадобится дальнейшая доработка драйвера `ADC250`.

Для адаптера `CAEN A3818` в библиотеке `CAENVMElib` и драйвере ядра `a3818.c` реализована поддержка системных вызовов `select()/poll()` для получения `IRQ`. В штатной поставке ПО от фирмы `CAEN` для `A3818` было предусмотрено получение `IRQ` либо методом постоянного опроса – периодическим вызовом `CAENVME_IRQCheck()`, либо зависанием на ожидании получения прерывания – вызовом `CAENVME_IRQWait()`. Оба этих варианта годятся лишь для создания небольших монолитных программ, для использования же в больших модульных системах управления они не подходят. Поэтому в драйвер ядра `a3818.c` и библиотеку пользовательского уровня `CAENVMElib` добавлена возможность получения уведомления о поступлении `IRQ` через стандартный интерфейс `select()/poll()`, что упрощает интеграцию ПО, работающего с `A3818`, в большие модульные системы (такие, как сервер системы управления СХv4) и повышает скорость реакции на `IRQ`.

Подготовлен прототип реализации поддержки контроллера `MVME3100`. `MVME3100` является самым распространённым и недорогим VME-контроллером, доступным на рынке. Этот контроллер поддерживает работу под управлением ОС `Linux`, потому потенциально может использоваться с системой управления СХv4. Однако, реализация доступа к VME-шине на нём кардинально отличается как от контроллера `BIVME2` (исторически используемого в ИЯФ СО РАН), так и от адаптера `A3818`, поскольку `MVME3100` построен с использованием VME-бриджа `Tundra TSI148`. Поэтому потребовались изменения в общую инфраструктуру СХv4 по работе с VME.

Также для `MVME3100` была подготовлена модификация драйвера ядра для обработки прерываний (`IRQ`) на уровне пользовательских процессов. Это было необходимо потому, что в имеющемся драйвере (`vmei.c`) используется модель "каждый вектор прерывания передаётся пользовательским процессам через

свой отдельный файл /dev/vmeiN" (то есть "первичным" считается вектор, а не линия прерывания), в то время как в CXv4 инфраструктура работы с VME рассчитана на модель, в которой первичной является линия прерывания (то есть, от драйвера ядра пользователю процессу передаётся информация обо всех векторах прерываний от данной линии, что также существенно упрощает отладку в случае некорректной работы или конфигурации VME-устройств). Подготовленная модификация (названная vmeI.c) представляет модель "по одному файлу /dev/vmeIiN на каждую линию прерывания".

#### **Усовершенствования общего характера в основной скелет фреймворка CXv4**

1. Изменена технология менеджмента буфера отправки в модуле cxsd\_fe\_cx.c (реализующем серверную часть CX-протокола). Ранее использовался унаследованный ещё от CXv2 подход "информация о содержимом буфера отправки целиком хранится в функции, выполняющей наполнение пакета для отправки" (такими функциями являются анализ пришедшего от клиента пакета запросов и формирование ответного пакета, а также функции отправки уведомлений). Но функционирование CXv4 значительно сложнее, чем CXv2, и такое монопольное использование буфера отправки некорректно, т.к. отправка уведомлений может вызываться непосредственно в процессе обработки пакета запросов (например, как реакция на исполнение запросов на чтение или запись каналов, если эти запросы могут быть выполнены сразу). Поэтому модель работы с буфером отправки заменена на более универсальную: информация о содержимом этого буфера теперь хранится непосредственно в структуре-описателе соединения с клиентом. Это позволяет "вклинивать" дополнительные сегменты данных (в CX-протоколе именуемые "chunks" – "кусочки") в поток данных, формируемый функцией ответа на запрос клиента.

2. В инфраструктуру поддержки кадровых измерений было добавлено понятие "программный режим запуска ожидания старта измерений". Инфраструктура rzframe (ParametriZed FRAME) используется для цифровых осциллографов, CCD-камер и прочих подобных типов измерений, где само измерение имеет некоторый набор параметров, влияющих на его проведение (диапазоны/чувствительность, длительность, ...) и предполагает запуск измерения по внешнему сигналу. Ранее применялся подход "программируем устройство и начинаем ожидать запуска сразу же, как только приходит запрос на измерение, а после окончания измерения опять переходим к ожиданию запроса". Но в некоторых случаях такой вариант оказывается недостаточным. В частности, в системе ВЧ-измерений инжекционного комплекса, где в одном VME-крейте стоит 10 осциллографов ADC250: из-за медленного процессора контроллера BIVME2 при высоких частотах работы инжекционного комплекса сигнал внешнего запуска на проведение следующего цикла измерений может приходиться ещё до того, как будет получен запрос на проведение следующего измерения, и осциллографом

это измерение будет пропущено. Для решения этой локальной проблемы драйвер модуля ADC250 был модифицирован – в нём имитировался приход запроса на измерение сразу же после окончания вычитывания данных от предыдущего измерения. Такое симптоматическое решение устраняло лишь одну конкретную проблему, а требовалось решение более общего характера. Поэтому в инфраструктуру rzframe было внесено понятие "программный режим запуска ожидания старта измерений". Этот режим управляется каналом с именем RUN\_MODE, который может принимать одно из следующих значений: 0 – по запросу, 1 – по отдельному программному запуску, 2 – автоматический перезапуск после предыдущего измерения, 3 – отключено. Вариант 0, включенный по умолчанию, работает так же, как и раньше. Вариант 1 предназначен для работы в "импульсном" режиме, когда сначала выполняется предварительное программирование всей измерительной электроники (которое может занимать длительное время), затем установка переходит к ожиданию однократного внешнего запуска (например, по кнопке вручную), а далее происходит вычитывание всех измерений и их анализ, возможно, длительный. Вариант 2 является решением проблемы ВЧ-измерений инжекционного комплекса. Вариант 3 позволяет отключать часть устройств при нехватке производительности контроллера или пропускной способности сети.

#### **Доработка системы ВЧ-измерений на линейных ускорителях**

В настоящее время все ADC250 выполняющие измерения сигналов ВЧ-системы линейных ускорителей инжекционного комплекса сосредоточены в одном VME крейте с контроллером BIVME2, и запуск всех осциллографов осуществляется одним блоком L\_TIMER. Такая система не обеспечивает измерения с полной частотой повторения имеющихся сигналов. Если же запуск каждого осциллографа разрешать индивидуально по получению от него данных, то измерения с разных осциллографов будут происходить в разные моменты времени (и относиться к разным выстрелам ускорителя). Кроме того, из-за особенностей работы оборудования частота измерений у осциллографа зависит от расстояния от него до контроллера по VME шине. Для устранения этих проблем авторами блока L\_TIMER была добавлена возможность однократных запусков, которая так же была реализована в драйвере этого устройства для CXv4. Для обеспечения синхронности данных осциллографов специальная служба клиентского уровня, которая по получению сигналов об обновлении данных запускает новое измерение.

#### **Организация взаимодействия систем управления инжекционного комплекса и потребителей пучка**

Описанные выше доработки технологической сетевой инфраструктуры и фреймворка CXv4 позволили перейти к постепенному отказу от различных способов обмена данными по сети института. По текущим представлениям на сторону потребителей необходимо

передавать некоторые возможности управления и диагностики транспортного канала К-500 и статусную информацию инжекционного комплекса, а получать от потребителей достаточно только статусную информацию. При этом со стороны ИК в рамках одного СХ-сервера могут передаваться как данные специально созданных синтетических устройств, так и данные устройств системы управления комплекса, некоторые из которых должны быть доступными только на чтение со стороны потребителей пучка. Таким образом, структура передаваемых данных достаточно сложна, но на прошлых этапах работы была создана конфигурационная БД со структурированной информацией о большей части устройств комплекса. Эта БД ранее уже применялась для автоматизации конфигурирования части серверного ПО. В БД и программы, работающие на серверах для обмена данными значительно упростилось, кроме того применение отображений устройств в ряде случаев позволяет использовать одни и те же клиентские программы, которым лишь указывается другой источник данных. При помощи этих средств уже настроена передача данных инжекционного комплекса на пультовые компьютеры ВЭПП-4.

**Построение зависимости захваченных накопителем-охладителем частиц в зависимости от частот бетатронных колебаний пучка**

Одними из основных параметров, характеризующим магнитную систему синхротрона, являются частоты бетатронных колебаний пучка. От них также зависит и то количество частиц, которое будет захватываться накопителем-охладителем. Следовательно, изучив зависимость числа захваченных после инжекции частиц в зависимости от БЧ можно находить такое соотношение частот, в которых темп накопления пучков будет выше и стабильнее.

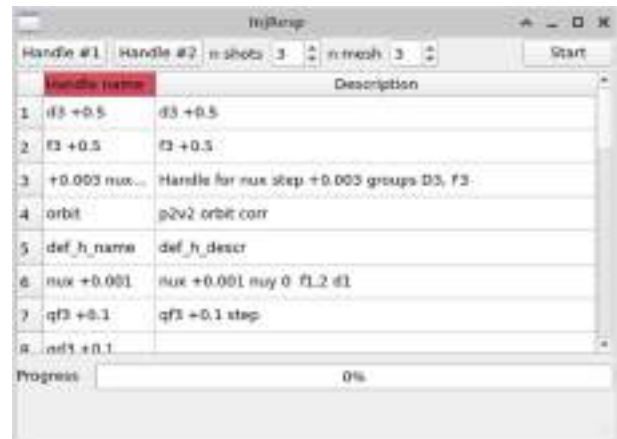


Рисунок 14. Окно программы *inj\_resp*, позволяющие выбрать одну или две «ручки» для измерения карты инжекции, количество циклов для усреднения и количество узлов сетки.

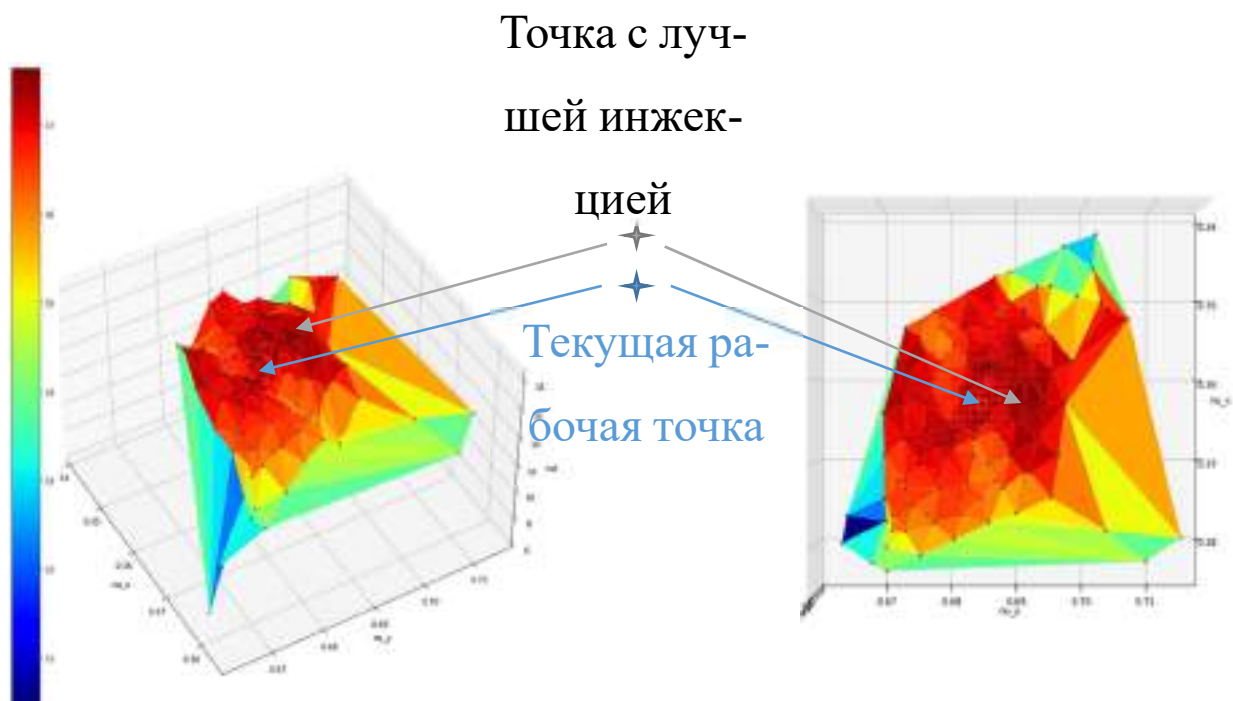


Рисунок 15. Зависимость захваченных накопителем-охладителем позитронов в зависимости от бетатронных частот в режиме работы на коллайдер ВЭПП-2000.

Для данной цели, уже на базе имеющихся программных инструментов контроля и управления параметрами пучка, было создано GUI-приложение *inj\_proc* (Рис.14), которое дает оператору комплекса возможность провести данное измерение, выбрав одну (или две) заранее сформированные «ручки», по которым будет производиться построение сетки бетатронных частот. Результат таких измерений приведен на Рис. 15, где четко видно, что в непосредственной близости от текущих бетатронных частот есть другая точка, с большей величиной захвата частиц. На данный момент проведение вышеописанной процедуры является рутинной задачей для оператора.

### Отслеживание стабильности работы генераторов инфлекторов

В накопителе-охладителе применена однооборотная инжекция пучка с предударом, поэтому для каждого сорта частиц установлена пара инфлекторов. Импульсы генератора инфлектора приведены на Рис. 16.

Частота дискретизации задействованных АЦП 200 МГц, а дальнейшая цифровая обработка сигналов проводилась для определения временного сдвига импульсов генератора.

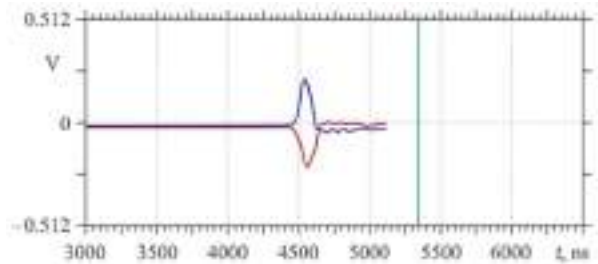


Рисунок 16. Импульсы генераторов инфлекторов.

Так как аналитического выражения для формы импульса нет, то импульс генератора сразу после завершения настройки инжекции/выпуска считаются «хорошими» и запоминаются программами (Рис. 17). Так как форма импульсов генераторов достаточно простая и хорошо повторяется от импульса к импульсу, то для нахождения временного сдвига между двумя срабатываниями генератора достаточно найти сдвиг сигналов друг относительно друга, который максимизирует их корреляционную функцию. Для более точного нахождения задержки необходимы сдвиги меньше интервала дискретизации АЦП (5 нс), для чего применяется интерполяция кубическим сплайном.

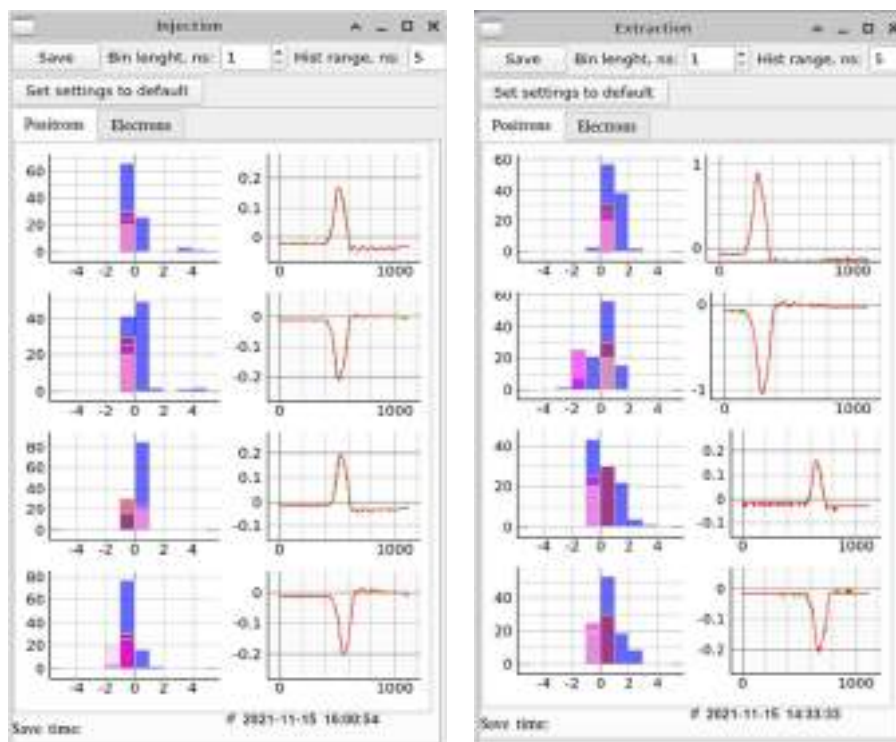


Рисунок 17. Отображение результатов анализа временного сдвига импульсов генераторов инфлекторов при инжекции (слева) и выпуске (справа).

### Общая технологическая сеть инжекционного комплекса и потребителей

На предыдущих этапах работ для взаимодействия между системами управления инжекционного комплекса и коллайдеров использовалась общая сеть института. При этом у системы управления ИК и ВЭПП-

2000 уже имелись закрытые технологические сети, а у ВЭПП-4 большинство компьютеров (в частности все пультовые рабочие станции) имели прямое соединение с сетью института. В сети ИК для организации взаимодействия была создана «шлюзовая» виртуальная машина, имеющая подключение к сети института. Она обеспечивала все необходимые связи со стороной

ВЭПП-4 и передачу данных для ВЭПП-2000. Получение данных со стороны ВЭПП-2000 осуществлялось при помощи VPN-соединений. В целях повышения надежности связи между системами управления было решено построить общую технологическую сеть между ускорительными комплексами. Для этого от центральных коммутаторов всех технологических сетей до вычислительного центра института проложены оптоволоконные кабели, содержащие достаточное количество линий как для прямых подключений в сеть института, так и для выделенных подключений между сетями установок. На первом этапе соединения в институтскую сеть были переключены с периферийных коммутаторов институтской сети на прямое соединение по новым кабелям с коммутатором в вычислительном центре института. А для организации общей сети используется VLAN, передача пакетов в котором осуществляется по тем же линиям. В описанном случае общая сеть установок сохраняет зависимость только от коммутатора в вычислительном центре института. При необходимости построенные кабельные линии позволяют выделить общую сеть установок с пассивной коммутацией в вычислительном центре института.

К общей сети в настоящий момент подключены: виртуальная машина с CX-серверами со стороны инжекционного комплекса, виртуальная машина аналогичного назначения со стороны ВЭПП-2000, виртуальная машина со статусными EPICS IOC и новые пультовые компьютеры со стороны ВЭПП-4. Текущая логическая схема передачи информации между компьютерами разных систем управления показана на Рис.18.

В настоящий момент статусная информация потребителей пучка используется в системе управления ин-

жекционного комплекса службами, обеспечивающими автоматическую работу комплекса. Для более правильной работы автоматики необходимо не только ориентироваться на статусную информацию, но и обмениваться запросами. Такое улучшение планируется реализовать в дальнейшем.

Большая часть транспортного канала К-500 подключена к системе управления инжекционного комплекса. Операторам всех установок требуется получать диагностическую информацию канала, для того чтобы наблюдать транспортировку пучка. Так же требуется возможность передачи управления частью К-500 на сторону коллайдеров, т.к. это может облегчать необходимые настройки.

Для решения задач обмена данными между системами управления на ранних этапах работы использовались программы-службы, работающие на клиентском уровне систем управления, и реализованные на языке Python. Благодаря такому подходу минимизировались усилия по разработке программного обеспечения, необходимые для начала работы с ускорителями, однако, на серверном уровне такой обмен данными можно сделать более эффективным. Основной фреймворк системы управления инжекционного комплекса CXv4 – модульный, и изначально предполагал возможность поддержки протоколов других фреймворков как с клиентской, так и с серверной стороны. Так как к настоящему времени уже были созданы клиентские CXv4 модули для всех необходимых протоколов, естественным было решение о развитии средств обмена данными между различными точками размещения и протоколами на серверном и драйверном уровне CXv4 с целью использования их для обмена данными между сопряженными системами управления.



Рисунок 18. Схема передачи информации между компьютерами разных систем управления ускорительных комплексов.

## Модернизация позитронного источника для инжекционного комплекса

Была проведена работа по модернизации позитронного источника для инжекционного комплекса. В частности, был разработан новый соленоид сопровождения, в который помещается первая ускоряющая секция линейного ускорителя позитронов. Соленоид является важной частью согласующей системы, которая обеспечивает захват позитронов.

На Рис.19 приведен общий вид нового соленоида сопровождения совместно с концентратором потока и частью ускоряющей структуры. Соленоид состоит из 14 отдельных катушек, каждая из которых имеет длину 144 мм. Первые две катушки имеют увеличенный внешний и внутренний диаметры, что необходимо для более гладкого согласования поля в районе волновода ускоряющей структуры. Для защиты оборудования линейного ускорителя от сильного магнитного поля весь соленоид помещен во внешний ферромагнитный экран. Геометрические размеры катушек, ток и число витков в каждой приведены в Таблице 4.

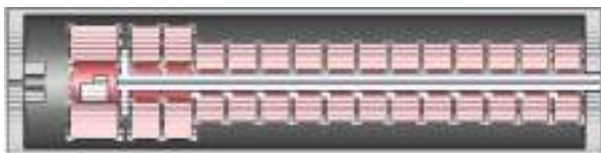


Рисунок 19. Общий вид соленоида сопровождения.

Таблица 4. Параметры катушек соленоида сопровождения.

	№ витков	Ток, кА	Размер, мм (L/D1/D2)
BгC	120	1,0	240 / 320 / 844
C1÷C2	128	0,64	144 / 300 / 840
C3	96	0,5	144 / 180 / 590
C4	96	0,62	144 / 180 / 590
C5	96	0,65	144 / 180 / 590
C6÷C13	96	0,67	144 / 180 / 590
C14	96	0,7	144 / 180 / 590

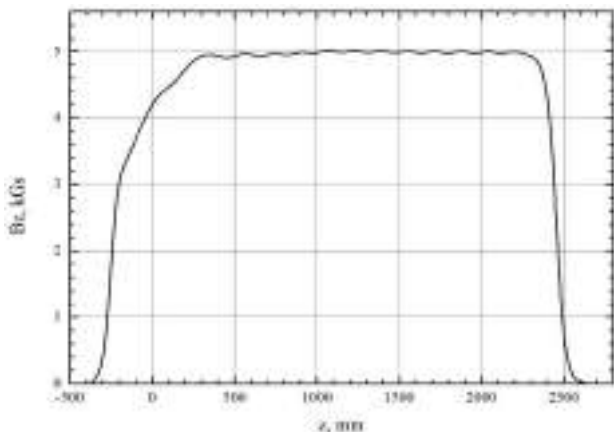


Рисунок 20. Продольное магнитное поле на оси ускоряюще-фокусирующего канала.

Конструктивное разбиение всего соленоида на отдельные короткие катушки позволяет добиться значительной однородности магнитного поля вдоль оси ускорителя. Высокая однородность магнитного поля соленоида является важным параметром, который в значительной мере влияет на общий захват позитронов. На Рис.20 приведено продольное магнитное поле на оси ускоряюще-фокусирующего канала.

## Заключение

Было проведено исследование амплитудных характеристик датчика потерь пучка канала К-500 и оценен его минимальной пороговой чувствительность в условиях эксплуатации на ИК ВЭПП-5. Минимальный регистрируемый заряд составил около 10 пКл, что соответствует потере заряда менее 1% от типичного пучка позитронов на выпуске из НО.

В ходе испытаний генератора импульсов инфлектора на основе SOS-диода обнаружилась неспособность драйвера управления сеткой одного из тиратронов работать в необходимых условиях: срабатывала блокировка. Было установлено, что причиной блокировки драйвера послужил пробой высоковольтного разделительного дросселя, через который осуществляется питание тиратрона по схеме с подвешенным катодом. Осуществлена перемотка дросселя. Повторное включение образца источника выявило, что создаваемое им напряжение недостаточно для осуществления заметного удара. Повышение напряжения приводило к высоковольтным пробоям.

Было решено изменить конструкцию генератора, из трех проработанных вариантов был выбран один – встроенный в корзину стойки стандарта «ВИШНЯ». На данный момент осуществляется его сборка.

Кроме того, ведется разработка новых драйверов управления тиратронами ТГИ1-2500/50. Уже разработана печатная плата для модернизированной схемы драйвера, сконструирован модернизированный блок питания (на основе импульсного трансформатора) и блок генерации высокого напряжения (2,5 кВ). Схема формирователя сеточных импульсов из полученного высокого напряжения находится в процессе конструирования.

При работе инжекционного комплекса на коллайдер  $\mu^+\mu^-$ -трон (Мюютрон) остро стоит вопрос перепуска пучка из резонатора первой гармоники накопителя-охладителя (10.94 МГц) в ВЧ станцию коллайдера 338,98 МГц. Для решения данной проблемы был рассмотрен вариант добавления еще одного резонатора в НО, для предварительной перегруппировки пучка. Для этого была проведена серия моделирования с добавлением к построенной модели импеданса связи накопителя еще одного, соответствующего вставке в накопитель-охладитель дополнительного резонатора.

Было показано, что, во-первых, добавка этого импеданса не приводит к существенному изменению динамики пучка при инжекции, и, во-вторых, при медленном увеличении ускоряющего напряжения в дополни-

тельном резонаторе и последующем отключении основного резонатора происходит перегруппировка пучка без каких-либо существенных потерь частиц, которые могли бы произойти при резком выключении одного резонатора и включении другого.

Кроме того, на инжекционном комплексе продолжается модернизация программного обеспечения, включающая в себя: расширение возможностей базового фреймворка CXv4 для взаимодействия с системами управления комплексов-потребителей, расширение поддержки электроники в стандарте VME, усовершенствования общего характера основного скелета фреймворка CXv4, доработка системы ВЧ-измерений на линейных ускорителях, организация взаимодействия систем управления инжекционного комплекса и потребителей пучка и доработка программных инструментов контроля и управления параметрами пучка (включающих в себя контроль параметров импульсов генераторов инфлекторов впуска/выпуска).

Также ведутся работы по организации общей технологической сети между инжекционным комплексом и потребителями пучков. К общей сети в настоящий момент подключены: виртуальная машина с CX-серверами со стороны инжекционного комплекса, виртуальная машина аналогичного назначения со стороны ВЭПП-2000, виртуальная машина со статусными EPICS IOC и новые пультовые компьютеры со стороны ВЭПП-4. Статусная информация потребителей пучка используется в системе управления инжекционного комплекса службами, обеспечивающими автоматическую работу комплекса. В дальнейшем планируется ориентироваться не только на статусную информацию, но и обмениваться запросами с потребителями для более правильной работы автоматики.

В рамках задачи по увеличению темпов получения позитронов был проведен расчет нового соленоида, сопровождающего первую ускоряющую структуру после конверсионной системы. По результатам работы были определены его геометрические и электротехнические параметры для получения значительной однородности магнитного поля вдоль оси линейного ускорителя.

## РАБОТА КОМПЛЕКСА ВЭПП-2000 В 2021 ГОДУ

*Набор интеграла светимости на ВЭПП-2000 в соответствии с планом детекторов*

В 2021 году работа по набору данных была разбита на два этапа. В первом полугодии был завершён набор данных в рамках эксперимента HIGH2020, который был прерван вследствие пандемии. Эксперимент предполагал работу в диапазоне энергий 935–1000 МэВ в пучке, с набором данных детекторами СНД и КМД-3 в 9 точках по энергии, по  $10 \text{ пб}^{-1}$  в каждой точке. В этом диапазоне измеряется сечение аннигиляции в нуклон-антинуклонные пары вблизи порога рождения.

К сожалению, в первые дни запуска комплекса произошла вакуумная авария: в импульсном магните (импульс 55 кА питающего тока) перепускного канала электронов произошёл электрический пробой, повлёкший образование сквозного отверстия в тонкостенной вакуумной камере (отмечено стрелкой на Рис. 1), и потерю высокого вакуума во всём кольце ВЭПП-2000.



Рисунок 1. Отверстие в тонкостенной вакуумной камере импульсного магнита.

Изготовление новой вакуумной камеры (диаметр 8 мм, толщина стенки 0,2 мм) в Экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН, получение высокого вакуума, и в особенности тренировка внутренней поверхности вакуумной системы синхротронным излучением, так называемая процедура обезгаживания, без которой невозможно получение приемлемых условий работы с интенсивным пучком, заняли более двух месяцев, и работа на светимость началась лишь в последних числах апреля.

Тем не менее, оперативно был достигнут высокий темп набора интеграла светимости, до  $2 \text{ пб}^{-1}/\text{сутки}$  (см. Рис. 2 и Рис. 3). Это позволило до плановой остановки в начале июля перевыполнить программу, запрошенную детекторами. Так, в последней точке сканирования по энергии было набрано свыше  $20 \text{ пб}^{-1}/\text{детектор}$ . Причём выбранная энергия 1003,5 МэВ в пучке немного превышает проектные параметры ВЭПП-2000, но данная энергия интересна для проведения эксперимента по поиску редкого канала аннигиляции

$e^+e^- \rightarrow D^{*0}$  (2007), который сильно подавлен в рамках Стандартной модели, а его наблюдение свидетельствовало бы о проявлении Новой физики.

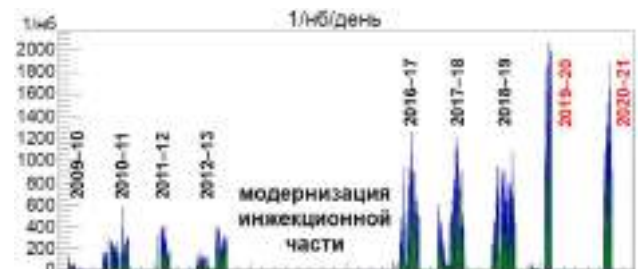


Рисунок 2. Динамика набора данных по годам.

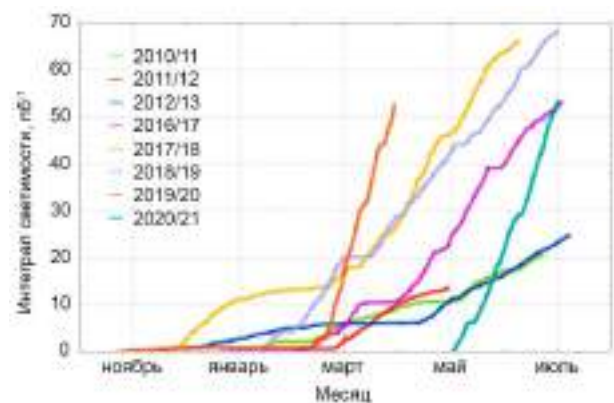


Рисунок 3. Суточный интеграл светимости, набранный детектором КМД-3.

Распределение интеграла светимости по энергии, набранного за всю историю работы ВЭПП-2000 приведено на Рис. 4. Работа в 2021 году значительно добавила экспериментальных данных выше порога рождения нуклонных пар, где возможна конкуренция с работами, проводимыми на коллайдере BEPC II в Китае.

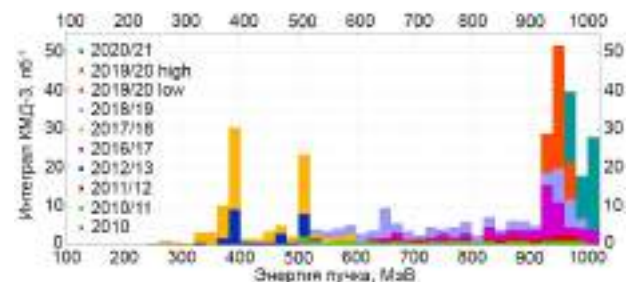


Рисунок 4. Распределение набранного интеграла светимости по энергии.

Общий интеграл данных, набранных в сезоне 2020/21, к сожалению, не превысил показателей прошлых лет (см. Рис. 5) несмотря на то, что была достигнута рекордная пиковая светимость и высокий темп набора данных. Это связано с усечённым временем работы как вследствие эпидемиологических ограничений, так и из-за упомянутой выше вакуумной аварии.



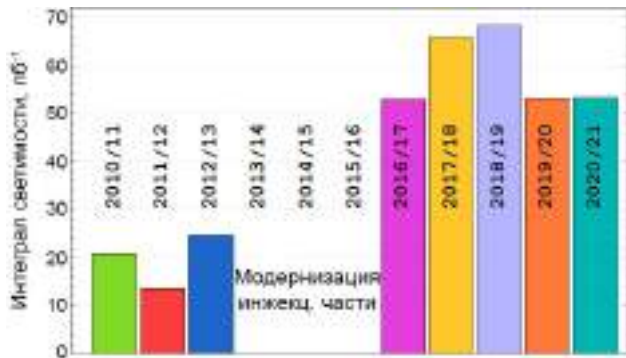


Рисунок 5. Полный интеграл светимости, набранный за сезон.

Второй этап работы в 2021 году стартовал с началом нового экспериментального сезона 2021/22. К сожалению, и этот этап начался с вакуумной аварии: вскоре после запуска в работу ВЧ-системы накопительного кольца ВЭПП-2000 произошла разгерметизация сложного узла ввода мощности в резонатор. В этом узле ВЧ-мощность из воздушного фидера сквозь керамическое кольцо вводится в высокий вакуум резонатора. Соединение керамики с медью произведено методом диффузионной сварки, и по нему произошла вакуумная течь. Узел ввода мощности был оперативно заменён на запасной, однако вновь, процедура получения высокого вакуума, включая прогрев резонатора до 200 °С, и тренировку синхротронным излучением, отняла 2 месяца. Работа на светимость началась лишь в последних числах ноября.

Набор данных стартовал успешно. На Рис. 6 представлен скриншот статусной страницы ВЭПП-2000 в режиме регулярной работы. Программа детекторов предполагает набор свыше 140 пб<sup>-1</sup> каждым детектором в 14 точках в очень узком диапазоне энергии вблизи порога рождения нуклонов, с прецизионной стабилизацией энергии пучков. Энергия контролируется с помощью системы обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов. Данный эксперимент, как ожидается, позволит разобраться с взаимным влиянием разных каналов аннигиляции, с механизмами адронизации кварковых состояний. Сложностью является сравнительно большой разброс энергий в пучке, на данной энергии составляющий почти 1 МэВ.



Рисунок 6. Скриншот статусной страницы ВЭПП-2000 в декабре 2021 года.

### Изучение особенностей линейных и нелинейных бетатронных колебаний в ВЭПП 2000 в окрестности главного резонанса связи.

Линейная динамика пучка в ускорителе хорошо изучена, однако движение частиц в разных плоскостях связано, а также подвержено влиянию нелинейностей. Раньше исследование связанных бетатронных колебаний не было актуально ввиду отсутствия машин с сильной связью. Сейчас же существует ВЭПП-2000, который использует круглые встречные пучки и работает на главном резонансе связи, где нелинейные эффекты нас интересуют практически. Ранее влияние нелинейностей на связанные бетатронные колебания при совместном действии линейного 1-1 и нелинейного 2-2 резонансов связи для коллайдера ВЭПП-2000 было исследовано теоретически, вместе со всеми возможными типами фазовых портретов. В данной работе путём моделирования были построены теоретические предсказания конкретно для ВЭПП-2000, а затем результаты были сравнены с экспериментом.

Одночастичная динамика была тщательно смоделирована для всех возможных типов фазовых портретов. Результат одной из симуляций изображён на Рис. 7.

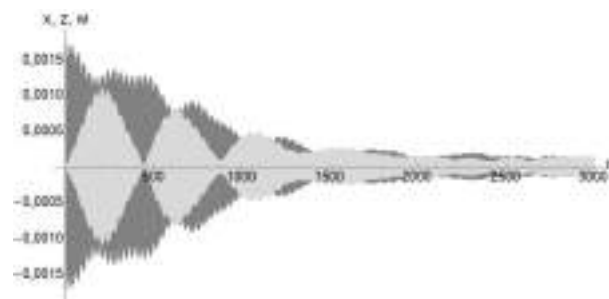


Рисунок 7. Моделирование истории бетатронных колебаний в присутствии нелинейного 2-2 резонанса для ВЭПП-2000.

С целью проверки теории было проведено несколько экспериментов с разными частотами, ширинами линейного резонанса 1-1, хроматизмом и секступольными конфигурациями, в которых записывался отклик на ударную раскачку бетатронных колебаний.

Полученные сигналы моделирования были сравнены с результатами экспериментов. Примеры экспериментальных данных и их сравнения с теорией представлены на Рис. 8 и Рис. 9.

На рисунках отчётливо видны характерные для нелинейного резонанса зависимости, а экспериментальные данные довольно хорошо ложатся на теоретические. Это означает, что все эффекты, связанные с резонансом 2-2, включая перераспределение частиц в пучке, что ведёт к его некруглости, дополнительные частоты в спектре, а также дополнительные области автофазировки, ограничивающие затухание размера пучка после инжекции, проявляются на ВЭПП-2000.

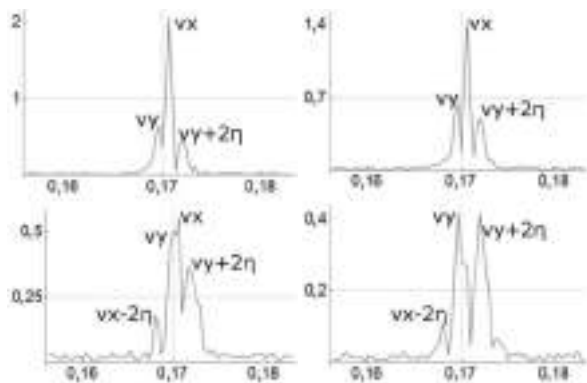


Рисунок 8. Спектр отклика бетатронных колебаний на ударную раскачку.

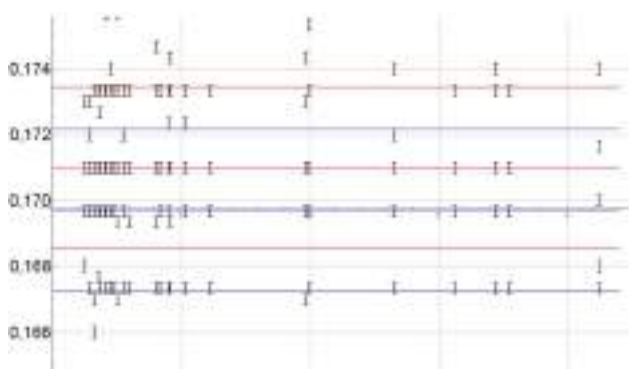


Рисунок 9. Сравнение зависимостей спектра от амплитуды раскачки экспериментальных данных ВЭПП-2000 с теоретическими предсказаниями. Сателлиты горизонтальной частоты изображены красным, а вертикальной — синим. Расстояние между сателлитами одного типа частот соответствует двум ширинам главного линейного резонанса связи.

### Проектирование системы дистанционной заливки жидким гелием криостатов сверхпроводящих соленоидов.

Для обеспечения дистанционного снабжения жидким гелием криостатов соленоидов ВЭПП-2000, расположенных в защищённом зале, и непрерывной работы электрон-позитронного коллайдера с детекторами КМД-3 и СНД, разрабатывается криогенная система, включающая в себя криогенные трубопроводы и распределительный бокс с объёмом жидкого гелия около 700 л. Блок-схема криогенной системы представлена на Рис. 10, 3D модель — на Рис. Рисунок 11.

Управление снабжением криостатов будет осуществляться из распределительного бокса соответствующими холодными регулировочными клапанами от сосуда с жидким гелием через отдельные трубопроводы. Планируемый поток поступления гелия (5–15) г/с. Для обеспечения данного потока предусмотрена регулировка избыточного давления внутри сосуда с гелием до 1 бар. Снабжение криостатов может производиться непрерывно или отдельными порциями по несколько десятков литров.

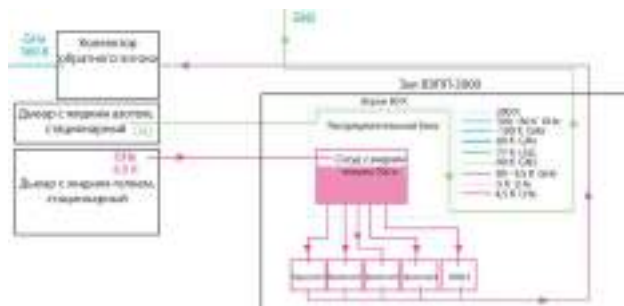


Рисунок 10. Блок-схема снабжения жидким гелием криостатов криогенных линз ускорителя ВЭПП-2000.

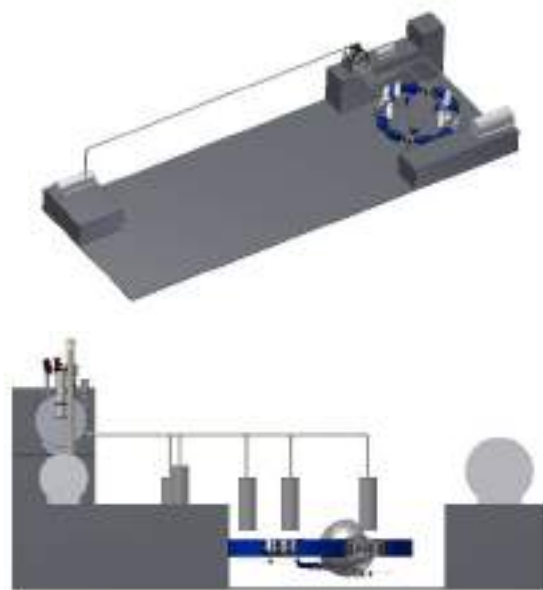


Рисунок 11. 3D модель оборудования снабжения жидким гелием криостатов криогенных соленоидов ускорителя ВЭПП-2000.

Распределительный бокс разрабатывается как горизонтальный танк с возможностью расположить его в зале ВЭПП-2000, и с установкой краном в требуемое место. Танк обеспечен на каждом конце съёмной крышкой. Крышка уплотнена O-ring резиновым уплотнением.

В вакуумный танк вводятся трубопроводы, клапаны, приборы и так далее. Все внешние компоненты распределительного бокса, такие как тёплые клапаны, датчики давления, расходомеры и так далее, закреплены на вакуумном танке соответствующим образом.

Вакуумный танк сконструирован для внутреннего вакуума и избыточного давления в случае аварии криогенной системы. Он защищён аварийными устройствами, способными максимально надёжно сбросить гелий в атмосферу. Распределительный бокс планируется оборудовать предохранительными клапанами для линии 4,5 К производства Leser на (3,5–4) бар и на азотную линию 2 бар.

Вакуумный танк оснащён портом ISO K DN100 для откачки. Для обеспечения охранного вакуума должен быть установлен вакуумный пост с турбомолекулярным насосом со скоростью откачки не менее 400 л/с

для получения вакуума не хуже  $P = 10^{-5}$  мбар при комнатной температуре и  $P = 10^{-7}$  мбар в рабочем режиме.

Лотки для кабелей должны быть расположены на каждой стороне бака и крепиться к танку. Вакуумный танк должен иметь 3 терминала для ввода/вывода гелия и азота различной температуры через трубы. По периметру танка расположены локальные коллекторы. Материал танка — аустенитная нержавеющая сталь.

Внутри распределительного бокса расположен сосуд с жидким гелием объёмом  $1 \text{ м}^3$  и вместимостью по жидкому гелию — 700 л. Сосуд закреплён на вертикальных подвесках к верхней крышке распределительного бокса. Сосуд рассчитан на 6 бар избыточного давления.

Для защиты линий жидкого азота и сосуда с гелием устанавливается тепловой экран. Экран будет сделан из алюминиевого сплава АМг5. Охлаждение экрана осуществляется газообразным азотом при температуре 80 К. Каждая лицевая сторона экрана закрывается крышкой. Дизайн крышки обеспечивает непрерывность теплопроводности всего термоэкрана.

Трубы охлаждения DN8 прикреплены к поверхности термоэкрана с целью обеспечения хорошего теплового контакта. Расстояние между соседними витками трубы выбраны так, чтобы разница температур между температурой охлаждающей трубы (при условии идеального теплового контакта между трубой и термоэкраном) и температурой поверхности термоэкрана на середине расстояния между соседними точками не превышала 10 К. Теплозащитный экран будет покрыт 30-слойной суперизоляцией.

Размеры труб снабжения гелием распределительного бокса на текущий момент определены как DN15 для коллектора и трубки  $\text{Ø}8 \times 1$  мм для трубопроводов в криостаты линз. Холодные клапаны для распределительного бокса будут указаны в схеме потоков бокса. Определяющие размеры клапанов основаны на DIN/IEC 534 и оценены от DN8 до DN10 для процессных труб, DN40 для линии сброса избыточного давления в газолдер криогенной станции. Окончательный диаметр клапана (DN-значения) может зависеть от изготовителя. Если диаметр трубки на входе и выходе из клапана будет отличаться от номинальных диаметров клапана, Kvs-значения должны быть согласованы в соответствии с DIN/IEC 534 (фактор геометрии трубопроводов). Холодные вентили предназначены для регулирования потоков жидкого и парообразного гелия, это являются покупным изделием. Управление производится сжатым воздухом давлением до 6 атм. Материал вентиля — сталь нержавеющая 316L. Трубопроводы и сосуд с гелием будут покрыты 30-слойной суперизоляцией.

Тёплые трубопроводы распределительного бокса являются соединительными приборными линиями сжатого воздуха для управления пневматическими вентилями и линиями газообразного гелия. Последняя, в свою очередь, состоит из линий заполнения и откачки.

Откачная линия используется для откачки распределительного бокса во время процедуры чистки. Линия заполнения служит для двух целей:

- для заполнения линий (трубопроводов) распределительного бокса гелием во время процедуры чистки/продувки;
- для подготовки гелия при промежуточных температурах во время нагрева или остывания.

Тёплые клапаны для распределительного бокса будут указаны в схеме потоков бокса. Входы всех клапанов линии очистки собраны локальным коллектором DN25 высокого давления, который крепится к вакуумному танку. Входы всех клапанов линии очистки собраны DN15 коллектором цепи очистки, который крепится к вакуумному танку. Коллектор очистки оборудован двумя ISO-KF DN40 портами для продувки и для подключения вакуумного насоса для очистки. Кроме того, коллектор оснащён соответствующими соединениями (20 бар) для подключения баллона высокого давления с гелием.

Проведены оценочные гидравлические расчёты, расчёты тепловых нагрузок. Производственные чертежи распределительного бокса близки к завершению. Определена технологическая схема сборки распределительного бокса.

На данный момент, для завершения чертежей распределительного бокса, недостаёт технических решений на размещение предохранительного клапана сброса гелия из сосуда в атмосферу.

Планируется:

- утвердить схему потоков с учётом опыта снабжения соленоида детектора КЕДР и провести гидравлические и тепловые расчёты согласно разработанным чертежам;
- завершить конструирование распределительного бокса;
- начать конструкторские работы по разработке трубопроводов от сосуда Дьюара к распределительному боксу и от бокса к криостатам линз и соленоиду КМД-3, а также тёплых трубопроводов с измерительными приборами.

### *Тесты выставки соленоидов финального фокуса по пучку.*

Финальная фокусировка в электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 осуществляется сверхпроводящими соленоидами с полем до 13 Тл. Ошибки в установке соленоидов не только создают искажения замкнутой орбиты, но и уменьшают динамическую апертуру из-за сильных нелинейных краевых полей. Предусмотренная финальная выставка соленоидов по пучку оказалась нетривиальной процедурой. Здесь мы представляем тестовое исследование процедуры реконструкции положения соленоидов на основе откликов орбиты циркулирующего пучка.

Каждый соленоид состоит из нескольких катушек внутри железного ярма магнитопровода (Рис. 12). Основные катушки разделены в продольном направлении

на две части и запитаны последовательно. Внутренние Nb3Sn катушки и внешние NbTi катушки питаются от разных источников, S1 и S2. Короткая катушка предназначена для компенсации продольного поля детектора КМД-3 и имеет свой источник питания S3. Вакуумная камера модуля соленоида с медным лайнером для поглощения синхротронного излучения является частью криогенной системы, что делает привязку магнитной оси к внешним опорным знакам довольно сложной задачей. Предполагалось, что окончательная выставка соленоидов будет делаться по пучку.

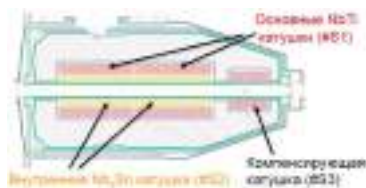


Рисунок 12. Поперечное сечение соленоида финального фокуса. Эффективная длина основной катушки равна 55,7 см.

Первая попытка провести выставку соленоидов была предпринята на этапе ввода коллайдера в эксплуатацию, но не была достаточно успешной. Позже был использован другой подход: соленоиды итерационно выравнивались так, чтобы минимизировать искажения замкнутой орбиты. Недостатком этого метода является почти полная идентичность искажений замкнутой орбиты, создаваемых разными соленоидами в режиме регулярной оптики. Таким образом, даже при невозмущённой замкнутой орбите соленоиды могут быть значительно смещены, компенсируя искажения друг друга. В то же время опасными для встречных пучков являются нелинейные краевые поля соленоидов. Кроме того, изменение полярности соленоидов значительно искажает замкнутую орбиту.

На ВЭПП-2000 для тонкой настройки кольца широко используется SVD-анализ матриц отклика. Например, отклики на вариации квадрупольей рутинно используются для измерения и коррекции замкнутой орбиты. Отклики на изменения в соленоидах имеют два принципиальных отличия, по сравнению с откликами на корректоры или квадрупольи: 1) соленоиды не являются «тонкими», так что и смещения по координате, и наклоны от продольного направления создают ненулевой отклик; 2) отклики на любое смещение или наклон являются двумерными.

В оптической структуре соленоиды являются сильными аксиально-симметричными фокусирующими элементами, так что ошибки в их выставке являются основным источником искажения орбиты. Кроме того, поскольку ВЭПП-2000 — коллайдер с малой бета-функцией в месте встречи и бетатронными частотами, близкими к целому, все 4 отклика от соленоидов с трудом различимы.

Для изучения позиционирования соленоидов использовалась специальная «тёплая» оптика на энергии 700 МэВ с выключенными соленоидами. Как только замкнутая орбита в соседних F1-квадрупольях измерена

(или выставлена в ноль), необходимая катушка соленоида может быть включена на заданный (относительно низкий) уровень, и отклик замкнутой орбиты циркулирующего пучка измеряется с помощью датчиков положения пучка. На Рис. 13 показан пример вычисленного отклика на вертикальный сдвиг в 1 мм катушки 1S1.

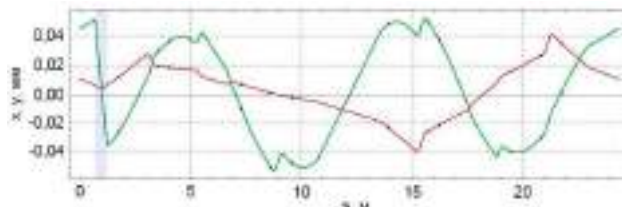


Рисунок 13. Горизонтальный и вертикальный отклики на смещение в 1 мм катушки 1S1, запитанной до поля 19,6 кГс.

Положение соленоида может быть описано в терминах четырёх смещений на входе и выходе  $\{\Delta x_1, \Delta y_1, \Delta x_2, \Delta y_2\}$ , что удобно для вычисления замкнутой орбиты в линейном приближении, используя преобразование координат. Тем не менее, мы предпочитаем использовать другой набор «элементарных ошибок»: параллельные сдвиги  $\{dx, dy\}$  и наклоны оси  $\{dx', dy'\}$ . Отклики линейны по смещениям, но имеют разную зависимость от значения продольного поля. Горизонтальный отклик (проекция полного двумерного отклика на горизонтальную плоскость) на вертикальное смещение/наклон  $(dy/dy')$  имеет линейную зависимость от поля соленоида  $H_s$ , в то время как  $x$ -отклик на  $dx/dx'$  имеет квадратичную зависимость от продольного поля. В случае, когда соленоид является относительно слабым возмущением, преобладающим эффектом становится наклон, он создаёт компоненту поперечного поля. Такой отклик пропорционален интегралу поля. Фокусировка соленоида пропорциональна интегралу квадрата поля, таким образом такой отклик чаще проявляется для сильных полей, как в оптике с финальной фокусировкой.

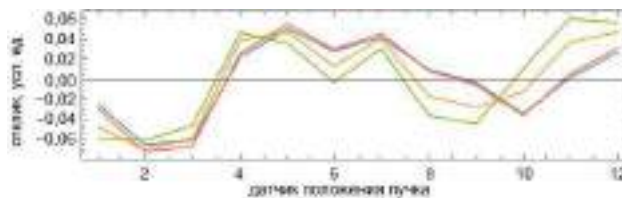


Рисунок 14. Нормализованные  $x$ -отклики на отклонения  $\{dx, dx', dy, dy'\}$  в катушке 2S1.

Некоторые из проекций откликов на элементарные отклонения  $(dx, dx', dy, dy')$ , будучи нормализованными, очень похожи друг на друга (Рис. 14), это может привести к вырождению матрицы отклика. К счастью, если использовать полный двумерный отклик в форме  $\{x_1, \dots, x_n, y_1, \dots, y_n\}$ , где  $n$  — число датчиков положения пучка (Рис. 15), то сингулярность пропадает.

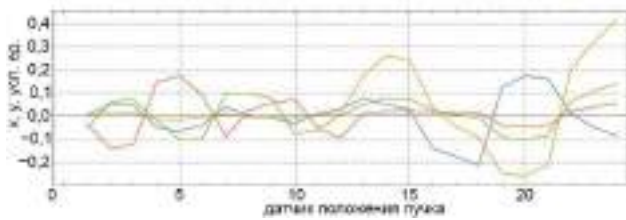


Рисунок 15. Комбинированные  $x + y$  отклики на ошибки  $\{dx, dx', dy, dy'\}$ .

Измерения проводились с циркулирующим пучком электронов с энергией 700 МэВ, были задействованы 4 пикапа и 8 ПЗС камер. Таким образом, каждый отклик состоит из 12+12 значений координат. В дополнение к этому, большинство измерений сопровождалось слабым встречным позитронным пучком, обеспечивающим дополнительные 8 точек наблюдения (см. полые точки на рисунках ниже), но которые не использовались для подгонки. Пример такой подгонки откликов приведён на Рис. 16.

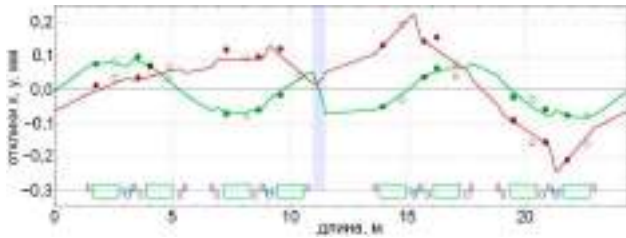


Рисунок 16. Горизонтальный и вертикальный отклики для катушки 2S2. Закрашенные точки — сигнал с датчиков положения пучка для электронов, полые точки — для позитронов, линии показывают результат подгонки.

Важным вопросом является точность используемого метода. Поскольку метод измеряет замкнутую орбиту по отношению к магнитной оси, прежде всего должна быть хорошо известна равновесная орбита. Для оценки точности подгонки мы используем рост разности между моделью и измеренным откликом при варьировании параметров, начиная с наилучших подобранных значений.

Были измерены все катушки соленоидов, результаты для одного соленоида приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Измеренные отклонения.

	$dx$ , мм	$dx'$ , мрад	$dy$ , мм	$dy'$ , мрад
1S1	$+0,98 \pm 0,30$	$+0,17 \pm 0,18$	$+1,21 \pm 0,40$	$-2,33 \pm 0,36$
1S2	$+0,89 \pm 0,25$	$+1,26 \pm 0,15$	$+0,93 \pm 0,38$	$-0,40 \pm 0,30$
1S3	$+2,66 \pm 0,40$	$-2,20 \pm 0,23$	$+1,45 \pm 0,42$	$+0,94 \pm 0,56$

Удивительно, но было обнаружено, что катушки смещены друг относительно друга, даже внутренняя и внешняя катушки в одном соленоиде. К настоящему времени у нас нет чёткого объяснения этого явления, поскольку эти огромные сдвиги вряд ли связаны с механической сборкой. Это также нельзя объяснить неточностью намотки, так как катушки состоят из тысяч витков. В тоже время, это наблюдение, вероятно, мо-

жет пролить свет на неудачу ранних попыток выравнивания магнитов на этапе ввода установки в эксплуатацию.

Чтобы убедиться, что были правильно учтены все полярности и калибровки, мы провели несколько тестов с хорошо контролируруемыми большими искажениями орбиты (Рис. 17). Для техники измерения с пучком - это эквивалентно ошибкам выставки соленоидов по отношению к орбите.

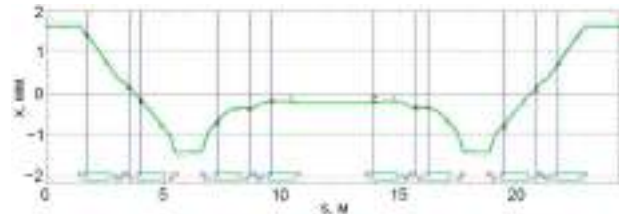


Рисунок 17. Измеренное (точки) и подогнанное (линии) искажение замкнутой орбиты при параллельном смещении соленоидов 1S и 4S. Пунктиром показана неточность подгонки.

Прогнозируемое смещение воспроизводится с расчётной точностью. Важно, что другие ошибки остались неизменными, что указывает на отсутствие перемешивания во время подгонки. Хотя все катушки в одном соленоиде имеют собственные ошибки по отношению к регулярной замкнутой орбите, изменение орбиты восстановлено почти идентично. Этот факт указывает на то, что расхождения в относительной выставке катушек являются надёжными.

На Рис. 18 показано искажение другого типа. Оно даёт нам возможность протестировать качество подогнанных значений наклона из откликов на соленоиды. Смещение и наклон орбиты воспроизведены с предполагаемой точностью.

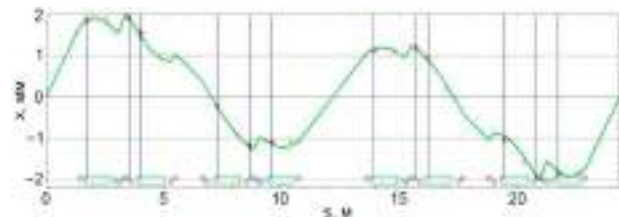


Рисунок 18. Горизонтальное искажение замкнутой орбиты при наклоне в местах расположения соленоидов 1S и 4S.

Также были сделаны похожие тесты с разными катушками и с вертикальными искажениями замкнутой орбиты. Все они согласуются с ожидаемыми результатами.

Предлагаемый пучковый метод выставки соленоида хорошо работает и может быть использован для выставки отдельной катушки соленоида. Однако, достижение точности в 0,1 мм остаётся сложной задачей. Кроме того, пока не удалось выработать практически полезных рекомендаций по выставке всего соленоидного блока из-за значительного расхождения между восстановленной магнитной осью разных катушек.

## ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

В 2021 году была продолжена работа над несколькими проектами, связанными с электронным охлаждением. Сам метод электронного охлаждения был предложен Г.И. Будкером и основан на передаче тепла от ионов электронам за счет кулоновских столкновений. Для этого, на некотором участке орбиты ионов в циклическом ускорителе, встраивается специальная система, где создается электронный пучок, который движется вместе с ионным пучком с той же скоростью. В итоге, можно сказать, что горячие ионы находятся внутри холодного газа электронов.

### Низковольтная система электронного охлаждения для бустера НИКА

ИЯФ СО РАН в рамках сотрудничества уже изготовил и поставил в Дубну систему электронного охлаждения для бустера NICA с параметрами энергии до 50 киловольт. В 2021 году сотрудники ОИЯИ активно осваивали работу на данной СЭО и получили первое охлаждение (см. Рис. 1) на ионах железа. На рисунке 1 показан сигнал Шоттки спектрометра на 4-гармонике частоты обращения пропорциональный разбросу продольного импульса в ионном пучке. Видно, что за достаточно непродолжительное время ионный пучок охлаждается в продольном направлении.

Параметры эксперимента:

Тип ионов	$^{56}\text{Fe}^{14+}$
Энергия ионов, Мев/и	3.2
Энергия электронов, кэВ	1.73 – 1.93
Ток электронного пучка, А	0.02 – 0.13
Диаметр электронного пучка, мм	28



### Высоковольтная система электронного охлаждения для коллайдера НИКА

Были продолжены работы по разработке высоковольтной системы электронного охлаждения СЭО для коллайдера НИКА. НИКА (NICA) – ускорительный комплекс класса мегасайенс, который создается на базе Института ОИЯИ, г. Дубна. Расширение требований к параметрам пучков тяжелых заряженных частиц поставило ряд новых задач в физике и технике установок электронного охлаждения. К настоящему времени КХД хорошо изучена в области высоких энергий. Но экспериментальные данные в области низких и средних энергий, важные для понимания внутренней структуры и динамики адронов, недостаточны и, зачастую, противоречивы. Поэтому прецизионная спектроскопия этих диапазонов энергий является актуальной задачей. Желание иметь высококачественные пучки с высокой энергией дало толчок к развитию проектов NICA (Россия), FAIR (Germany), HIAF (Китай). Для реализации физических экспериментов в области энергий до 4,5 ГэВ/и требуется использование различных типов охлаждения (электронного и стохастического) с целью улучшения качества пучков заряженных частиц.

Российский проект НИКА направлен на экспериментальное исследование свойств плотной и горячей материи законы взаимодействия которой описываются на основе теории КХД. Ключевым свойством для получения требуемых параметров пучков является охлаждение заряженных частиц в шестимерном фазовом объеме. В режиме доминирования эффектов пространственного заряда (малая энергия и большая линейная плотность ионного пучка) возможен темп роста фазового объема, который может быть остановлен только с помощью электронного охлаждения.

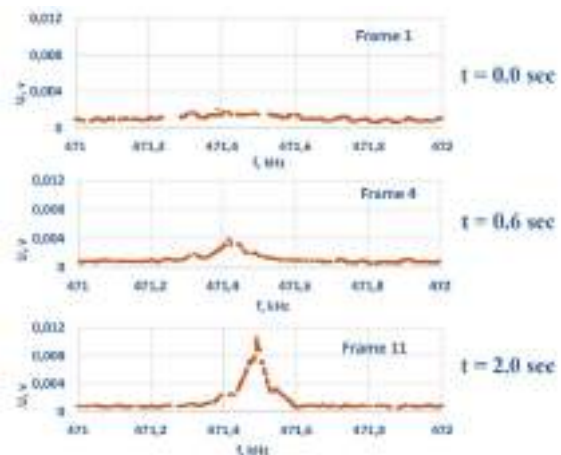


Рисунок 1. Первые признаки электронного охлаждения в СЭО для бустера НИКА.

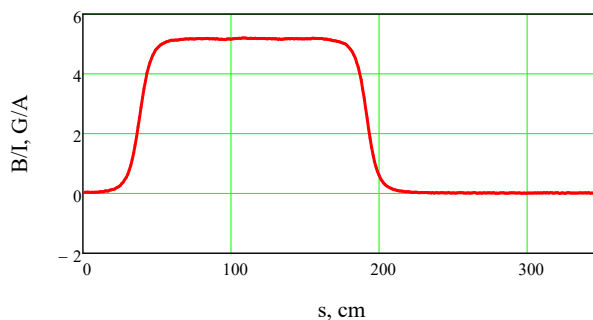


Рисунок 2. Система измерения магнитного поля для последовательного измерения на участках: прямая-поворот-прямая (слева). Справа показано измерение продольного магнитного поля в поворотном магните.

Высоковольтная система электронного охлаждения состоит из двух независимых охладителей на энергию электронного пучка до 2,5 МэВ с током до 1 А и предназначена для охлаждения непосредственно на энергии эксперимента. На рисунке 2 показаны первые результаты магнитных измерений поворотного магнита с продольным магнитным полем.

В системах электронного охлаждения (СЭО), разработанных в ИЯФ СО РАН ранее, использовались электронные пушки с оксидным катодом диаметром 3 см. Такой размер катода в СЭО на низкую энергию обеспечивает диаметр электронного пучка в накопительном кольце ионов сопоставимый с диаметром ионного пучка. Однако в ускорителях с большей энергией размер ионного пучка  $\sigma_{x,y}$  меньше за счет эффекта так называемого «адиабатического охлаждения», то есть уменьшение эмиттанса пучка ( $\epsilon_{x,y}$ ) при ускорении. Для параметров коллайдера НИКА данная формула дает радиус ионного пучка в секции охлаждения порядка нескольких миллиметров. Таким образом, при использовании пушки с катодом диаметром 3 см большая часть электронного пучка не будет использоваться. При этом очевидно, что пучок большего размера сложнее провести через транспортные каналы охладителя. Поэтому было решено уменьшить размер электронного пучка для использования в СЭО на высокую энергию, что помимо более простой транспортировки пучка, позволяет повысить плотность электронного тока (и, соответственно, скорость охлаждения) без увеличения мощности источников питания высоковольтного терминала (в частности источника питания коллектора). В качестве замены был выбран диспенсерный катод диаметром 1 см.

Данное решение потребовало разработки новой электронной пушки, чья конструкция показана на рисунке 3. Основные элементы пушки: катодный узел, управляющий электрод, анод и выходной электрод. Катодный узел и управляющий электрод смонтированы на вакуумном фланце (CF DN100), анод и выходной электрод находятся на керамической вставке.

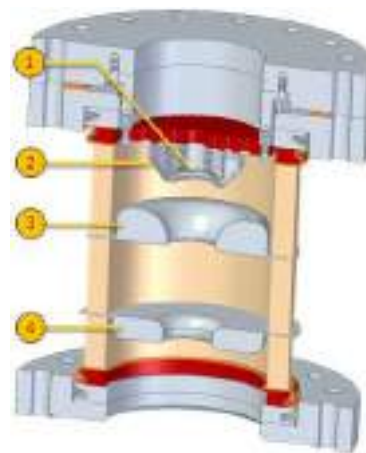


Рисунок 3. Эскиз малоразмерной четырехсекторной пушки для СЭО. Цифрами на рисунке обозначено: 1 – катод, 2 – управляющий электрод, 3 – анод, 4 – выходной электрод.

Чтобы испытать новую пушку был модернизирован испытательный стенд «пушка-коллектор». Данный стенд представляет собой прямолинейную систему с полноценными пушкой и коллектором, помещенными в соленоид с продольным магнитным полем порядка 1 кГс для поперечной фокусировки. Относительно большая длина системы позволяет устанавливать различные дополнительные элементы (в частности устройства для измерения параметров пучка). Стенд позволяет работать с пучком электронов в области энергий до 20 кэВ. Основным элементом диагностики стенда является специально изготовленный диагностический узел (Рис. 4). Данный узел содержит в себе пикап-электроды (для обоих поперечных направлений) и проволочный профилометр.

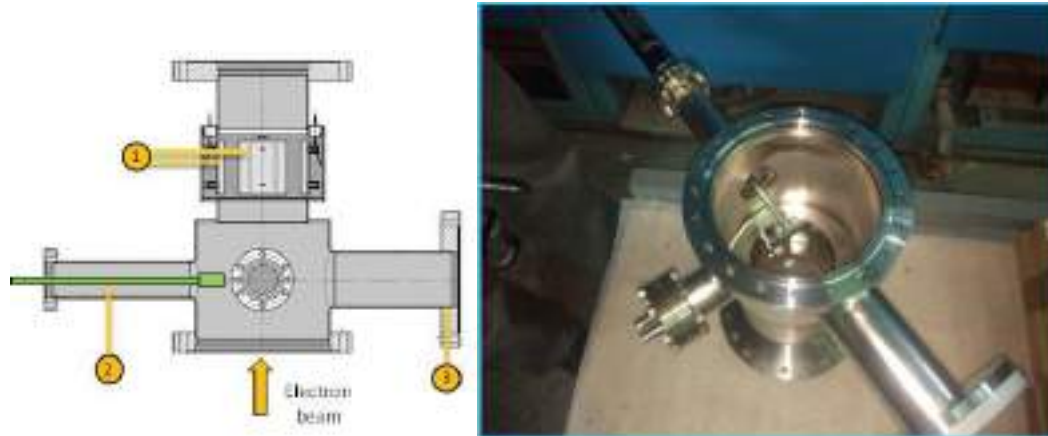


Рисунок 4. Схема диагностического узла (слева) и его фотография (справа). 1 – пикап-электроды, 2 – профилометр, 3 – вакуумное окно, 4 – манипулятор.

С помощью проволочного профилометра можно измерять как токооседание на проволочку с помощью АЦП, так и свечение провода индуцированное электронным пучком с помощью ПЗС-камеры. Пример восстановленной картинке профиля показан на рисунке 5.

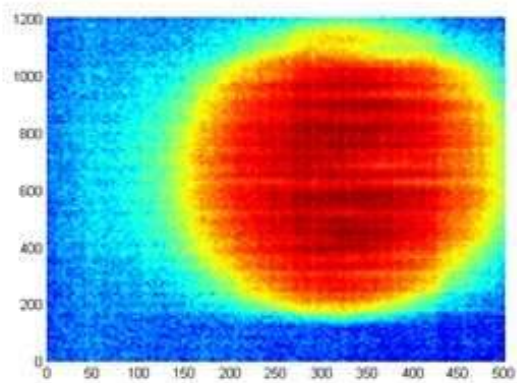


Рисунок 5. Пример профиля пучка, измеренного на стенде с помощью проволочного датчика.



## УСКОРИТЕЛЬНЫЙ МАСС СПЕКТРОМЕТР

В 2021 году на УМС ИЯФ было много работы в связи с проблемой запуска УМС MICADAS в НГУ. Все работающие в России исследователи, использующие радиоуглеродную датировку активизировали работы и УМС ИЯФ пришлось работать за две установки. В 2021 году на УМС ИЯФ мы начали использовать образцы, графитизированные на швейцарской системе AGE-3 производства IonPlus AG. Данная система была установлена и запущена в работу в ЦКП «Ускорительная масс-спектрометрия НГУ-ННЦ» в Новосибирском Государственном Университете.

В рамках гранта РФФИ (Выборнов А.В., Зольников И.Д.) было проведено более 100 радиоуглеродных датировок находок со всей Западной и Восточной Сибири. 25 октября 2021 г был проведён общеинститутский семинар на тему: "Радиоуглеродное датирование археологических материалов: УМС ИЯФ СО РАН и проблема хронологии отдельных объектов Сибири эпохи палеолита, раннего железного века, средневековья".

Интересные результаты получены в совместных с командой из Института промышленной экологии Уральского отделения РАН, Россия, 620219, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 20. Были измерены древесные образцы вблизи атомной станции на быстрых нейтронах [1-2].

В 2021 году на УМС ИЯФ было измерено 895 образцов пользователей. Часть этих работ уже опубликована [3]. Кроме этого производилось изучение влияния стабильности работы источника отрицательных ионов углерода на результаты радиоуглеродного датирования. Метод ускорительной масс спектрометрии радиоуглерода основан на формировании пучка ионов углерода из предварительно химически обработанных и графитизированных образцов, очистки пучка от фоновых примесей и поштучной регистрации ионов  $^{14}\text{C}$ . Поскольку абсолютный счет радиоуглерода зависит от полного тока пучка, то для нормировки счета необходимо измерять токи стабильных изотопов  $^{13}\text{C}$  или  $^{12}\text{C}$ . После этого количество зарегистрированных  $^{14}\text{C}$  с конкретного образца, нормированное на ток с этого образца сравнивается с соответствующим значением на стандартном образце. У стандартного образца содержание  $^{14}\text{C}$  известно, таким образом, мы можем определить содержание  $^{14}\text{C}$  в измеряемом образце. В настоящий момент в качестве стандарта  $^{14}\text{C}$  мы используем сахар IAEA-C6 с условным общепринятым обозначением ANU. Содержание  $^{14}\text{C}$  в нем составляет 150.61 рМС (percent of modern carbon), то есть в полтора раза превышает современный уровень радиоуглерода. При этом, при обработке данных мы предполагаем, что коэффициент прохождения пучков углерода с разных образцов одинаковый. Если же это не так, то мы получим систематическую ошибку изменения. Таким

образом, для точного измерения содержания  $^{14}\text{C}$  в образцах необходимо не только производить эффективную очистку пучка  $^{14}\text{C}$  от фоновых примесей, но и поддерживать высокую стабильность параметров пучков  $^{14}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}$  для всех измеряемых образцов в загрузке.

При использовании образцов, графитизированных на швейцарской системе AGE-3 фоновое загрязнение  $^{14}\text{C}$  уменьшилось с 2 рМС, (такой фон был на ранее использовавшейся системе графитизирования), до примерно 0,3 рМС. В процессе графитизации в системе AGE-3 сгоревший  $\text{CO}_2$  из образцов проходит многоступенчатую очистку, поэтому графит на выходе состоит из практически чистого углерода, осажденного на железном катализаторе. Таким образом, использование в УМС ИЯФ образцов, графитизированных на системе AGE-3 позволило избавиться от неопределенностей связанных с наличием химических примесей, подавляющих образование тока  $\text{C}^-$  с образцов и позволило вплотную заняться исследованием стабильности работы УМС ИЯФ, что очень важно для повышения точности измерений.

На текущем этапе УМС ИЯФ производит измерение радиоуглерода со статистической точностью порядка 1% для современных образцов. То есть общее число зарегистрированных  $^{14}\text{C}$  на современном образце составляет 10-20 тысяч штук. На современном этапе развития УМС эта точность считается сравнительно малой. Поэтому нам необходимо увеличить набор статистики до 100-200 тысяч штук, что позволит повысить статистическую точность лучше 0,5% на современных образцах. При дальнейшем увеличении статистики уже начнут проявляться эффекты, связанные с вариацией содержания радиоуглерода в образцах, в зависимости от исходного состояния образцов пользователей и особенностей их предварительной химической.

На данном этапе основным фактором, ограничивающим набор статистики на УМС ИЯФ является не стабильная работа ионного источника. Было выяснено четыре основных фактора, которые ограничивают набор статистики.

1. Высоковольтные пробой внутри ионного источника приводят к отключению системы питания ионного источника, что приводит к остановке набора  $^{14}\text{C}$ . Было выяснено, что причиной отключений является срабатывание системы защиты инвертора, который питает высоковольтный трансформатор. В конструкцию разделительного трансформатора был внесен экран между обмотками и таким образом отключения питания были устранены.

2. Малый запас цезия в используемых стеклянных ампулах приводит к необходимости каждый раз докладывать цезий в ионный источник при измерении следующего барабана образцов. Для решения этой проблемы была отработана методика замены барабана с образцами с поддувом аргона высокой чистоты внутрь ионного источника.

Инертный газ аргон препятствует попаданию кислорода внутрь резервуара с цезием, таким образом, сохраняя цезий для следующих измерений. В результате оказалось возможным использовать резервуар с запасом цезия порядка одного грамма, чего должно хватить на несколько месяцев измерений.

3. Неконтролируемый рост тока нагрузки высоковольтных источников напряжения катода приводит к перегрузке и последующему срыву режима пучка. В настоящий момент проводятся эксперименты по устранению данной проблемы путем измерения конструкции ионизатора и вытягивающего электрода в ионном источнике.

4. Не точное позиционирование графитовых катодов относительно фокуса цезия в ионном источнике вызывает малые поперечные отклонения траектории пучка С-, что приводит к изменению коэффициента прохождения пучков 13С и 14С для разных образцов в барабане. В результате появляются систематические ошибки содержания 14С в измеренных образцах. Для устранения этой проблемы разрабатывается двух координатная система позиционирования образцов. Эта система позволит настраивать попадание фокуса цезия индивидуально в центр каждого образца.

Проделанные усовершенствования позволили поднять стабильность работы ионного источника УМС ИЯФ и тем самым повысить точность измерений образцов. Список публикаций на основе образцов пользователей, продатированных с на УМС ИЯФ в 2021 году:

# **СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ**



# ИССЛЕДОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## Обеспечение выполнения исследований с пучками СИ из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4М

Работы с использованием синхротронного излучения проводились одновременно на двух накопительных кольцах ВЭПП-3 и ВЭПП-4М. Учитывая, что накопитель ВЭПП-3 также выполняет функции инжектора в более высокоэнергетичный коллайдер ВЭПП-4М, периодически возникала необходимость остановки проведения экспериментов на станциях ВЭПП-3 для подготовки пучков и последующей их инжекции в коллайдер. Однако, не смотря на данные неудобства, общая эффективность использования ускорительного комплекса и объем проводимых работ оставался существенно выше чем при раздельном функционировании установок практика которых существовала раньше.

Работы с использованием синхротронного излучения велись в рамках общего распределения операционного времени работы ускорительных комплексов между различными исследовательскими программами. В 2021 году на данные работы выделялись полуторанедельные интервалы, которые принято называть «заходами». График одного из заходов первых заходов представлен на рисунке 1.

Работы с использованием СИ на накопителе ВЭПП-3 проводятся в двух режимах с энергией пучка 2 ГэВ, для большинства пользовательских станций. Режим с

энергией 1,9 ГэВ необходим для проведения специфических работ на станции LIGA, и не может использоваться для других станций.

Аналогично для станций на каналах вывода СИ из коллайдера ВЭПП-4М для всех станций используется режим с энергией 4,5 ГэВ, за исключением станции «Метрология» в мягком рентгеновском диапазоне работа которой происходит на энергии инжекции (1,9 ГэВ). Энергия пучков на рисунках в различных сменах отмечается цветом.

В 2021 году появился новый режим работ с использованием СИ на накопителе ВЭПП-4М с энергией электронов 2,5 или 3 ГэВ. Данный режим предназначен для реализации спектроскопических методик в мягком рентгеновском диапазоне на станции «Метрология».

В течении последних 3-х лет, на работы с использованием синхротронного излучения выделялось суммарно около 3000 часов

Исследования проводились на 11 экспериментальных станциях СИ. За весь период реализации проекта услугами Центра воспользовалось 43 организаций в рамках реализации около 50 исследовательских программ, проектов, грантов, договоров о научно-техническом сотрудничестве, тематических планов бюджетных организаций. В настоящее время имеется 38 договоров о сотрудничестве с различными научными и производственными организациями. Исследования покрывают широкий спектр по пяти приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники РФ.

Детальные описания наиболее значимых работ представлены в следующих разделах.

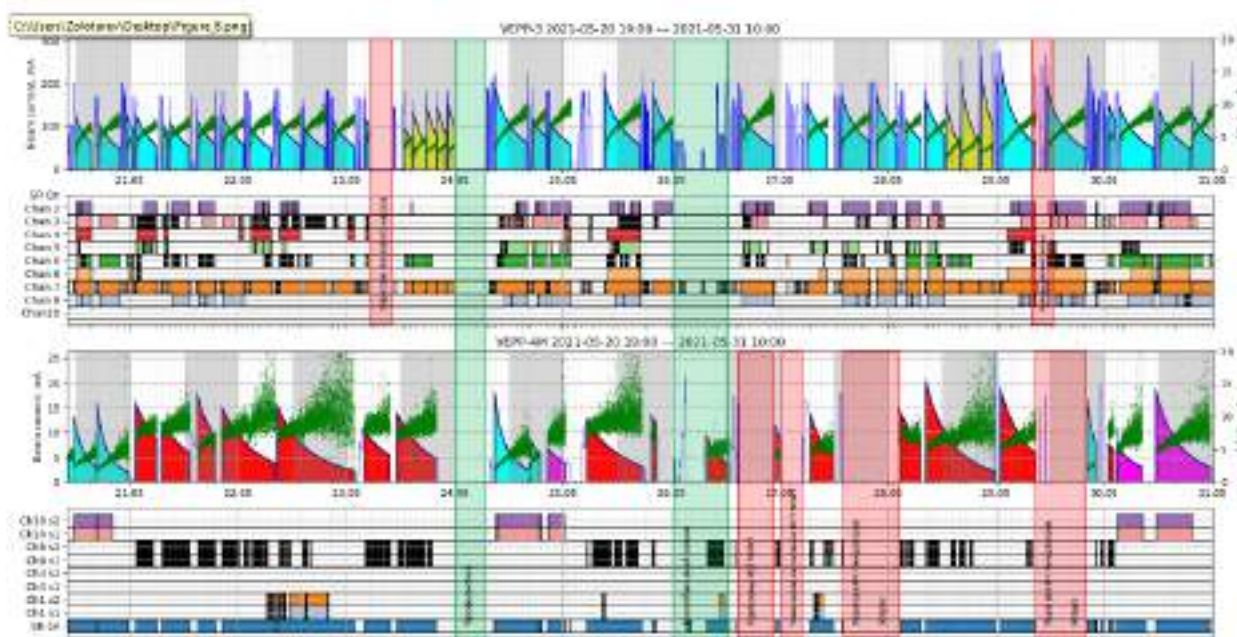


Рисунок 1. График захода по работам с использованием СИ в период с 20.05 по 31.05.2021, а) и в) графики токов пучков и времени жизни на ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно, б) и г) график отрывания радиационных затворов на пользовательских станциях ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно.

## Работы по глубокой рентгеновской литографии

### Самосовмещённая одиночная экспозиция с тыльной стороны подложки.

Одним из направлений развития экспериментальных методов исследований с использованием СИ из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4М были работы по глубокой рентгеновской литографии.

Глубокая рентгеновская литография позволяет варьировать не только поперечные размеры микроструктур, но и третье измерение: их высоту или глубину. Вариация третьего измерения даёт новые преимущества вышеупомянутой технике формирования рисунка по сравнению с другими литографическими подходами. Высота структур может варьироваться путем изменения дозы с помощью распределенного поглотителя.

Для реализации такой техники экспонирование рентгеновского резиста SU-8 как в целях микроструктурирования, так и для воспроизведения градации дозы проведено с тыльной стороны подложки, как показано на Рис.2. На Рис. 3 представлен результат использования распределенного поглотителя для изготовления многоуровневой рефракционной рентгеновской линзы с однократной экспозицией. На каждом из трех уровней линзы формируется различное количество преломляющих микроструктур с одинаковым параболическим профилем. В соответствии с законом преломления рентгеновских лучей такая линза фокусирует в одной фокусной плоскости фотоны с тремя различными энергиями, которые могут быть генерированы источником широкополосного излучения или соответствовать энергиям линейного спектра ондулятора.

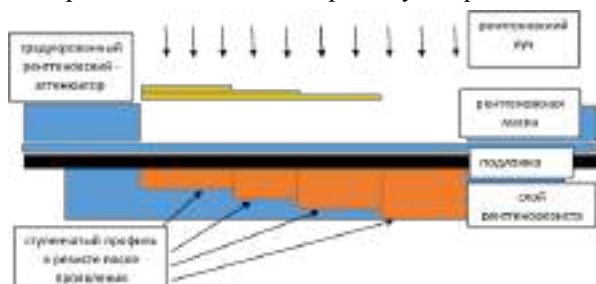


Рисунок 2. Схема использования ступенчатого поглотителя при облучении слоя резиста SU-8 через подложку.

Фокусное расстояние преломляющей линзы:

$$F = \frac{R}{2N\delta},$$

где N - количество микроструктур в преломляющей линзе, R - радиус кривизны преломляющего (параболического) профиля, а  $\delta(E)$  - декремент показателя преломления, который зависит от энергии фотонов. Таким образом, чтобы каждая линза концентрировала фотоны выбранной энергии в фокальной плоскости, общей для всех линз, необходимо, чтобы  $N1\delta(E1) = N2\delta(E2) = N3\delta(E3)$  при одном и том же радиусе кривизны.

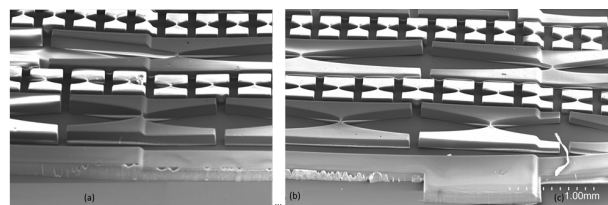


Рисунок 3. РЭМ-изображения микроструктур рефракционной рентгеновской линзы с профилем параболического цилиндра. Высота микроструктур: а) 350 мкм; б) 250 мкм; в) 150 мкм.

Такая линза представляет интерес для техники флуоресцентного анализа с использованием нескольких сфокусированных микропучков рентгеновских лучей с актуальной энергией фотонов.

### Самосовмещённое одиночное экспонирование посредством разделения исходного пучка рентгеновского излучения.

Характерной особенностью глубокой рентгеновской литографии является относительно большая толщина поглощающего рентгеновское излучение рисунка на рентгеновской маске. Эта величина может достигать десятки и сотни микрон. Это обстоятельство можно использовать для генерации во время рентгеновского облучения второго луча, отраженного или преломляемого боковой стенкой относительно первичного луча, как показано на Рис.3. Например, отражающие свойства боковой стенки обычно используются в фотолитографии для уменьшения интерференционных эффектов на краях частей маски, когда их поглощение невелико.

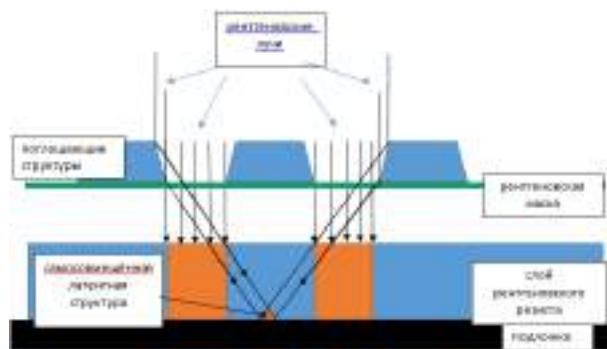


Рисунок 3. Схема переноса изображения с использованием отражения от боковых стенок.

Максимальный угол наклона боковин в микроструктурах поглощающего рисунка при экспонировании резистивного материала в широком диапазоне энергий E можно оценить из следующего выражения:

$$\theta = \frac{\int_0^{\infty} \sqrt{2\delta(E)} I(E) \mu(E) \exp(-\mu(E)d) R(E) dE}{\int_0^{\infty} I(E) \mu(E) \exp(-\mu(E)d) R(E) dE}$$

Здесь  $I(E)$  - мощность рентгеновского излучения на поверхности резистивного слоя,  $R(E)$  - спектральный коэффициент отражения боковой стенки,  $\mu$  - линейный

коэффициент поглощения резиста,  $\delta$  - декремент показателя преломления поглотителя материала рентгеновской маски,  $d$  - толщина слоя резиста.

Материал с высоким декрементом показателя преломления, например, золото, которое обычно используется для переноса рисунка поглотителя на рентгеновскую маску, позволяет создавать отражающий элемент с высокой отражательной способностью при малых углах скольжения. В результате может быть сформирован узор с микроструктурами, имеющими поперечный размер, соответствующий ширине наклонной боковой стенки.

Поскольку коэффициент отражения значительно меньше единицы, то доза в резисте существенно меньше, чем в областях прямого падения пучка. Поэтому для увеличения дозы в локальных областях можно направить туда несколько лучей, отраженных от боковых стенок различных структур на рентгеновской маске, как показано на рис. 3: суммируются дозы, если пучки некогерентны или напряжённости электромагнитных полей, если суммируемые пучки когерентны в одной области рисунка. При этом поперечный размер топологии остаётся небольшим. Следует отметить, что этот метод чувствителен к зазору между рентгеновской маской и слоем резиста, и максимальная доза может быть достигнута в узком диапазоне значений зазора между маской и слоем резиста. Вне этого диапазона разовые дозы не вызывают заметного эффекта.

Предложенным методом проведено формирование топологии в каналах глубиной 8 мм. Такая структура не может быть получена облучением посредством прямого пучка, которому сопутствует паразитная засветка в объёме всего канала. Полученный массив игольчатых микроструктур после металлизации (показан на Рис. 4), можно использовать для автоэлектронной эмиссии, для которой характерно узкое угловое распределение электронного луча.

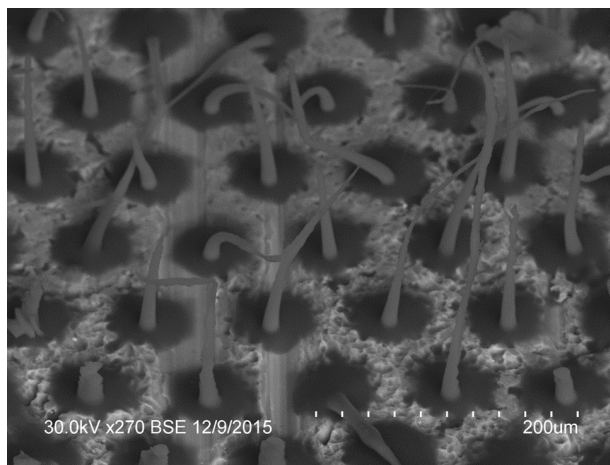


Рисунок 4. Игольчатые микроструктуры на дне слоя резиста, образованные наложением нескольких отдельных рентгеновских лучей.

### Формирование 3-х мерных наноструктур в плёнке полиэтилентерефталата

Благодаря относительно высокой проникающей способности рентгеновского излучения в материалах с низким атомным номером, к коим относятся полимеры, можно создать объёмную модуляцию плотности энергии рентгеновского излучения в объёме полимера. Изученная нами зависимость скорости травления полимера полиэтилентерефталата от дозы поглощённого излучения с оптимизированным спектром (показан на Рис.5) позволяет преобразовать накопленную в облучённых областях дозу в глубину вытравленного материала. В результате чего после проведения единичного облучения и одноступенчатого травления образца на площади диаметром 20 мм формируется 3-D рельеф, показанный на Рис.6, 7, 8. Вариации скорости удаления материала способствуют также различные условия травления с двух сторон облучённой плёнки.

Тщательное изучение процессов взаимодействия растворов с облучённым материалом позволяет формировать прогнозируемый микрорельеф в радиационно – и химически стойких материалах, таких как полиэтилентерефталат и других.

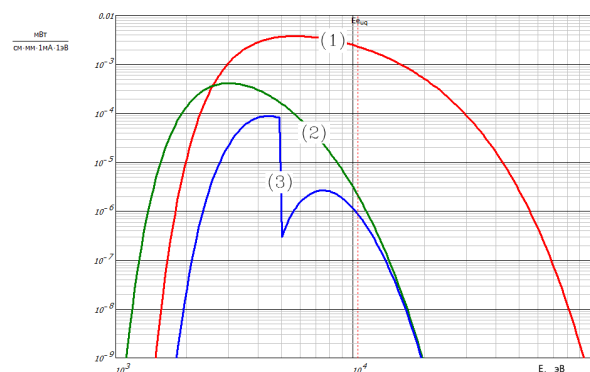


Рисунок 5. Мощность падающего на образец излучения на станции ЛИГА: 1)  $E=2$  ГэВ,  $H=20$  кГс, Ве окно 500 мкм; 2) актуальный режим облучения  $E=1,2$  ГэВ,  $H=12$  кГс, Ве окно 200 мкм; 3)  $E=1,2$  ГэВ,  $H=12$  кГс, Ве окно 200 мкм +Ti=20мкм. Расстояние до образца 20130 мм.

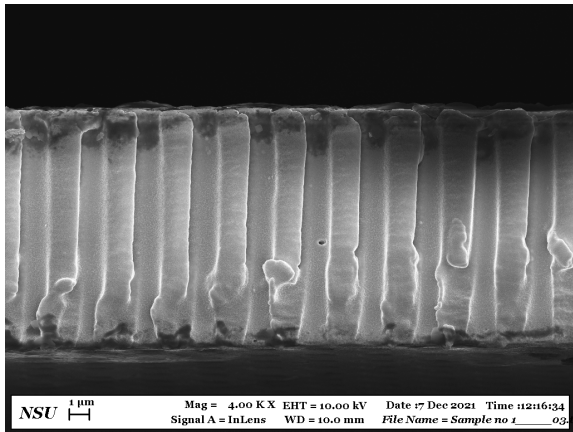


Рисунок 6. Скол плёнки после травления в водном растворе щёлочи NaOH 21% с двух сторон. Зазор плёнка – рентгеновская маска 325 мкм. Геометрия каналов близка к цилиндрической.

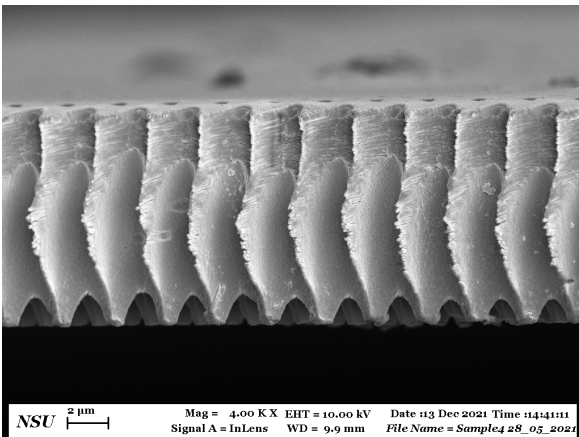


Рисунок 7. Скол плёнки после травления в водном растворе щёлочи NaOH 21% с одной стороны плёнки. Зазор плёнка – рентгеновская маска 325 мкм. Геометрия каналов близка к конической, причём каналы сквозные (видны отверстия диаметром около 0,6 мкм на выходе из канала: плёнка не создаёт препятствия потоку воды).

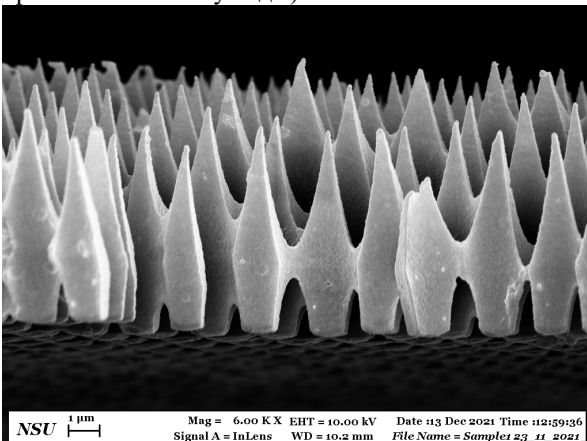


Рисунок 8. Скол плёнки после травления в водном растворе щёлочи NaOH 21% с одной стороны плёнки. Зазор плёнка – рентгеновская маска 2500

мкм. Острийная структура по всей площади подложки.

*Разработка методик учебных занятий на Технологической станции СИ на ВЭПП-4М. Подготовка новых специалистов для работ.*

На канале №1 вывода СИ из накопителя ВЭПП-4М создана специализированная «Технологическая станция», предназначенная для практического обучения студентов ВУЗов и новых пользователей основам синхротронных методов исследования и тестирования элементов аппаратуры для синхротронных экспериментов. В создании станции и реализации методик принимают непосредственное участие студенты, Новосибирских ВУЗов различных специальностей в рамках выполнения курсовых и дипломных работ. Студенты участвуют в конструировании и сборке, разрабатывают методики проведения экспериментов и программное обеспечение для автоматизации аппаратуры станции.

Источник СИ для технологической станции – поворотный магнит. На рис.9 представлены расчетные спектры СИ на Технологической станции при двух типичных режимах работы ВЭПП-4 (на энергии электронов 3,5 и 4,5 кэВ), а также для сравнения приведен спектр излучения для ВЭПП-3 при энергии 2 ГэВ, используемого в большинстве рутинных методик, реализуемых в ЦКП СЦСТИ. Как видно при энергии электронов в ВЭПП-4 4,5 ГэВ спектральное распределение близко к спектру ВЭПП-3, хотя и меньше по интенсивности, это позволит реализовать многие из методик, используемых на станциях ВЭПП-3. При энергии электронов в ВЭПП-4 = 3,5 ГэВ спектральный поток становится мягче и заметно слабее, в таком случае постановка реальных экспериментов потребует длительной экспозиции, тем не менее, возможно проведение учебно-демонстрационных работ.

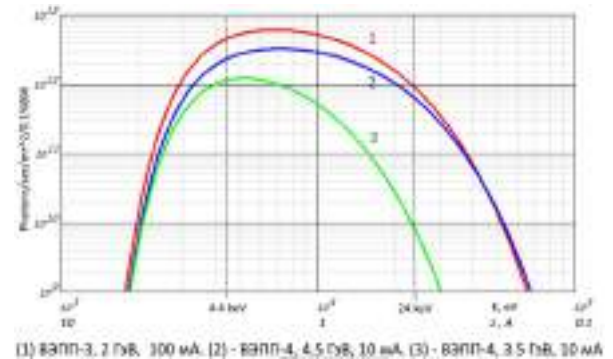


Рисунок 9. Спектральное распределение СИ на Технологической станции ВЭПП-4 в сравнении с ВЭПП-3.

Режим 3,5 ГэВ интересен тем, что это энергия в режиме работы ВЭПП-4 на исследования по физике элементарных частиц, когда орбита электронов в накопителе отличается от режима генерации СИ и работы с СИ на других станциях *не возможны*. Уникальность



Технологической станции состоит в том, что источником излучения служит поворотный магнит, расположенный до системы электростатического разведения. Следовательно, орбита электронов в этой точке не изменяется, как в режиме СИ, так и при экспериментах на встречных пучках, следовательно, доступное время для проведения работ на станции существенно больше, чем на других станциях СЦСТИ

Модульная концепция построения станции (Рис.10) позволяет вводить станцию в эксплуатацию поэтапно, модернизировать ее, и реализовать различные исследовательские методы.



Рисунок 10. Внешний вид Технологической станции СИ. 1 – вакуумируемая камера монохроматора, 2 – вакуумируемый экспериментальный объем, C – контроллеры приводов и управляющий ПК, D – датчик АСМР.

В первой камере собраны блоки щелей для формирования размеров пучка СИ и монохроматор (Рис. 11) на основе разрезного кристалла Si(111). Все элементы оснащены моторизованными подвижками Newport с управлением от ПК. Кристалл вращается вокруг центра первой ламели и соответственно размерам нашего кристалла обеспечивает монохроматизацию в диапазоне от 4,4 до 24 кэВ.



Рисунок 11. Монохроматор на Si(111) кристалле-бабочке и управляемые рентгеновские щели.

Практические работы со студентами выполнялись еще на этапе подготовки станции к работе. В первом модуле станции проводится первичное знакомство с синхротронным излучением. На станции проводятся демонстрационно-учебные работы:

- Техника безопасности при экспериментах на СИ.

- Изучение способов визуализации излучения на станции и регистрации пространственного распределения пучка.
- Управление размерами пучка СИ посредством моторизованных щелей.
- Рассмотрение взаимодействия СИ с веществом, Закон Ламберта-Бугера-Берра поглощения в материале.
- Настройка монохроматора – совмещение кристалла-монохроматора с пучком СИ, юстировка по углу, демонстрация условия Вульфа-Брегга.
- Знакомство с работой энерго-дисперсионного детектора и основами рентгенофлуоресцентного анализа вещества.
- Конструирование элементов окружения образца в экспериментальной камере.



Рисунок 12. Монохроматор на Si(111) кристалле-бабочке и управляемые рентгеновские щели.

На рисунке 13 представлен эксперимент по калибровке монохроматора по краям поглощения материала тестового образца, в ходе выполнения курсовой работы студентом 2 курса ФФ НГУ.

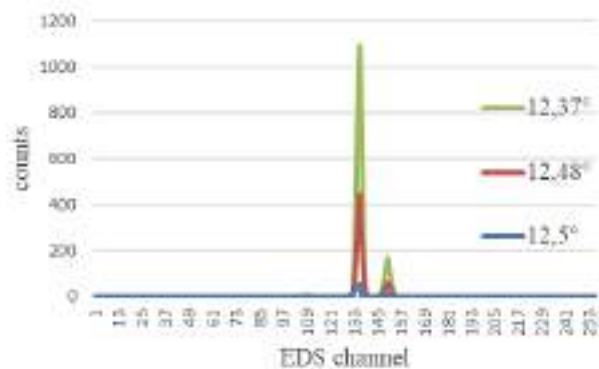


Рисунок 13. Эксперимент по юстировке монохроматора по краю поглощения медного образца.

Еще одно направление работ, необходимое для построения экспериментальных станций ЦКП СКИФ – автоматизация экспериментов. Студентам предоставляется возможность самостоятельно

написать программы управления экспериментом (см. Рис. 14).

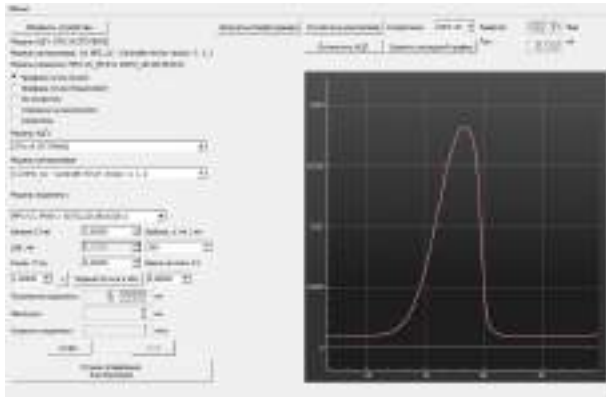


Рисунок 14. Скриншот программы управления экспериментом на Технологической станции, разработанной магистрантом ФТФ НГТУ Гусевым И.С.

Кроме того, на базе Технологической станции СИ совместно с командой из ИАиЭ СО РАН проводится комплексная отладка создаваемого программного обеспечения системы автоматизированного управления оборудованием экспериментальных станций для разрабатываемого комплекса СКИФ. Программное обеспечение комплекса разрабатывается на основе SCADA-системы TANGO/Sardana, получившей широкое распространение на целом ряде установок: ALBA, ESRF, MAX IV, Soleil. Для разработки пользовательских графических интерфейсов используется библиотека Taurus. Планируется интеграция TANGO с программной средой Robotic Operation System (ROS) для возможности создания управляющих модулей роботизированными устройствами станции.

В 2021 году в работах на Технологической на станции участвовали студенты 2 магистранта НГТУ и 3 студента 2 курса ФФ НГУ в рамках выполнения дипломных и курсовых работ по настройке станции и проведению пробных экспериментов по юстировке монохроматора и рентгенофлуоресцентному анализу с использованием кремниевого энергодисперсионного детектора. В рамках реализации проекта ФНТП развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019 – 2027 годы, лот №1, совместно с ИСЭ СО РАН (г.Томск), проведена стажировка в формате демонстрационных работ сотрудников томского научного центра. Ведется проектирование третьего экспериментального объема для размещения аппаратуры для дифракционных исследований.

*Исследования быстропротекающих процессов с наносекундным разрешением с использованием рентгеновского СИ*

**Эксплуатация станций «Исследования быстропротекающих процессов» на накопителях ВЭПП-3, ВЭПП-4М и «Плазма» на ВЭПП-4М.**

В 2021 году продолжилась плановая эксплуатация станций «Исследования быстропротекающих процессов» на накопителях ВЭПП-3 и ВЭПП-4М. Основные типы экспериментов, которые проводились на этих станциях это: динамическая томография плотности (Рис. 15, 16), определение ударно-волновых свойств материалов, ударно-волновое пыление с калибровкой различных методик исследования пылевого потока (Рис. 17, 18) и измерение малоуглового рентгеновского рассеяния при детонации ВВ.

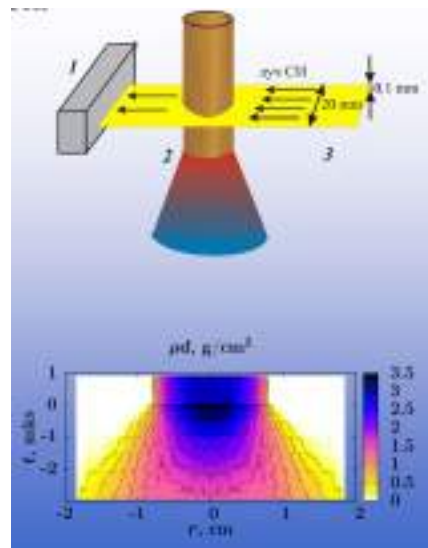


Рисунок 15. Скоростная томография плотности. Вверху - схема постановки эксперимента: 1 – детектор, 2 – детонирующий образец, пучок СИ; внизу – результат эксперимента

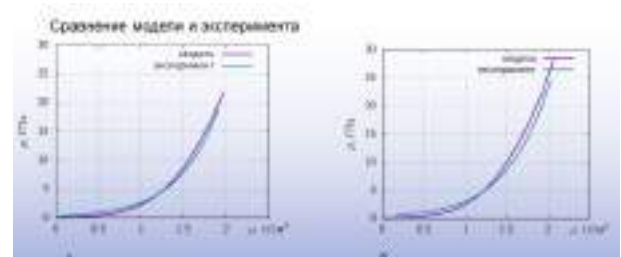
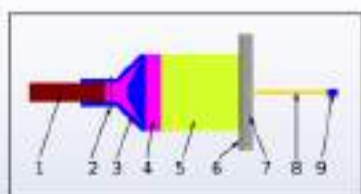


Рисунок 16. Результаты экспериментов по скоростной томографии плотности. Сравнение детонационных параметров Чепмена-Жуге и адиабат разгрузки продуктов взрыва пластифицированных взрывчатых веществ: а – на основе тэна, б – на основе гексогена.



Материалы: медь, олово.  
 Атмосфера: гелий, воздух.  
 Давление 0.01 – 8 атм.  
 №1475

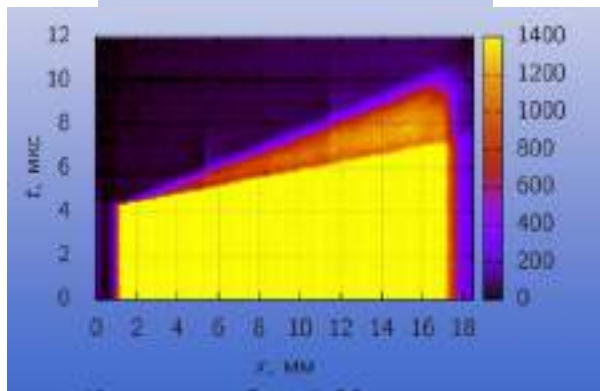


Рисунок 17. Ударно-волновое пыление: сверху – схема постановки эксперимента; внизу – результат эксперимента для образца с глубокими царапинами (80 мкм), сигнал с детектора: желтый цвет – воздух, желто-красный – пылевая струя, фиолетовый-черный – металлический образец.

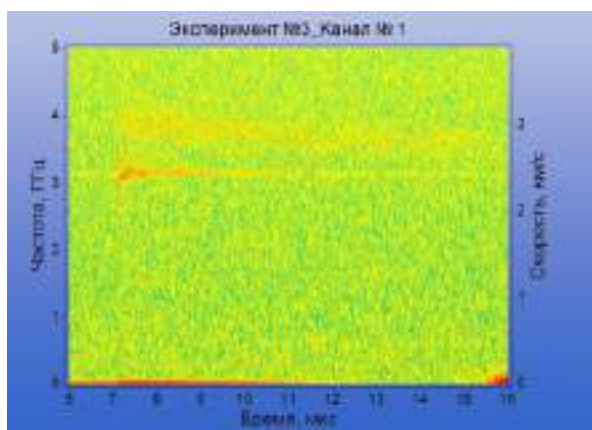
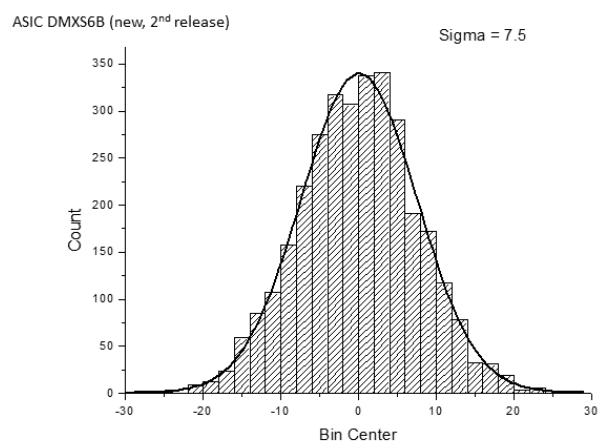


Рисунок 18. Монохроматор на Si(111) кристалле-бабочке и управляемые рентгеновские щели.

### Изучение характеристик прототипа DIMEX-Si с новой версией электроники регистрации. Формулировка требований к дальнейшим изменениям в дизайне электроники и детектора в целом.

В течение 2021 года на пучке СИ ВЭПП-4М изучались характеристики прототипа кремниевых микрополоскового детектора DIMEX-Si с новой электроникой регистрации на основе СБИС второй версии DMXS6B. Основной претензией к чипам первой версии был большой шум. Во второй версии эту проблему удалось решить. На рис.2.5 приведено сравнение шума чипов первой и второй версии, и видно, что во второй версии шум почти на порядок меньше.



ASIC DMXS6A (old, 1st release)  
 Last measurement (2020)

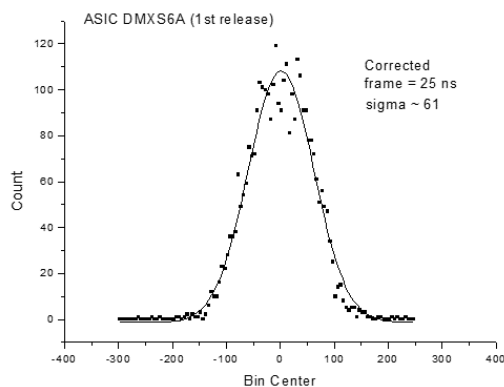


Рисунок 19. Распределение шумового сигнала для электроники регистрации на основе СБИС DMXS6A и DMXS6B.

Необходимо было проверить, что все остальные критические характеристики детектора не ухудшились с новой электроникой. Были проверены такие параметры, как максимальный регистрируемый поток фотонов, временное разрешение и максимальная частота записи кадров.

На Рис. 20 приведена зависимость сигнала в детекторе от ширины раскрытия коллиматора, регулирующего ширину пучка СИ, падающего на детектор. Таким

образом регулировался поток фотонов, регистрируемых детектором. Предварительно сигнал от пучка шириной 0,2 мм был измерен мониторинжным детектором и по величине сигнала был рассчитан интегральный поток фотонов, регистрируемый в DIMEX-Si, при известной величине тока в ВЭПП-4М (верхняя шкала на Рис.20). Правая шкала на Рис.20 рассчитана по электронной калибровке канала регистрации СБИС DMXS6B, сделанной перед сборкой детектора. Видно, что она с хорошей точностью соответствует шкале потока, рассчитанной по измерению с мониторинжным детектором. Из рисунка видно, что сигнал выходит на константу при поглощенном потоке около 10000 фотонов на канал от одного сгустка электронов. Наиболее вероятное объяснение этого явления, - насыщение входного интегратора. Для того, чтобы расширить диапазон регистрации потока необходимо уменьшить входной ток. Для этого следует изменить резистивный делитель на входе чипа. В этом измерении ток с одной полоски сенсора делился в 25 раз. Для увеличения максимального регистрируемого потока в 10 раз делители в каждом канале детектора были соответственно изменены и коэффициент деления тока увеличен до 250. Результат измерения зависимости сигнала в детекторе от ширины коллиматора и регистрируемого потока показан на Рис.21. Нижняя шкала – ширина коллиматора, верхняя шкала – зарегистрированный поток в канале детектора от одного сгустка, рассчитанный по измерению сигнала от мониторингового счетчика. Видно, что сигнал в детекторе ведет себя линейно вплоть до максимального измеренного потока в ~40000 фотонов/(канал x сгусток). Если аппроксимировать эту зависимость до сигнала 10000 бинов АЦП, при котором наступает насыщение входных интеграторов, то видно, что детектор сможет регистрировать поток примерно до 100000 фотонов/(канал x сгусток).

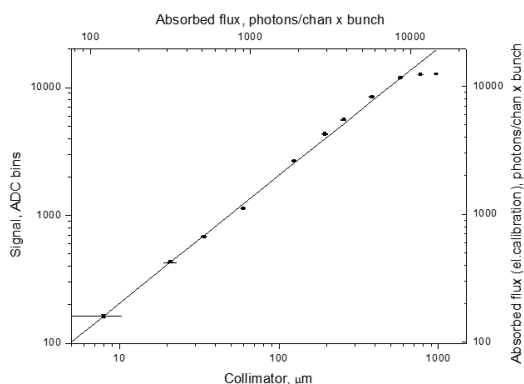


Рисунок 20. Зависимость сигнала в детекторе от потока фотонов со средней энергией 26 кэВ (средняя энергия в спектре поглощенных фотонов от пучка СИ ВЭПП-4М).

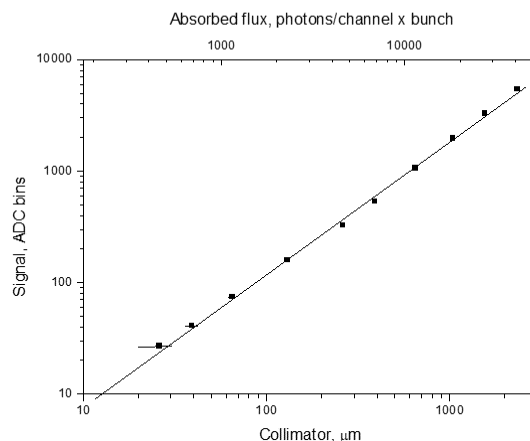


Рисунок 21. Зависимость сигнала в детекторе с увеличенным коэффициентом деления тока на входе каналов регистрации от потока фотонов.

Для изучения временного разрешения и максимальной допустимой частоты записи кадров была измерена зависимость сигнала в детекторе от задержки между синхроимпульсом детектора и пролетом сгустка в накопителе (сдвиг фазы). Измерялся сигнал в двух соседних по времени кадрах в одном канале при двух значениях длительности кадра. Результаты измерений показаны на Рис.22.

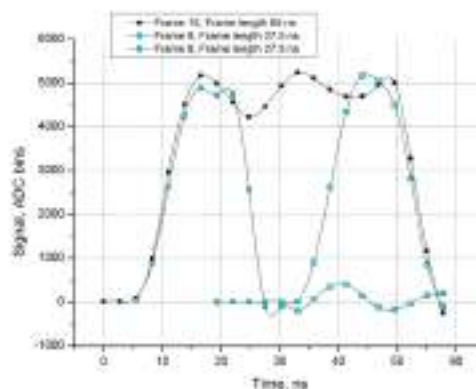


Рисунок 22. Зависимость сигнала в детекторе с увеличенным коэффициентом деления тока на входе каналов регистрации от потока фотонов.

Видно, что при времени экспозиции 27.5 нс (5 сепаратрис ВЭПП-4М) максимумы сигнала в двух соседних кадрах достигаются при значениях сдвига фазы примерно 16 нс и 44 нс, при этом в момент прохождения максимума в одном кадре, сигнал в соседнем кадре равен нулю. Ширина переднего и заднего переходов от максимума сигнала к нулю равна примерно 7 нс, что соответствует временному разрешению детектора. Видно, что уменьшение времени экспозиции до 20 нс приведет к падению сигнала. Таким образом,

максимальная частота записи кадров не может превышать 50 МГц.

По результатам проделанных измерений сформулированы следующие требования к электронике будущего детектора DIMEX-Si:

1. Делители на входе каналов регистрации должны обеспечивать деление тока от детектора по крайней мере в 250 раз;

2. СБИС регистрации должны позволять задавать отдельно время экспозиции кадра и время между соседними кадрами (частоту следования). Сейчас задается только один параметр и временная диаграмма внутри кадра жестко зафиксирована;

3. СБИС регистрации должны позволять пропускать запись пустых кадров (когда нет пролета сгустков) в произвольном порядке;

4. Необходимо добиться стабилизации сдвига фазы с точностью порядка одной наносекунды, чтобы избежать влияния колебательного процесса при регистрации сигнала с полосок сенсора на стабильность сигнала (см.Рис.22).

### Изучение возможности работы с прототипом DIMEX-Si в многосгустковом режиме на ВЭПП-4М.

В 2021 году было проведено несколько заходов по изучению работы прототипа DIMEX-Si и накопителя ВЭПП-4М в многосгустковом режиме, с целью промакетировать работу на СКИФ. Другой проблемой, которая существенно мешала нормальной работе детектора в режиме с временем между вспышками СИ менее 100 нс, была работа схемы компенсации входного тока. В режиме ожидания, когда детектор не работает, включена схема компенсации входного тока, которая компенсирует любой ненулевой входной ток на входе канала регистрации. Перед началом измерения эта схема отключается и канал начинает измерять ток, поступающий с полоски сенсора от каждой вспышки СИ. Если схема компенсации отключается в тот момент, когда с сенсора на вход течет ток от вспышки СИ, во время измерения пьедестал и сигналы от СИ будут сильно искажены. В первой версии чипа DMXS6A время между отключением схемы компенсации и пролетом очередного сгустка (вспышкой СИ) должно было составлять не менее 300 нс. Во второй версии DMXS6B схема компенсации и порядок ее работы были изменены, чтобы уменьшить это время. Моделирование показало, что время между вспышкой СИ и отключением схемы компенсации можно уменьшить почти до 50 нс, что позволит работать с непрерывной последовательностью сгустков, следующих через 50 нс. В заходе 8/04 – 18/04 были проведены измерения искажений, возникающих при наложении времени отключения компенсации тока на вспышку СИ в многосгустковом режиме. На Рис.23 показан сигнал от 6 сгустков, следующих через 19 сепаратрис (~110 нс) в одном из каналов детектора.

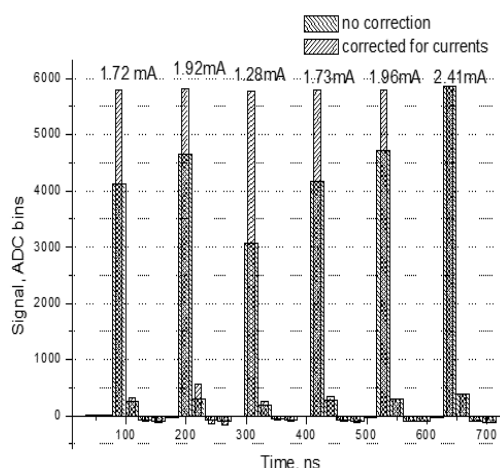


Рисунок 23. Сигналы от 6 сгустков в одном из каналов детектора. На графике показаны токи каждого сгустка. Приведены сигналы, измеренные детектором, и сигналы, ортонормированные на величину тока.

На Рис.24 приведена зависимость сигналов от различных сгустков и пьедесталов (сигнал в отсутствии облучения) от времени между отключением схемы компенсации и началом измерения. Видно, что при «приближении» момента отключения схемы стабилизации к пролету очередного сгустка на время менее 50 нс (53 нс и 43 нс в различных измерениях), пьедесталы и сигналы начинают существенно искажаться. Время около 50 нс хорошо совпадает с моделированием существующей схемы чипа. Результат измерения показывает, что имеющаяся программа моделирования достаточно точна и ей можно доверять. С использованием моделирования было найдено схемное решение, которое позволит дополнительно уменьшить допустимое время между отключением схемы стабилизации и пролетом очередного сгустка, что повысит надежность и точность работы детектора на СКИФ в режиме 50 нс между сгустками.

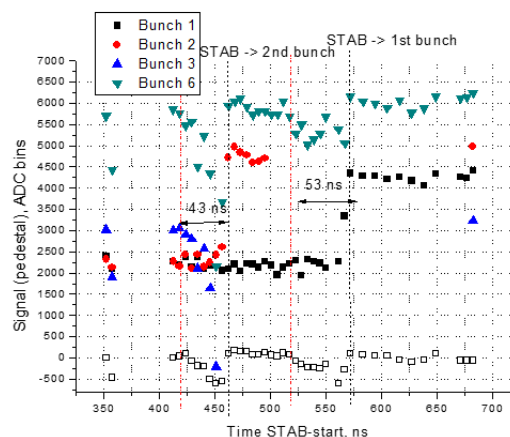


Рисунок 24. Зависимость сигналов от различных сгустков и пьедесталов от времени между отключением схемы стабилизации и началом измерения.

**Разработка прототипа датчика положения пучка, для коррекции влияния колебаний пучка на результаты измерений детектора DIMEX.**

На ВЭПП-3 изучалась работа возможного варианта монитора пучка на основе фотодиодов.

На Рис.25 приведена зависимость сигнала с датчиков, расположенных снизу и сверху от пучка, от времени. Видно, что в масштабе времени 0.1 мс сигналы коррелированно меняются, т.е. видимые изменения связаны со смещением пучка по вертикали.

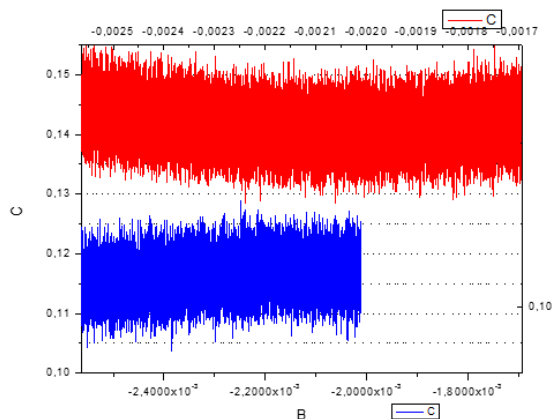


Рисунок 25. Зависимость величины сигнала (пика) от времени для верхнего и нижнего датчиков..

На Рис. 26 приведена форма сигналов от отдельных вспышек СИ, а на Рис. 27 показана зависимость величины сигнала в пике от времени в масштабе десятков микросекунд. На рисунке видно наличие существенных флуктуаций сигнала от датчиков (до 10%). При этом не видно корреляций сигналов от верхнего и нижнего датчиков. Эти данные требуют дальнейшего анализа и разбирательства.

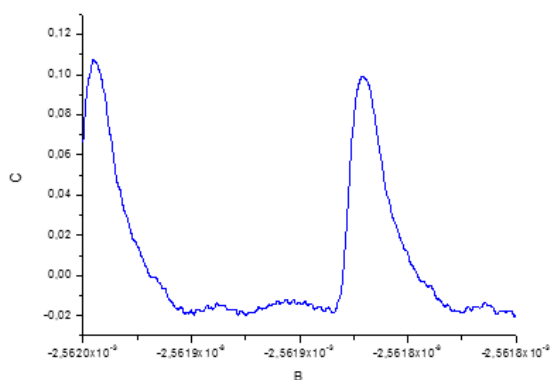


Рисунок 26. Форма сигнала от отдельных вспышек СИ.

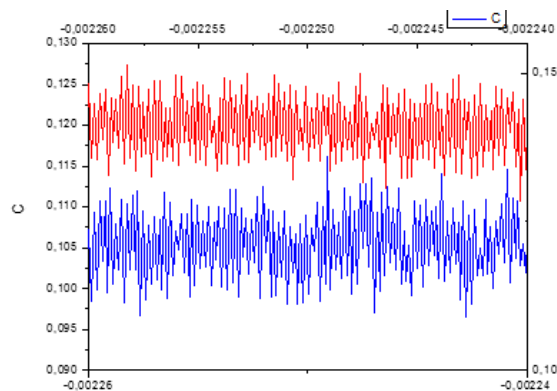


Рисунок 27. Зависимость величины сигнала в пике от времени для нижнего и верхнего датчиков. Вся шкала времени 20 мкс.

Запуск новой версии детектора для дифракционных динамических экспериментов на основе микро-полоскового кремниевого сенсора с аналоговым считыванием.

В 2021 году был запущен детектор на основе кремниевого микрополоскового сенсора с аналоговым считыванием сигнала для дифракционных экспериментов на станции «Плазма». Детектор представляет собой кремниевый микрополосковый сенсор с шагом полосок 50 мкм соединенный со старой электроникой от газового детектора DIMEX-G. Этот вариант детектора позволяет видеть сигналы от отдельных фотонов, начиная с энергии 40 кэВ. Демонстрация работоспособности детектора представлена на Рис.28, где показаны сигналы от отдельных бета-частиц, излучаемых радиоактивным источником <sup>90</sup>Sr.

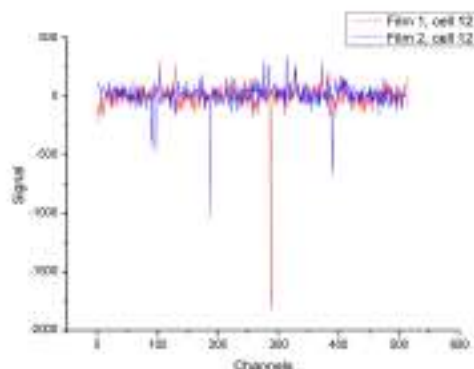


Рисунок 28. Первая демонстрация работоспособности детектора на основе кремниевого микрополоскового сенсора с аналоговым считыванием. Видны сигналы от радиоактивного источника <sup>90</sup>Sr (отрицательные пики).

В течение сезона 2021 г. этот детектор использовался для изучения и юстировки пучка, отраженного от многослойного зеркала на канале 8 ВЭПП-4М.

*Анализ загрязненности малых рек юго-запада Новосибирской области металлами на основе определения биоаккумулятивных возможностей макрозообентоса с использованием сканирующего микро-РФА.*

В ходе развития промышленного и сельскохозяйственного комплекса Новосибирской области в последние десятилетия значительно возросла антропогенная и техногенная нагрузка на локальные водные экосистемы. Особое положение в этом процессе занимает стремительный рост уровня загрязненности водных объектов металлами различных групп. Так, за последние 10 лет ситуация с превышением ПДК по таким металлам как медь, цинк, железо, марганец в бассейне реки Обь остается стабильно неудовлетворительной [О состоянии и об охране окружающей среды Новосибирской области в 2020 году. – Новосибирск, 2021 – 144 с. URL:

[https://www.nso.ru/sites/test.new.nso.ru/wodby\\_files/files/wiki/2014/01/gosdoklad\\_mpr\\_nso\\_2020\\_na\\_sayt\\_pnsso.pdf](https://www.nso.ru/sites/test.new.nso.ru/wodby_files/files/wiki/2014/01/gosdoklad_mpr_nso_2020_na_sayt_pnsso.pdf) (дата обращения 10.09.2021)].

При разработке комплексного метода оценки степени загрязненности тяжелыми металлами и другими микроэлементами водных объектов, необходимо опираться не только на гидрохимический анализ, который отражает единовременное состояние водной среды, но и использовать методы гидробиологического мониторинга, отражающего степень экологической стабильности экосистем. Наиболее подходящей группой гид-

робионтов при мониторинге малых рек является макрозообентос, так как бентосные организмы являются связующим звеном в трофических сетях между высшими хищниками и растительными сообществами, участвуют в процессах осадконакопления, переработке аллохтонной продукции, и могут служить индикатором длительного загрязнения малыми концентрациями поллютантов.

Для исследования выбран Ордынский район Новосибирской области, расположенный в южной части центрально-восточной зоны Новосибирской области. На территории района насчитывается более 15 малых рек и расположена большая часть Новосибирского водохранилища. Сбор бентосных проб на малых реках Ордынского района осуществлялся в летний период 2018-2020 гг. Исследованы малые реки – Ирмень, Орда, Кирза, Алеус. Для каждой реки отбирались количественные пробы макрозообентоса (в двукратной повторности на точке) в верхнем, среднем и нижнем течении реки. Пробы фиксировались 75% спиртом, этикетировались, последующий таксономический разбор проб производился до семейств. Пойманные организмы высушивали до сухого веса. Образцы фиксировались на клейкой токопроводящей ленте, что позволяло проводить исследования на оптическом и электронном микроскопах (рис.29).

Анализ уровня накопления ряда химических элементов в микро размерных характеристиках проводился на станции «Элементный анализ» ИЯФ СО РАН. Энергия возбуждения 21 кэВ, шаг сканирования 100 мкм, время измерения в точке 5 сек. Сканирование проводилось в двух взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяло локализовать зоны накопления элементов.

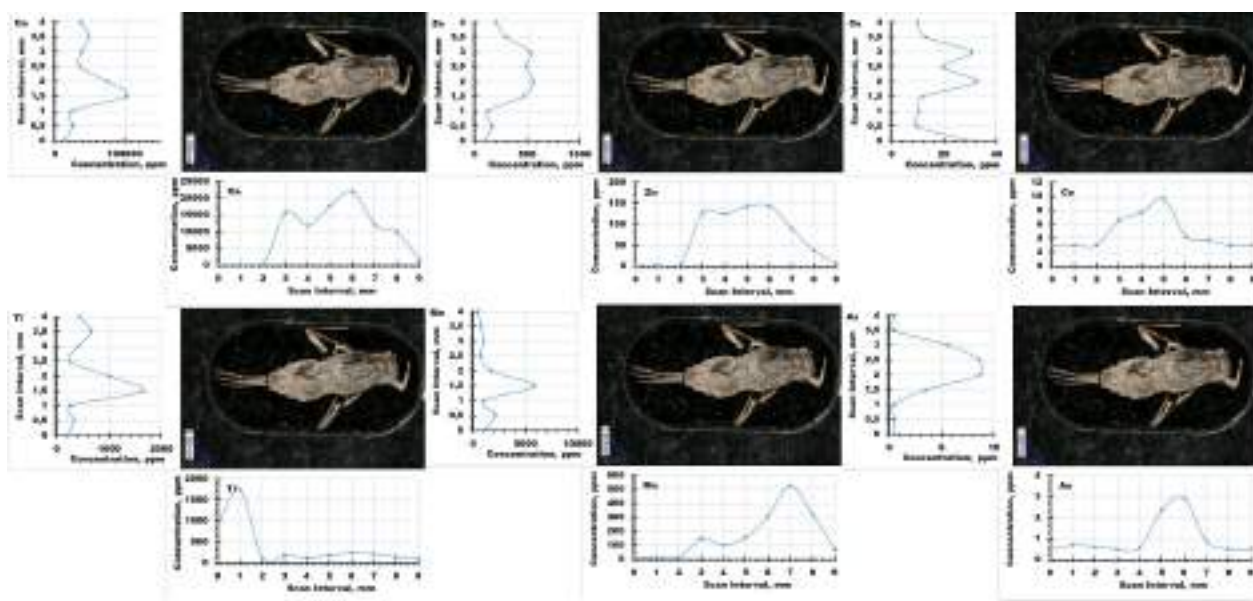


Рисунок 29. Распределение элементов в исследуемом образце зообентоса.

Анализ уровня накопления ряда химических элементов в микро размерных характеристиках проводился на

станции «Элементный анализ» ИЯФ СО РАН. Энергия возбуждения 21 кэВ, шаг сканирования 100 мкм, время

измерения в точке 5 сек. Сканирование проводилось в двух взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяло локализовать зоны накопления элементов.

Установлен характер накопления микрочастиц 19 химических элементов: Se, Rb, Ca, Sr, Mn, Fe, Ti, Ge, Ga, Cr, Ni, Cu, Zn, Pb, V, As, Y, Zr, Br. При анализе данных произведен расчет отношения площади пиков всех исследуемых элементов к площади пика Ca. Анализ интенсивности накопления металлов показал различия в характере биоаккумуляции бентосными сообществами для исследованных речных систем и Новосибирского водохранилища (рис.30).

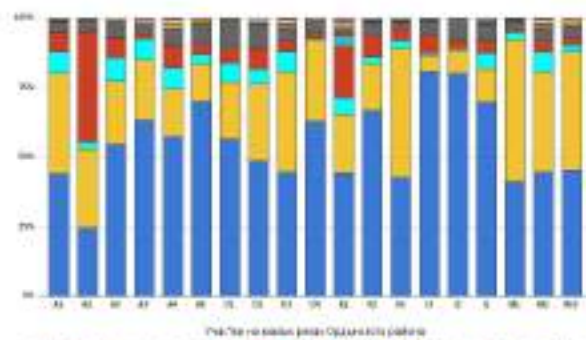


Рисунок 30. Характер накопления металлов бентосными сообществами малых рек Ордынского района Новосибирской области.

Для малых рек Ордынского района Новосибирской области выявлены высокие значения накопления таких металлов как Fe, Mn, Sr, Zn, Zr, Ti. Для Fe и Mn выявлены природные источники загрязнения. В бассейнах рр. Алеус, Орда, Кирза установлено повышенное накопление Sr в бентосных сообществах. Для верхнего течения р. Ирмень, реки Орда и реки Алеус выявлено повышенное накопление Zr. Относительно высокий уровень накопления Ti зафиксирован только для бентосных сообществ рек Ирмень. Для рек Алеус, Орда и верхний рек Кирза и Ирмень выявлено повышенное накопление Zn.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 19-05-50046.

Проблема исследований природной среды Арктики относится к числу приоритетных и включена в стратегические направления научно-технологического развития Российской Федерации. Аэрозольное вещество атмосферы может существенно влиять на климат, принимая участие во многих атмосферных физических и химических процессах. Связь между взвешенными частицами атмосферы и изменением климата особенно проявляется в полярных регионах, т.к. на этих территориях даже незначительные изменения концентраций аэрозоля и его химического состава могут иметь существенное влияние на климат. Химический состав атмосферного аэрозоля зависит от многих факторов, например, от специфических источников (природных или антропогенных), сезона года, синоптических условий,

географической зоны. В Арктике, основными природными источниками аэрозоля являются океаническая морская соль и почвенная пыль, влияние которых увеличиваются из-за глобального потепления. Кроме того, в Арктику за счет атмосферного потока легко переносятся антропогенные аэрозоли из средних широт. Несмотря на многолетние исследования, сохраняется неопределенность характеристик аэрозоля и закономерностей их изменчивости. В первую очередь, это относится к морским районам, где проведение регулярных наблюдений невозможно. Поэтому основным источником информации являются экспедиционные измерения характеристик аэрозоля на полярных станциях и с борта научных судов.

Были проведены камеральные работы по определению элементного состава образцов атмосферных аэрозолей из российского сектора Арктики. Было проанализировано 15 проб аэрозолей, отобранных в двух морских экспедициях на НИС «Академик Мстислав Келдыш» (83 и 84 рейсы) в районе Северной Атлантики в июне-августе 2021 г., 95 проб аэрозолей, отобранных на арх. Шпицберген (п. Баренцбург) с мая 2019 по апрель 2020 г. и 65 проб с арх. Северная земля (о. Большевик, ноябрь 2019 – октябрь 2020 г.). Материал образцов – ацетилцеллюлозные фильтры АФА-ХА-20.

На рис. 31 показаны средние концентрации элементов в аэрозольных частицах м. Баранова (арх. Северная земля) с апреля по декабрь 2018 года. Следует отметить, что элементы по значению концентраций разделились на следующие диапазоны: >100 нг/м<sup>3</sup>: Ca, K составили 63% от общего количества; 10 – 100 нг/м<sup>3</sup>: Fe, Br, Zn, Ti составили 33%; 1 – 10 нг/м<sup>3</sup>: Cu, Ni, Mn, Cr, Sr, Pb – 3,1% и элементы V, Co, As, Rb, Se с концентрацией от 0,1 до 1 нг/м<sup>3</sup>, что составило 0,45% от валового состава измеренных элементов.

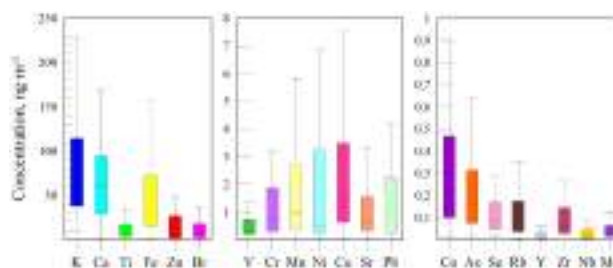


Рисунок 31. Массовая концентрация элементов в аэрозольных частицах м. Баранова с апреля по декабрь 2018 г.

При рассмотрении динамики содержания элементов в исследуемый период были отмечены резкие колебания концентраций для Cr, Ni и Cu от 7-12 раз (рис. 32), а именно, резкое повышение концентраций этих элементов по сравнению со средним значением, наблюдалось в период с 14.06-18.06.2018. Используя метод обратных траекторий движения воздушных масс показано, что выносы аэрозоля в этот период происходили с промышленных территорий: со стороны Норильска,



Ямало-Ненецкого автономного округа (рис. 33). Дополнительным аргументом являются высокие значения коэффициента обогащения (EF) для этих элементов. Так, EF для Cr, Ni, Cu составляет больше 10 и, следовательно, эти элементы имеют техногенный источник происхождения.

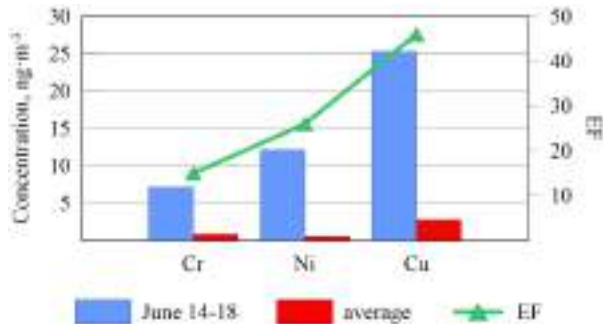


Рисунок 32. Сравнение содержания элементов в периоды средних, повышенных концентраций и коэффициент обогащения элементов в аэрозоле м. Баранова (апрель-декабрь 2018 г.)

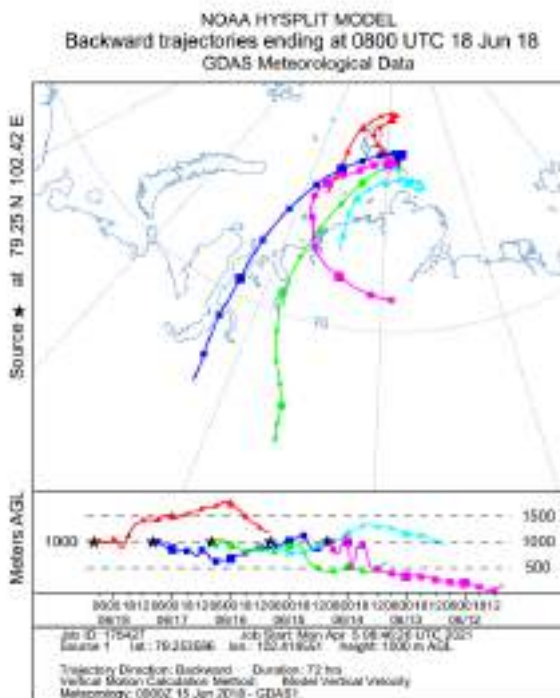


Рисунок 33. График обратных траекторий движения воздушных масс в период 18.06.2018.

В остальные периоды, когда концентрации элементов не были превышены, разумно предположить, что состав аэрозоля определялся естественными процессами для этих регионов, отражающими их фоновое состояние. Таким образом, при рассмотрении динамики содержания металлов в аэрозоле, показано, что в период с апреля по декабрь 2018 атмосфера «азиатской» части высоких широт подвергалась кратковременному

влиянию деятельности северных промышленных территорий Красноярского края.

В последние годы, экспедиционные исследования аэрозоля в Северной Атлантике и Северном Ледовитом океане приобрели регулярный характер, что позволяет проводить статистическое обобщение данных в отдельных морских районах. В таблице 1 показаны результаты измерений элементного состава в 71-м и 80-м рейсах НИС «Академик Мстислав Келдыш» (АМК) на маршруте от Балтийского до Баренцева моря. Экспедиция 71 рейса АМК проходила в июне-августе 2018 г., 80-го – в августе 2020 г. Приведены средние концентрации элементного состава аэрозоля, рассчитанные для двух районов, наиболее различающихся по континентальному влиянию: Балтийское и Северное море (BNS) и арктические моря – Норвежское и Баренцево (NS+BS). Для повышения статистической достоверности здесь же представлены средние концентрации по данным измерений в двух экспедициях (71-й и 80-й рейсы). Из приведенных данных следует, что концентрации большинства элементов над арктическими морями ниже, чем над Северным и Балтийским морями примерно в 1,2-3 раза. Арктические моря характеризуются менее интенсивным судоходством, удаленностью от континентальных источников и общим широтным спадом содержания аэрозоля. Поэтому, причина уменьшения концентраций кажется очевидной. Однако, для нескольких элементов указанная закономерность нарушается. Прежде всего, это касается более высоких концентраций над арктическими морями Cu, Ni и Zr. Цирконий относится к элементам почвенно-эрозионного происхождения, и, по-видимому, возможным источником повышенного содержания этого элемента является влияние дымовых выносов с юга Восточной Европы. Высокие концентрации меди и никеля дают возможность предположить влияние антропогенных источников на атмосферу арктических морей. Выяснение причин и источников этих элементов требует дополнительных исследований на большем массиве данных.

Таблица 1. Средние концентрации ОС, ЕС и химических элементов (нг/м<sup>3</sup>) в двух районах.

	80-й рейс		71-й + 80-й рейсы	
	BNS	NS+BS	BNS	NS+BS
ОС	3086	1735	1813	1254
ЕС	77	67	129	80
Ca	4909	1421	2092	728
K	2221	1399	1029	691
Fe	775	465	430	248
Br	159	86	61	43
Zn	81	81	61	51
Ti	70	76	66	38
Sr	49	17	19	8,5
Mn	31	18	19	11
Cu	21	28	13	14
Cr	16	4,5	12	4,1
V	13	6,2	13	3,5
Pb	8,2	3,5	6,5	2,3
Co	4,4	2,7	2,7	1,7
Ni	3,4	18	7,7	9,2
Se	3,0	1,8	1,7	0,89
Rb	2,4	1,4	1,1	0,80
Zr	1,5	2,0	0,91	1,0
Mo	0,61	0,39	0,53	0,25

Данная работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 21-77-20025

*Исследование локальной структуры сварных соединений, полученных лазерной сваркой алюминиевых сплавов авиационного назначения. Проведение in situ дифракционных исследований структурных превращений, происходящих в сварных соединениях сплавов авиационного назначения при различных видах термообработки: отжиг, старение, рекристаллизация.*

В современном транспортном средстве возникает потребность сочетать свойства различных авиационных сплавов в единой конструкции. Зачастую необходимым является их комбинирование друг с другом с целью получения конструкций, отвечающим определенным условиям эксплуатации. В современном самолете используется более 20 видов алюминиевых сплавов, в том числе и алюминий-литиевых сплавов. При этом создание неразъемных соединений данных сплавов основано на использовании технологии заклепочного соединения деталей с использованием миллионов заклепок. Технология заклепочного соединения характеризуется длительными производственными временами из-за высокой ручной нагрузки, процесс сопровождается шумом и вибрацией. Кроме того, при использовании заклепочной технологии детали соединяются внахлест, что приводит к повышению материалоемкости и веса конструкции, а также к необходимости принимать специальные меры для герметизации изделий. На современном этапе развития технологий заклепочное соединение уступает место сварке, обеспечивающей большую производительность процесса и снижение веса конструкций. Однако, на сегодняшний день еще не решена задача достижения хороших механических свойств (предела прочности, предела текучести, относительного удлинения) и, что особенно важно, разнородных сварных соединений алюминиевых сплавов. Сварка разнородных материалов связана с определенными трудностями. В первую очередь, это отличия в структурно-фазовом составе и, соответственно, в механических свойствах. Так, в зависимости от системы легирования термически упрочняемых алюминиевых сплавов упрочняющие фазы бывают различного типа, а именно, для сплава 1420 системы Al-5.2Mg-2.1Li фаза  $\delta'$ (Al<sub>3</sub>Li). Для сплава Д16Т системы Al-4.4Cu-1.5Mg упрочняющая фаза S(Al<sub>2</sub>CuMg).

#### **Материалы и методика эксперимента**

В работе использовался термически упрочняемый алюминиевый сплав Д16Т и алюминий-литиевый сплав 1420 (производство ОАО КУМЗ, Россия). Сплав Д16Т системы Al-4.4Cu-1.5Mg (Cu/Mg $\approx$ 2.9) широко используется в аэрокосмической промышленности в качестве элементов фюзеляжа, силовых элементов каркаса, шпангоутов и т.д. Высокое отношение прочности к массе, высокая устойчивости к повреждениям, являются следствием использования меди и магния в качестве основных легирующих элементов, а также соответствующей термомеханической обработки. Сплав

1420 системы Al-5,2Mg-2,1Li (Mg/Li $\approx$ 2,5) является промышленным сплавом авиационного назначения (сварные герметичные отсеки, окантовки иллюминаторов, люки и лючки, компоненты кабины и другие).

Алюминиевый сплав Д16Т состоит из  $\alpha$  твердого раствора с включением следующих фаз в матрице твердого раствора S(Al<sub>2</sub>CuMg),  $\theta$ (Al<sub>2</sub>Cu), T(Al<sub>20</sub>Cu<sub>2</sub>Mn<sub>3</sub>). Основной упрочняющей фазой являются S(Al<sub>2</sub>CuMg). Сплав 1420 состоит из  $\alpha$  твердого раствора с включением следующих фаз в матрице твердого раствора  $\delta'$ (Al<sub>3</sub>Li),  $\beta'$ (Al<sub>3</sub>Zr), S1(Al<sub>2</sub>MgLi). Основной упрочняющей фазой являются  $\delta'$ (Al<sub>3</sub>Li). В таблице 2 представлен химический состав используемых сплавов, в таблице 3 – физико-механические характеристики данных сплавов.

Таблица 2. Химический состав используемых сплавов

Наименование сплава, система легирования	Химический элемент					
	Al	Cu	Mn	Li	Zr	Mg
Д16Т Al-4.4Cu- 1.5Mg	осн	4,4	0,5	–	–	1,5
1420 Al-5.2Mg- 2.1Li	осн.	–		2,1	0,1	5,22

Таблица 3. Физико-механические характеристики используемых сплавов

Наименование сплава и система легирования	Плотность ( $\rho$ ), г/см <sup>3</sup>	Коэффициент теплопроводности ( $\lambda$ ), Вт/(мК)	Предел прочности на растяжение ( $\sigma_b$ ), МПа	Предел текучести ( $\sigma_{0,2}$ ), МПа	Относительное удлинение ( $\delta$ ), %
Д16Т Al-4.4Cu- 1.5Mg	2,77	117	433	308	20,6
1420 Al-5.2Mg- 2.1Li	2,47	76	450	280	18,5

Исходных листовых материалов и сваренных пластин. В образцах со сварными швами шов располагался в середине рабочей части перпендикулярно направлению приложенной силы.

Структурно-фазовый анализ сварного шва исследовался с помощью синхротронного излучения. Дифракционные исследования проводились на станции 4-го канала синхротронного излучения от накопителя ВЭПП-3. Для исследований использовалось монохроматическое излучение с длиной волны 0,3685 Å. При малой длине волны используемого рентгеновского излучения происходит уменьшение углов дифракции, и

все дифракционные максимумы смещаются в область малых углов. Сочетание «жесткого» рентгеновского излучения и плоского двухкоординатного детектора (mag345) позволяет зарегистрировать основной набор дифракционных максимумов. По виду дифракционной картины можно получить информацию не только о положении и интенсивности дифракционных колец, но и о распределении интенсивности по кольцу. Малый диапазон углов и высокая проникающая способность «жесткого» синхротронного излучения позволяет проводить исследования в геометрии по Лауэ, на просвет. При такой геометрии вклад в дифракционную картину дают не только поверхностные слои образца, а весь объем вещества, сквозь который проходит поток излучения.

При неподвижном образце по виду дифракционных колец можно судить о размере кристаллитов и текстуре. При вращении образца рефлексы от мелких кристаллитов сливаются в кольца, а если в образце присутствуют кристаллиты с размерами соизмеримыми с размером пучка используемого излучения или большими, то последовательно проходя через отражающее положение, атомные плоскости дадут набор высокоинтенсивных дифракционных рефлексов, образующих симметричную картину, то есть будет зарегистрирована дифрактограмма вращения монокристалла. Высокая интенсивность синхротронного излучения и возможность регистрировать все рассеянное в определенном диапазоне углов излучение позволяет получать дифрактограммы с высокой статистической точностью за несколько десятков секунд.

Для проведения исследований фазового состава в разных местах сварного шва использовался пучок монохроматизированного синхротронного излучения с сечением 100\*400 мкм.

#### Результаты и их обсуждение

На рисунке 34 показана макроструктура сварного шва (рисунок 34а), с указанием мест измерения фазового состава, и микроструктура (рисунок 34б) сварного шва. Исследования при помощи оптической металлографии позволили установить, что при лазерной сварке разнородных алюминиевых сплавов реализуются различные механизмы кристаллизации расплава со стороны сплава Д16Т и 1420.

Зона плавления имеет четко выраженную дендритную структуру, размер и вид ее различен. Так, микроструктура зоны плавления (рисунок 34а) со стороны сплава 1420 состоит из разупорядоченных равноосных дендритов размером 10-15 мкм в середине сварного шва мелких 2-5 мкм равноосных дендритов и со стороны сплава Д16Т столбчатых дендритов размером 5-10 мкм.

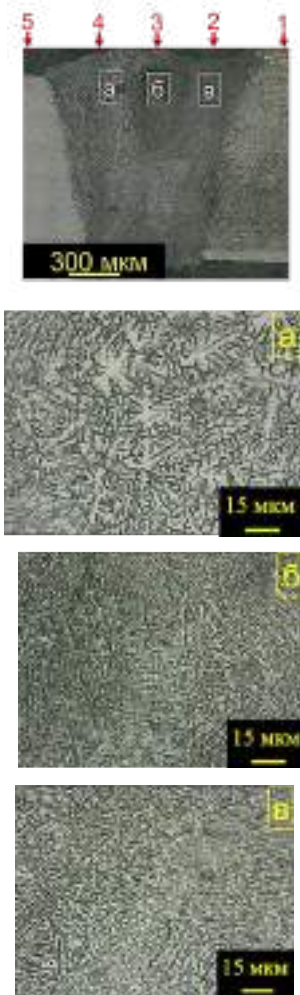


Рисунок 34. Макроструктура (а) и микроструктура (б) сварного соединения (оптическая металлография)

При исследовании структурно-фазового состава с помощью синхротронного излучения необходимо отметить, что при регистрации дифрактограмм обследуется область образца, и данные усредняются по сечению пучка излучения с характерным размером 100 мкм.

На рисунке 35 приведены дифрактограммы образцов сварных соединений, полученные с помощью синхротронного излучения в геометрии на просвет. Рисунок 35 показывает, что на дифрактограммах исходного сплава Д16Т, кроме интенсивных рефлексов фазы  $\alpha\text{Al}$ , присутствуют также, в основном, рефлексы фазы  $\text{S}(\text{Al}_2\text{CuMg})$  и незначительное количество фазы  $\theta(\text{Al}_2\text{Cu})$ . Кроме этого, исследование с помощью синхротронного излучения позволило зафиксировать рефлексы фазы  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$ . В зоне 2 сварного шва количество рефлексов  $\theta(\text{Al}_2\text{Cu})$  значительно возросло по сравнению с исходным сплавом. Кроме этого, зафиксированы рефлексы фазы  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$ . В центре сварного шва и в зоне сплавления около сплава 1420 (3 и 4) в основном регистрируются рефлексы фазы

$\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$   $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$   $\theta(\text{Al}_2\text{Cu})$ . В сплаве 1420 в основном регистрируется фаза  $\delta'(\text{Al}_3\text{Li})$ .

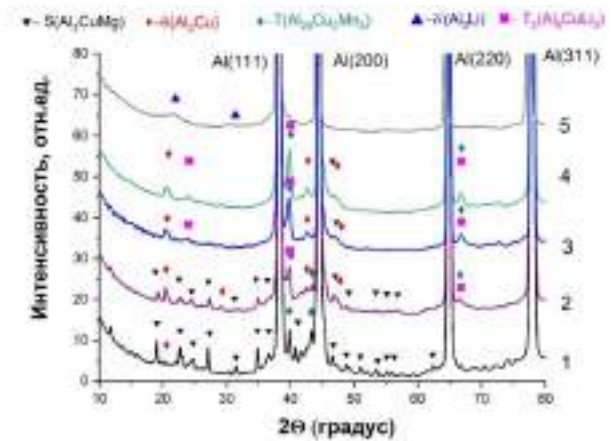


Рисунок 35. Рентгенограммы (на просвет) образца со сварным соединением: 1 – сплав Д16Т, 2 – зона плавления сплава Д16Т, 3 – центр сварного шва, 4 – зона сплавления около сплава 1420, 5 – сплав 1420.

Согласно рисунку 35, на углах  $39^\circ$  и  $66^\circ$  рефлексы фазы  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$  и  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$  совпадают. На рисунке 6.3 представлены рефлексы данных фаз с высоким разрешением в области углов  $39\text{--}43^\circ$  и  $66\text{--}68^\circ$  градуса, что позволяет более детально идентифицировать данные фазы. Согласно карточке, базы данных PDF4 для фазы  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$  в области углов  $40^\circ$  существуют следующие рефлексы на угле  $39,912^\circ$ , а для фазы  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$   $39,976^\circ$  и  $43,369^\circ$ . В области углов  $66^\circ$  для фазы  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$   $66,864^\circ$  и для  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$   $66,614^\circ$ . Можно предположить, что в зоне сплавления 2 в основном сформировалась фаза  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$ , наличие фазы  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$  нельзя исключить, а в зоне 3 и 4 сформировалась фаза  $\text{T}_2(\text{Al}_6\text{CuLi}_3)$ , наличие фазы  $\text{T}(\text{Al}_{20}\text{Cu}_2\text{Mn}_3)$  также нельзя исключить.

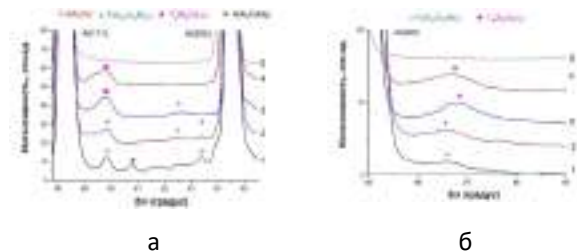


Рисунок 36. Рентгенограммы (на просвет) образца со сварным соединением: а) область углов  $39\text{--}43^\circ$ ; б) область углов  $66\text{--}68^\circ$ , 1 – сплав Д16Т, 2 – зона плавления сплава Д16Т, 3 – центр сварного шва, 4 – зона сплавления около сплава 1420; 5 – сплав 1420

Результаты испытаний на растяжение представлены в таблице 4.

Таблица 4. Механические характеристики сварных соединений без и после термообработки (ТО)

Режим	Предел прочности соединения на растяжение, МПа	Предел текучести соединения, МПа	Относительное удлинение, %
Сварной шов	207	193	0,76
Закалка при T=470 °C	240	187	2,4
Закалка при T=500 °C	302,5	192	5,32
Закалка при T=530 °C	181	167	1,07
Закалка при T=560 °C	40	20	0,32
Закалка при T=500 °C искусственное старение T= 190 °C и выдержки 8 ч	305	280	1,1
Закалка при T=500 °C искусственное старение T= 170 °C и выдержки 16 ч	299	257	1,5

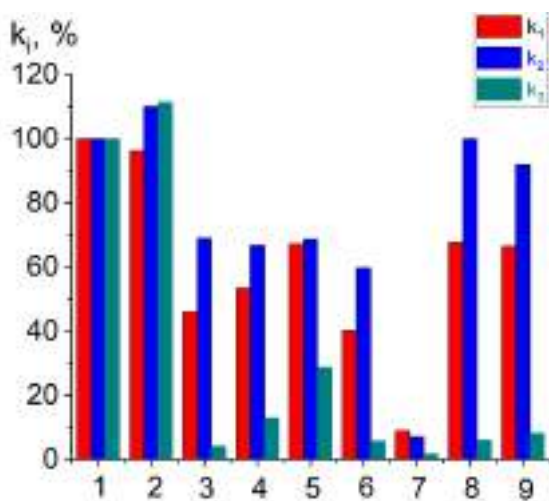


Рисунок 37. Зависимость коэффициентов  $k_i$  исходных сплавов, образцов со сварным соединением без ТО и после различных режимов термообработки: 1 – сплав 1420, 2 – сплав Д16Т, 3 – сварной шов, 4 – сварной шов после закалка при T=470 °C, 5 – сварной шов после закалка при T=500 °C, 6 – сварной шов после закалка при T=530 °C, 7 – сварной шов после закалка при T=560 °C, 8 – сварной шов после закалка при T=500 °C и искусственное старение T= 190 °C и выдержки 8 ч, 9 – сварной шов после закалка при T=500 °C и искусственное старение T= 170 °C и выдержки 16 ч.

На рисунке 37 показано коэффициенты  $k_1$ -отношение предела прочности на разрыв,  $k_2$ - отношение пре-

дела текучести,  $k_3$  - отношение относительного удлинения сварного соединения соответственно, к значениям сплава 1420, как наиболее прочного для сварного шва без ТО и после закалки и закалки с последующим искусственным старением.

Согласно таблице 4 и рисунку 37, испытания на растяжение показали, что механические характеристики сварного шва низкие по сравнению со сплавом 1420, как наиболее прочным среди исследуемых. Термообработка в виде процесса закалки повышает механические характеристики. Причем существует оптимальная температура закалки равная 500 °C, при которой наблюдается максимум предела прочности 302 МПа и относительного удлинения 5,32 %. Искусственное старение резко повышает предел текучести с 192 МПа до 280 МПа, относительное удлинение падает, а предел прочности остаётся постоянным.

Таким образом, были проведены комплексные экспериментальные исследования прочностных характеристик и структурно-фазового состава неразъемного соединения разнородных материалов на основе алюминиевого сплава Д16Т и алюминиево-литиевого сплава 1420, полученного методом лазерной сварки встык. Применение ТО существенно изменяет микроструктуру и фазовый состав интерметаллидной прослойки и тем самым прочность разнородных сварных соединений.

Анализ микроструктуры показал, что зона плавления имела дендритную структуру. Также при сварке по всем исследуемым режимам обнаружены интерметаллидные структуры. Установлено, что в сварном шве происходит перемешивание сплавов. При этом в зоне плавления преобладает влияние меди, которая проникает туда из расплавленного сплава Д16Т. Это проявляется в формировании преимущественно медьсодержащих фаз  $\theta(Al_2Cu)$ ,  $T(Al_{20}Cu_2Mn_3)$ ,  $T_2(Al_6CuLi_3)$ .

Отметим важные особенности формирования ванны расплава: из-за разницы в коэффициенте теплопроводности структура сварного шва различна.

На структуру кристаллизации при лазерной сварке существенно влияет термический режим сварки и изменение температуры от времени.

В нашем случае разные скорости охлаждения обусловлены различием теплопроводности для исследуемых сплавов в два раза. Это определило, по-видимому, увеличение размеров дендритов в области сплава 1420 с меньшей теплопроводностью приблизительно также в 2 раза от 5-10 мкм для сплава Д16Т до 10-15 мкм для сплава 1420.

Основой твердого раствора исходного сплава Д16Т является фаза  $\alpha_1-Al$  с кубической структурой  $Fm\bar{3}m$ . Механические характеристики исходного сплава обусловлены присутствием в основном упрочняющей интерметаллидной фазы  $S(Al_2CuMg)$ . Для сплава 1420 основная упрочняющая фаза  $\delta'(Al_3Li)$ .

В процессе сварки в шве фазовый состав и распределение легирующих элементов существенно изменяется. Согласно данным рентгенофазового анализа (РФА) в сварочном шве кроме  $S(Al_2CuMg)$  формируется интерметаллидная фаза  $\theta(Al_2Cu)$ .

В центре сварного шва сформировалась в основном фаза  $T_2(Al_6CuLi_3)$ , а также фаза  $T(Al_{20}Cu_2Mn_3)$

Было установлено, что в сварном шве сплавов систем Al-Cu, на границах дендритов в агломератах наблюдается сильное повышение концентрации Cu (приблизительно в 3 раза) и более слабое Mg, а также снижение данных элементов в твердом растворе. В сварном шве, согласно данным РФА, количество рефлексов  $S(Al_2CuMg)$  уменьшилось и появились рефлексы  $\theta(Al_2Cu)$ .

Уход легирующих элементов на границы субзерен может быть обусловлен неравновесной кристаллизацией. При резком остывании расплава происходит быстрая кристаллизация фазы  $\alpha-Al$  с выделением части легирующих элементов в виде отдельных фаз на границах зерен кристаллизации. Периферийные зоны дендритных ветвей субзерен обогащены элементами, понижающими температуру плавления алюминия, в частности, медью. Кроме этого, в литом металле могут присутствовать фазы, входящие в неравновесные эвтектики, при этом интерметаллидные фазы, взаимодействующие с алюминием по эвтектической реакции, располагаются по границам дендритных ячеек. Формирование агломератов интерметаллидных частиц на границах зерен сварного шва делает контрастными границы зерен (рисунок 37). В нашем случае количество рефлексов фаз  $S(Al_2CuMg)$  уменьшилось по сравнению с исходным сплавом, и появились рефлексы  $\theta(Al_2Cu)$ ,  $T(Al_{20}Cu_2Mn_3)$ ,  $T_2(Al_6CuLi_3)$ . В результате указанных процессов происходит уменьшение прочности шва до уровня 0,42 от прочности исходного сплава 1420, однако пластичность уменьшилась незначительно до уровня 0,70.

Закалка при оптимальной температуре 500 °C позволяет частично растворить указанные фазы, гомогенизировать твердый раствор с легирующими элементами. Рост прочности при закалке, по-видимому, связан с первыми стадиями процесса распада пересыщенных твердых растворов: с образованием зон Гинье-Престона и с выделением промежуточных метастабильных  $\theta''$  в сплавах Al-Cu.

Диффузионные процессы в твердом растворе и их влияние на образование стабильных фаз подробно исследованы для смеси Al-Cu-Mg. Здесь важно подчеркнуть различие двух процессов. При затвердевании расплава сварного шва формирование фаз  $\theta(Al_2Cu)$ ,  $T(Al_{20}Cu_2Mn_3)$ ,  $T_2(Al_6CuLi_3)$  на границах субзерен может быть обусловлено неравновесной кристаллизацией, т.е. диффузионными процессами в жидкой фазе. При закалке и старении фазовые изменения происходят в твердом растворе, т.е. значительно медленнее.

Интерметаллидные частицы с отличной от матрицы кристаллической решеткой и упорядоченным расположением атомов представляют собой более серьезное препятствие для движения дислокаций; дислокации не перерезают, а обходят эти частицы, образуя петли и накопление дислокаций. По мере того, как расстояние между частицами при старении уменьшается, напряжение, необходимое, чтобы изогнуть дислокации и протолкнуть их между частицами, возрастает, что и

приводит к повышению предела текучести. Именно поэтому максимальный эффект увеличения предела текучести наблюдается при тех режимах старения, при которых образуются дисперсные, равномерно распределенные в матрице на небольших расстояниях одна от другой интерметаллидные частицы.

Одним из перспективных направлений технологии создания корпусов аэрокосмической техники является лазерная сварка. Использование лазерной сварки позволяет в десятки раз повысить скорость получения соединения деталей по сравнению с клепаными соединениями. А также до 16 % снизить вес конструкции. Но в настоящее время сварные соединения уступают по прочности клепаным соединениям.

Сейчас разработаны материалы на основе алюминиевых сплавов с высокими прочностными качествами. После разливки металла изделие (прокат) проходит от 20 до 30 технологических операций, включающие многократный прокат, отжиг, старение, закалку и т.д. Во время сварки материал отбрасывается к первой операции – кристаллизации. Изучить, что происходит с материалом во время пост-термической обработки сварных швов, являлось целью данной работы.

Надо отметить, что вышеописанные исследования проводились на образцах, прошедших температурную обработку, при комнатной температуре. Но крайне важно понимать последовательность структурно-фазового состояния и морфологию образца в течение термообработки. Для проведения таких исследований была разработана методика проведения дифракционных исследований при высоких температурах.

Образец закреплялся в керамическом держателе и помещался в цилиндрическую высокотемпературную печь с проволочным нагревателем, установленным в пазах термоизоляционного материала. Внешний металлический корпус охлаждался дистиллированной водой. В непосредственный контакт с образцом приводилась платин-платинородиевая термopара. Печь имеет отверстие для входа монохроматизированного пучка синхротронного излучения диаметром 5 мм и для выхода дифрагированного излучения диаметром 35 мм. Для снижения тепловой нагрузки на двухкоординатный детектор выходное отверстие закрыто алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм с 3 мм отверстием по центру, для прохода первичного пучка излучения. Исследования проводятся в воздушной атмосфере. Максимально достижимая температура 1100 °C.

*In situ* дифракционные эксперименты проводились на сварных соединениях сплавов В- 1424 и В- 1469. В таблице 5 приведен состав данных сплавов.

Таблица 5. Процентный состав химических элементов, входящих в сплавы В-1424 и В-1469

Наименование сплава и система легирования	Химический элемент								
	Al	Cu	Mn	Li	Zr	Sc	Mg	Ag	Zn
В-1424 Al-4.9Mg-1.65Li	осн.	-	-	1,65	0,01	0,06	4,9	-	0,6
В-1469 Al-3.9Cu-0.3Mg-1.2Li	осн.	3,9	-	1,2	0,12	0,08	0,03	0,35	0,2

На рисунке 38 приведены фрагменты дифракционных картин, полученных от центрального участка сварного соединения листов алюминиевого сплава В-1424 толщиной 1,5 мм. Дифракционные картины были получены при температурах 20, 560, 400 и 40 °С.

Было проведено 23 измерения при разных температурах и времени выдержки. На рисунке 6.5 представлены наиболее характерные дифракционные картины. При комнатной температуре дифракционная картина состоит из ровных дифракционных пиков, принадлежащих фазе твердого раствора в алюминии легирующих элементов. Ровные кольца свидетельствуют о мелкокристаллическом строении образца. После 400 °С ровные кольца разбиваются на ряд рефлексов, что обусловлено укрупнением размера зерен при кристаллизации. При 560 °С зарегистрировано образование первых кристаллитов фазы  $Al_2LiMg$ . Также в районе 1-2 и 3-5 дифракционных максимумов наблюдается повышение фона, что может свидетельствовать о появлении жидкой фазы. В системе Al-Mg существует три эвтектических равновесия при температурах 438, 448 и 450 °С. Добавка Li может дать эвтектические составы, плавящиеся при более низких температурах. Появление жидкой фазы может ускорять процесс выделения и роста интерметаллической фазы из твердого раствора. При охлаждении происходит дальнейший рост кристаллитов фазы  $Al_2LiMg$  и объединение их в агломераты. Данные кристаллиты образуются, вероятно, по межзеренным границам, так как они формируются при посредстве жидкой фазы.

При охлаждении образца до температуры 40 °С обнаруживается смещение дифракционных максимумов в область больших углов, что свидетельствует об уменьшении параметра ячейки вследствие снижения количества растворенных легирующих элементов в матрице алюминия. Также в области больших углов

дифракции наблюдается расщепление некоторых дифракционных максимумов (рисунок 39).

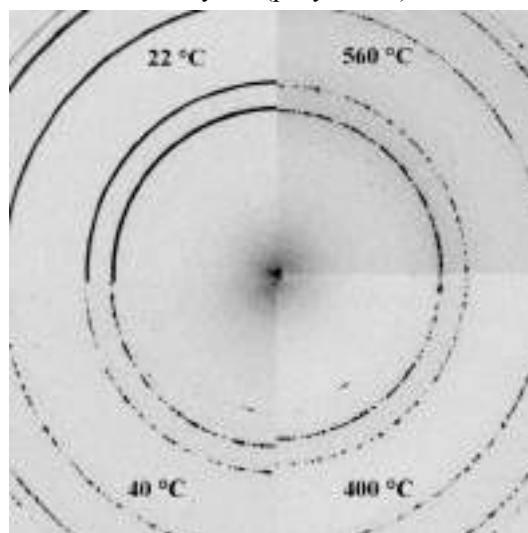


Рисунок 38. Фрагменты дифракционных картин, полученных от участка сварного соединения сплава В-1424 во время термообработки при различных температурах

Расщепление дифракционных максимумов может свидетельствовать об образовании второй фазы твердого раствора с пониженной концентрации легирующих элементов и имеющих искаженную решетку твердого раствора.

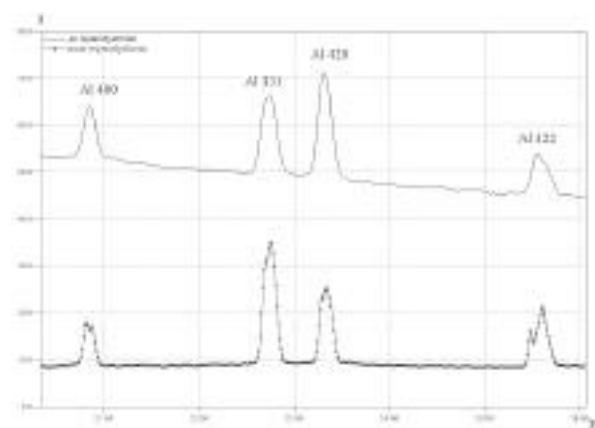


Рисунок 39. Фрагмент дифрактограммы от участка сварного соединения листов из сплава В-1424 до и после термической обработки.

На рисунке 40 представлены фрагменты дифракционных картин от листового материала вдали от зоны воздействия лазерного излучения и зоны сварного шва, полученного лазерной сваркой. Как видно из дифракционных данных, материал, предназначенный для сварки, состоит из мелкокристаллического твердого раствора в алюминии легирующих элементов. Наблюдается слабая текстура, обусловленная прокаткой.



Рисунок 40. Фрагменты дифракционных картин, полученных от участка сварного соединения сплава В-1424 во время термообработки при различных температурах

По дифракционной картине исходного материала можно сделать вывод: это твердый раствор легирующих элементов в алюминии. Материал, в основном, мелкокристаллический и немного текстурированный. Дифракционная картина сварного шва отличается от дифракционной картины исходного материала наличием дифракционных пиков интерметаллических соединений. После сварки в материале сварного шва образовались и выделились интерметаллические соединения  $Al_2Cu$ ,  $Al_6CuLi_3$  и  $Al_2Cu$ .

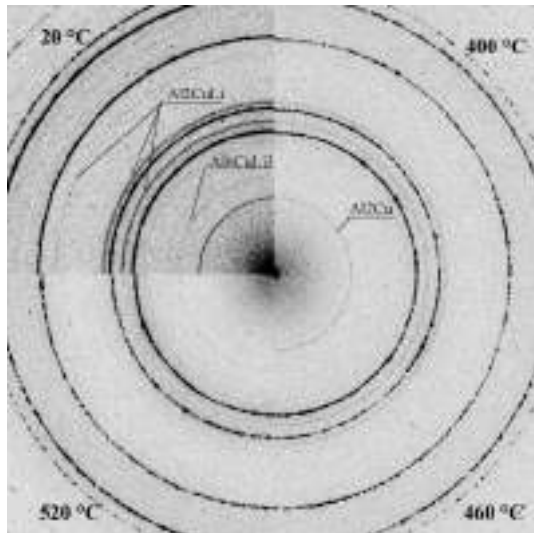


Рисунок 41. Фрагменты дифракционных картин от сварного шва сплава В-1469 при различных температурах в течении термообработки

На рисунке 41 представлены фрагменты дифракционных картин от сварного шва при различных температурах. Видно, что после 400 °C содержание интерметаллических фаз сильно сокращается. А при 520 °C интерметаллические фазы практически исчезают. В системе Al-Cu существует эвтектическая точка с температурой перехода твердое-жидкое 548 °C. В работе указывается на существование тройной (Al-Cu-Li) эвтектики при температуре 542 °C. Возможно, существуют из элементов, входящих в сплав, эвтектические

точки с более низкой температурой плавления. О наличии жидкой фазы говорит повышение фона в области 1-2 и 3-5 дифракционных максимумов.

При 550 °C (рисунок 42) в жидкую фазу попадает все больше элементов из твердого раствора, и начинается кристаллизация фазы  $Al_2CuLi$ . При охлаждении формируется мелкокристаллическая фаза  $Al_2Cu$ .

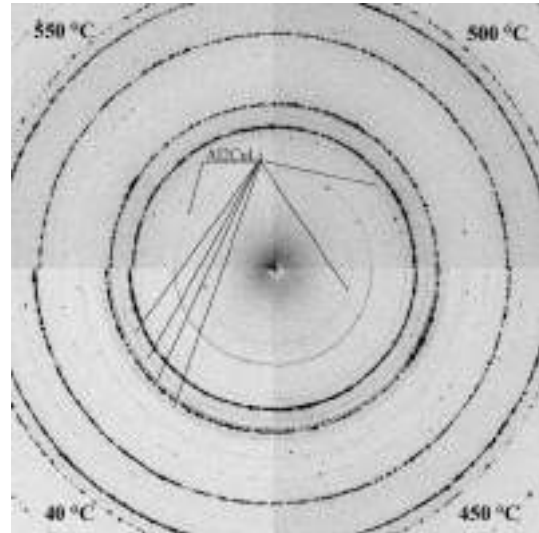


Рисунок 42. Фрагменты дифракционных картин от сварного шва сплава В-1469 при различных температурах в течение термообработки в режиме охлаждения

*Исследование фазового состава и структуры ZrN покрытий, нанесённых на различные подложки методом ионно-плазменного напыления в плазме низкого давления на станции «Аномальное Рассеяние», канал СИ №2 ВЭПП-3 (Институт сильноточной электроники СО РАН, Томский политехнический университет, г. Томск, ИК им. Г.К.Борескова СО РАН, Винокуров З.С.)*

Для улучшения эксплуатационных свойств разных групп материалов требуется модификация поверхностного слоя различными методами, например, нанесением упрочняющих или защитных покрытий. Одним из способов формирования свойств поверхности является ионно-плазменное напыление в вакууме или в плазме низкого давления. Различные методики допускают нанесение многокомпонентных или многослойных покрытий, в том числе, в различных средах. Среди химико-термических методов упрочнения поверхности металлических материалов выделяется метод азотирования в плазме разрядов низкого давления (~ 1 Па), которое позволяет производить не только эффективную очистку поверхности материала газовыми



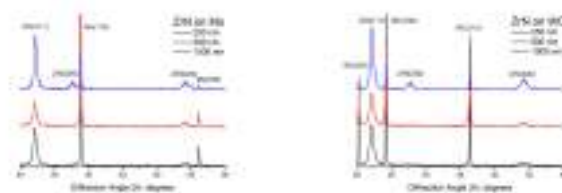
ионами от оксидов и загрязнений, но и варьировать фазовый состав азотированного слоя при изменении состава плазмы и параметров воздействия на подложку. Большой объем данных о закономерностях фазообразования азотированных слоёв получен для азотирования в аномальном тлеющем разряде при давлении (100-1000) Па, однако вопрос о доминирующих механизмах азотирования до сих пор остаётся открытым. Сотрудниками Института сильноточной электроники СО РАН (г. Томск) предложено реализовать методику In Situ дифракционного исследования процесса роста покрытий, наносимых из плазмы низкого давления, на пучке СИ накопителя электронов ВЭПП-3. Для оценки возможности проведения исследований In Situ были выполнены предварительные эксперименты по Ex Situ определению фазового состава покрытий на основе нитрида циркония, сформированных в плазме низкого давления.

Свойство малой угловой расходимости пучка СИ в вертикальной плоскости может быть использовано для получения дифракционных картин от поверхностных слоев образца методом дифрактометрии в скользящем падении (Grazing Incidence Diffraction). С использованием геометрии скользящего падения был исследован фазовый состав ZrN покрытий на различных поверхностях. Были получены две серии образцов нитридов циркония на молибдене и карбиде вольфрама. В каждой серии по три образца с толщиной покрытий 250, 500 и 1000 нм, определяемых условиями синтеза. Рентгенограммы серий образцов представлены на Рис.43 (а,б). Фаза нитрида циркония во всех случаях хорошо видна, что позволяет рассчитывать на успешное проведение экспериментов In Situ.

Следует отметить некоторую особенность, общую для обеих серий исследованных образцов. На рентгенограммах образцов с покрытием 250 нм и 500 нм наблюдаются рефлексы (111) и (220), интенсивность рефлекса (200) практически нулевая. В образцах с 1000-нм покрытием видны все рефлексы ZrN с изменённым соотношением интенсивностей. Структура нитрида циркония относится к типу NaCl, в котором направление [111] является направлением плотнейшей упаковки. Соответственно, нарушения упорядоченности в перпендикулярном направлении не приводит к изменению интенсивности рефлекса (111), тогда как снижение интенсивности рефлексов в направлении [100] вплоть до полного исчезновения свидетельствует о высокой концентрации дефектов упаковки. Ширины наблюдаемых рефлексов монотонно уменьшаются с ростом толщины покрытия, что связано, по-видимому, с увеличением размеров кристаллитов и уменьшением дефектности структуры покрытия. Интенсивность рефлексов подложки снижается с ростом толщины покрытия вследствие поглощения падающего и дифрагированного излучения в сформированном нитриде циркония.

Рентгенограммы получены в режиме поточечного сканирования с использованием длины волны излучения  $\lambda=0.1481$  нм, угол падения излучения на образец  $\sim 3^\circ$ . Время экспозиции составляло от 3 до 5 секунд на

точку, что позволяет рассчитывать на соответствующее разрешение по времени в экспериментах In Situ с позиционно-чувствительным детектором.



а) б)

Рисунок 43. Изменение фазового состава покрытий ZrN с ростом толщины покрытия на поверхностях молибдена и карбида вольфрама.

### Operando дифракционное исследование $MnO_x-ZrO_2$ катализатора при окислении пропана (Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, Винокуров З.С.)

Методом соосаждения была приготовлена серия  $MnO_x-ZrO_2$  катализаторов при варьировании температуры прокаливания от 400 до 800°C. На рис. 44 приведена активность (скорость реакции окисления пропана), рассчитанная при температуре 250°C для исследуемых катализаторов. С ростом температуры получения от 400 до 650 °C наблюдается увеличение активности от  $8,30 \times 10^{-3}$  до  $11,2 \times 10^{-3} \text{ см}^3(\text{C}_3\text{H}_8)\text{г}^{-1}\text{с}^{-1}$ . Дальнейшее повышение температуры прокаливания приводит к снижению каталитической активности, например, для катализатора *Mn-Zr-800* активность составляет  $7,87 \times 10^3 \text{ см}^3(\text{C}_3\text{H}_8)\text{г}^{-1}\text{с}^{-1}$ . Аналогичные зависимости ранее наблюдались в реакции окисления СО для  $MnO_x-ZrO_2$  катализатора с соотношением катионов  $Mn/Zr=0.12/0.92$ , максимум каталитической активности фиксировался при температуре прокаливания 650-700 °C и был связан формированием твердого раствора  $(Mn, Zr)O_2$ . Таким образом, наибольшая активность характерна для катализатора *Mn-Zr-650*, который исследуется далее.

В исходном состоянии катализатор *Mn-Zr-650* включает рефлексы  $(Mn,Zr)O_2$  пр.гр. *Fm3m* (PDF No. 77-2157) (рис.43). Кроме того, видны пики оксида марганца  $Mn_2O_3$  (PDF No. 41-1442) Параметр решетки фазы на основе оксида циркония для *Mn-Zr-650* равен  $5.052(1)\text{Å}$ , что меньше значения  $5.128 \text{ Å}$  для чистого кислород дефицитного оксида циркония кубической модификации  $ZrO_{1.7}$  пр.гр. *Fm3m* (PDF No. 49-1642). Так как катион марганца обладает меньшим ионным радиусом по сравнению с цирконием ( $Zr^{4+} = 0.72\text{Å}$  (VI),  $Mn^{4+} = 0.53\text{Å}$  (VI)), то уменьшение параметра решетки свидетельствует о формировании твердого раствора  $(Mn, Zr)O_2$ . Согласно зависимости параметра решетки от содержания марганца для твердых растворов  $(Mn, Zr)O_2$  опубликованной нами ранее, полученный твердый раствор соответствует содержанию 25(3)ат.% Mn.

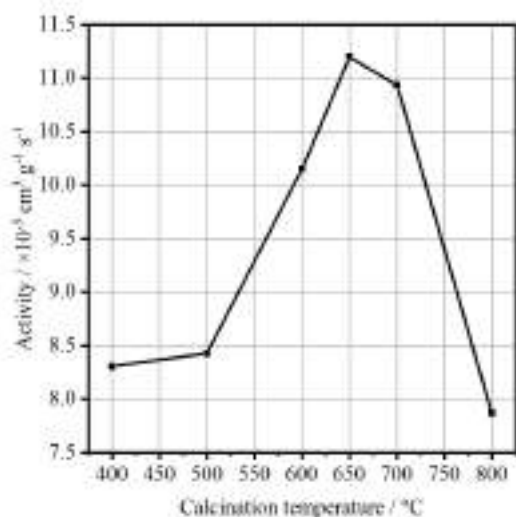


Рисунок 44. Каталитическая активность для Mn-Zr- катализаторов при температуре реакции 250°C в зависимости от температуры прокаливания.

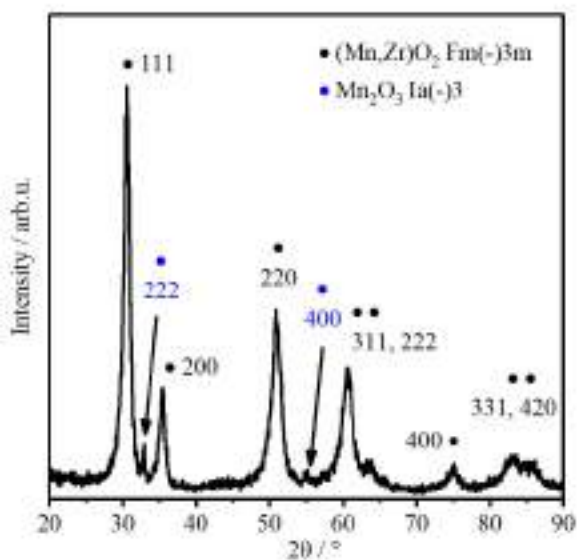


Рисунок 45. Рентгенограмма катализатора Mn-Zr-650. Длина волны излучения 1.5418Å.

Для определения фазового состава и активности катализатора в условиях реакции окисления пропана были проведены *operando* исследования катализатора Mn-Zr-650 методами рентгеновской дифракции и масс-спектрометрии. Структурные свойства катализатора изучены при нагреве в среде пропана, кислорода и при соотношении пропан:кислород, равном 1:6. Установлено, что в «чистом» пропане на катализаторе идет реакция дегидрирования с образованием пропилена и водорода, что сопровождается изменением структуры катализатора (рис. 46).

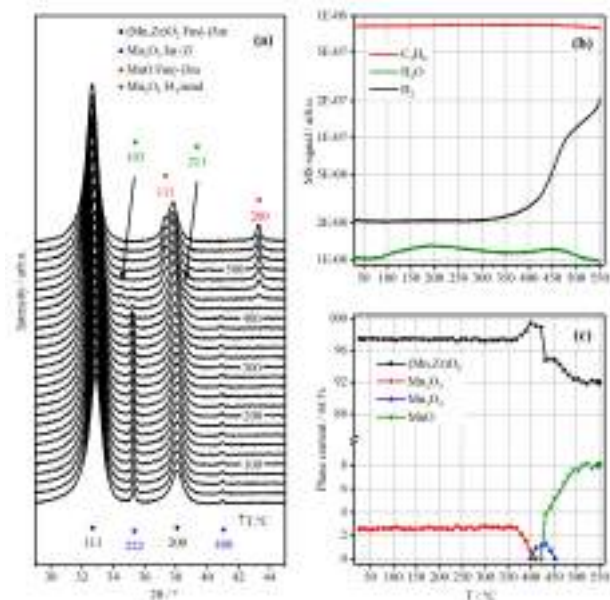


Рисунок 46. Рентгенограммы Mn-Zr-650, записанные при нагреве в 5.3%C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/He от 30 до 550°C со скоростью 5°/ мин, длина волны 1.6467 Å (а) и данные масс-спектрометрии полученные параллельно (b). Изменение фазового состава при изменении температуры. При уточнении дифракционных картин методом Ритвельда для определенности использовалась модель оксида Mn<sub>0.3</sub>Zr<sub>0.7</sub>O<sub>2</sub> с фиксированным катионным и анионным составом (с).

Исходный катализатор состоит из твердого раствора (Mn,Zr)O<sub>2</sub> и оксида Mn<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, в ходе реакции происходит восстановление катионов Mn как в объеме твердого раствора (Mn,Zr)O<sub>2</sub>, так и в составе кристаллических оксидов согласно: Mn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> → Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> → MnO.

В условиях же каталитической реакции окисления пропана и в «чистом» кислороде структура катализатора не претерпевает изменений (рис. 47).

Сравнение изменения параметров решетки твердого раствора в различных атмосферах приведено на рис. 48. Видно, что зависимости параметров от температуры в реакционных условиях и в кислороде совпадают. Это указывает на то, что структура катализатора не изменяется в условиях окисления пропана. Считается, что для Mn-содержащих оксидов реакция окисления протекает по механизму Марс-ван Кревелена, реагент окисляется «решеточным» кислородом из структуры смешанного оксида с формированием продуктов реакции, кислородная вакансия «залечивается» кислородом из газовой фазы. В нашем случае метод рентгеновской дифракции не фиксирует изменений в структуре оксида, вероятно, вследствие исключительно поверхностных изменений структуры катализатора.

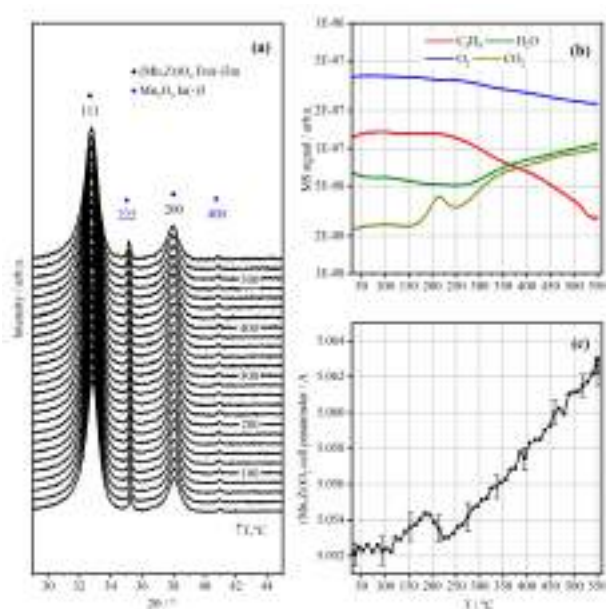


Рисунок 47. Рентгенограммы *Mn-Zr-650*, записанные при нагреве в реакционной среде 1% $C_3H_8/6\%O_2/He$  от 30 до 550°C со скоростью 5°/мин, длина волны 1.6467 Å (а) и данные масс-спектрометрии полученные параллельно (б). Изменение параметра решетки (Mn,Zr) $O_2$  при изменении температуры (с).

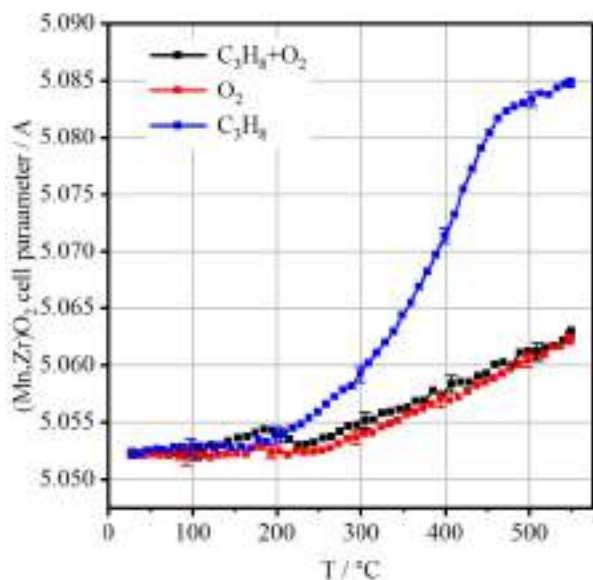


Рисунок 48. Изменение параметра решетки (Mn,Zr) $O_2$  от температуры в реакционных условиях 1% $C_3H_8/6\%O_2/He$  (черные квадраты), 20% $O_2/He$  (красные), 5.3% $C_3H_8/He$  (синие).

В среде же пропана (без кислорода) происходит восстановление катионов марганца. В данных условиях параметр решетки значительно превышает значения

для кислород-содержащей среды. Сначала наблюдается его незначительные изменения в диапазоне температур 25-180°C, затем происходит резкий рост от 5.052 до 5.081 Å при 180-460°C, после чего параметр медленно возрастает до 5.085 Å при 460-550°C. Увеличение параметра решетки может быть связано как с восстановлением катионов Mn в объеме твёрдого раствора (так как катионный радиус  $Mn^{2+}$  (VI) 0.67 Å больше, чем для  $Mn^{3+}$  (VI) 0.58 Å,  $Mn^{4+}$  (VI) 0.53 Å), так и с распадом твёрдого раствора с образованием дополнительных фаз оксидов марганца. При выходе марганца из твёрдого раствора параметр решетки должен увеличиваться, вследствие разности ионных радиусов Mn и Zr. В пользу последнего предположения говорит тот факт, что наблюдается увеличение весового содержания марганца в составе простых оксидов после обработки (рис.47с). По данным масс-спектрометрии, при T=420-550°C появляется сигнал от  $H_2$ , сигнал от пропана уменьшается (рис. 3б). Наблюдаемое явление может быть связано с протеканием каталитической реакции дегидрирования пропана  $C_3H_8 \rightarrow C_3H_6 + H_2$ . Известно, что  $ZrO_2$  является катализатором данной реакции, активными центрами в котором служат координационно ненасыщенные атомы Zr, образующиеся в ходе удаления кислорода из структуры оксида. Катионы марганца могут усиливать данный эффект за счет образования дополнительных кислородных вакансий. Выделяющийся в ходе реакции водород также может идти на восстановление катализатора.

По результатам данной работы статья принята к публикации в ЖСХ.

### Влияние галлия на эффект «термоактивации» в $MnO_x-Al_2O_3$ катализаторах полного окисления (Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, З.С. Винокуров)

В данной работе исследовалось, как внедрение оксидов галлия в состав катализатора  $MnO_x-Al_2O_3$  повлияет на каталитические свойства в окислении CO и структурные аспекты формирования активного компонента. Для этого рассматривались три серии катализаторов: 10Mn90Al-T (Mn:Al=10:90, ат.%), 10Mn90Ga-T (Mn:Ga=10:90, ат.%), 10Mn85Al5Ga-T (Mn:Al:Ga=10:85:5, ат.%), где T – температура прокаливания. Каталитическая активность тестировалась в реакции окисления CO. Для определения особенностей формирования активного компонента в условиях высокотемпературной обработки применялся *in situ* РФА. На рис. 49 приведены значения каталитической активности в окислении CO, нормированной на грамм катализатора в зависимости от температуры получения для трех серий катализаторов. Как следует из зависимости, наиболее активным катализатором в реакции окисления CO является бинарный образец 10Mn90Al, прокаленный при 900-1000°C.

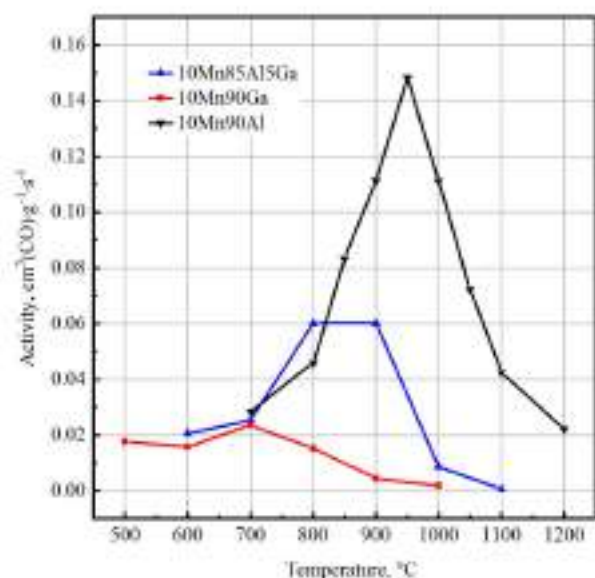


Рисунок 49. Зависимость каталитической активности в реакции окисления CO двухкомпонентных систем состава 10Mn90Ga и 10Mn90Al и трехкомпонентной системы состава 10Mn85Al5Ga от температуры прокаливании образцов в реакции окисления CO.

Так введение 5 ат.% Ga снижает активность 10Mn90Al-900 алюмомарганцевого катализатора от 0.0863 до 0.0407  $\text{cm}^3(\text{CO})\text{g}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Наибольшую активность в серии 10Mn85Al5Ga показывают катализаторы 10Mn85Al5Ga-800 и 10Mn85Al5Ga-900. При этом температурные максимумы активности смещаются в область пониженных температур прокаливания. Зависимость активности от температуры прокаливания для катализаторов в серии 10Mn90Ga также проходит через пологий максимум в области температур 700 – 800°C. Таким образом, результаты каталитических испытаний в окислении CO показали, что введение добавки оксида галлия в алюмомарганцевый катализатор негативно сказывается на каталитических свойствах, при этом влияния на активность эффекта «термоактивации» не наблюдается. И если интереса с практической точки зрения такие системы не представляют, то выяснение причин наблюдаемого явления со структурной точки зрения позволит расширить наши фундаментальные представления о процессе «термоактивации».

Сравнение фазового состава (рис.50) трех серий катализаторов показало, что введение оксида галлия в количестве 5% не проявляется в виде формирования отдельных фаз оксидов галлия ( $\gamma$ ,  $\beta$  и  $\alpha$ ), а приводит к образованию смешанного оксида  $\text{Mn}_x\text{Al}_y\text{Ga}_z\text{O}_4$  со структурой шпинели при температурах выше 1000°C, которая не наблюдалась в двойной системе Mn-Al. В серии катализаторов 10Mn85Al5Ga наряду со смешанной шпинелью образуются наночастицы оксида марганца  $\beta\text{-Mn}_3\text{O}_4$ , которые и обуславливают каталитическую активность в окислении CO.

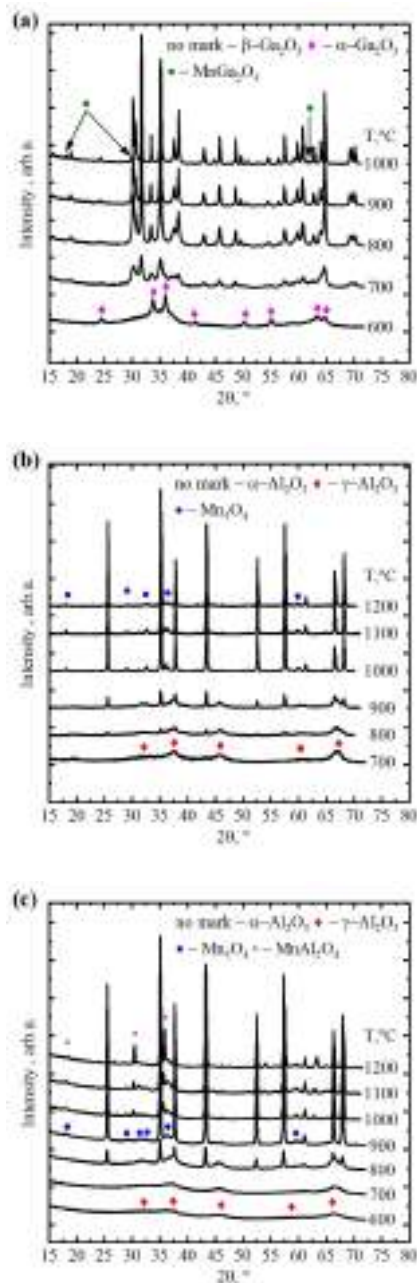


Рисунок 50. Рентгенограммы серий катализаторов 10Mn90Al(a), 10Mn90Ga(б) и 10Mn85Al5Ga(в), прокаленных в температурном диапазоне 600-1200°C.

Поскольку строение активного компонента напрямую связано с высокотемпературным предшествующим, то для того чтобы разобраться с причинами падения каталитической активности при добавлении галлия к  $\text{MnO}_x\text{-Al}_2\text{O}_3$  катализаторам необходимо ответить на два вопроса: (1) происходит ли формирование смешанного оксида при температуре синтеза (2) как протекает процесс расслоения оксида при охлаждении на воздухе. Поэтому в работе были проведены высокотемпературные дифракционные эксперименты для катализатора 10Mn85Al5Ga-1000. Сначала образец быстро нагревался в камере-реакторе до температуры

1000°C со скоростью 200%/мин, затем медленно охлаждался до комнатной температуры со скоростью 10 °/мин (рис. 51). При 1000°C в образце помимо рефлексов корунда наблюдаются только рефлексы кубической фазы  $Mn_xAl_yGa_zO_4$  со структурой шпинели, что коррелирует с данными фазовых диаграмм и превращений для Mn-Al-O.

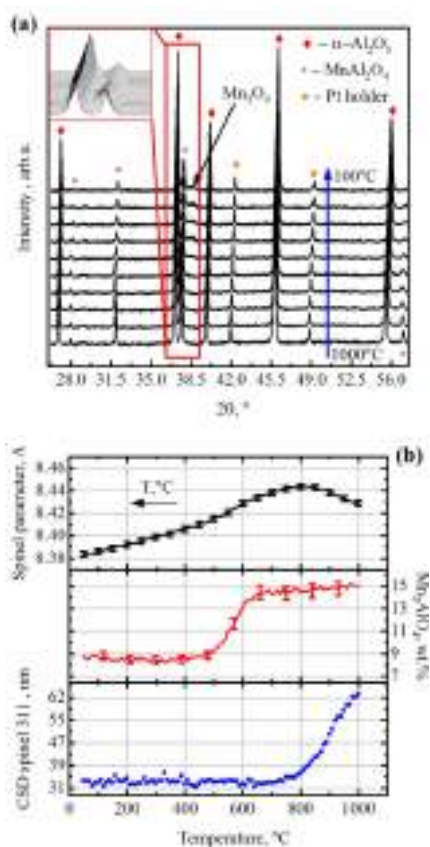


Рисунок 51. Рентгенограммы катализатора  $10Mn_5Ga_85Al-1000$ , снятые в условиях его постепенного охлаждения на воздухе от 1000 °C до 100 °C со скоростью 10 °/мин – (а); изменение параметра решётки, содержания (вес.%) и средних размеров ОКР для оксида со структурой шпинели при охлаждении – (б).

При охлаждении на воздухе в диапазоне температур 1000-500°C наблюдается расслоение смешанного соединения, относительная интенсивность дифракционных рефлексов шпинели постепенно уменьшается, одновременно происходит уширение пиков. Также, наблюдаются сильные отклонения зависимости параметра решетки шпинели от линейной, что говорит о дополнительном вкладе, помимо термического, связанном с изменением атомного состава. На рис. 3b приведено изменение параметра решетки шпинели при охлаждении на воздухе. От 1000 до 800°C параметр решетки увеличивается от  $a=8,429$  до  $8,445\text{Å}$ , соответственно, затем уменьшается до исходного значения  $a=8,429\text{Å}$  (при 600°C). Ниже 500°C зависимость для параметра становится линейной. Одновременно происходит уменьшение размеров кристаллитов оксида от

63 до 31 нм, данный процесс не сопровождается уменьшением содержания смешанного оксида. В области температур 1000-800°C наблюдаемые изменения в параметрах решетки и ОКР свидетельствуют о протекании начальной стадии расслоения шпинели, по-видимому, идет разделение на области с различным содержанием марганца. Так как ионный радиус катионов алюминия ( $Al^{3+}$  0.39Å, КЧ=4 и 0.54Å, КЧ=6) меньше, чем марганца ( $Mn^{3+}$  0.58Å, КЧ=6,  $Mn^{2+}$  0.66Å, КЧ=4 и 0.96Å, КЧ=6) и галлия ( $Ga^{3+}$  0.47Å, КЧ=4 и 0.62Å, КЧ=6), то по аналогии с Al-Mn системой, можно предположить, что наблюдаемое увеличение параметра решетки при охлаждении до 800°C связано с выходом катионов алюминия из состава твердого раствора. При дальнейшем охлаждении до 600°C наблюдается, наоборот, уменьшение параметра решетки, которое свидетельствует о выходе из структуры катионов марганца. (здесь мы не рассматриваем диффузию катионов галлия так как его, с одной стороны, мало, с другой стороны, он более тяжелый и менее подвижный элемент) Одновременно, на рентгенограмме при  $2\theta=38,7^\circ$  появляется новый пик, соответствующий оксиду марганца  $Mn_2O_3$ . Это означает, что вышедшие из структуры смешанного оксида катионы марганца кристаллизуются в наночастицы оксида марганца. Ниже температуры 500°C изменение параметра решетки шпинели линейное, вероятно, обусловленное только термическими факторами, изменений ОКР также не происходит. В отличие от алюмомарганцевой системы, в которой расслоение приводит к формированию активных состояний оксида марганца и выходу катионов алюминия в аморфизованное состояние, при добавлении галлия, полного расслоения не наблюдается, остаются рефлексы исходного оксида. Таким образом показано, что добавки галлия стабилизируют высокотемпературного предшественника со структурой шпинели, препятствуя его полному расслоению. Так как процесс расслоения высокотемпературной фазы сопровождается присоединением кислорода и появлением наноразмерных и/или рентгеноаморфных фаз, как наблюдалось для алюмомарганцевой системы.

*Структурные особенности  $La_{1.9}Ca_{0.1}NiO_{4+\delta}$  при отпуске после высокотемпературной закалки. (Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, ИХТТ УРО РАН, З.С. Винокуров)*

Необычное поведение параметров решетки (Рис 52) было зарегистрировано при изучении термической и химической стабильности серии образцов  $La_{2-x}Ca_xNiO_{4+\delta}$  (структура типа  $K_2NiF_4$ , пр. гр. I4/mmm) методом рентгеновской дифракции in situ. Наиболее сильные антибатные изменения параметров решетки наблюдались для образца  $La_{1.9}Ca_{0.1}NiO_{4.11}$  (LCNO\_01) и менее выраженные для  $La_2NiO_{4.17}$  и  $La_{1.8}Ca_{0.2}NiO_{4.09}$ .

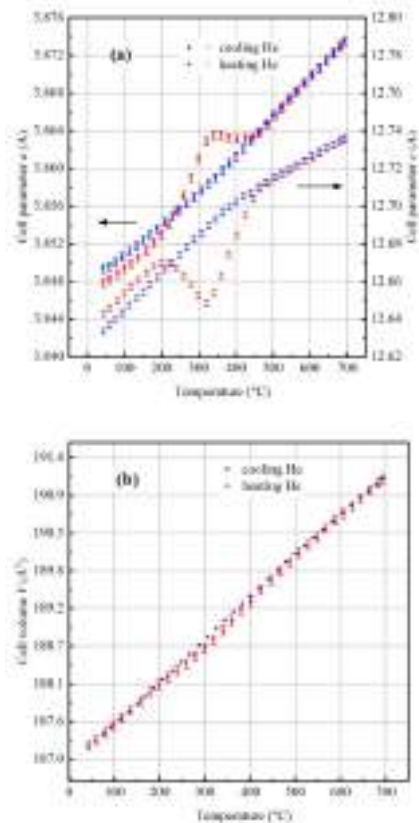


Рисунок 52. Зависимости параметров решетки  $a$ ,  $c$  (a) и объема элементарной ячейки (b) от температуры, полученные для LCNO\_01 при нагреве/охлаждении в He.

Установлено, что такое поведение параметров решетки наблюдается только для свежеприготовленного образца, и любая высокотемпературная обработка (выше примерно 200 °C) при относительно малой скорости охлаждения приводит к его исчезновению. Чтобы воспроизвести такое изменение параметров решетки, мы нагрели образец до 1100 °C на воздухе и закалили до КТ (образец, обозначенный как LCNO\_01\_q). Согласно данным РФА, в закаленном образце отсутствуют какие-либо структурные напряжения или сверхструктурные рефлексы. Для доказательства того, что изменение параметров решетки связано не с потерей кислорода, а с миграцией кислорода в структуре, мы нагрели закаленный образец в He до 250 °C, что на 150 °C ниже температуры потери кислорода по данным ТГА, полученным в инертной атмосфере и на 50 °C выше температуры активации диффузии кислорода по данным изотопного обмена (ТРИЕ). В статических условиях в течение 150 минут отжига при 250 °C наблюдалось уменьшение параметра  $c$  и увеличение параметра  $a$  (рис. 51), что и ожидалось на основании рис. 50(a).

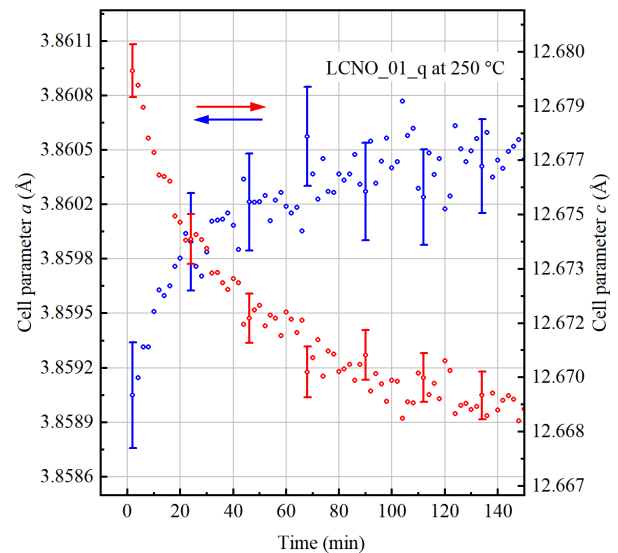
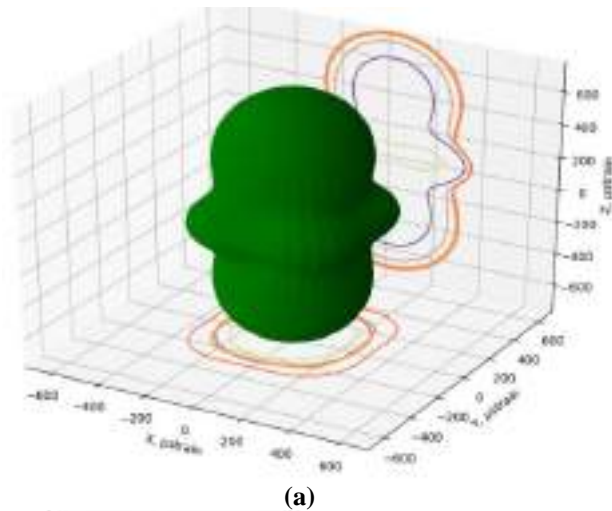
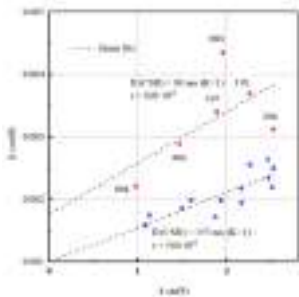
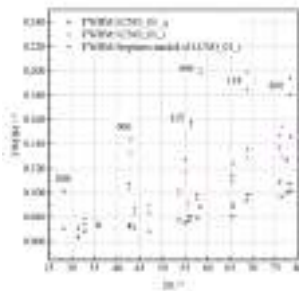


Рисунок 53. Параметры решетки  $a$ ,  $c$  в зависимости от времени для закаленного образца LCNO\_01\_q при 250 °C в потоке He.

Интересно, что после охлаждения, помимо уменьшения параметра  $c$  и увеличения параметра  $a$ , в образце наблюдались анизотропные микронапряжения в кристаллографическом направлении [001] (рис. 54(a)). Как видно из рис. 54(б), наблюдается отчетливое уширение рефлексов с индексами Миллера 001 и  $hkl$  (для высоких  $l$  и низких  $h/k$ ) по сравнению с рефлексами для закаленного образца. Обобщенная модель, предложенная Стивенсом для учета анизотропного уширения отражений, дает удовлетворительное соответствие, которое можно проиллюстрировать путем сравнения наблюдаемой полуширины отдельных пиков с вычисленными с использованием анизотропной модели (рис. 54(б)). На рис. 54с показаны две отдельные аппроксимации Вильямсона-Холла для уширенных и остальных отражений. На этом графике четко видно уменьшение области когерентного рассеяния (ОКР/CSR) в направлении [001] (более высокое пересечение оси  $Y$ ), а также увеличение микронапряжений (большой наклон линейной аппроксимации для уширенных отражений).



(a)



(b)

(c)

Рисунок 54. Трехмерное распределение микронапряжений по модели Стивенса для LCNO\_01\_q после обработки в He при 250 °C (LCNO\_01\_t) – (a); FWHM от 2θ для экспериментальных профилей дифракции LCNO\_01\_q (черные крестики), LCNO\_01\_t (красные кружки) и для модельного профиля дифракции (синие кружки, модель Стивенса) – (б); График Вильямсона-Холла для отражений 00l и hkl (для высоких l и низких h/k) (красные кружки) и остальных отражений (синие кружки) для образца LCNO\_01\_t – (c). β – интегральная ширина.

На рис. 55 показано улучшение аппроксимации Ритвельда при использовании модели Стивенса по сравнению с аппроксимацией с изотропным уширением ( $\epsilon = 2200 \cdot 10^{-6}$ ) для закаленного образца (250 °C, 150 мин).

По-видимому, наблюдаемый эффект имеет место для неравновесных фаз RP и может быть вызван присутствием их структуры анизотропией. Но что на самом деле происходит на атомном уровне, трудно получить из данных XRD, поскольку они дают нам атомную

структуру, усредненную по всему объему образца. Особое значение имеет тот факт, что микродеформации появляются после обработки образца при температуре активации диффузии кислорода по данным изотопного обмена, но ниже выхода/включения кислорода по данным ТГА. На основании полученных результатов можно предположить, что микродеформации, возникающие в основном в направлении [001], вероятно, вызваны неравномерным перераспределением межузельного кислорода в попытке уменьшить деформационные напряжения решетки, которые не были компенсированы вследствие закалки из высокотемпературного состояния (это состояние обладает меньшей деформацией из-за расширения решетки). Полученное распределение, вероятно, вызывает локальное искажение кристаллической структуры кислородных октаэдров вокруг атомов никеля. Следовательно, мы полагаем, что перераспределение кислорода является результатом релаксации метастабильного состояния после закалки и приводит к такому интересному поведению параметров решетки при отпуске из-за отсутствия возможности поглотить больше кислорода, как это произошло бы при медленном охлаждении.

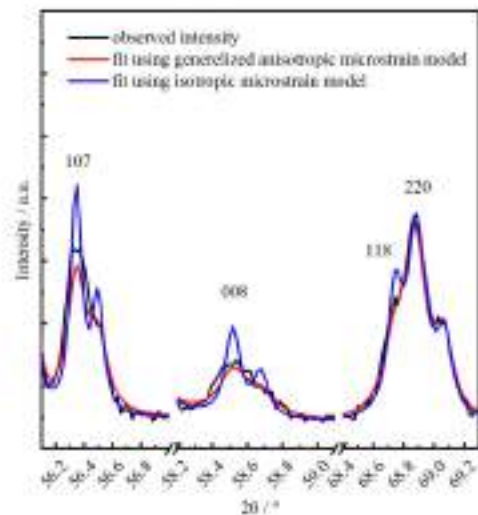


Рисунок 55. Сравнение аппроксимации Ритвельда для 107, 008 и 118 отражений между моделями изотропной и анизотропной микродеформации (реализованной в программе GSAS-II), полученной для LCNO\_01\_t.

Изображения HRTEM образца LCNO\_01\_q показывают хорошо упорядоченную кристаллическую решетку (рис. 56 (a)) для кристаллитов микронного размера со случайными отдельными дефектами упаковки (рис. 56 (б)), что ожидается, учитывая существование фаз RP более высокого порядка. В целом образец сохраняет после закалки хорошо упорядоченную высокотемпературную структуру, которая должна быть метастабильной при комнатной температуре.

Решетка образца LCNO\_01\_t существенно менее упорядочена, чем у закаленного (рис. 57(a)). Кроме

того, на поверхности наблюдается некоторая аморфизация и появление наноразмерных частиц (предположительно NiO), а также множество разориентированных планарных дефектов. Электронная дифракция также показывает диффузное рассеяние (вытянутые формы пятен) (рис. 57(б)) и микродеформации (увеличенные размеры пятен) (рис. 57(в)).

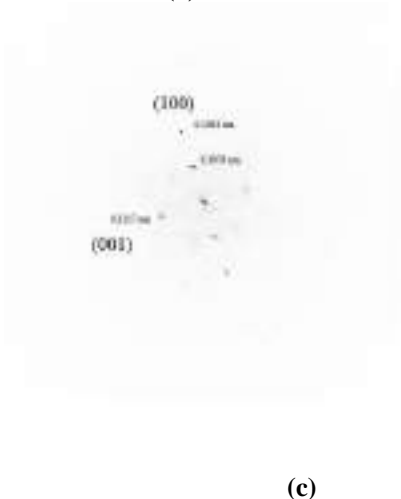
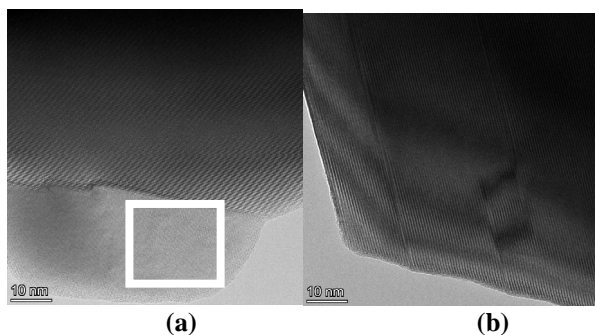


Рисунок 56. HRTEM изображение образца LCNO\_01\_q – (а); случайные дефекты упаковки в решетке образца LCNO\_01\_q – (б); электронная микродифракция LCNO\_01\_q из области, отмеченной белым квадратом – (в).

Образец LCNO\_01 также имеет плоские дефекты (рис. 58(а) и (б)), но упорядоченные в направлении  $[101]$  (рис. 58(в)). Этот факт не наблюдается с помощью РФА, поэтому невозможно отличить образец с высокоупорядоченной метастабильной решеткой от среднетемпературного равновесного образца, содержащего множество упорядоченных в одном направлении планарных дефектов.

Таким образом, HRTEM действительно подтверждает более высокую степень разупорядоченности образца LCNO\_01\_t, а также выявляет различия в разупорядочении решетки, не видимые на рентгенограммах, между образцами LCNO\_01\_q и LCNO\_01, в частности, наличие ориентированных планарных дефектов в образце LCNO\_01, которые не проявляются на рентгенограммах.

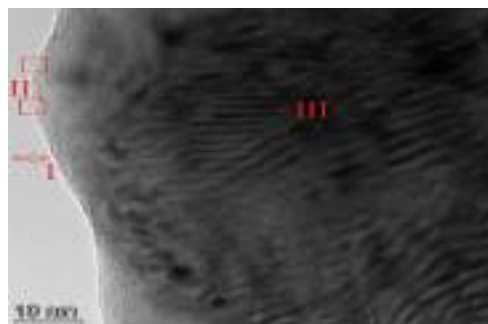
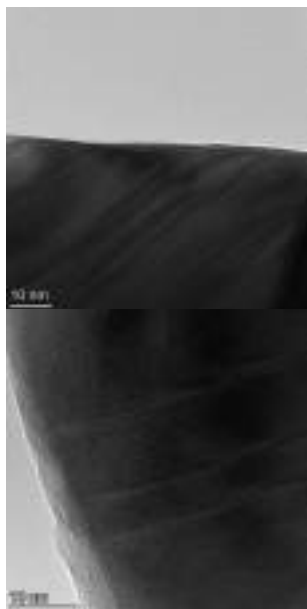


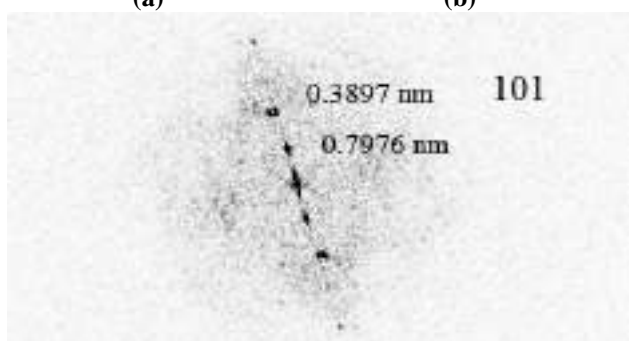
Рисунок 57. HRTEM изображение образца LCNO\_01\_t (I – аморфизация на поверхности; II – наноразмерные частицы на поверхности; III – разориентированные плоские дефекты) – (а); электронная микродифракция LCNO\_01\_t, показывающая диффузное рассеяние – (б) и показывающее микродеформации – (в).





(a)

(b)



(c)

Рисунок 58. HRTEM изображения образца LCNO\_01, на которых видны упорядоченные плоские дефекты – (а), (б); электронная микродифракция LCNO\_01, показывающее ориентацию планарных дефектов – (в);

## СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*Сверхпроводящий 84-полюсный вигглер с полем 4,7 Тл и периодом 48 мм для Австралийского Синхротрона.*

В 2021 году был изготовлен и успешно испытан короткий 10-полюсный прототип сверхпроводящего вигглера с полем 4,7 Тл и периодом 48 мм и магнитным зазором 8 мм для Австралийского синхротрона. Начато изготовление полноразмерной магнитной системы, состоящей из 84 полюсов. Конструктивно данный вигглер будет работать в режиме косвенного охлаждения. Начато производство собственного криостата. В 2022 году планируется проведения испытаний полноразмерной магнитной системы в погружном криостате в жидком гелии с последующей сборкой сверхпроводящего вигглера в собственном криостате. На Рис.1 представлен процесс сборки прототипа перед испытанием в жидком гелии.

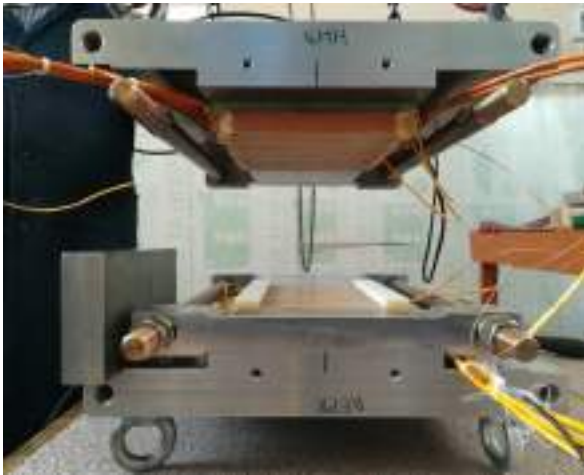


Рисунок 1. Процесс сборки 10-полюсного прототипа сверхпроводящего вигглера с периодом 48 мм и полем 4,7 Тл для Австралийского Синхротрона.

*Сверхпроводящий 56-полюсный вигглер с полем 4,2 Тл и периодом 48 мм для синхротрона SOLARIS (Краков)*

В 2021 году были успешно проведены испытания короткого 10-полюсного прототипа сверхпроводящего вигглера с полем 4,2 Тл и периодом 48 мм и магнитным зазором 10 мм для синхротрона SOLARIS (Краков). Разработана конструкция полноразмерной 56-полюсной магнитной системы и криостата косвенного охлаждения. В 2022 планируется начать изготовление магнитной и криогенной системы. На Рис.2 представлен прототип перед испытанием в жидком гелии.



Рисунок 2. Короткий прототип сверхпроводящего вигглера с периодом 48 мм и полем 4,2 Тл для синхротрона SOLARIS, перед испытанием в жидком гелии.

*Сверхпроводящий 119-периодный ондулятор с периодом 15,6 мм полем 1,2 Тл.*

Сверхпроводящий 119-периодный ондулятор для накопителя Diamond Light Source (DLS, Англия) на основе Nb-Ti сверхпроводника с периодом 15,6 мм, рабочим полем 1,2 Тл и межполюсным зазором 8 мм был испытан в 2021 году в собственном криостате с косвенным охлаждением. Конструктивно магнит представляет собой сверхпроводящий ондулятор в виде горизонтального рейстрекка с чередованием активных и нейтральных полюсов. Такая конфигурация магнитной системы даёт преимущество в точности изготовления обмоток и имеет распределение сил на обмотках, обеспечивающее лучшую механическую устойчивость по сравнению с традиционными структурами. Был проведён цикл магнитных измерений с использованием различных методов: с датчиками Холла, статической проволокой с током и импульсной метод с проволокой. Для уменьшения величины фазовой ошибки был предложен и успешно применён метод коррекции формы магнитного поля с использованием локальных токов не превышающих ~1% от основного тока, которыми запитывались участки обмоток. Все обмотки ондулятора были равномерно разбиты на 24 участка. Был разработан алгоритм подбора корректирующих токов, позволивший получить фазовую ошибку величиной менее 3 градусов, что является принципиальным условием для генерации ондуляторного излучения. На Рис.3 показан процесс уста-

новки магнитной системы ондулятора в собственный криостат с косвенным охлаждением.



Рисунок 3. Процесс установки магнитной системы 119-периодного ондулятора с периодом 15,6 мм и полем 1,2 Тл в собственный криостат с косвенным охлаждением.

### Сверхпроводящие вставные устройства для синхротрона СКИФ

В 2021 начата разработка сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ, которые будут использоваться как основные источники генерации, в отличие от поворотных магнитов. Запланировано изготовить 5 сверхпроводящих вставных устройств (вигглеров и ондуляторов), параметры которых представлены в Таблице 1. Все сверхпроводящие устройства будут работать без расхода жидкого гелия на основе косвенного охлаждения, что позволяет их долговременную автономную эксплуатацию в течение нескольких лет. Основные параметры магнитной и криогенной систем вставных устройств представлены в Таблице 2.

Таблица 1. Основные параметры сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ.

Устройство	Поле, Тл	Период, мм	Число периодов	Мощность излучения, кВт
Ондулятор	1,25	15,6	128	7,66
Ондулятор	1,25	15,6	128	7,66
Вигглер	2,7	27	74	33,1
Ондулятор	1,6	18	111	11,75
Вигглер	4,5	48	18	39

Таблица 2. Основные параметры магнитной и криогенной систем для синхротрона СКИФ.

Параметры	Величина
Межполюсный зазор, мм	7
Вертикальная апертура для пучка, мм	5
Горизонтальная апертура для пучка, мм	40
Магнитная длина, мм	~2000
Длина между фланцами	~2700

### Сверхпроводящий дипольный магнит детектора СВМ (Compressed Baryonic Matter) для FAIR (Дармштадт, Германия)

В 2021 году в Институте продолжались работы по сверхпроводящему дипольному магниту для детектора СВМ (Compressed Baryonic Matter) для проекта FAIR. Магнит создаёт вертикальное магнитное поле величиной более ~1 Тл в зазоре 1,44 м. В состав магнита также входят железное ярмо массой 150 т и криогенная гелиевая система, состоящая из нескольких компонентов. Конструкция катушек имеет косвенную систему охлаждения, при которой жидкий гелий протекает последовательно по трубкам от одной катушки к другой. Сверхпроводящие обмотки окружены медным каркасом. Протекание гелия по трубкам основано на принципе термосифона. Такая конструкция позволяет эффективно охлаждать сверхпроводящие обмотки и имеет компактную конструкцию. Были проведены испытания различных материалов из стеклопластика для создания опоры сверхпроводящих катушек, рассчитанной на нагрузку 300 т. Продолжены работы по системе питания и вывода энергии, обеспечивающей надёжную защиту обмоток магнита при потере сверхпроводимости. На Рис.4 показан процесс предварительной сборки железного ярма.



Рисунок 4. Процесс предварительной сборки железного ярма дипольного магнита СВМ, декабрь 2021.

# НОВОСИБИРСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

## Краткое описание установки «Новосибирский ЛСЭ».

Уникальная научная установка «Новосибирский ЛСЭ» включает три ЛСЭ. Ондуляторы всех трёх ЛСЭ установлены на разных дорожках одного и того же многооборотного ускорителя-рекуператора (УР). Упрощённая схема четырёхоборотного УР показана на Рис. 1.

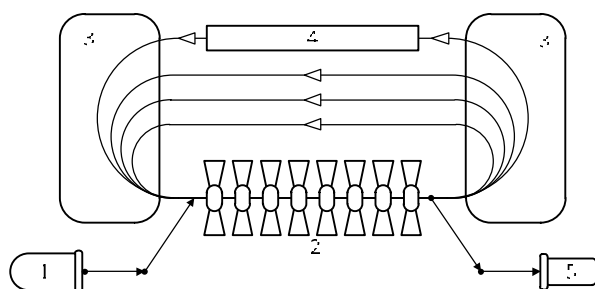


Рисунок 1. Упрощённая схема многооборотного УР: 1 – инжектор, 2 – ускоряющая структура, 3 – поворотные магниты, 4 – ондулятор, 5 – поглотитель.

Из инжектора 1 электроны с низкой энергией направляются в высокочастотную ускоряющую структуру 2. После четырёх прохождений ускоряющей структуры электроны попадают на последнюю дорожку и теряют небольшую часть своей энергии в ондуляторе ЛСЭ 4. И использованный электронный пучок замедляется в той же ускоряющей структуре и попадает в поглотитель 5, уже имея низкую энергию.

В качестве источника электронов используется электростатическая пушка с катодно-сеточным узлом. Напряжение, приложенное к ускорительной трубке пушки, составляет 300 кВ. Данная пушка позволяет получать электронные сгустки с длительностью 1 нс, зарядом до 1,5 нКл и нормализованным эмиттансом около 20 микрон. Частота повторения сгустков может меняться от 0 до 22,5 МГц. После группирующего резонатора, работающего на частоте 180,4 МГц, сгустки сжимаются в пустом промежутке длиной около 3 м, ускоряются двумя ускоряющими резонаторами до энергии 2 МэВ, проходят через инжекционный канал и инжектируются в основную ускоряющую структуру УР (см. Рис. 2).

Ускоряющая структура состоит из 16 нормально проводящих высокочастотных резонаторов, присоединённых к двум волноводам. Рабочая частота резонаторов составляет 180,4 МГц. Низкая частота позволяет работать с длинными сгустками и большими токами пучка.

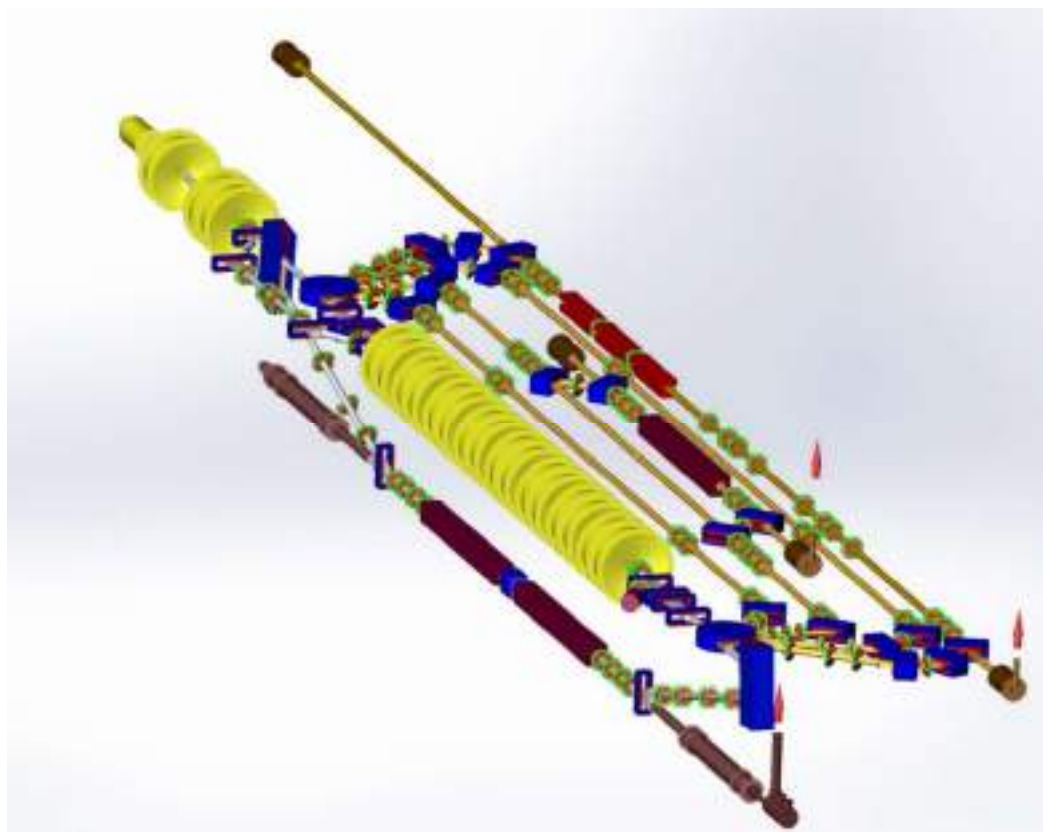


Рисунок 2. Новосибирский УР с тремя ЛСЭ (вид сверху).

Новосибирский УР имеет три основных конфигурации включения магнитной системы - по одной на каждый из трех ЛСЭ. Первый ЛСЭ установлен внизу под ускоряющей структурой (см. Рис. 2 и Рис. 3). Поэтому после прохождения через ускоряющую структуру электронный пучок с энергией 11 МэВ поворачивается на 180 градусов в вертикальной плоскости. После использования в ЛСЭ пучок возвращается в ускоряющую структуру в замедляющей фазе. В данной конфигурации УР работает как однооборотная установка.

Для работы со вторым и третьим ЛСЭ необходимо включить два круглых поворотных магнита. Они поворачивают пучок в горизонтальной плоскости, как показано на Рис. 2. После четырёх ускорений в основной ускоряющей структуре электронный пучок попадает в

ондулятор третьего ЛСЭ. Энергия электронов в третьем ЛСЭ составляет 42 МэВ. Использованный пучок замедляется четыре раза и приходит в поглотитель, уже имея низкую энергию.

При включённых четырёх поворотных магнитах, расположенных на второй дорожке (см. Рис. 2), пучок с энергией 20 МэВ проходит через ондулятор второго ЛСЭ. После этого, благодаря правильно подобранной длине дорожки, пучок попадает в ускоряющую структуру в замедляющей фазе и после двух торможений теряется в поглотителе.

Фотография ускорительного зала, на которой видны ускоряющая структура и ондуляторы ЛСЭ, представлена на Рис. 3.



Рисунок 3. Новосибирский ЛСЭ в ускорительном зале.

Следует отметить, что все 180-градусные повороты являются ахроматическими (на первой и второй горизонтальных дорожках - ахроматическими во втором порядке), но не изохронными. Данное обстоятельство позволяет настраивать продольную динамику пучка с целью повышения пикового тока в ЛСЭ и оптимизации торможения использованного пучка.

Первый ЛСЭ был введён в эксплуатацию в 2003 году. Он является источником узкополосного (с шириной линии менее 1 %) терагерцового излучения, перестраиваемого в диапазоне длин волн 80 – 340 мкм, со средней мощностью до 0.5 кВт и пиковой мощностью до 1 МВт (импульсы с длительностью 100 пс и частотой повторения 5,6 МГц).

Излучение всех трёх ЛСЭ выводится на одни и те же пользовательские станции по оптическому каналу, заполненному сухим азотом. Система переключения излучения от разных ЛСЭ показана на Рис. 4.

Второй ЛСЭ генерирует узкополосное излучение (с шириной линии менее 1 %) в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн 40 – 80 мкм со средней мощностью до 0,5 кВт и пиковой мощностью до 1 МВт (импульсы с длительностью 50 пс и частотой повторения 7,5 МГц). В 2021 году старый электромагнитный ондулятор был заменён на новый ондулятор с переменным периодом. Это позволило существенно расширить диапазон перестройки длины волны.



Рисунок 4. Система переключения излучения от разных ЛСЭ. Излучение всех ЛСЭ выводится на одни и те же пользовательские станции. Переключение между ЛСЭ осуществляется за счёт убирающихся зеркал.

Ондулятор третьего ЛСЭ установлен на четвертой дорожке, как показано на Рис. 5.



Рисунок 5. Ondулятор третьего ЛСЭ.

Весь ондулятор состоит из трёх секций по 28 периодов. Каждая секция является отдельным ондулятором на постоянных магнитах с периодом 6 см и переменным зазором. Зазоры настраиваются независимо, поэтому средняя секция также может использоваться для фазировки двух крайних. Диапазон перестройки длины волны в третьем ЛСЭ составляет 5 - 20 мкм.

Длина оптического резонатора третьего ЛСЭ составляет около 40 м. Резонатор состоит из двух медных зеркал. В настоящее время излучение из резонатора выводится через отверстия в центре зеркал. Мы также

планируем реализовать на этом ЛСЭ схему электронного вывода. В этой схеме пучок группируется в первом ондуляторе за счёт взаимодействия с внутррезонаторным излучением, затем при помощи ахроматического поворота он отклоняется на небольшой угол так, что его излучение из второго ондулятора выходит под углом к оси оптического резонатора мимо переднего зеркала. Необходимо отметить, что данная схема имеет преимущество только для излучения с большой средней мощностью. Как правило, пользователям большая мощность не требуется, а вывод излучения через отверстия в зеркалах гораздо проще.

### *Измерение и коррекция поля ондулятора с переменным периодом и его установка на ЛСЭ.*

Концепция ондулятора с переменным периодом (ОПП) была предложена много лет назад. Главным преимуществом таких ондуляторов по сравнению с ондуляторами традиционной конструкции с аналогичными параметрами является более широкий диапазон перестройки длины волны излучения. Обычно длина волны в ондуляторе регулируется изменением амплитуды магнитного поля. В этом подходе для получения более короткой длины волны необходимо значительно уменьшить амплитуду поля, что приводит к снижению интенсивности спонтанного излучения или усиления ЛСЭ. Конструкцию ОПП можно оптимизировать таким образом, чтобы амплитуда поля оставалась относительно большой и для малых длин волн.

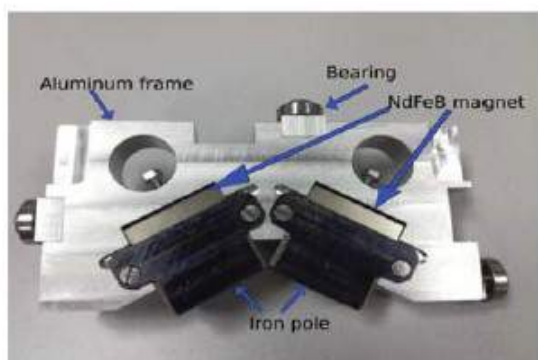
Недавно ОПП с очень простой механической конструкцией был предложен и изготовлен в ИЯФ им. Будкера СО РАН. Он использует силы отталкивания, которые действуют между соседними магнитными блоками. Другой уникальной особенностью новой конструкции ондулятора является возможность изменения количества периодов. Этот ондулятор заменил электромагнитный ондулятор, который раньше использовался на втором ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ» (см. Рис. 2). После этой модернизации диапазон перестройки длин волн второго ЛСЭ 35–80 мкм расширился до 15–120 мкм.

Коэффициент усиления ЛСЭ сильно зависит от качества поля ондулятора, которое необходимо контролировать и улучшать во время магнитных измерений. Стандартный набор методов повышения качества включает сортировку магнитов перед сборкой ондулятора, а также компенсацию первого и второго интегралов поля на концах ондулятора. Для ОПП есть также некоторые специальные процедуры для обеспечения равномерного продольного распределения магнитных блоков.

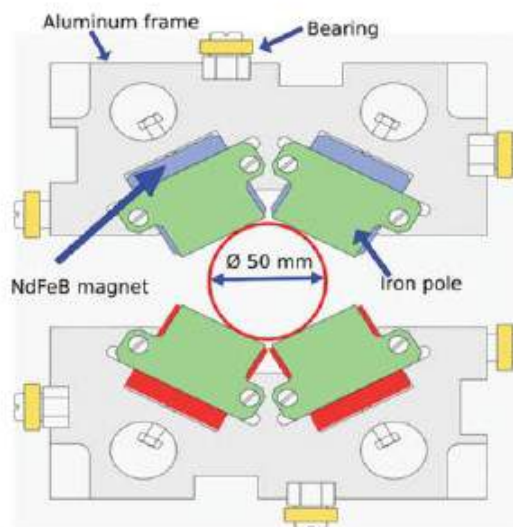
Конструкция ОПП включает алюминиевый каркас с направляющими пазами, в котором установлены подвижные кассеты с постоянными магнитами. Обеспечивается плавное перемещение кассет вдоль оси онду-

лятора, которое достигается за счёт установки на корпус кассеты подшипников, входящих в пазы рамы ондулятора. Каждый магнитный блок состоит из одного магнита и двух железных пластин, примыкающих к магниту с двух сторон, перпендикулярных к оси ондулятора. Пара таких пластин из соседних кассет образует полюс ондулятора. Левый и правый магнитные блоки блока размещены в алюминиевой кассете симметрично и наклонены относительно друг друга (см. Рис. 6). Такая геометрия обеспечивает увеличение амплитуды вертикального магнитного поля как в верти-

кальном, так и в горизонтальном направлениях. В результате ондулятор фокусирует электроны по горизонтали и вертикали. Следует отметить, что фокусировка ондулятора в нашем случае сильная, из-за относительно низкой энергии (20 МэВ) электронов. Два блока, расположенные выше и ниже плоскости симметрии ондулятора, перемещаются независимо, но значительная сила притяжения, действующая между ними, удерживает их вместе. Таким образом, апертура ондулятора принимает вид ромба с диаметром вписанной окружности 50 мм, как это показано на Рис. 6.



(a)



(b)

Рисунок 6. Подвижная кассета с двумя постоянными магнитами: (а) – фотография, (б) – схема установки верхней и нижней кассет в ондуляторе.

В рассматриваемой конструкции ондулятора фиксированы только положения концевых магнитов. Внутренние блоки могут свободно перемещаться в продольном направлении, но между соседними блоками возникают сильные отталкивающие силы, автоматически

распределяющие их эквидистантно. Период ондулятора варьируется смещением концевых узлов с помощью толкателей, установленных снаружи на раме ондулятора. Привод толкателей осуществляется шаговыми двигателями с редукторами, как это показано на Рис. 7.

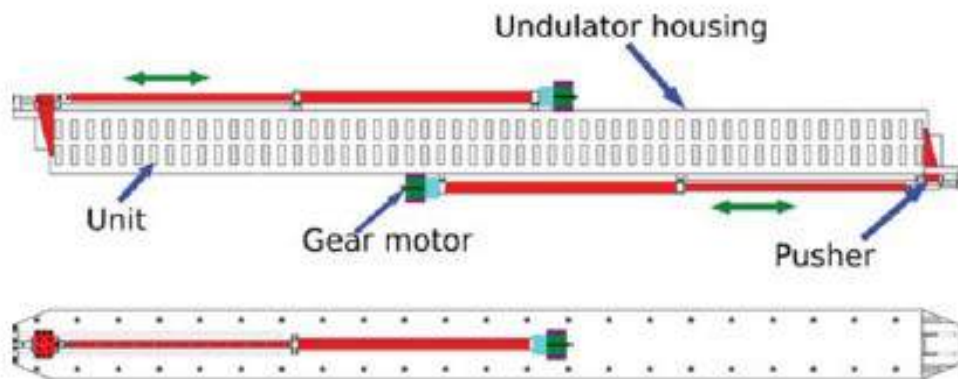
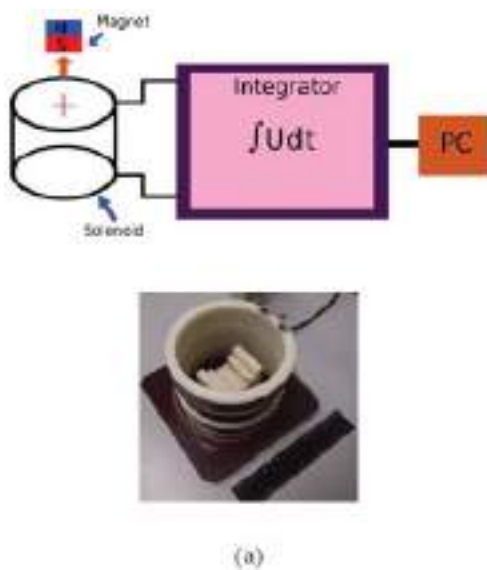


Рисунок 7. Рама ондулятора с установленными кассетами и толкателями, сверху – вид сбоку, внизу – вид сверху.

Процесс производства магнитов не обеспечивает допустимого отклонения намагниченности, необходимого для ондуляторов. Стандартное решение этой проблемы - сортировка магнитов. Для сортировки необходимо измерить все составляющие магнитного момента каждого магнита, который планируется использовать в ондуляторе. Процедуру измерения можно организовать следующим образом. Предположим, что у нас есть магнит, помещённый в магнитное поле, создаваемое соленоидом с фиксированным током. Если переместить этот магнит на бесконечность, где магнитное поле соленоида исчезает, то изменение энергии магнитного поля равно

$$\Delta E = \int (\mathbf{MB}) dV = I \int_{-\infty}^{\infty} U(t) dt \quad (1)$$



где  $\mathbf{M}$  - вектор намагниченности,  $\mathbf{B}$  - магнитное поле соленоида,  $I$  - ток соленоида и  $U$  - ЭДС, индуцированная в соленоиде. Если магнитное поле соленоида можно считать однородным внутри магнита и оно направлено вдоль оси  $z$ , то намагниченность, усреднённая по объёму магнита, равна

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{V_0} \frac{I}{B_z} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) dt \quad (2)$$

где  $V_0$  - объём магнита, а отношение тока соленоида к его полю - некоторая постоянная величина. Из (2) видно, что усреднённая намагниченность пропорциональна интегралу по времени от ЭДС, наведённой в соленоиде при удалении магнита.

В нашем ондуляторе использованы магниты из NdFeB размерами  $40 \times 40 \times 20$  мм<sup>3</sup>. Схема установки для сортировки магнитов показана на Рис. 8.

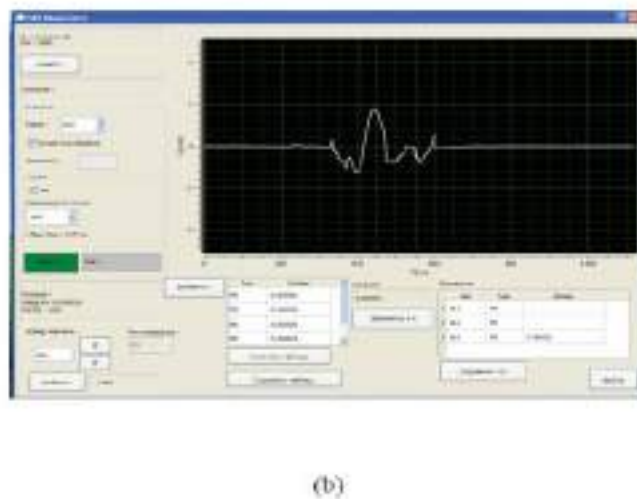


Рисунок 8. (а) схема измерения магнитного момента и фотография измерительного соленоида, (б) пример представления результата одного измерения.

Соленоид состоит из трех соосно расположенных катушек. Две внешние катушки идентичны, между ними расположена третья катушка с уменьшенным числом витков. Благодаря такой конструкции в центре соленоида находится область с однородным магнитным полем. Каждый магнит помещался в центр соленоида, а затем удалялся на большое расстояние. Сигнал, наведённый в соленоиде, измерялся интегратором VsDC3, разработанным в ИЯФ им. Г. И. Будкера, а затем обрабатывался компьютерной программой и сохранялся в файл.

Все три составляющие намагниченности были измерены для всех магнитов. Распределение ошибки основной компоненты намагниченности, нормированной на её среднее значение, показано на Рис. 9.

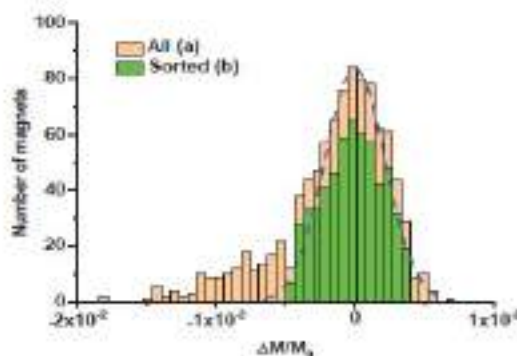


Рисунок 9. Распределение измеренных средних намагниченностей до (жёлтое) и после (зелёное) отбраковки. Для сравнения пунктиром нарисована гауссова экспонента со стандартным отклонением  $2,2 \cdot 10^{-3}$ .



В результате сортировки мы выбрали 570 магнитов из 953. Окончательное распределение показано зелёным цветом. Окончательное стандартное отклонение составило  $2,2 \cdot 10^{-3}$ , что достаточно для получения необходимого качества поля.

После сортировки магниты устанавливались на кассеты. Эта процедура осложнялась большими силами,

действующими между магнитами. Поэтому для сборки кассет было разработано специальное приспособление, предотвращающее слипание магнитов, показанное на Рис. 10 а.



а



б

Рисунок 10. а) приспособление для сборки кассет, б) стеллаж для хранения кассет.

Для удобства работы нам также потребовалась специальная система хранения магнитных блоков в сборе. Был разработан специальный стеллаж, в который кассеты вставлялись боком в один ряд на фиксированном расстоянии друг от друга. За счёт сил взаимного притяжения кассеты надёжно фиксируются в своих ячейках. Кассеты можно вставлять как спереди, так и сзади. Одна коробка вмещает 10 кассет с каждой стороны. Ящики можно удобно складывать друг на друга (см. Рис. 10 б).

Для измерения магнитного поля ондулятора была разработана специальная установка (см. Рис. 11). В этой установке шаговый двигатель тянет зубчатый ремень с установленной на нем кареткой вдоль специальной направляющей на оси ондулятора. Такая схема позволяет проводить измерения с шагом 0,1 мм и точностью позиционирования  $\pm 0,05$  мм. Для измерения магнитного поля ондулятора использовалась каретка с пятью датчиками Холла HE144, распределёнными на горизонтальной прямой, перпендикулярной оси ондулятора, с шагом 7,5 мм. Измерение напряжения датчиков и перемещения каретки осуществляется специальной магнитной измерительной системой, основанной на оборудовании в стандарте VME и модернизированной для использования датчиков HE144. Датчики, установленные на каретке, калибровались в магните с однородным полем с помощью ЯМР-магнитометра, входящего в состав системы. Напряжение, соответ-

ствующее нулевому, полю, для каждого канала определялось перед каждым измерением при помещении измерительного узла в магнитный экран и учитывалось программным обеспечением. Погрешность измерения в диапазоне значений поля ондулятора не превышала  $\pm 0,2$  Гс.

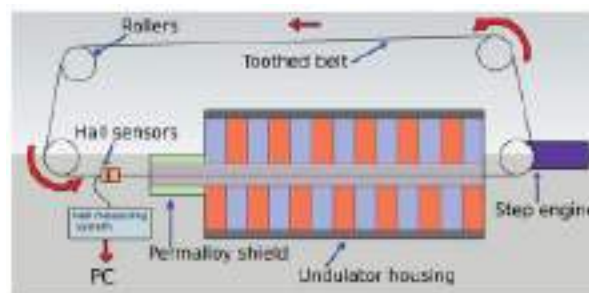


Рисунок 11. Схема устройства для измерения поля ондулятора.

Магнитное поле ондулятора измеряли для разных периодов ондулятора и для разного числа полюсов. Некоторые основные параметры ондулятора, полученные для регулярной части измеряемого поля, представлены на Рис. 12. Длина волны излучения рассчитана исходя из энергии электронов 22 МэВ. Измеренные параметры ондулятора хорошо согласуются с результатами моделирования.

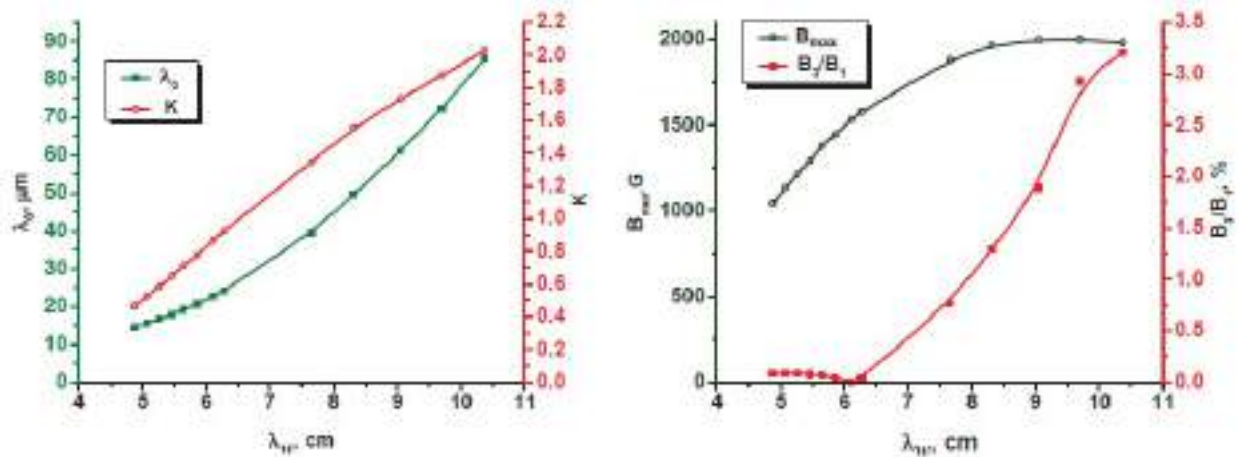


Рисунок 12. Основные параметры ондулятора при разных периодах: а) длина волны излучения при энергии 22 МэВ и параметр ондуляторности  $K$ , б) амплитуда магнитного поля и отношение третьей гармоники поля к первой.

На Рис. 13 представлена зависимость амплитуды первой гармоники магнитного поля от поперечной координаты в медианной плоскости ондулятора для периода ондулятора 10,4 см. Увеличение амплитуды при удалении от оси ондулятора приводит к фокусировке пучка

в горизонтальном направлении. Второй график на Рис. 13 показывает зависимость согласованных бета функций от периода ондулятора.

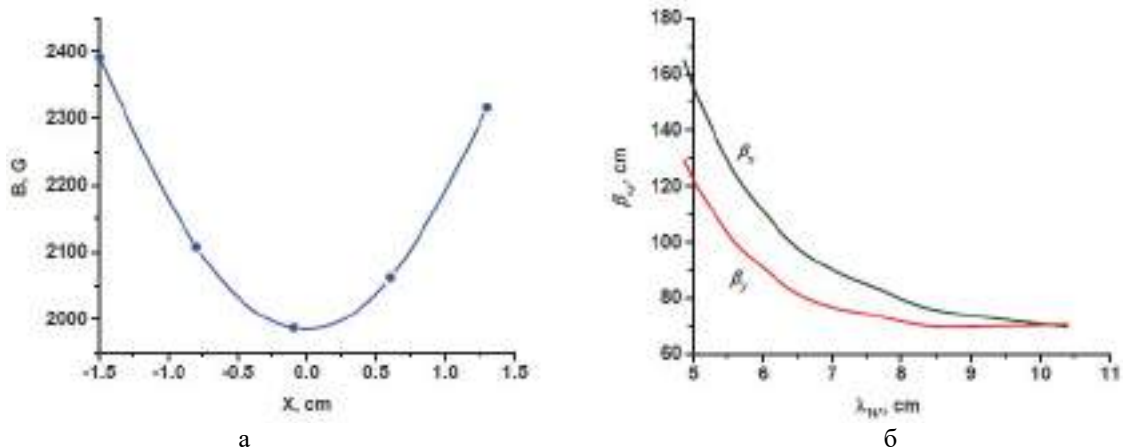


Рисунок 13. а) зависимость амплитуды первой гармоники магнитного поля от поперечной координаты в медианной плоскости ондулятора, б) зависимость согласованных бета функций от периода ондулятора.

Процедура сортировки магнитов позволила снизить погрешности поля в регулярной части ондулятора до допустимых пределов. Но есть ошибки, которые нельзя устранить таким образом. Чтобы электроны двигались вдоль оси ондулятора, необходимо скомпенсировать первый и второй интегралы магнитного поля. Точность такой компенсации определяется поперечным размером моды излучения (в нашем случае около 2 мм). Для этой компенсации надо это скорректировать поле на концах ондулятора и внешние поля (например, магнитное поле Земли). Один из способов исправить поле на концах - уменьшить намагниченность магнитов в крайних кассетах.

Намагниченность можно уменьшить, нагревая магниты. Точка Кюри для магнитов NdFeB 310 – 340 градусов Цельсия, при большей температуре магниты теряют намагниченность. Ослабление намагниченности с повышением температуры вблизи точки Кюри происходит нелинейно, что затрудняет выбор режима нагрева. Для определения зависимости намагниченности от температуры нагрева была проведена серия экспериментов. Для нагрева магнитов использовалась муфельная печь. Магниты помещали в холодную печь, и при достижении необходимой температуры печь выключали и оставляли охлаждаться на сутки. Температуру контролировали с помощью термопары хромель-алюмель. После этого измеряли намагниченность при

комнатной температуре. Результаты показаны на Рис.14.

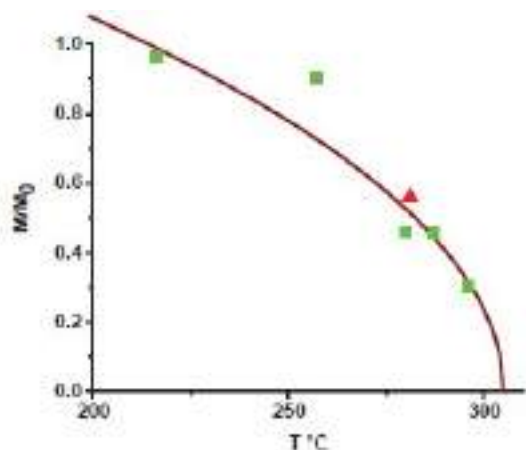


Рисунок 14. Зависимость относительного размагничивания от температуры нагрева.

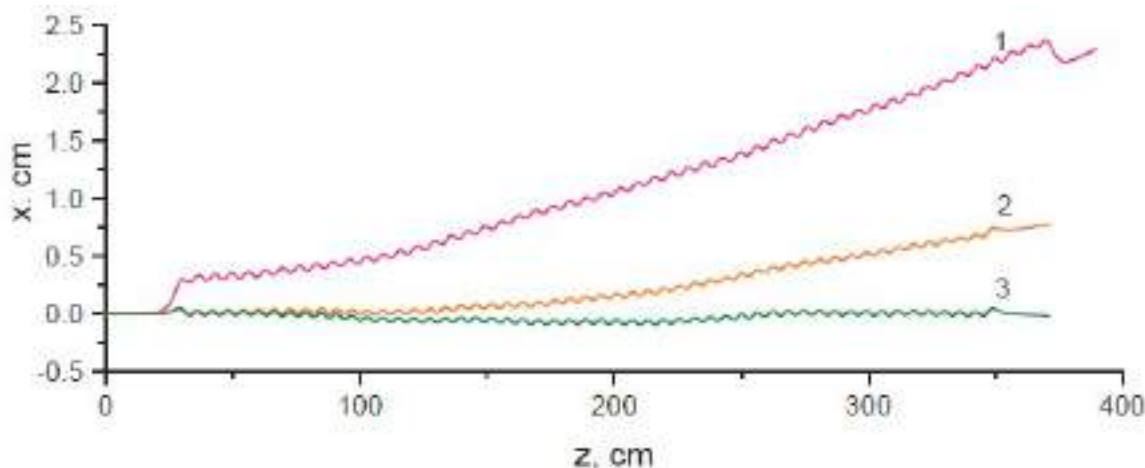


Рисунок 15. Рассчитанная траектория опорной частицы: 1 – до коррекции, 2 – после коррекции поля на концах ондулятора, 3 – после компенсации внешнего поля. Энергия электронов – 22 МэВ, фокусировка полем ондулятора не учитывалась.

Как известно, коэффициент усиления ЛСЭ в приближении малого сигнала пропорционален производной по частоте от спектральной интенсивности спонтанного излучения электронов в направлении оси ондулятора. Поэтому спектр излучения вперед можно использовать для оценки качества магнитного поля ондулятора. Зависимости нормированной спектральной интенсивности излучения от относительной расстройки частоты  $\delta = (\omega - \omega_0) / \omega_0$  при различных периодах и числах периодов, рассчитанные для измеренного поля, показаны на Рис. 16. Видно, что при малых периодах ондулятора спектры излучения практически полностью совпадают со спектром идеального ондулятора,

Для коррекции поля на концах ондулятора намагниченность магнитов в крайних кассетах была уменьшена в два раза. Чтобы добиться этого снижения, магниты нагревали до 281 градуса Цельсия. Для коррекции внешнего поля (которым, в основном, является поле Земли) используется распределённая корректирующая катушка. Она может создавать слабое вертикальное магнитное поле до 1,5 Гс. Катушка имеет шесть витков из медной проволоки сечением 1,5 мм<sup>2</sup>. Катушка крепится непосредственно к раме ондулятора U-образным алюминиевым профилем. Рабочий ток катушки составляет 10 А. Применённые методы коррекции поля существенно снизили интегралы поля, как это показано на Рис. 15.

имеющего несколько (на 2-3) меньшее количество периодов. Сильную деградацию спектра при большом периоде ондулятора можно объяснить следующим образом. Силы отталкивания, действующие между соседними блоками, ослабевают, когда расстояние между блоками увеличивается и влияние сил трения становится значительным. Кассеты больше не распределяются равномерно, их распределение теперь зависит от истории их движения. Этот эффект можно наблюдать по результатам измерения магнитного поля. Центры пар кассет (верхней и нижней) расположены очень близко к точкам, где поле равно нулю, и координаты точек нулевого поля могут быть легко определены (см. Рис. 17).

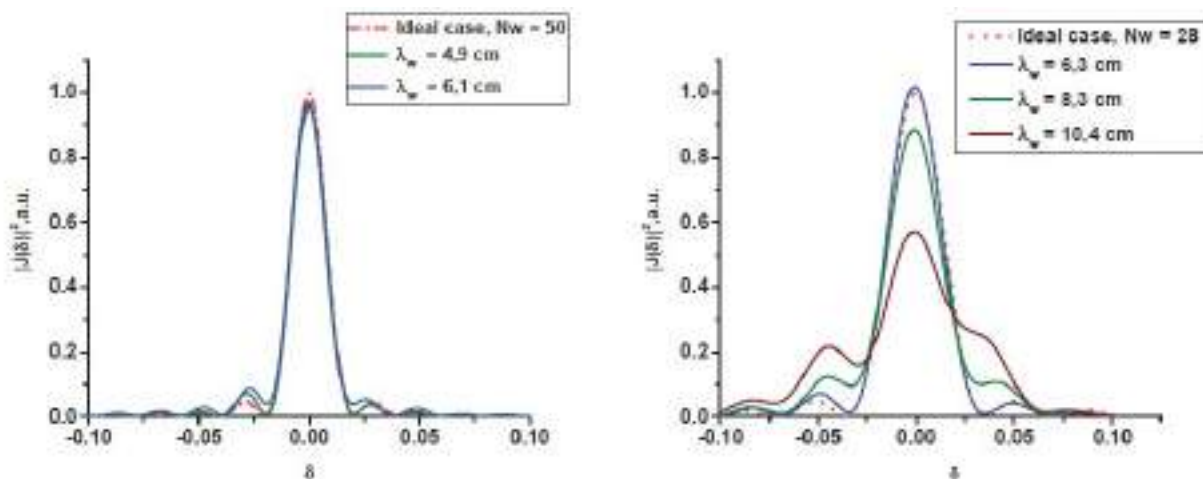


Рисунок 16. Нормированные спектральные интенсивности излучения при различных периодах и числах периодов: а) 53 периода, б) 30 периодов.

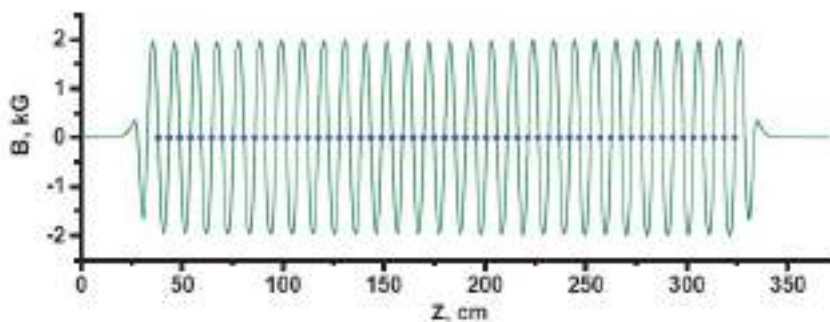


Рисунок 17. Продольные координаты нулей магнитного поля при максимальном периоде ондулятора.

Графики на Рис. 18 показывают, как расстояние между соседними парами кассет изменяется в зависимости от номера пары при разных периодах ондулятора. Видно, что для больших периодов расстояние не постоянно, а линейно меняется от начала до конца ондулятора, что объясняет уширение спектра излучения.

Чтобы избежать этого эффекта и получить равномерное распределение пар кассет при больших периодах ондулятора, необходимо использовать несколько более сложные алгоритмы настройки периода, которые планируется опробовать.

После окончательной настройки на стенде (см. Рис. 19) ондулятор был установлен (повешен) вместо старого электромагнитного ондулятора на второй ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ», как это показано на Рис.20.

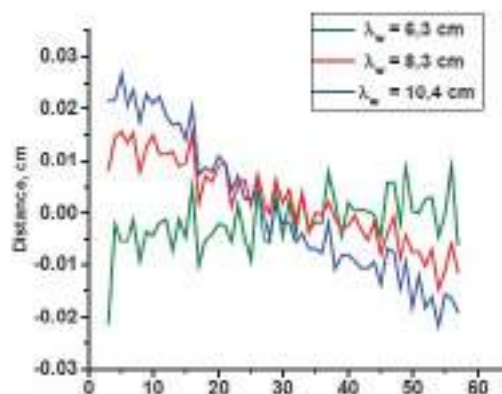


Рисунок 18. Зависимость расстояния между соседними нулями поля от номера нуля.



Рисунок 19. Ондюлятор на стенде окончательной настройки. Видны жёлтые корректирующие катушки.



Рисунок 20. Ондюлятор, установленный на ЛСЭ.

Первые эксперименты продемонстрировали успешную работу ЛСЭ с новым ондюлятором в рекордно широком диапазоне длин волн 15–120 мкм (изменение длины волны в 8 раз).

### *Работа с излучением.*

Излучение всех трёх ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ» выводится на пользовательские экспериментальные станции по одному и тому же каналу, схема которого показана на Рис. 21

«Оптический коммутатор», позволяющий выбирать ЛСЭ, излучение которого направляется в этот канал, показан на Рис. 22.

Излучение из каждого ЛСЭ выводится через отверстие диаметром несколько мм в одном из зеркал оптического резонатора. Далее излучение выходит в атмосферу канала – осушённую азотно-воздушную смесь через окно из синтетического CVD-алмаза. Осушка

смеси производится её прокачкой через объем с цеолитовыми гранулами. Осушка (удаление из канала паров воды) необходима для того, чтобы избежать сильного поглощения излучения ЛСЭ в парах воды. Излучение по каналу распространяется, отражаясь от поворотных плоских и тороидальных (фокусирующих) зеркал. Излучение из отверстия в зеркале имеет классическое дифракционное бесселево распределение, которое можно разложить по нормальным гауссовым модам. После достаточно большого расстояния (около 50 м) до пользовательских станций в излучении, в основном, остаётся основная гауссова мода, т.к. высшие моды отфильтровываются на конечных апертурах зеркал канала. Поэтому мы используем в расчётах пучков в канале и на станциях хорошо известную теорию гауссовых пучков. Результаты такого расчёта для излучения третьего ЛСЭ показаны на Рис. 23.

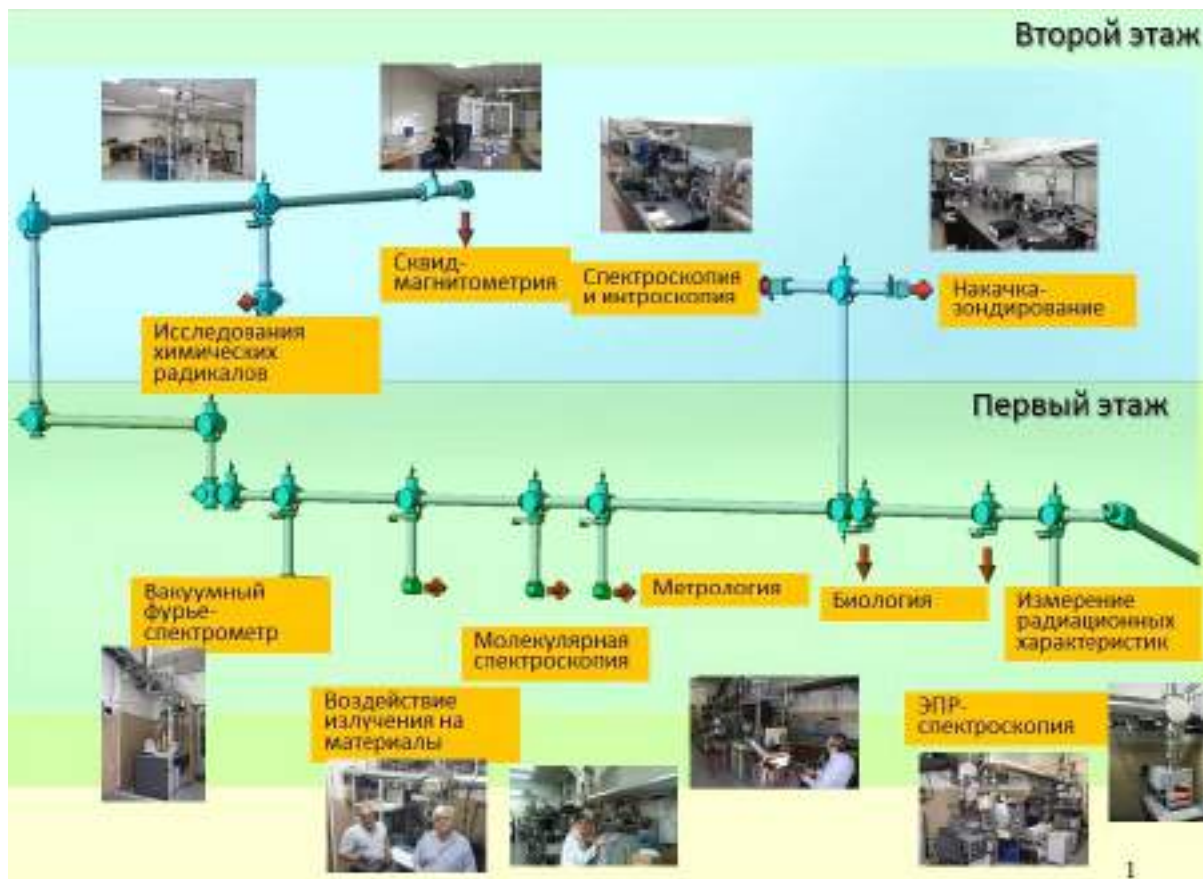


Рисунок 21. Схема канала вывода излучения с экспериментальными станциями.



Рисунок 22. Оптический коммутатор с двумя подвижными зеркалами. Белыми стрелками показаны направления распространения внутри труб излучения первого (ТГц), второго (ДИК) и третьего (СИК) ЛСЭ.

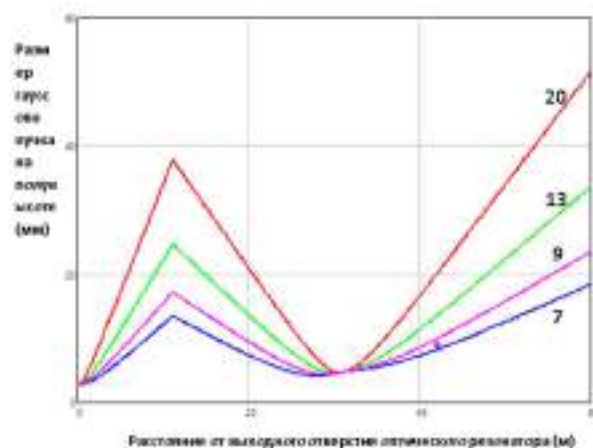


Рисунок 23. Поперечные размеры пучков излучения третьего ЛСЭ в различных частях канала и на различных рабочих станциях. Сплошные линии - расчёт, точка - эксперимент. Цифры у кривых - длины волны излучения в микронах. Экспериментальная точка - размер пучка излучения с длиной волны 9 мкм на одной из самых дальних станций - станции «Исследования химических радикалов».

На этом же рисунке в качестве иллюстрации приведён измеренный размер пучка на станции «Исследования химических радикалов». Фотография станции показана на Рис. 24, она расположена на одном из четырёх возможных направлений поворотного вывода излучения в центре пользовательского зала.



Рисунок 24. Устройство перископического поворотного вывода излучения: 1 – подвижное зеркало, 2 – шибер, 3 – поворотный механизм, 4 – выходное окно, 5 – станция «Исследования химических радикалов».

Двумерное распределение мощности излучения выходного пучка на длине волны 9 мкм показано на Рис. 25.

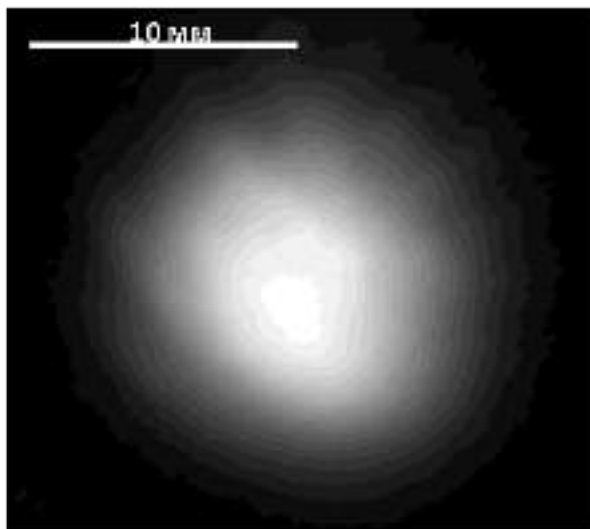


Рисунок 25. Распределение интенсивности пучка излучения третьего (СИК) ЛСЭ на длине волны 9 мкм на станции «Исследования химических радикалов». Соседние уровни интенсивности различаются на 5 %.

Это распределение имеет вид, очень близкий к распределению гауссова пучка, что подтверждает правомерность использования такой расчётной методики. Абсолютный размер пучка, как видно из Рис. 23, также близок к расчётной величине. Кроме того, проводились измерения ослабления мощности пучка третьего ЛСЭ в канале на самой дальней пользовательской станции на расстояние около 60 м. С точностью измерения ( $\pm 5\%$ ) ослабления пучка не обнаружено.

В 2021 г. была модернизирована экспериментальная станция «Фотоника», показанная на Рис. 26.



Рисунок 26. Экспериментальная станция «Фотоника».

Наиболее дорогим и сложным из закупленного оборудования (подставки, компьютеры, электроника) был атомно-силовой микроскоп (см. Рис. 27).



Рисунок 27. Атомно-силовой микроскоп на экспериментальной станции «Фотоника».

Микроскоп был успешно запущен, и существенно расширит исследовательские возможности станции. Кроме того, была разработана и успешно испытана установка по исследованию поверхностей и тонких плёнок методом плазмонной интерферометрии, включающая два интерферометра - плазмонных и объёмных волн (см. Рис. 28).



Рисунок 28. Интерферометры плазмонных и объёмных волн на экспериментальной станции «Фотоника».

Для создания эффективных акустооптических (АО) фильтров и дефлекторов часто используют кристаллы двойного лучепреломления. Это позволяет на несколько порядков улучшить характеристики этих устройств по сравнению с аналогами на основе оптически изотропных сред. К сожалению, в терагерцовом (ТГц) диапазоне кристаллы с двойным лучепреломлением практически непрозрачны, а оптически изотропные кристаллы (например, германий) имеют меньшее значение АО добротности. Поэтому исследования АО эффекта в ТГц диапазоне не проводились много лет и считались бесперспективными. Однако растущий интерес к ТГц излучению потребовал поиска подходящей среды для АО взаимодействия. Оказалось, что такой средой могут быть инертные газы (например, Хе или Kr), поскольку они прозрачны для ТГц излучения и обладают хорошими АО-свойствами. К сожалению, затухание ультразвука в газах велико даже под высоким давлением. Было обнаружено, что наиболее подходящей средой является сжиженный элегаз ( $\text{SF}_6$ ), плотность которого примерно в 1,5 раза больше плотности воды, а скорость звука в нём составляет всего около 300 м/с. Из-за этого редкого сочетания свойств сжиженный элегаз имеет АО коэффициент на порядок выше, чем у лучшего двулучепреломляющего кристалла (парателлурита,  $\text{TeO}_2$ ), используемого в видимом диапазоне. Сжиженный элегаз - оптически изотропная среда, позволяющая изготавливать коммерческие АО модуляторы мощного ТГц излучения. Себестоимость таких модуляторов невысока и определяется в основном стоимостью изготовления кюветы для сжиженного газа. Достоинствами таких АО модуляторов ТГц излучения являются: 1) низкая потребляемая мощность (несколько десятков ватт); 2) высокая рабочая скорость (около 10 с); 3) пространственное разделение пучка дифрагированного излучения от прошедшего.

Проведённый нами эксперимент при температуре +24 С дал только качественное подтверждение модели, учитывающей влияние температуры на физические свойства  $\text{SF}_6$ . Это несоответствие связано с тем, что

модель не учитывает структуру звукового поля. В данной работе были экспериментально исследованы температурные эффекты в АО модуляторах ТГц излучения.

Использовалось излучение Новосибирского лазера на свободных электронах 1 (ЛСЭ) с длиной волны 130 мкм, поляризация которого контролировалась проволочным поляризатором 2, а интенсивность задавалась калиброванными аттенуаторами (см. Рис. 29).

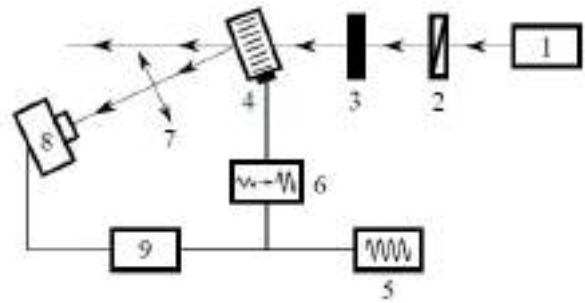


Рисунок 29. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – ЛСЭ, 2 - проволочно-сеточный поляризатор, 3 - комплект калиброванных аттенуаторов излучения, 4 - АО ячейка, 5 - генератор электрических сигналов, 6 - электрический усилитель, 7 – линза, 8 - ячейка Голя, 9 - синхронный усилитель.

Излучение падало на центр входного окна АО ячейки на расстоянии 5 см от звукового преобразователя. Для наблюдения дифрагированного излучения АО ячейка 4 наклонялась под углом Брэгга, и сигнал (модулированный с частотой 10 Гц) от генератора электрических сигналов 5 подавался на ультразвуковой преобразователь через усилитель 6. На расстоянии около 30 см после АО ячейки располагалась линза 7, фокусирующая излучение в приёмник, ячейку Голя 8. Для подавления шумов сигнал с приёмника подавался на синхронный усилитель 9.

При температуре около +20 С газ  $\text{SF}_6$  сжижается под давлением около 20 бар. Поэтому корпус ячейки АО был построен из высокопрочной стали в форме цилиндра (см. Рис. 30).

Недавно АО ячейка была несколько модернизирована. Для получения более равномерного звукового луча использовался звуковой преобразователь (ширина - 14 мм, длина - 80 мм) из пьезокерамики ПЗТ-19. Чтобы предотвратить дифракцию ТГц излучения на отражённой звуковой волне, мы расположили дюралюминиевую пластину (на расстоянии около 10 см) под соответствующим углом напротив преобразователя. Использовалась замкнутая система водяного охлаждения. Вода поступала из резервуара со смесью воды со льдом, затем проходила между двойными концентрическими стенками ячейки АО и возвращалась обратно в резервуар. Продувка сухим азотом предотвратила образование конденсата на внешней стороне оптических окон.





Рисунок 30. Вид АО камеры изнутри: 1 - внешняя стенка, 2 - внутренняя стенка; 3 - входное окно, 4 - держатель звукового преобразователя, 5 - преобразователь звука, 6 - звуковой отражатель, 7 - вход / выход элегаза, 8 - вход / выход охлаждающей воды.

В процессе работы были измерены и детально проанализированы зависимости дифракционной эффективности от амплитуды напряжения электрического сигнала, от угла падения ТГц излучения и от частоты звука. Разработанная аналитическая модель АО дифракции ТГц излучения в сжиженном элегазе показала хорошее согласие с экспериментальными результатами. Установлено, что температура влияет не только на оптические и акустические свойства среды АО, но и на электрическое сопротивление преобразователя звука. Впервые было учтено влияние электрических свойств преобразователя звука на характеристики АО модулятора ТГц излучения на основе сжиженного элегаза. Это позволило более корректно оценить угловую и частотную полосы АО модулятора монохроматического ТГц излучения, а также дифракционную эффективность на 1 Вт подводимой электрической мощности. Более того, это позволило нам сделать правильное сравнение работы АО модулятора в различных температурных режимах. Затухание ультразвука в сжиженном элегазе позволяет использовать низкочастотный ультразвук для наблюдения АО дифракции. В результате толщина пьезоэлектрической пластины должна быть сопоставима с её шириной, что приводит к сложным видам колебаний звукового преобразователя. Поэтому в дальнейшей работе мы планируем исследовать влияние соотношения ширины и толщины преобразователя звука на характеристики АО модулятора на основе сжиженного элегаза и продолжить поиск его оптимальных режимов работы. Хотя, согласно теории, более предпочтительны высокие температуры, они приводят к снижению порога кавитации и прозрачности сжиженного SF<sub>6</sub>. Поэтому мы уверены, что модулятор АО будет иметь лучшие характеристики при более низких температурах.



# **МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ**



## УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ ТИПА ИЛУ

### *Введение.*

В Лаборатории 14 ведутся работы по совершенствованию мощных высокочастотных импульсных ускорителей электронов типа ИЛУ, расширению диапазонов их параметров по энергии и мощности, совершенствуются системы выпуска пучка, изучаются процессы взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными материалами и соединениями, также прорабатываются технологические основы применения ускорителей в науке, производстве и медицине.

ИЯФ СО РАН поставил такие ускорители в Россию, Казахстан, Китай, Южную Корею, Индию, Японию, Польшу, Чехию. В этих странах также ведутся исследовательские работы по развитию электронно-лучевых технологий и ускорителей электронов.

В 2021 году был подписан контракт на поставку во Вьетнам ускорителя ИЛУ-14 с диапазоном энергии 7,5-10 МэВ и максимальной мощностью пучка 100 кВт для компании Anh Duong Irradiation Technology Joint Stock Company.

Дочерняя компания ГК Росатома "РосАтом Хэлскеа" будет изготавливать облучательный комплекс в Узбекистане на основе ускорителя ИЛУ-12 с диапазоном энергии 5-7,5 МэВ и максимальной мощностью пучка 60 кВт. Заключён договор на разработку и поставку ускорителя.

Линейка ускорителей типа ИЛУ включает в себя компактную модель ИЛУ-8 с энергией ускоренных электронов до 1 МэВ и мощностью пучка до 20 кВт и многорезонаторный ускоритель ИЛУ-14 с энергией электронов до 10 МэВ и мощностью пучка до 100 кВт.

### *Новый ускоритель ИЛУ-10М2.*

В 2019 году была начата разработка ускорителя ИЛУ-10М2 с диапазоном энергии электронов 3,5-5 МэВ и мощностью пучка до 100 кВт. Его основное отличие от ускорителя ИЛУ-10 – наличие трёх высокочастотных генераторов, что позволило увеличить максимальную мощность пучка с 50 до 100 кВт.

На Рис. 1 показаны концептуальный проект ускорителя ИЛУ-10М2 и фотография его верхней части с тремя ВЧ генераторами в бункере в здании №18 ИЯФа. Три высокочастотных генератора установлены над вакуумным объёмом и непосредственно связаны с резонатором. В 2020 году на этом ускорителе были начаты пуско-наладочные работы, которые были завершены в 2021 году.

В 2021 году ускоритель ИЛУ-10М2 успешно прошёл сдаточные испытания проработав непрерывно 16 часов при энергии 5 МэВ и мощности пучка 100 кВт.



Рисунок 1. Концептуальный проект ИЛУ-10М2 и его верхняя часть с тремя ВЧ генераторами.

### *Комплекс радиационной обработки на основе ускорителями ИЛУ-14.*

В 2021 году был подписан контракт на поставку во Вьетнам ускорителя ИЛУ-14 с диапазоном энергии 7,5-10 МэВ и максимальной мощностью пучка 100 кВт с конвертером для генерации тормозного излучения. Этот ускоритель предназначен для работы в составе комплекса радиационной обработки с конвейером. Заказчиком является компания Anh Duong Irradiation Technology Joint Stock Company, обрабатывать планируется в основном пищевые продукты.

В 2021 году было начато эскизное проектирование размещения ускорителя ИЛУ-14 в радиационной защите и конвейера для подачи обрабатываемой продукции в зону облучения. Окончательное проектирование комплекса радиационной обработки и его строительство будут вестись вьетнамской стороной на основе эскизных проектов, подготовленных в ИЯФе. Проектирование и изготовление конвейера тоже будет осуществлено вьетнамской стороной.

Ускоритель ИЛУ-14 и конвертер для генерации тормозного излучения будут изготовлены и поставлены ИЯФом.

## Модернизация ускорителя ИЛУ-14 и его систем.

В Лаборатории 14 ведётся постоянная работа по модернизации ускорителей серии ИЛУ и их систем. В 2021 году были начаты работы по модернизации системы ВЧ питания ускорителя ИЛУ-14, его блок-схема показана на Рис. 2.

Максимальная энергия электронов в генерируемом ИЛУ-14 пучке составляет 10 МэВ, а максимальная средняя мощность пучка электронов – 100 кВт. Для ускорителя ИЛУ-14 предназначенного для поставки во Вьетнам максимальная энергия электронов 10 МэВ, максимальная мощность пучка будет 100 кВт.

Чтобы обеспечить такую мощность пучка, ВЧ питание ускоряющей структуры осуществляется от двух-каскадного генератора, схематично показанного на Рис. 2. Первый каскад генератора получает сигнал обратной связи из ускоряющей структуры через фазовращатель, усиливает его и подаёт на систему из 3-х ВЧ мостов для распределения ВЧ мощности на 4 параллельно работающих усилителя на импульсных триодах

ГИ-50А (первый каскад также использует лампу ГИ-50А).

Максимальная импульсная выходная мощность каждого усилителя – не менее 2 МВт, максимальна выходная мощность выходного каскада – 8 МВт.

Из второго каскада генератора ВЧ мощность через 4 коаксиальных волновода передаётся в ускоряющую структуру.

Показанная в верхней части Рис. 2 ускоряющая структура ИЛУ-14 состоит из 7 ускоряющих резонаторов и 6 резонаторов связи, общая длина структуры без выпускного устройства составляет 5,5 м.

Для успешного ускорения и прохождения электронного пучка через такую длинную структуру с минимальными потерями (а ещё лучше без потерь) инжекция пучка осуществляется триодной электронной пушкой с модуляцией тока пучка высокочастотным (ВЧ) напряжением смещения, подаваемым из одного из ускоряющих резонаторов через петлю связи, кабели (или волноводы) и фазовращатель.

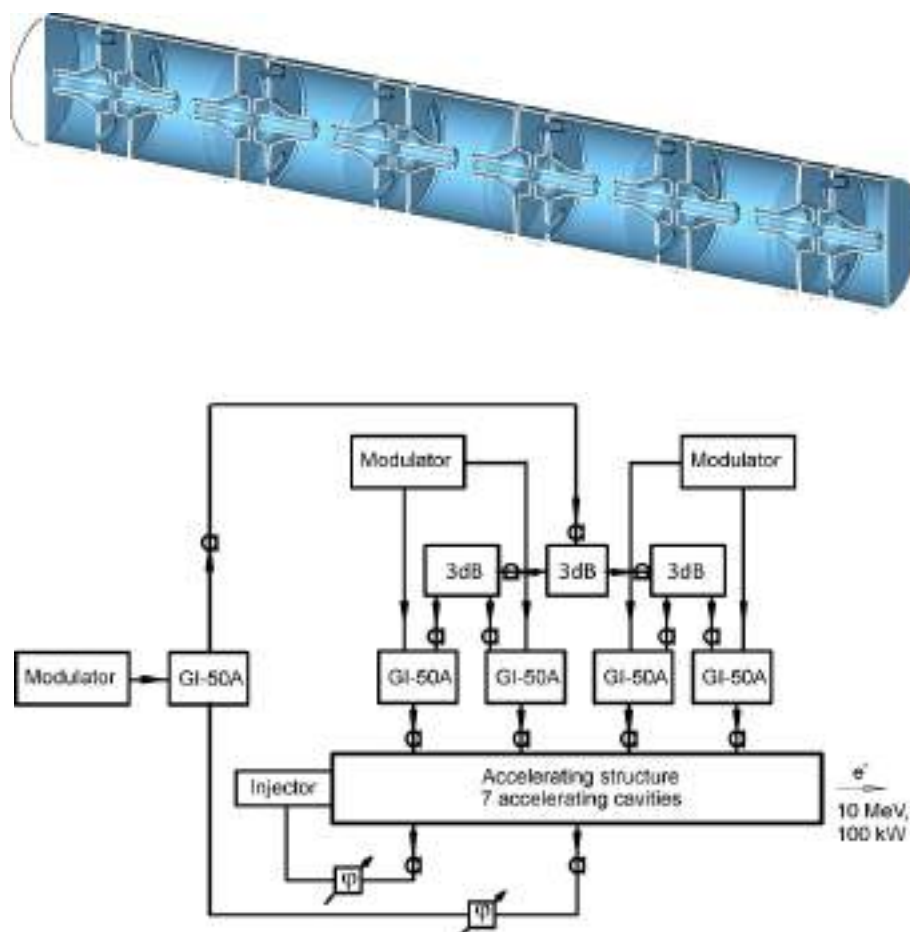


Рисунок 2. Ускоряющая структура (вверху) и блок-схема ВЧ системы ускорителя ИЛУ-14 (внизу).

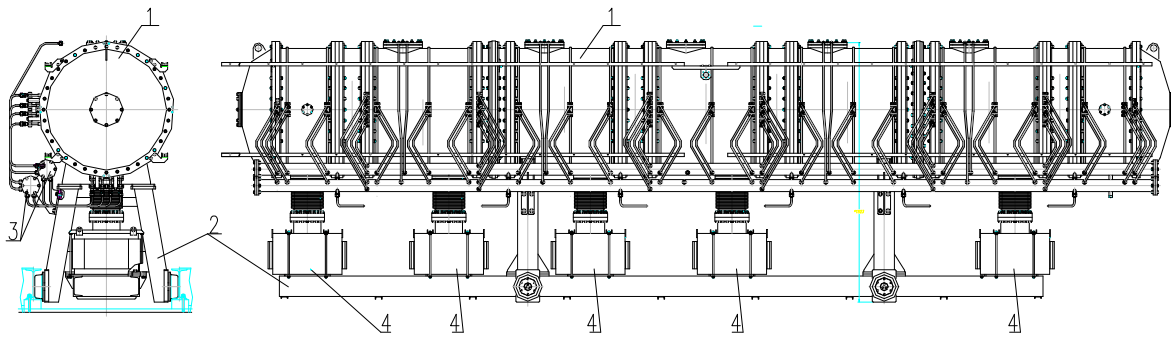


Рисунок 3. Ускоряющая структура ИЛУ-14 на несущей раме: 1 – ускоряющая структура, 2 – несущая рама, 3 – трубы и коллекторы системы водяного охлаждения, 4 – магниторазрядные высоковакуумные насосы.

На Рис. 3 показана ускоряющая структура ИЛУ-14 на специальной несущей раме, которая не только обеспечивает механическую устойчивость собственно структуры, но и обеспечивает соединение ускоряющей структуры с вакуумными насосами, трубами системы водяного охлаждения и другими коммуникациями. Кроме этого, рама должна позволять проводить монтаж, демонтаж, ремонтные работы и обслуживание всех систем ускорителя.

В первом варианте ВЧ генератора ускорителя ИЛУ-14 усилительные каскады на мощных импульсных ламповых триодах ГИ-50А, волновод обратной связи с фазовращателем, ВЧ мосты и выходные волноводные фидеры передающие ВЧ мощность от генератора в ускоряющую структуру размещались на антресоли над ускорителем (на следующем уровне). Питающие ВЧ структуры фидеры были длинными и изогнутыми.

Был разработан новый вариант размещения систем ВЧ питания, в котором оборудование размещается рядом с ускорителем на одном с ним уровне, что позволяет уменьшить габариты зала для размещения ускорителя и соответственно уменьшить размеры и вес биологической защиты. В новом варианте питающие ускоряющую структуру ВЧ фидеры укорочены на длину волны (примерно 1,7 м), уменьшено количество их изгибов и фланцевых соединений.

Также изменены нагрузочные сопротивления мостов ВЧ генератора – применён другой их тип и увеличена нагрузочная способность.

На Рис. 4 показаны виды ускорителя ИЛУ-14 с модернизированным ВЧ генератором. Ускоряющая структура и ВЧ генератор размещены на своих несущих рамах, установленных рядом на полу зала. Несущая рама ВЧ генератора снабжена регулируемыми опорами. На ней также установлено не показанное на рисунках вспомогательное оборудование, в частности, трансформаторы питания накала ламп ВЧ генератора.

Новая конфигурация ВЧ генератора и вспомогательного оборудования обеспечит более надёжную работу ВЧ системы и удобство эксплуатации ускорителя.

Новая несущая рама позволяет также собрать ВЧ генератор и другое оборудование в старой конфигурации.

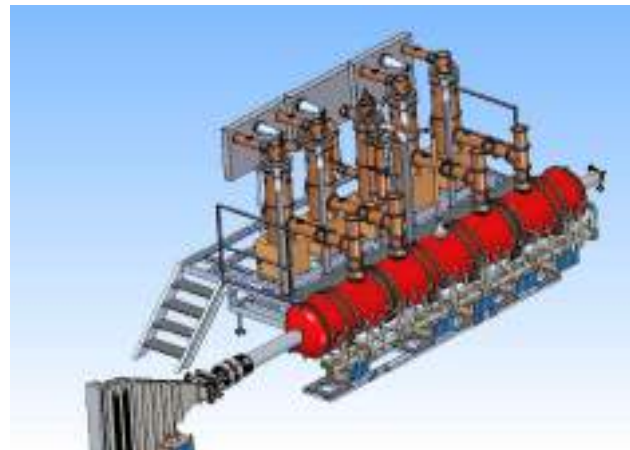
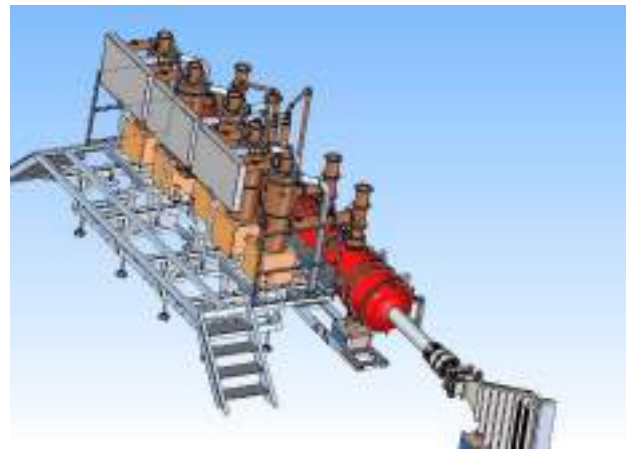


Рисунок 4. Виды ускорителя ИЛУ-14 с модернизированным ВЧ генератором.

### *Модернизация систем питания и управления ускорителями ИЛУ.*

На Рис. 5 показана блок-схема системы управления ускорителем ИЛУ-14. Программа управления установлена на персональном компьютере. Через последовательный интерфейс она обменивается данными со следующими управляющими блоками выполненными в

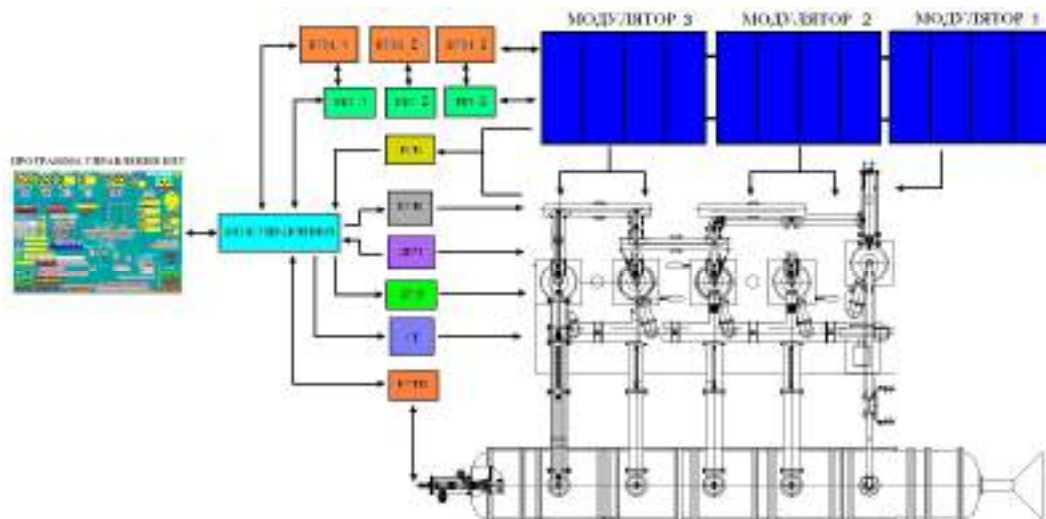


Рисунок 5. Блок-схема системы управления ускорителем ИЛУ-14.

стандарте «Вишня» и размещёнными в шкафах системы управления:

- блок управления (БУ)
- 3 блока управления модулятором (БУМ)
- 3 блока быстрой защиты (ББЗ)
- блок сигнализации и контроля (БСК)
- блок управления накалами (БУН)
- детектор высокой частоты (ДВЧ)
- блок управления током инжектора (БУТИ)
- стабилизатор тока (СТ)
- блок управления разверткой (БУР)

Ведётся работа по созданию новой системы управления в которой заменены часть электронных блоков старой системы: блок управления, 3 блока БУМа, 3 блока ББЗ, блок БСК. В Таблице 1 представлены используемые модули и их характеристики.

Таблица 1. Используемые блоки.

Название модуля	Характеристики
NI9401 – 8 DIO	8-канальный 100 нс модуль цифровых входов-выходов ТТЛ
NI9201 – 8 ADC	8-канальный АЦП, $\pm 10\text{В}$ , 12 бит, 500 кВыб/с
NI9264 – 16 DAC	16-канальный ЦАП, $\pm 10\text{В}$ , 25 кб/с, 16 бит
NI9205 – 32 ADC	32-канальный АЦП, $\pm 10\text{В}$ , 250 кВыб/с, 16 бит, расстановка DSUB
NI9403 – 32 DIO	32-канальный модуль цифровых входов-выходов ТТЛ

Основой новой системы управления ускорителем будет контроллер CompactRIO от компании National Instruments, представляющий собой процессор под управлением программного обеспечения LabVIEW Real-Time Module (National Instruments), программиру-

емого устройства ПЛИС и шасси для установки 8 модулей ввода/вывода. Для приведения входных и выходных сигналов к нужному логическому уровню будут использоваться семь плат подготовки сигналов. Новая система позволит увеличить гибкость настройки системы и возможности модернизации системы, а также уменьшить размеры и снизить трудозатраты.

Был разработан новый БУМ (Блок Управления Модулятором), который является одной из самых важных частей системы управления. На Рис. 6 показана плата управления.



Рисунок 6. Новый БУМ – плата управления.





Рисунок 7. Новый БУМ – плата питания.

На плате управления размещён микроконтроллер STM32F407, обеспечивающий вычислительные и управляющие функции блока и входные/выходные цепи. Переход на новое семейство 32-битных микроконтроллеров STM32 увеличит вычислительную мощность и возможности нового блока управления.

На Рис. 7 показана плата питания БУМа. Она преобразует сетевое переменное напряжение 220В в постоянные напряжения +5В, ±15В, +40В необходимые для питания микроконтроллера и входных/выходных цепей платы управления. Также она генерирует сигнал привязки к фазе сети 220 В необходимый для правильной работы модулятора.

Проведены стендовые испытания работы внутренних цепей платы и работы микроконтроллера. Планируется провести испытания на работающем ускорителе ИЛУ.

### Разработка системы поворота электронного пучка.

Ускоритель ИЛУ-10 используется для промышленной стерилизации медицинских изделий и обработки пищевых продуктов. Он генерирует идущий вертикально вниз пучок электронов с диапазоном энергии 3,5-5 МэВ и мощностью до 50 кВт.

Для удобства облучения иногда требуется горизонтально направленный электронный пучок. Поэтому была поставлена задача разработать выпускное устройство для ускорителя ИЛУ-10, которое позволит работать в двух режимах: осуществить выпуск электронного пучка вертикально или, повернув его на 90 градусов, осуществить выпуск пучка горизонтально.

Поскольку ИЛУ-10 – высокочастотный ускоритель, электроны в генерируемом им пучке имеют заметный разброс по энергии. Немонохроматичность пучка делает задачу его поворота достаточно сложной. Помимо

этого, ускоритель не всегда будет работать на максимальной энергии 5 МэВ – диапазон его энергии от 3,5 до 5 МэВ. И система поворота и транспортировки пучка должна обеспечить эффективный поворот пучка и минимальные его потери в таком широком диапазоне энергии.

Первая версия магнитной системы состоит из двух дипольных магнитов и соленоидальной линзы. На Рис. 8 изображены модель дипольной отклоняющей системы, показаны распределение магнитной индукции по поверхности, а также траектории электронов пучка.

В качестве первого сканирующего дипольного магнита было предложено использовать уже разработанный и применяющийся сканирующий дипольный магнит. Такое решение позволит удешевить разработку магнитной системы. Второй дипольный магнит в дальнейшем будет называться длинный диполь.

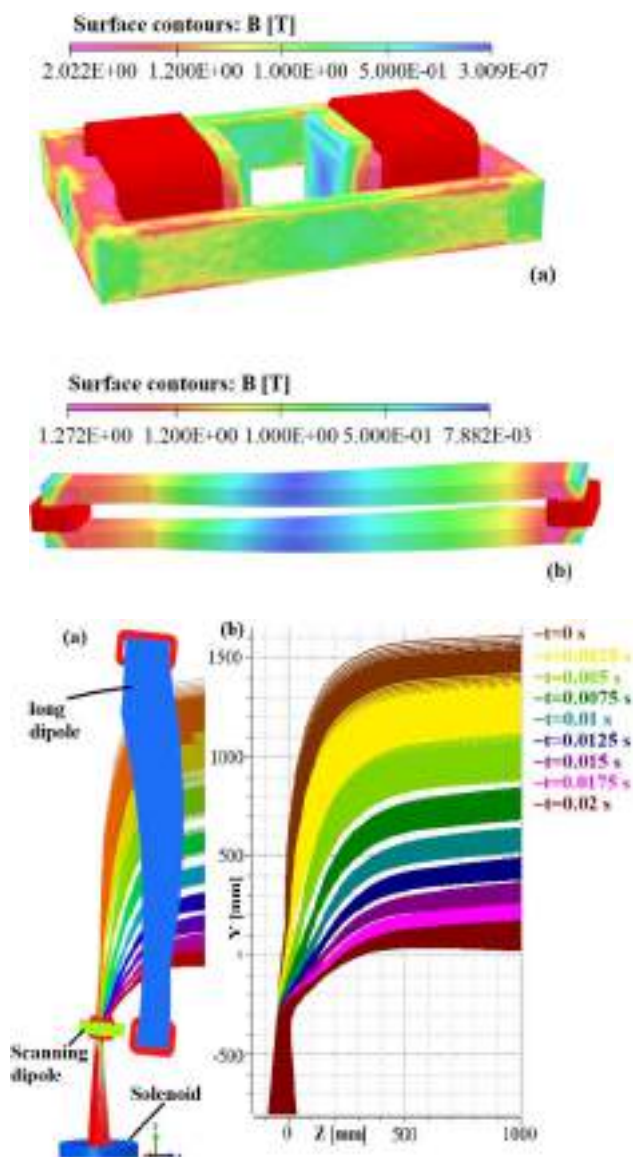


Рисунок 8. Магнитная система поворота пучка на основе диполей.

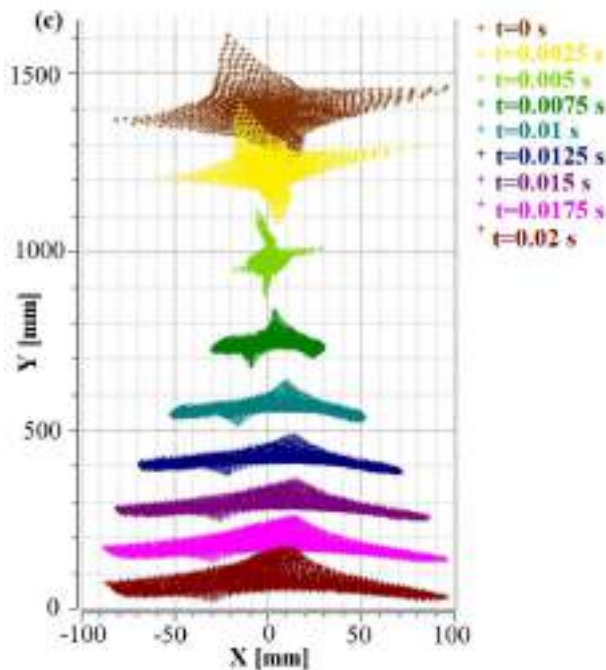


Рисунок 9. Изменение формы пучка на расстоянии 500 мм от выпускного окна в процессе сканирования вдоль выпускного окна диполями.

На Рис. 9 показано полученное в результате численного моделирования изменение формы пучка на расстоянии 500 мм от выпускного окна в процессе сканирования вдоль выпускного окна.

Оба дипольных магнита расположены под наклоном. Сканирующий диполь повернут на угол  $5^\circ$  по оси  $x$  как это видно на рисунке 9, а длинный диполь повернут на угол  $97^\circ$ . За счет изменения тока в катушках ска-

нирующего диполя происходит изменение угла отклонения пучка. В длинном диполе ток остаётся постоянным.

Для первого этапа моделирования было принято, что энергия электронов 5 МэВ ток в сканирующем диполе возрастает линейно от 0 до 9000 А\*виток за 0,02 с, шаг отображений треков 0,0025 с, изначальный диаметр пучка 15 мм, его угол расхождения 2 градуса.

На Рис. 9 показано, что пучок в момент времени 0,005 с максимально сфокусирован, в дальнейшем начинается увеличение пучка по оси  $x$ . Это связано с тем, что фокусное расстояние магнитной линзы постоянно, а длина пути электронов пучка до выпускного окна системы выпуска пучка уменьшается с ростом тока в сканирующем диполе. Также с ростом тока в сканирующем диполе увеличивается влияние краевых эффектов.

Для улучшения однородности плотности тока пучка на мишени следует модулировать скорость изменения тока развёртки. Такое решение уже было разработано для ускорителя ИЛУ-10. Также для уменьшения влияния краевых эффектов можно использовать дипольный магнит с градиентом вместо существующего сканирующего диполя.

На втором этапе выполнено моделирование прохождения пучков с энергиями в интервале от 2,5 МэВ до 5 МэВ. Пучки с энергией до 3,3 МэВ проходят через магнитную систему с большими потерями. Но это допустимо, поскольку даже при энергии 3,5 МэВ основная масса электронов в пучке имеют энергии свыше 3,3 МэВ – расчёты и измерения энергетических спектров пучков были проведены ранее. На Рис. 10 показаны сечения пучков с нулевым углом разброса с энергиями от 3,3 МэВ до 5 МэВ в у верхнего (а) и нижнего края (б) выпускного окна (см. Рис. 8) на расстоянии 500 мм от выпускного окна.

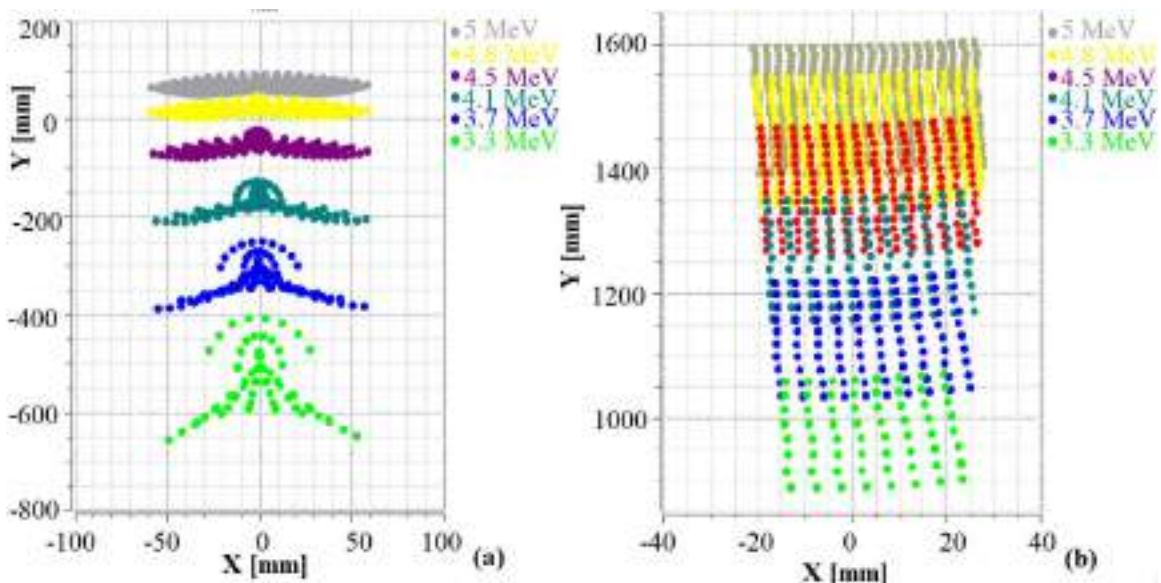


Рисунок 10. Сечения электронных пучков у верхнего (а) и нижнего края (б) выпускного окна (см. Рис. 8) на расстоянии 500 мм от выпускного окна.

Был предложен и проработан вариант организации поворота пучка на 90 градусов магнитным зеркалом. В магнитном зеркале поворот пучка на 90 градусов осуществляется путём его поворота на 270 градусов – пучок движется внутри зеркала по петле и выходит из него в направлении перпендикулярном направлению входа.

При правильном расчёте, изготовлении и настройке такое зеркало при постоянной силе питающего тока будет поворачивать (точнее, разворачивать) электроны на одинаковый угол вне зависимости от их энергий.

Типичное магнитное зеркало представляет из себя половину квадруполь с вертикальной зеркальной плоскостью вдоль продольной оси. Эта зеркальная плоскость обеспечивает симметрию, необходимую для получения полей подобных тем, что наблюдаются в квадрупольном магните. Вместо того чтобы инжектировать пучок по оси квадруполь, пучок инжектируется через "переднюю пластину", то есть, через железную часть, которая функционирует примерно как идеальная магнитная зеркальная плоскость.

Было предложено магнитное зеркало состоящее из двух стальных сердечников, размещённых в катушках обмотки. Один из краев сердечника выполнен в форме гиперболы. Сердечники соединены друг с другом с помощью магнитного шунта. Был произведён подбор параметров такого зеркала для установки на ускоритель ИЛУ-10 и проведено моделирование.

На Рис. 11 показана половина такого магнитного зеркала с распределением магнитных полей на поверхности ярма и траектории электронов с энергиями 2,5 и 5 МэВ.

На Рис. 12 показаны расчётные траектории пучков электронов с энергиями от 2,5 до 5 МэВ и их сечения на расстоянии 150 мм после прохождения зеркала. Видно, что пучки различных энергий проходят через магнитное зеркало без потерь.

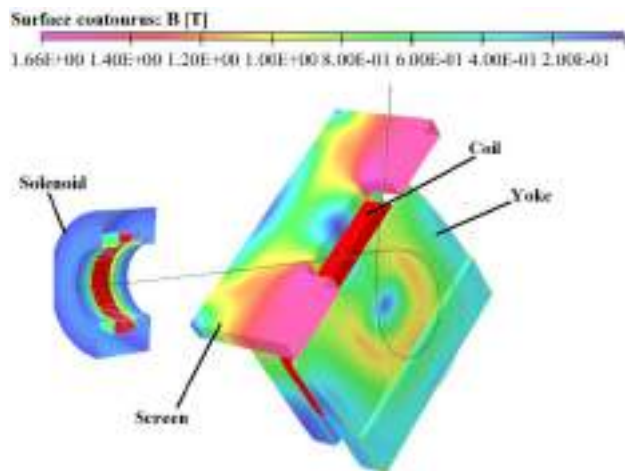


Рисунок 11. Вид магнитного зеркала и траектории электронов с энергиями 2,5 и 5 МэВ.

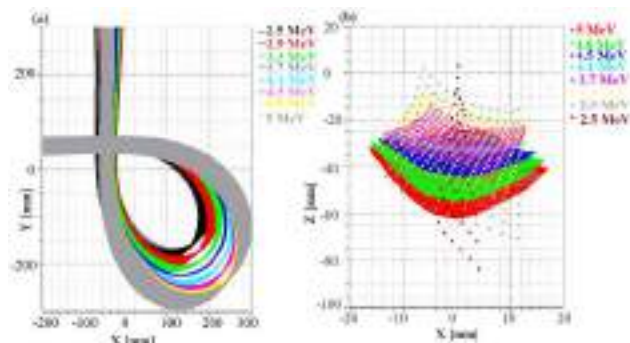


Рисунок 12. Траектории пучков электронов с различной энергией (слева) и сечения пучков на расстоянии 150 мм от магнитного зеркала (справа).

На Рис. 13 показаны сечения пучков на расстоянии 750 мм от магнитного зеркала и сечение модельного пучка на эквивалентном расстоянии (без прохождения магнитного зеркала). После магнитного зеркала в пучках наблюдается квадрупольная фокусировка. Ее можно скомпенсировать, добавив в систему квадрупольную линзу.

Первый описанный вариант системы поворота пучка с двумя диполями обрезает низкоэнергетическую часть спектр пучка, а также требует дополнительной модуляции тока развёртки для улучшения равномерности плотности тока пучка на мишени. Однако такая система проста в эксплуатации и менее чувствительна к ошибкам производства и настройки, чем магнитное зеркало.

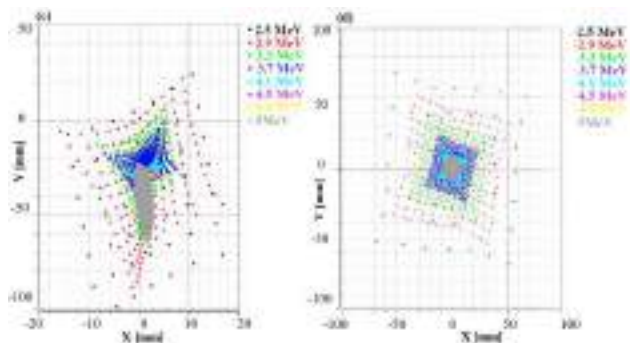


Рисунок 13. Сечения пучков на расстоянии 750 мм от магнитного зеркала (слева) и сечение модельного пучка на эквивалентном расстоянии (справа).

Вариант системы поворота пучка с магнитным зеркалом может пропустить весь энергетический спектр пучка, также он может обеспечить большую равномерность плотности тока пучка на мишени при помощи дополнительных элементов. Но такая система может быть более зависима от ошибок производства и настройки.

Работа ведётся совместно с сектором 5-11.

## *Совместный облучательный центр ИЯФ-НГУ.*

В здании №15 ИЯФа работает совместный облучательный центр ИЯФа и НГУ. За 2021 год было обработано 599 тонн медицинской продукции – одноразового белья и инструментов и БАДов.

## *Изучение взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами, материалами и изделиями.*

В Лаборатории 14 постоянно ведутся работы по исследованию взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами и материалами. Результаты этих работ позволяют получать новые знания в физике взаимодействия электронных пучков с веществом, в радиационной физике и химии и в смежных областях. В результате развития этих работ расширяются области применения ускорителей и определяются технические требования к ускорителям и подпучковому оборудованию.

Совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН продолжались работы по исследованию возможностей электронно-лучевого инициирования процесса полимеризации эфиров метакриловой кислоты. Получены сополимеры, обладающие аномальной зависимостью вязкости растворов от температуры. Использование сополимера изодецилметакрилата и бензилметакрилата позволило получить композиты с субмикрочастицами вольфрама с плотностью 6,8 г/см<sup>3</sup> и отсутствием сквозной проводимости.

Были проведены исследование влияния электронно-лучевой обработки на свойства и структуру компонентов ракетного топлива - триаминотринитробензола и гексанитрогексаазазисовюрцитана. Проведены исследования влияния обработки на их дальнейшие термические превращения. Установлено увеличение летучести триаминотринитробензола после электронно-лучевой обработки. Показано наличие обусловленного ионизирующим излучением распада гексанитрогексаазазисовюрцитана при полиморфном переходе вследствие нагревания. Продолжаются работы с ФНПЦ "Алтай" по исследованию влияния электронно-лучевой обработки полимеров-предшественников на свойства получаемых на их основе энергонасыщенных композиций используемых в качестве ракетного топлива.

Проводились работы по исследованию процессов радиационно-термического синтеза совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, Институтом катализа СО РАН (ИК СО РАН) и Московским институтом стали и сплавов (МИСиС). Это продолжение давно ведущихся работ. С Институтом катализа проводятся работы по созданию эффективных топливных элементов, в которых энергия химических реакций окисления непосредственно преобразуется в электрическую энергию. Для топливных элементов требуются газопроницаемые мембраны и мембраны для проведения окислительных реакций и выработки

электроэнергии. Радиационно-термический синтез используемый в процессе приготовления мембран позволяет повысить их качество благодаря процессу радиационно-стимулированной диффузии компонентов реакционных смесей. С Московским институтом стали и сплавов разрабатываются материалы для микроэлектроники и систем двойного назначения.

Совместно с Московским институтом стали и сплавов проводились работы по радиационно-термическому спеканию сложных оксидов. В традиционном процессе термический синтез сложных оксидов (к которым относятся и ферриты) продолжается длительное время и в продукте остаются исходные оксиды. Если требуется отсутствие исходных компонентов, делают несколько циклов спекания с промежуточным помолом.

Было установлено, что радиационно-термический синтез сложных оксидов может быть проведён до конца на протяжении часа (даже за 30 минут) и в конечном продукте (в частности, феррите) не будут обнаруживаться исходные компоненты. Контроль количества исходных оксидов в полученных продуктах осуществлялся методом рентгеноструктурного анализа с использованием синхротронного излучения.

Совместно с Институтом горного дела СО РАН проводились работы по исследованию действия интенсивного электронного пучка на минеральное сырьё. Радиационная обработка уменьшает энергозатраты на помол и увеличивает выход содержащих цветные металлы соединений. Зафиксировано повышение селективности измельчения после радиационной обработки, а также улучшение процесса селективнодеинтеграции труднообогащаемой руды Рубцовского месторождения.

Были проведены работы совместно с Кемеровским Кардиологическим Центром (Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-исследовательский институт комплексных проблем сердечно-сосудистых заболеваний», НИИ КПССЗ), разрабатывались протезы кровеносных сосудов малого диаметра. В последние десятилетия возрастает смертность от сердечно-сосудистых заболеваний, поэтому идёт постоянный поиск новых методов и способов лечения, в том числе идёт поиск материалов и способов создания протезов кровеносных сосудов. Электронно-лучевая обработка способна стерилизовать протезы и обеспечить пришивку к их поверхности различных факторов (активных веществ), которые позволяют обеспечить хорошую совместимость протезов с внутренней средой организма – исключить отторжение и нежелательные реакции иммунной системы на чужеродные тела.

Совместно с Федеральным государственным бюджетным учреждением "Новосибирский научно-исследовательский институт травматологии и ортопедии им. Я.Л. Цивьяна" Министерства здравоохранения Российской Федерации (ФГБУ "ННИИТО им. Я.Л. Цивьяна") велась разработка процесса радиационного синтеза и стерилизации биоразлагаемых гидрогелей на основе хитозана. Эти гидрогели используются в качестве кровяных материалов при лечении травм и ожогов.

Электронный пучок обеспечивает сшивку молекул биополимеров между собой, и образуется гидрогель, содержащий большое количество воды. Получившийся гидрофильный гидрогель обеспечивает более комфортные условия для заживления ран и ожогов чем традиционно используемые повязки с гидрофобными мазями. По результатам работ получен патент.

Совместно с Федеральным государственным бюджетным учреждением науки «Сибирский федеральный научный центр агробиотехнологий Российской академии наук» (СФНЦА РАН) проводились работы по радиационной обработке продуктов питания и радиационной деконтаминации кормового зерна. Стоит задача определения рабочих доз процессов для различных продуктов и исследование изменений их свойств после обработки. Внедрение в практику таких процессов позволит поставить заслоны на путях передачи инфекций, повысить безопасность питания и жизни, а также сократить потери продуктов.

Совместно с Институтом цитологии и генетики СО РАН проводилось тестовое облучение мышей с целью проверки эффективности нового радиопротекторного препарата на основе двухцепочечной РНК. В ядерной энергетике (и в некоторых других областях) стоит задача повысить устойчивость живых организмов к ионизирующему излучению. Один из способов повысить стойкость к радиации – введение радиопротекторных препаратов (радиопротекторов) перед облучением. Начальный этап исследований препаратов – работы на мышах. В Институте цитологии и генетики СО РАН несколько лет назад был демонтирован использовавшийся для тестовых облучений изотопный источник поскольку в последние десятилетия в нашей стране (и во многих других странах) идёт процесс сокращения количества изотопных источников, в том числе исследовательских. Этот процесс вызван нарастающим дефицитом и повышением стоимости излучающих элементов, ужесточением правил работы с изотопными источниками и стремлением минимизировать риски возможного радиоактивного заражения в случае проблем с источником или с излучающими элементами в процессе их транспортировки. Поэтому для проверки эффективности нового радиопротекторного препарата были начаты тестовые облучения мышей малыми дозами (около 9 Гр) в ИЯФе.

Совместно с Институтом автоматизации и электрометрии СО РАН проводились работы по радиационной модификации волоконных брэгговских решёток, записанных фемтосекундным лазерным излучением. Волоконная брэгговская решётка (ВБР) – это распределённый брэгговский отражатель (разновидность дифракционной решетки), сформированный в светонесущей сердцевине оптического волокна. ВБР обладают узким спектром отражения, они используются в волоконных лазерах, волоконно-оптических датчиках, для стабилизации и изменения длины волны лазеров и лазерных диодов и так далее. Цели работы – изучить изменение свойств ВБР в процессе облучения. ВБР в перспективе

могут быть использованы в качестве датчиков и измерителей радиации и температуры в опасных и/или агрессивных условиях.

### *Заключение.*

Велась разработка новой системы питания и управления ускорителем ИЛУ-14. По итогам работы получен 1 патент.

Проводилась модернизация ускорителей серии ИЛУ и их систем. На протяжении 2021 года были проведены работы по модернизации системы ВЧ питания ускорителя ИЛУ-14. Были переработаны конструкции ВЧ генератора, системы подачи ВЧ смещения на электронную пушку и спроектированы новые несущие рамы для ускоряющей системы и ВЧ генератора позволяющие смонтировать ВЧ генератор на одном уровне с ускорителем. Разработаны комплекты чертежей новых конструкций ВЧ генератора, конструкций системы ввода ВЧ мощности в электронную пушку, несущих рам ускоряющей структуры и ВЧ генератора. Размещение ВЧ генератора на одном уровне с ускорителем позволяет сократить количество фланцевых соединений в ВЧ системе, уменьшить габариты зала для размещения ускорителя и соответственно уменьшить размеры и вес биологической защиты. Новый вариант ВЧ генератора обеспечит более надёжную работу ВЧ системы и удобство эксплуатации ускорителя.

Изучалось взаимодействие интенсивного электронного пучка с различными веществами, материалами и изделиями. Были продолжены экспериментальные работы с интенсивным электронным пучком, изучалось его взаимодействие с различными материалами и соединениями. По итогам работ получен 1 патент.

## РАЗРАБОТКА УСКОРИТЕЛЕЙ СЕРИИ ЭЛВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 3 МЭВ

Основой создаваемого источника высокого напряжения является класс ускорителей ЭЛВ (источники высокого напряжения ускорителей), таким образом наследуется концепция, лежащая в основе конструкции этих ускорителей и все ее преимущества.

Наиболее важными являются электромагнитные параметры и напряженность электрического поля в колонне высоковольтного выпрямителя. Для определения параметров высоковольтного генератора решено использовать метод подобия электромагнитных процессов в высоковольтных генераторах, иными словами - метод параметрической экстраполяции. Суть метода заключается в расчете одним и тем же способом параметров нового генератора и существующего аналогичного устройства с последующим сравнением результатов расчетов. Полагаем, что корреляция реальных параметров с расчетными будет одинаковой для обоих случаев. При использовании упрощенной модели, погрешности расчетов программы не окажут влияния на соотношение реальных параметров. Такой подход яв-

ляет собой дальнейшее развитие метода расчета высоковольтных генераторов на основе реальных физических полей.

Другой подход, основанный на эквивалентной индуктивной схеме, не является в полной мере адекватным, поэтому мы и вернулись к физическим методам. Действительно высоковольтный генератор состоит из 80 выпрямительных секций, имеющих различный коэффициент связи с первичной обмоткой и друг с другом. Помимо этого, сама катушка вторичной обмотки состоит из 50 слоев с различными внутренними емкостными коэффициентами. Расчет становится неоправданно сложным и, следовательно, можно воспользоваться пусть и менее точными, но достаточно адекватными оценочными методами.

### *Электромагнитные параметры высоковольтного выпрямителя.*

За основу берется высоковольтный выпрямитель ускорителя ЭЛВ-8, с максимальной энергией 2,5 МэВ и мощностью 100 кВт. Чертежи выпрямителя ЭЛВ-8 и нового высоковольтного выпрямителя, который в дальнейшем будет именоваться как ЭЛВ-15, приведены на Рисунке 1.

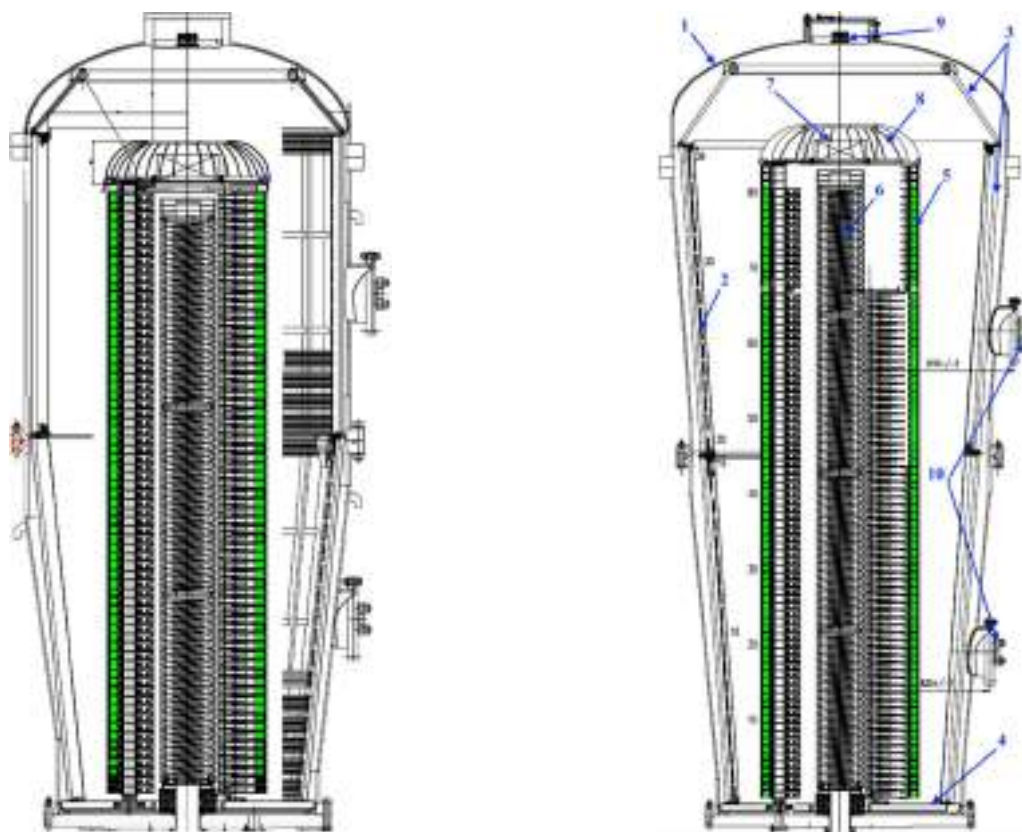


Рисунок 1. Выпрямители ЭЛВ-8 (слева) и ЭЛВ-15 (справа).

1 - сосуд; 2 - первичная обмотка; 3,4 - магнитопроводы; 5 - выпрямительные секции; 6 - ускорительная трубка; 7 - блок управления инжектором; 8 - высоковольтный электрод; 9 - оптические каналы управления инжектором; 10 - выводы первичной обмотки.

Ускорители ЭЛВ представляют собой сосуд высокого давления, заполненный элегазом. Внутри сосуда расположены: первичная обмотка, состоящая из двух частей, высоковольтный выпрямитель с встроенной внутрь ускорительной трубкой, высоковольтный электрод и блок управления инжектором. К днищу котла прикреплены элементы вакуумной и электронно-оптической системы.

Электроны, эмитированные катодом, расположенным на верхнем конце ускорительной трубки, на выходе из ускорительной трубки имеют полную энергию  $-eU_0$ . Величина тока пучка определяется температурой катода. Его нагрев обеспечивается блоком управления инжектором.

В Таблице 1 приведены параметры ускорителей ЭЛВ-8 и ЭЛВ-15.

Таблица 1. Параметры ускорителей ЭЛВ-8 и ЭЛВ-15.

Параметр	$W_{11}/W_{12}$	$W_2$	$R_{2cp}$	$N$	$U_{2cp}$	$R_{1min}$	$R_{1max}$	$L_{низ}/L_{верх}$	$K$
ЭЛВ-8	17/15	3000	337	65	38,5	525	680	1670/1382	0,28
ЭЛВ-15	17/16	3000	410	80	37,5	588	845	1900/1700	0,29

В таблице обозначено:

$W_{11}, W_{12}$  – число витков в нижней и верхней частях первичной обмотки;

$W_2$  – число витков катушки вторичной обмотки;

$R_{2cp}$  – средний радиус катушки вторичной обмотки, мм;

$N$  – число выпрямительных секций (катушек вторичных обмоток);

$U_{2cp}$  – среднее выпрямленное напряжение секции, кВ;

$R_{1min}, R_{1max}$  минимальный и максимальный радиусы первичной обмотки, мм;

$L_{низ}, L_{верх}$  – длина нижней и верхней частей первичной обмотки, мм;

$K$  – геометрический коэффициент, который будет объяснен далее.

Как следует из рисунка и таблицы, отличия рассматриваемых высоковольтных выпрямителей состоит в следующем:

- увеличены диаметр и высота первичной обмотки;
- увеличено количество витков первичной обмотки;
- увеличен диаметр катушек вторичной обмотки (секций);
- увеличено число выпрямительных секций (то есть высота колонны).

Частота остается прежней – 400 Гц ( $\omega = 2,5 \cdot 10^3$ ), хотя вопрос её выбора может быть рассмотрен отдельно.

Численное моделирование производится в комплексе программ «SAM», предназначенного для расчета аксиально-симметричных электромагнитных и электронно-оптических систем. В каждом горизонтальном сечении трансформатора магнитный поток, внутри витка первичной обмотки, состоит из потока внутри вторичной обмотки и потока в зазоре между обмотками.

На Рисунке 2 показано расчетное распределение магнитного поля по высоте колонны. Витковое напряжение вторичной обмотки в режиме холостого хода или при малой нагрузке в каждом сечении будет:

$$U_{2вит} = U_{1вит} \frac{R_2^2 - R_{тр}^2}{R_1^2 - R_{тр}^2} \quad (1),$$

где:

$U_{1вит}, U_{2вит}$  – витковое напряжение первичной и вторичной обмоток, В;

$R_1, R_2$  – текущий радиус первичной и вторичной обмоток, мм;

$R_{тр}$  – радиус экранирующих колец ускорительной трубки, мм.

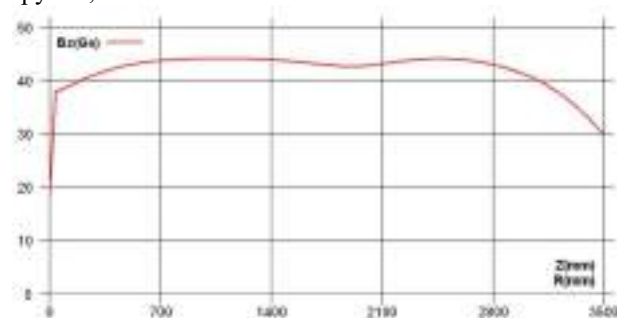


Рисунок 2. Распределение магнитного поля  $B_z$  по вертикальной оси  $Z$ .

Чтобы перейти от виткового напряжения к выпрямленному: число витков вторичной обмотки умножим на число секций, на 2 (поскольку выпрямитель построен по схеме удвоения напряжения) умножим на  $\sqrt{2}$  (среднеквадратичное значение), и разделим на число витков первичной обмотки. Тем самым получаем выходное напряжение для высоковольтного выпрямителя с трансформатором без магнитного сердечника, со схемой удвоения:

$$U_0 = KU_1 \frac{3000 \cdot 65 \cdot \sqrt{2} \cdot 2}{32},$$

$$\text{или иначе: } U_1 = U_0 \frac{32}{K \cdot 3000 \cdot 65 \cdot \sqrt{2} \cdot 2} \quad (2),$$

где:

$U_0$  – полное напряжение выпрямителя, В;

$U_1$  – напряжение первичной обмотки, В;

$K$  – геометрический коэффициент, определяемый зависимостью  $R_1$  от  $Z$ .

В случае однородного распределения потока внутри витка первичной обмотки (работа в режиме холостого хода или малого тока):

$$U_{2вит} = U_{1вит} \frac{R_2^2 - R_{тр}^2}{R_1^2 - R_{тр}^2} = U_{1вит} K \quad (3),$$

Отсюда получаем:

$$K = \frac{R_2^2 - R_{тр}^2}{R_1^2 - R_{тр}^2} \quad (4);$$

Обозначения те же, что и в Таблице 1, R1cp2 - среднее значение квадрата радиуса первичной обмотки по высоте (пропорционально средней площади витка этой обмотки). Значение K приведено в Таблице 1, оно составляет 0,29 для ЭЛВ-15 и 0,28 для ЭЛВ-8.

Напряжение первичной обмотки для ускоряющего напряжения 3 МВ в режиме холостого хода, рассчитанное вышеуказанным способом, составляет 517 В. Рабочее напряжение секции при напряжении 3 МВ – 37,5 кВ, что соответствует среднему полю по колонне 38 Гс. В режиме холостого хода ток первичной обмотки для этого поля равен 380 А. Вклад тока вторичной обмотки, рассчитанный в виде соотношения витков первичной и вторичной обмоток с учетом схемы удвоения составляет:

$$\frac{1 \cdot 2 \cdot 80 \cdot 3000}{33} = 14.5 \text{ А на/мА тока пучка (5)}$$

При расчете тока первичной обмотки необходимо учитывать фазовый сдвиг между током намагничивания первичной обмотки и током нагрузки. Принимаем его близким к 90°. Это вносит некоторую погрешность, но не оказывает значительного влияния на результат. Значения тока первичной обмотки для холостого хода и при нагрузках 50, 75, 100 и 125 кВт электронного пучка приведены в Таблице 2.

Для расчета напряжения первичной обмотки в рабочем режиме (под нагрузкой) рассмотрим структуру магнитного потока в сечении её витка. Магнитный поток внутри первичной обмотки состоит из магнитного потока внутри вторичной обмотки и потока в зазоре между обмотками. При этом напряжение первичной обмотки U1 будет:

$$U_1 = U_{1xx} \frac{I_1}{I_{1xx}} (1 - K) + U_{1xx} K \quad (6)$$

где: U1xx – ее напряжение в режиме холостого хода, В.

Используя данные Таблицы 1 и значения тока первичной обмотки - рассчитаем U1, и дополним Таблицу 2, тем самым получив параметры ЭЛВ-15 (напряжение и ток первичной обмотки).

Таблица 2. Параметры ускорителя ЭЛВ-15.

Ток пучка, мА	0	16,6	25	33,3	41,6
Максимальная мощность, кВт	0	50	75	100	125
Ток первичной обмотки, А	380	450	525	614	705
Напряжение первичной обмотки, В	508	574	645	730	816

Для проверки метода рассчитаем ускоритель ЭЛВ-8, параметры которого известны. Для этой машины K оказывается равным 0,28. То есть выпрямители достаточно близки.

В случае ЭЛВ-8 для холостого хода находим:

$$U_1 = U_0 \frac{32}{K \cdot 3000 \cdot 65 \cdot 1.4 \cdot 2} = 517 \text{ В (7)}$$

Реальное напряжение для энергии 2,5 МэВ составляет 480 В. Небольшая разница в 7,5% объясняется краевыми эффектами, разностью длин первичной и вторичной обмоток, и кроме того, резонансная частота

собранного выпрямителя составляет 400 Гц, то есть отношение  $\omega_{\text{раб}}/\omega_{\text{рез}} = 0,28$ .

Наличие резонансной частоты эквивалентно увеличению площади вторичных обмоток. Для ЭЛВ-8 эта величина равна 1,09. Таким образом мы имеем достаточно хорошее совпадение. Отметим также, что даже небольшая нагрузка устраняет эффект резонанса и расчетные параметры под нагрузкой близки к реальным. В Таблице 3 приведено сравнение расчетных и реальных параметров для ускорителя ЭЛВ-8.

Таблица 3. Расчётные и реальные параметры ускорителя ЭЛВ-8.

Ток пучка, мА	0	20	30	40	50
Максимальная мощность, кВт	0	50	75	100	125
Ток первичной обмотки, А (Расчетный)	500	556	620	700	790
Ток первичной обмотки, А (Реальный)	419	540	600	722	820
Напряжение первичной обмотки, В (Расчетное)	517	557	605	665	732
Напряжение первичной обмотки, В (Реальное)	480	588	631	702	760

#### Пульсации ускоряющего напряжения.

Обычно в ускорителях ЭЛВ, за исключением некоторых специфических применений, как, например, машин с выводом в атмосферу концентрированного пучка, величина пульсаций и стабильность энергии на уровне +/- 5% являются приемлемыми. В данном ускорителе электронный пучок выводится в атмосферу через окно из титановой фольги и дополнительных требований к вышеуказанному параметру не предъявляется.

Токи 30 и 40 мА являются достаточно большой нагрузкой для высоковольтного выпрямителя, поэтому угол отсечки зарядного тока конденсаторов высоковольтного выпрямителя является большим. Для оценки примем: разрядное время 1/3 полупериода, рабочая частота – 400 Гц, напряжение выпрямителя – 3 МВ. Тогда:

$$\Delta U = \frac{I_0 T}{2C_{\text{эkv}3}} = \frac{40 \cdot 10^{-3} \cdot 2.5 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 3} = 80 \cdot 10^3 = 40 \text{ кВ (8)}$$

$$\frac{\Delta U}{U} = 2,6\% = \pm 1,3\% \quad (9)$$

где:

- I0 – ток высоковольтного выпрямителя, мА;
- T – период питающего напряжения;
- Cэkv – эквивалентная емкость высоковольтного выпрямителя. Конструктивная емкость верхних секций составляет 3,6 пФ/секцию, фильтрующая емкость составляет 5100 пФ. Емкость высоковольтного электрода составляет 60 пФ. Поэтому

$$C_{\text{эkv}} = (3.6 \cdot 5100)^{1/2} + 66 = 200 \text{ нФ.}$$



Как видно из результата - величина пульсаций составляет 1,3%, что является приемлемым. Заметим, что в случае нулевого угла отсечки пульсации не превысят 4%, что подтверждает правильность оценки.

#### Стабильность ускоряющего напряжения.

Очевидно такого же рода требования предъявляются и к стабильности энергии, то есть среднему значению ускоряющего напряжения. Измерение энергии производится с помощью роторного вольтметра, расположенного над высоковольтным электродом. Существует две причины для неверного измерения энергии: изменение расстояния между высоковольтным электродом и вольтметром, и нестабильность вращения крыльчатки вольтметра.

Исходя из того, что температура в помещении ускорителя будет около 20°C, а рабочая температура ускорителя 45°C, разница температур составит  $\Delta T = 45 - 20 = 25^\circ\text{C}$ . Увеличение зазора за счет линейного расширения сосуда будет компенсироваться линейным расширением опор секций:

$$\Delta d = \Delta d_{\text{колонны}} - \Delta d_{\text{бака}} \quad (10)$$

Численная оценка дает величину 0,14мм, следовательно.  $\Delta E/E = 1,9 * 0,139 = 0,26\%$ , что нас вполне устраивает.

Для оценки точности роторного вольтметра в зависимости от нестабильности скорости вращения крыльчатки достаточно сказать следующее: для достижения точности измерений в 1% необходимо поддерживать скорость вращения с точностью не хуже, чем 20%. Асинхронный двигатель привода роторного вольтметра обеспечивает стабильность вращения в 5%, следовательно, точность измерения составит 0,25%.

Необходимо отметить, что дополнительно контроль напряжения высоковольтного выпрямителя можно проводить по напряжению первичной обмотки, поскольку оно, также, как и полное напряжение, не зависит от температуры бака и скорости вращения крыльчатки роторного вольтметра.

**Напряженность электрического поля в высоковольтном генераторе.** Геометрия высоковольтного выпрямителя является аксиальной, поэтому программа SAM позволяет легко и корректно проводить расчеты электрического поля. Проблема здесь заключается в том, что реальная поверхность может содержать отклонения и неровности, обусловленные процессом изготовления. Исходя из одинаковой технологии изготовления элементов выпрямителя метод параметрической экстраполяции так же оказывается полезным.

Счет секций в колонне начинается снизу, их полное число – 83. Три верхних секции являются «пустышками», то есть напряжение на них отсутствует, а напряжение на предыдущих секциях составляет примерно 0,8 от среднего. За счет этого устраняется поперечная разность потенциалов между выпрямительной колонной и ускорительной трубкой, а также уменьшается напряженность поля на экранах верхних секций.

Рассмотрим напряженность электрического поля на элементах выпрямителя посегментно. Рассматриваются 3 варианта: ЭЛВ-15, ЭЛВ-8 и ЭЛВ-15 с секциями ЭЛВ-8.

**Напряженность на сегментах высоковольтного электрода.** Схема расположения сегментов высоковольтного электрода для приведена на Рисунке 3. В Таблице 4 отображены значения напряженности электрического поля на сегментах высоковольтного электрода.

Как и следовало - максимальная напряженность поля будет на нижней кромке высоковольтного электрода. Это сделано во всех ЭЛВ и этому есть следующее объяснение: газовые пробои на землю должны происходить с верхнего конца колонны, но никак не с нижележащих секций. Максимальная напряженность в ЭЛВ-15, то есть в рассматриваемой машине - незначительно ниже, чем в ЭЛВ-8.

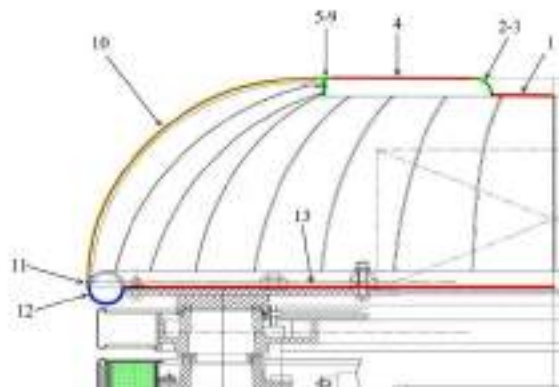


Рисунок 3. Схема расположения сегментов высоковольтного электрода.

Таблица 4. Напряженность на сегментах высоковольтного электрода.

№сегмента	3	4	5	8	9	10	11	12
E, кВ/см ЭЛВ-15, U = 3 МВ	120	111	117	129	118	171	180	192
E, кВ/см ЭЛВ-8, U = 2,5 МВ	117	112	119	134	125	171	185	196
E, кВ/см ЭЛВ-15, U = 3 МВ, секции от ЭЛВ-8	122	123	131	147	138	170	170	180

**Напряженность электрического поля на экранах выпрямительных секций.** Рассматриваем три вышеуказанных варианта. Распределение напряжения по верхним секциям в случае ЭЛВ-15 с секциями ЭЛВ-8 такое же, как и у ЭЛВ-15, то есть три верхних секции «пустышки». В случае ЭЛВ-8 верхним секциям присвоены номера такие же, как и у ЭЛВ-15. Секции с одинаковым номером имеют одинаковую позицию относительно высоковольтного электрода. Поэтому, несмотря на то, что в колонне ЭЛВ-8 65 секций, верхние

секции имеют номера 83 и так далее. Это было сделано для лучшего понимания.

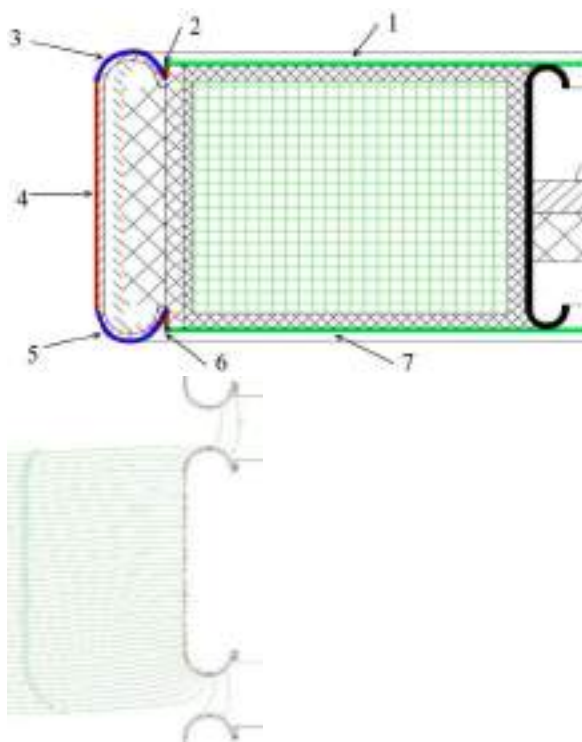


Рисунок 4. Схема расположения сегментов секции выпрямителя и электрическое поле на поверхности сегментов секции.

Профиль внешнего экрана секции и расположение сегментов приведены на Рисунке 4. Наибольшая напряженность электрического поля находится на сегментах 3, 4, и 5. Результаты приведены в Таблице 5.

Как видно из сравнения, максимальные напряженности на секциях примерно равны (у ЭЛВ-8 – незначительно выше). На высоковольтном электроде в случае ЭЛВ-8 напряженность также немного выше. Поэтому для новой машины ЭЛВ-15 напряженность не превышает значения для реальных ЭЛВ-8.

**Результаты.** Анализируя данные Таблицы 3, можно утверждать, что реальные и расчетные входные параметры ЭЛВ-8 достаточно хорошо совпадают. Поскольку геометрия рассматриваемых источников ЭЛВ-8 и ЭЛВ-15 близка, полагаем, что и для ЭЛВ-15 соотношение расчетных и реальных параметров останется таким же. Малые пульсации напряжения, его высокая стабильность и схожая с ускорителем ЭЛВ-8 напряженность электрического поля (Таблицы 4 и 5), а также то, что под нагрузкой различие реальных и расчетных параметров уменьшается, позволяют считать, что приведенные в Таблице 2 параметры машины ЭЛВ-15 являются достоверными для проектирования системы силового питания и изготовления ускорителя.

Таблица 5. Напряженность сегментов секции, кВ/см.

№ секции	83	82	81	80	79	78	77	76	75
Сегмент 3 ЭЛВ-15	141	166	167	155	140	136	135	130	124
Сегмент 3 ЭЛВ-15/8	151	161	160	157	131	126	124	119	113
Сегмент 3 ЭЛВ-8	151	148	143	140	133	125			
Сегмент 4 ЭЛВ-15	151	153	162	169	166	164	165	165	162
Сегмент 4 ЭЛВ-15/8	148	148	155	161	157	154	155	155	152
Сегмент 4 ЭЛВ-8	180	174	170	170	169	165			
Сегмент 5 ЭЛВ-15	165	167	179	190	186	184	187	188	185
Сегмент 5 ЭЛВ-15/8	161	160	171	181	177	174	176	177	174
Сегмент 5 ЭЛВ-8	201	195	191	191	192	187			

## ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО НА УНУ СТЕНД ЭЛВ-6

Материалы на основе ИАГ: Се и LiF:  $W$  в виде керамики, люминофоров, монокристаллов являются перспективными для преобразования энергии жесткого излучения в видимое в интроскопии, томографии, дозиметрии. Изготовление материалов на основе ИАГ представляет собой сложную задачу, так как температуры плавления исходных веществ различаются, находятся в пределах 2000–2450 °С, технологические процедуры сложны и занимают большое время. Материалы на основе  $MgF_2$ :  $W$  являются более термически и радиационно-стойкими, чем LiF:  $W$ . Ожидается, что они должны обладать подобными люминесцентными свойствами, но их синтез до настоящего времени не реализован из-за того, что при высоких температурах плавления  $MgF_2$  сложно ввести активатор:  $W$  образует со фтором летучие соединения и не входит в решетку рутила.

Показана возможность синтеза керамики на основе ИАГ: Се и  $MgF_2$ :  $W$  принципиально новым методом. Синтез осуществлялся путем прямого воздействия потока высокоэнергетических электронов на смесь оксидов и фторидов металлов со стехиометрическим составом за время, равное 1 с, без предварительной обработки и использования каких-либо добавок. Проведенные исследования показали, что в структуре синтезированных образцов основными являются YAG-фаза и фаза рутила соответственно. Люминесцентные свойства подобны свойствам материалов, полученных традиционными методами. В настоящее время ведутся работы, направленные на повышение эффективности синтеза, получение однородности, определение требований к исходным составам, исследование свойств получаемой керамики. Остаются совершенно непонятными процессы, обеспечивающие столь высокую скорость и эффективность радиационного синтеза полученных материалов. Неизвестно, насколько широк круг материалов, радиационный синтез которых возможен без использования дополнительных воздействий и технологических процедур.

В настоящей работе предпринята попытка обобщения формирующихся представлений о совокупности процессов, обеспечивающих высокую скорость и эффективность радиационного синтеза тугоплавких диэлектрических оптических материалов.

**Синтез материалов.** Для исследований были приготовлены образцы керамики на основе  $MgF_2$  (температура плавления 1260 °С) и ИАГ (температуры плавления исходных материалов шихты в диапазоне 2072–2425 °С). Шихта представляла собой смеси из порошков  $MgF_2$  или  $(Al_2O_3+Y_2O_3)$  стехиометрического состава и активаторов. В шихту  $MgF_2$  в качестве активатора добавлялся порошок оксида вольфрама ( $WO_3$ ), в смесь  $(Al_2O_3+Y_2O_3)$  добавлялась окись церия  $Ce_2O_3$ .

Размеры частиц порошков, которые использовались для синтеза в разных экспериментах, были разными: от субмикронных до 0,2 мм. При приготовлении смеси тщательно перемешивались.

Шихта насыпалась в медные тигли с размерами 120x50x40 мм с углублением в верхней части на 5 мм. Затем шихта в тигле подвергалась воздействию потока электронов с энергией 1,4 МэВ, генерируемого ускорителем ЭЛВ-6 (ИЯФ СО РАН) с плотностью мощности  $W$  от 8 до 25 кВт/см<sup>2</sup>.

Для исследований были приготовлены образцы керамики на основе  $MgF_2$  (температура плавления 1260 °С) и ИАГ (температуры плавления исходных материалов шихты в диапазоне 2072–2425 °С). Шихта представляла собой смеси из порошков  $MgF_2$  или  $(Al_2O_3+Y_2O_3)$  стехиометрического состава и активаторов. В шихту  $MgF_2$  в качестве активатора добавлялся порошок оксида вольфрама ( $WO_3$ ), в смесь  $(Al_2O_3+Y_2O_3)$  добавлялась окись церия  $Ce_2O_3$ . Размеры частиц порошков, которые использовались для синтеза в разных экспериментах, были разными: от субмикронных до 0,2 мм. При приготовлении смеси тщательно перемешивались.

Шихта насыпалась в медные тигли с размерами 120x50x40 мм с углублением в верхней части на 5 мм. Затем шихта в тигле подвергалась воздействию потока электронов с энергией 1,4 МэВ, генерируемого ускорителем ЭЛВ-6 (ИЯФ СО РАН) с плотностью мощности  $W$  от 8 до 25 кВт/см<sup>2</sup>.

Пучок электронов с сечением 0,8 см<sup>2</sup> на полувысоте интенсивности потока сканировал по поверхности шихты со скоростью 1 см/с. Синтезированные образцы на основе  $MgF_2$  всегда имели вид стеклообразных полупрозрачных пластин, активированные вольфрамом – серый цвет. Образцы на основе неактивированного ИАГ были белыми. Образцы, активированные церием, имели ярко-желтый цвет. ИАГ-образцы формировались в виде капель размерами до 4,0x2,0x0,5 см с твердой оболочкой и пористостью внутри, иногда в виде пластин.

**Результаты исследований.** Были проведены исследования зависимости морфологии синтезированной керамики от плотности мощности потока электронов. На рис. 1 приведены фотографии образцов  $MgF_2$ -керамики, синтезированных при следующих значениях  $W$ : 8, 11, 13 и 18 кВт/см<sup>2</sup>. С ростом  $W$  в диапазоне от 8 до 13 кВт/см<sup>2</sup> вид синтезированных образцов изменяется. При  $W = 8$  кВт/см<sup>2</sup> керамика не формируется, есть группы исходных слипшихся частиц  $MgF_2$ . Образцы рыхлые, легко разрушаются при нагрузке. При  $W = 11$  кВт/см<sup>2</sup> облучение порошка  $MgF_2$  приводит к образованию тонкой керамической пластинки, поверхности которой с обеих сторон покрыты слабосвязанными частицами исходного порошка. При  $W > 13$  кВт/см<sup>2</sup> синтезируются образцы в виде пластин с размерами тигля со стеклообразной поверхностью и толщиной около 4 мм.



8 кВт/см<sup>2</sup>, 11 кВт/см<sup>2</sup>, 13 кВт/см<sup>2</sup>, 18 кВт/см<sup>2</sup>,

Рисунок 1. Фотографии образцов, подвергнутых воздействию потоков электронов различной плотностью мощности  $W$ .

Обращает на себя внимание следующее. При  $W = 11$  кВт/см<sup>2</sup> синтезированные образцы имеют меньшую толщину, чем при  $W > 13$  кВт/см<sup>2</sup>. Формирование керамики имеет место на некоторой глубине от по-

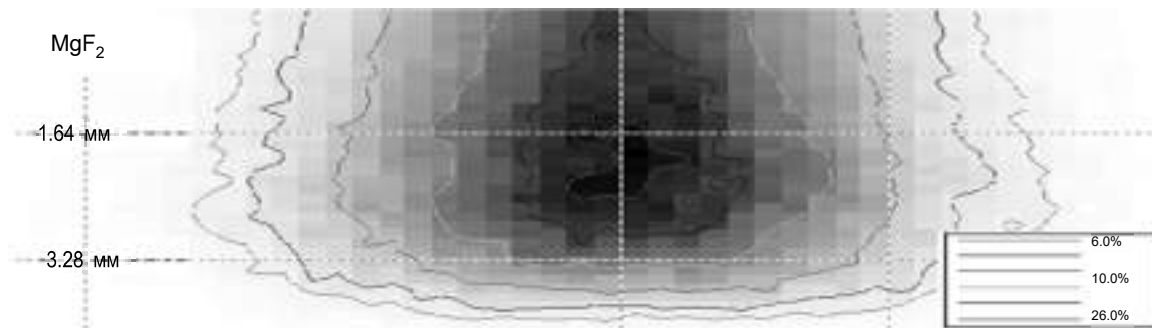


Рисунок 2. Распределение поглощенной энергии потока электронов с энергией 1,4 МэВв шихте MgF<sub>2</sub> с насыпной плотностью 1,85 г/см<sup>3</sup>.

Подобная зависимость от плотности мощности радиации наблюдается и при воздействии потока электронов на шихту из смеси оксидов Y и Al. Сложность сопоставления морфологии образцов ИАГ-керамики заключается в том, что образцы имеют шаровидную форму в виде почти пустых полостей с твердыми стенками. При  $W \leq 11$  кВт/см<sup>2</sup> имеет место формирование образцов со стенками, которые легко разрушаются при сжатии. Повышение значения  $W$  до 13 кВт/см<sup>2</sup> и выше приводит к образованию YAG-керамики в виде прочных шаровидных образцов или пластин с газовыми полостями. Фотографии образцов MgF<sub>2</sub>- и ИАГ-керамики, полученных при воздействии потоков электронов мощностью 15 и 18 кВт/см<sup>2</sup>, приведены на Рис.3. При повышении  $W$  до 27 кВт/см<sup>2</sup> морфология образцов не изменяется, но они становятся более темными за счет попадания в шихту распыляемой из тигля меди.

верхности шихты, что определяется, очевидно, пространственным распределением поглощенной энергии. Как видно из представленной на Рис.2 картины, рассчитанная методом Монте-Карло поглощенная энергия в шихте MgF<sub>2</sub> сосредоточена в объеме, имеющем форму линзы с центральной плоскостью на глубине 2,5 мм. На этой глубине плотность поглощенной энергии максимальна и много меньше в поверхностных слоях шихты. (Расчеты сделаны для насыпной плотности шихты 1,85 г/см<sup>3</sup> при воздействии потока электронов диаметром 7,5 мм.) Следовательно, эффективность синтеза прямо связана с величиной плотности поглощенной энергии. Мощности потока электронов 11 кВт/см<sup>2</sup> достаточно для формирования керамики из шихты на глубине 2,5 мм, но недостаточно для формирования керамики в приповерхностной области.

	Мощность	
	$P=18$ кВт/см <sup>2</sup>	$P=15$ кВт/см <sup>2</sup>
YAG-Ce		
YAG		
MgF <sub>2</sub>		

Рисунок 3. Фотографии образцов, синтезированных при различной плотности мощности потока электронов.

Таким образом, формирование  $MgF_2$ - и ИАГ- керамики из порошков стехиометрического состава происходит при воздействии на открытую поверхность шихты потоков электронов с одинаковой плотностью мощности выше  $13 \text{ кВт/см}^2$  при скорости сканирования  $1 \text{ см/с}$ .

В процессе синтеза радиационных воздействий температура шихты не поднималась выше  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ . Этой температуры достаточно для плавления порошка  $MgF_2$ , но совершенно недостаточно для плавления порошков оксидов  $Y$  и  $Al$ , основных компонентов шихты для получения ИАГ. Следовательно, не тепловые, а ионизационные процессы являются доминирующими при формировании  $MgF_2$ - и ИАГ-керамики в поле мощных потоков радиации. Необходимо отметить следующий факт. Были выполнены исследования зависимости синтеза материалов от скорости сканирования пучка электронов в пределах, допустимых используемым ускорителем.

При скорости сканирования  $2,5 \text{ см/с}$  время воздействия потока радиации на облучаемую область шихты составляло  $0,4 \text{ с}$ . В экспериментах для облучения величина  $W$  увеличивалась до  $33,3$  или  $40 \text{ кВт/см}^2$ . При таком режиме поглощенная энергия потока в шихте была равной примененной при сканировании со скоростью  $1 \text{ см/с}$  пучка при значении плотности мощности потока радиации  $13,3$  и  $16 \text{ кВт/см}^2$ . Было установлено, что в диапазоне  $1\text{--}2,5 \text{ см/с}$  скорость сканирования не влияет на процесс формирования керамики при равенстве величины поглощенной энергии радиации.

**Обсуждение результатов.** Совокупность имеющихся результатов исследований позволяет утверждать, что формирование керамики определяется величиной поглощенной энергии радиации и не зависит от времени передачи энергии материалу путем изменения скорости сканирования в диапазоне  $2,5\text{--}1 \text{ см/с}$ . Ионизационные процессы являются доминирующими при формировании  $MgF_2$ - и ИАГ-керамики.

Результаты исследования. Таким образом, формирование  $MgF_2$ - и ИАГ- керамики из порошков стехиометрического состава происходит при воздействии на открытую поверхность шихты потоков электронов с одинаковой плотностью мощности выше  $13 \text{ кВт/см}^2$  при скорости сканирования  $1 \text{ см/с}$ .

Это позволяет предполагать, что в синтезе керамики из смеси порошков в поле мощных потоков радиации имеют место газофазные реакции между продуктами радиолиза исходных частиц оксидов или фторидов металлов. Иначе трудно представить высокую скорость синтеза, менее  $0,4 \text{ с}$ , объемных образцов с размерами более  $1 \text{ см}^2$  и толщиной  $2\text{--}4 \text{ мм}$ .

Последовательность основных этапов передачи энергии радиации ( $E_p$ ) после воздействия мгновенного импульса радиации на диэлектрики, к которым относятся  $MgF_2$  и ИАГ, представлена на Рис. 4.

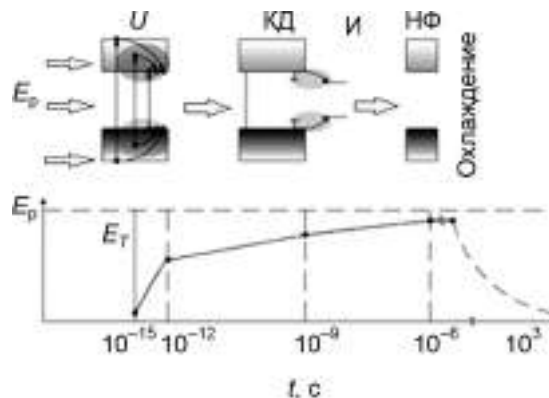


Рисунок 4. Схематическое представление совокупности процессов диссипации энергии радиации  $E_p$  в шихте со временем после воздействия импульса радиации.

На первом этапе создаются электроны в зоне проводимости, дырки — в валентной зоне. Затем происходит их релаксация до нижайших состояний электронно-дырочных пар с передачей  $0,5\text{--}0,7$  поглощенной энергии на нагрев исходных материалов (U). Время релаксации составляет не более  $10^{-12}$  с. На втором этапе электронно-дырочные пары распадаются излучательно или безизлучательно с образованием пар структурных короткоживущих дефектов (КД), например, пар Френкеля, радикалов, в том числе и вышедших за пределы исходных частиц вещества ионов (И). Процесс сопровождается передачей доли энергии решетке и нагреву материала. Время распада электронных возбуждений на пары структурных КД в диэлектрических материалах находится в пределах  $10^{-10}\text{--}10^{-11}$  с. Выход реакции распада электронных возбуждений (электронно-дырочных пар, экситонов) в ионных кристаллах может достигать величины, близкой к единице. В щелочно-галогенидных кристаллах предельная величина выхода равна  $0,8$ , в кристалле фторида магния —  $0,65$ . На третьем этапе продукты радиолиза — заряженные частицы, взаимодействуя друг с другом с вероятностью, пропорциональной их концентрации в шихте, образуют новую структурную фазу. Время построения кристаллической ячейки такой фазы  $\sim 10^{-9}\text{--}10^{-6}$  с и сопоставимо со временем преобразования короткоживущих продуктов распада электронных возбуждений в стабильные, долгоживущие структурные образования в условиях эксперимента. Преобразование короткоживущих продуктов в стабильные, формирование новой фазы (НФ) также сопровождается передачей энергии решетке на ее нагревание.

При воздействии слабых или умеренных по плотности мощности потоков радиации локальные выделения энергии при релаксации электронных возбуждений не оказывают взаимного влияния на развитие последующих процессов. Средняя величина пробега фононов в диэлектрических материалах имеет величину  $\sim 10 \text{ нм}$  из-за фонон-фононного рассеяния. При высоких плотностях потоков радиации в веществе из-за наложения

фоонов, генерируемых близко расположенными распадающимися электронными возбуждениями, изменяются условия протекания процессов радиолиза и реакций формирования новой фазы. В использованных в настоящей работе условиях облучения имеет место нарастание температуры облучаемой области шихты, затем охлаждение после прохождения пучка электронов. В общем виде схематически изменение температуры показано на Рис. 5.

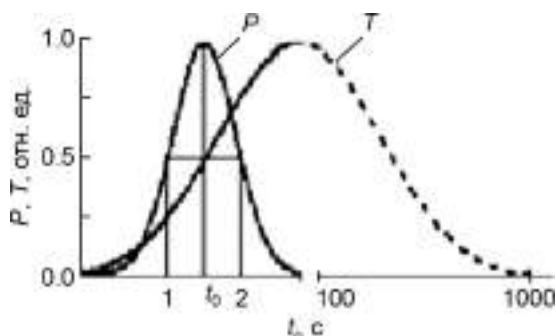


Рис. 5. Схематическое представление изменения интенсивности потока электронов ( $P$ ) и температуры ( $T$ ) в облученной области шихты со временем ( $t_i$ ) прохождения пучка электронов через область облучения.

Синтез керамики осуществлялся путем сканирования пучка электронов по поверхности шихты в тигле. Пучок электронов имел гауссову форму с диаметром в плоскости поперечного сечения около 1 см на полувысоте интенсивности. До облучения система настраивалась таким образом, чтобы эта плоскость совпадала с поверхностью шихты в тигле. При сканировании пучок проходит каждую точку поверхности с заданной скоростью. Обычно скорость сканирования была равна 1 см/с.

В каждой точке поверхности интенсивность потока электронов нарастает до предельной величины, используемой для характеристики пучка, затем спадает. Таким образом, время воздействия потока электронов на шихту с интенсивностью выше 0,5 от максимальной не превышает 1 с. Поглощенная энергия потока радиации в облучаемой области шихты определяется не только скоростью сканирования, но и зависимостью интенсивности потока от времени прохождения формой пучка через выбранную область поверхности, описываемого выражением

$$P(t) = P e^{-\gamma t^2}, \quad (1)$$

где  $t = (t_0 - t_i)$ ,  $t_0$  – время прохождения максимума пучка через сканируемую область поверхности;  $t_i$  – текущее время от начала облучения;  $\gamma = 2 \text{ с}^{-2}$  в использованных условиях синтеза.

Таким образом, со временем после реализации первичных актов взаимодействия радиации с веществом при прохождении пучка через выбранную область шихты изменяются условия протекания последующих процессов распада электронных возбуждений на первичные продукты радиолиза и реакций между ними из-за повышения температуры вещества. Поскольку тем-

пература в области воздействия радиации высока, достигает  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$  при  $W = 20 \text{ кВт/см}^2$ , распад может завершаться не только созданием первичных пар, но и выходом их из частиц исходной шихты, образованием газовой фазы. Соответственно, последующие реакции формирования новой фазы реализуются уже в газовой фазе с высокой эффективностью и скоростью.

Теплопроводность шихты из порошка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  на порядок меньше, чем в кристаллах, и составляет  $0,15\text{--}0,16 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ . Ниже, чем в кристаллах, и температуропроводность ( $a$ ) шихты. Простые расчеты показывают, что при теплопроводности ( $\lambda$ ) шихты из смеси порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , равной  $0,15 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ , удельной теплоемкости  $C = 0,59 \text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$  и насыпной плотности шихты ИАГ  $\rho = 1,15 \text{ г/см}^3$  тепловой фронт за 1 с смещается на расстояние 1 не более  $0,3 \text{ мм}$  при заданной толщине слоя шихты  $5 \text{ мм}$ :

$$l = \sqrt{at}, \text{ where } a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (2)$$

Следовательно, за время воздействия радиации основная доля поглощенной энергии, передаваемой шихте в виде тепла, не выходит за пределы области облучения. Зону воздействия потока радиации можно рассматривать как реактор, внутри которого синтез реализуется. Температура в области облучения растет в соответствии с ростом поглощенной энергии. Поэтому за время прохождения потока электронов формирование керамики происходит в заданной области при растущей температуре. После прохождения пучка облученная область уже сформированной керамики охлаждается до комнатной температуры за время  $< 30 \text{ мин}$ . Отметим, что время облучения всей поверхности тигля сканирующим пучком составляет 36 с, что много меньше времени охлаждения всей сформированной керамики.

Таким образом, со временем после реализации первичных актов взаимодействия радиации с веществом при прохождении пучка через выбранную область шихты изменяются условия протекания последующих процессов распада электронных возбуждений на первичные продукты радиолиза и реакций между ними из-за повышения температуры вещества. Поскольку температура в области воздействия радиации высока, достигает  $1500 \text{ }^\circ\text{C}$  при  $W = 20 \text{ кВт/см}^2$ , распад может завершаться не только созданием первичных пар, но и выходом их из частиц исходной шихты, образованием газовой фазы. Соответственно, последующие реакции формирования новой фазы реализуются уже в газовой фазе с высокой эффективностью и скоростью.

Оценим возможное количество продуктов радиолиза  $N_r$ , образующихся при использованных условиях радиационного воздействия. За время воздействия потока электронов при  $W = 20 \text{ кВт/см}^2$  в материале с плотностью, соответствующей плотности кристаллов ( $\rho = 4,56 \text{ г/см}^3$ ), за 1 с в  $1 \text{ см}^3$  создается электронно-дырочных пар  $N_{ep} \sim 4 \cdot 10^{22}$  в  $\text{MgF}_2$  и  $\sim 8 \cdot 10^{22}$  – в ИАГ. Примем величину энергетического выхода реакции распада электронного возбуждения на пару дефектов  $\eta$  равной. Тогда их количество  $N_r$ , создаваемое за время

синтеза, равное 1 с, в единичном объеме шихты при  $W = 20 \text{ кВт/см}^2$  определяется по формуле

$$N_r = \eta E / (2 \dots 3) E_g, \quad (3)$$

где  $E = Pt$  – поглощенная энергия радиации в облучаемой области шихты;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны кристаллических компонентов шихты;  $\eta$  – энергетический выход реакции распада электронного возбуждения на структурные компоненты.

В выражении (3) при значениях  $W$  выше пороговых ( $13 \text{ кВт/см}^2$ )  $N_r$  имеет величину порядка  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ , что сопоставимо с числом пар ионов, присутствующих в единичном объеме кристаллов ИАГ и  $\text{MgF}_2$  ( $9,4 \cdot 10^{22}$  и  $8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  соответственно). Образование продуктов радиолита при распаде электронных возбуждений сопровождается выделением энергии на локальное нагревание в месте распада. На нагревание единицы объема облучаемой области шихты расходуется энергия  $E_T \approx$

$$\approx 0,5 N_{ep} E_g = 2,8 \cdot 10^{23} \text{ эВ/см}^3 = 45000 \text{ Дж/см}^3.$$

Время жизни радикалов (короткоживущих продуктов радиолита) имеет величину  $\sim 10^{-9} - 10^{-6} \text{ с}$ . Следовательно, их равновесная концентрация в процессе воздействия радиации в исследованных материалах равна в соответствии с (3)  $\sim 1,10^{15} - 1,10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При такой концентрации среднее расстояние между двумя существующими в любой момент времени распадающимися электронными возбуждениями равно 10–100 межионных расстояний, что сопоставимо со средней длиной пробега фононов. Это означает, что при используемых плотностях мощности потоков радиации существует

возможность взаимного обмена энергиями, выделяемыми при релаксации электронных возбуждений. Следовательно, в области реактора имеет место нагревание материала, достаточное для обеспечения высокой эффективности синтеза.

Выполненные оценки носят ориентировочный характер, так как выходы реакций распада электронных возбуждений на пары дефектов, времена жизни короткоживущих дефектов известны только для простейших ионных кристаллов: щелочно-галогидных и  $\text{MgF}_2$ . Тем не менее результаты оценки могут быть использованы для определения основных критериев при выборе режимов облучения для радиационного синтеза тугоплавких оптических материалов.

**Заключение** Описанная совокупность процессов при синтезе материалов позволяет сделать следующие выводы. Для реализации радиационного синтеза путем прямого воздействия потока радиации на шихту без каких-либо дополнительных источников энергии и облегчающих процесс синтеза добавок должны выполняться следующие условия.

1. Материал должен иметь высокую степень ионности связи между химическими элементами состава.
2. Поглощенная энергия радиации за время синтеза должна быть сопоставимой с энергией решетки объема облучаемого материала.
3. Плотность мощности энергии радиации должна быть достаточной для реализации обмена фононами между локальными областями распада электронных возбуждений.





# **ФИЗИКА ДЛЯ МЕДИЦИНЫ**



## ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ

В 2021 году продолжались измерения на установке бор-нейтрон захватной терапии в ИЯФ СО РАН с использованием прототипа детектора на основе микропиксельных лавинных фотодиодов и считыванием оптического сигнала со сцинтилляторов по пластиковому оптоволокну. В частности, проводились измерения характеристик дозовых полей с использованием водяного фантома. Предложенная конструкция детектора, которая включает в себя три разных датчика (первый на основе пластикового сцинтиллятора, обогащенного бором, второй на основе простого пластикового сцинтиллятора, а третий без сцинтиллятора), позволила измерить не только характеристики потока нейтронов, а также оценивать дозу, индуцированную гамма-излучением.

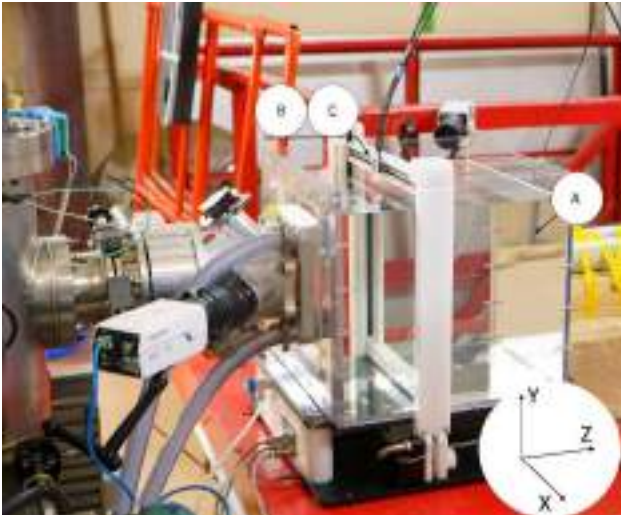


Рисунок 1. Экспериментальная установка с водным фантомом, установленным непосредственно за мишенью, генерирующей нейтроны. Стрелки указывают на положение детекторов.

Пример полученных распределений при энергии протонов 2 МэВ показан на рисунке 2.

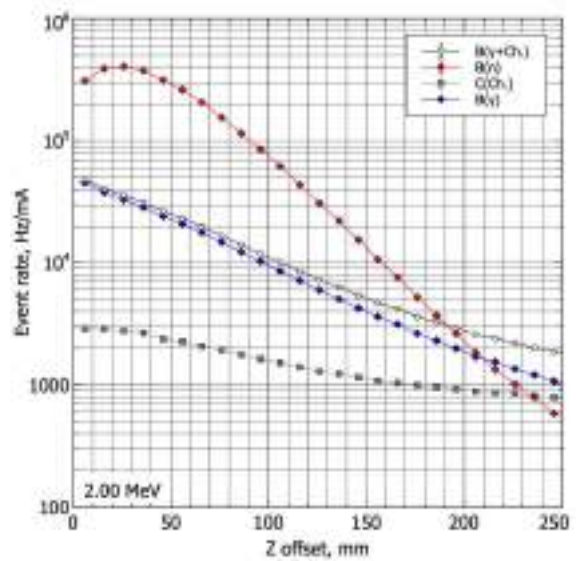


Рисунок 2. Зарегистрированный поток событий в каналах детектора в зависимости от расстояния между датчиками и нейтрон-генерирующей мишенью.

# УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ БОР-НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

## *Бор-нейтронозахватная терапия*

Впервые измерены все четыре компонента доз, рассматриваемых в БНЗТ: борная доза в реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ , азотная доза в реакции  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ , доза быстрых нейтронов и доза  $\gamma$ -излучения.

Пространственное распределение борной дозы и дозы  $\gamma$ -излучения измерено в воздухе и в водном фантоме разработанным малогабаритным детектором нейтронов с парой литиевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором, другой нет.

Сумма азотной дозы и дозы быстрых нейтронов измерена новым запатентованным способом. Клеточные культуры облучаются двумя способами: только фотонным и фотонным с нейтронным излучением, в течение одинакового времени. При этом достигается одинаковая выживаемость клеточных культур, размещаемых в одном и том же месте. Тогда, если выживаемость клеточных культур одинаковая и время облучения одинаковое, значит биологический эффект двух разных ионизирующих излучений одинаков и полученные эквивалентные дозы одинаковые. В первом случае чистого фотонного излучения эквивалентную дозу измеряют дозиметром  $\gamma$ -излучения. Во втором случае смешанного излучения, фотонного и нейтронного, дозиметром  $\gamma$ -излучения измеряют только часть эквивалентной дозы, обусловленную фотонным излучением. Оставшаяся часть эквивалентной дозы, а именно сумму азотной дозы и дозы быстрых нейтронов, определяют, как разницу измеренных доз  $\gamma$ -излучения фотонного излучения и смешанного. Возможность реализации предложенного способа связана с тем, что при энергии протонов ниже 1,882 МэВ из литиевой мишени исходит только фотонное излучение, вызванное неупругим рассеянием протонов на атомных ядрах лития, а при энергии протонов выше 1,882 МэВ к фотонному излучению добавляется нейтронное в реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . Эффект одинаковой выживаемости клеточных культур за одинаковое время облучения достигают понижением тока пучка протонов в режиме смешанного излучения по сравнению с режимом чистого фотонного излучения.

В итоге экспериментальным способом подтверждены расчетные данные о том, что формируемый поток нейтронов доставляет дозу до 5,5 раз большую в клетки, содержащие бор в концентрации 40 ppm, по сравнению с клетками без бора. При большей концентрации бора в клетках избирательное поражение этих клеток будет еще большим.

## *Фундаментальные знания*

Сечение реакции  $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$  и выход 478 кэВ фотонов из толстой литиевой мишени измерены HPGe  $\gamma$ -спектрометром при энергии протонов от 0,65 МэВ до 2,225 МэВ. Результаты измерения добавлены в базы данных экспериментальных ядерных реакций EXFOR и IBANDL. Добавление поперечного сечения реакции во всемирные базы данных важно для бор-нейтронозахватной терапии, поскольку это помогает уточнить диапазон ошибок и уменьшить ненужное облучение пациента. Полученные данные могут помочь установить ориентир для конструирования радиационной защиты и планирования лечения.

Впервые измерен выход нейтронов в реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  из мишени, пригодной для терапии. Для измерения выхода нейтронов использован тот факт, что продуктами реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  является не только нейтрон, но и радиоактивное атомное ядро бериллий-7, которое в результате электронного захвата превращается обратно в литий-7 с периодом полураспада 53,22 сут. В 10,3 % случаев распад сопровождается испусканием 478 кэВ фотона. Если не допустить распространение бериллия с литиевой мишени, то измерение активации мишени позволяет определить количество наработанных ядер  $^7\text{Be}$ , которое равно количеству сгенерированных нейтронов. Повышение точности калибровки чувствительности полупроводникового детектора, выполненного из особо чистого германия, по линии излучения 478 кэВ фотонов до 4 % достигнуто за счет использования девяти калиброванных источников  $\gamma$ -излучения и учета геометрического размера детектора и влияния загрузки детектора на достоверность регистрации. Повышение точности определения выхода нейтронов из литиевой мишени до 2 % достигнуто за счет калибровки энергии протонов по двум пороговым реакциям  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  и  $^9\text{Be}(p,n)^{10}\text{B}$  и использования поворотного магнита в качестве энергетического спектрометра, когда пучок протонов направляются в центр литиевой мишени.

При проведении исследования использовано 13 литиевых мишеней и осуществлено 15 сеансов генерации нейтронов. В результате исследования показано согласие измеренного выхода расчетному, что критически важно при планировании терапии.

## *Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией*

Установлено, что для оптимального ускорения ионов при изменении тока требуется корректировка силы фокусирующей линзы.

Определено, что пучок протонов, выходящий из ускорителя, характеризуется диаметром 9 – 11 мм, угловой расходимостью  $\pm 1,5$  мрад, нормализованным эмиттансом 0,2 мм мрад.

Предложенное и реализованное измерение потока сопутствующих нейтралов обеспечивает оперативный контроль эффективности газовой обдирочной мишени.

Разработанные и внедренные диагностические средства обеспечивают стабильное и долговременное получение пучка протонов или дейтронов с энергией, варьируемой от 0,6 МэВ до 2,3 МэВ, с током, варьируемым от 1 нА до 3 мА.

### Литиевая мишень

Впервые экспериментально продемонстрировано, что разработанная литиевая мишень обеспечивает стабильную генерацию нейтронов в течение длительного времени. Облучение мишени до флюенса, в 200 раз большего порога появления блистеров, привело к деградации выхода нейтронов всего на 5 % при точности измерения 7 %.

### Протонный микроскоп

На ускорителе реализован режим протонной микроскопии, когда энергетический анализ обратно рассеянных протонов позволяет определить глубинное распределение элементного состава пленок и слоев. Новый инструмент успешно использован для определения элементного состава литиевого слоя нейтроногенерирующей мишени, в том числе при *in situ* изучении динамики накопления и диффузии примесей в литиевом слое при длительном облучении пучком протонов (рис. 1). Предложенный и реализованный метод протонной микроскопии позволяет получать уникальные данные о составе различных пленок, включая изотопное содержание атомных ядер.

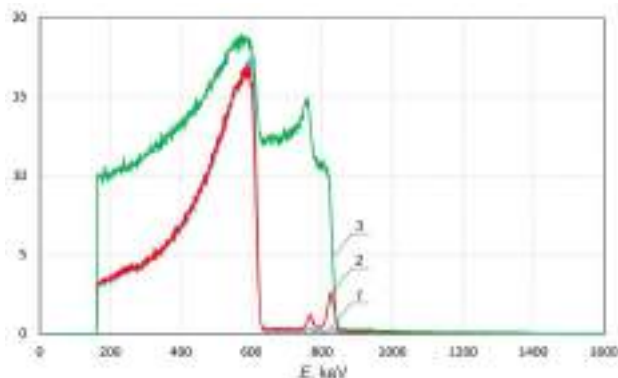


Рисунок 1. Энергетический спектр обратно рассеянных протонов при облучении литиевой мишени 1 МэВ протонами свежеосажденного слоя лития (1) и слоя лития после преднамеренного напуска атмосферного воздуха в мишеньный узел в течение 10 мин (2) и 1 ч (3).

### Школа молодых ученых по БНЗТ

Проведена 3-я Всероссийская Школа молодых ученых по бор-нейтронозахватной терапии, в которой приняло участие 104 участника, из них: 9 российских и 2 зарубежных ученых-лекторов, а также 61 российский и 7 зарубежных молодых ученых, аспирантов и студентов.

### Подготовка научных кадров для БНЗТ

В Новосибирском государственном университете читают курс лекций “Основы БНЗТ”.

### Финансовое обеспечение

Научные исследования поддерживаются грантом РФФИ № 19-72-30005 (лаборатория мирового уровня), грантами РФФИ 19-32-90118\19 и 19-32-90119\19 (поддержка аспирантов), контрактом с ТАЕ (Калифорния, США), договорами на предоставление услуги для выполнения грантов РФФИ № 19-74-20069, 19-74-20123 и 19-74-20127.

### Источник нейтронов для клиник БНЗТ

ИЯФ СО РАН совместно с компанией ТАЕ Life Sciences (Калифорния, США) оснастил ускорительным источником эпитепловых нейтронов БНЗТ центр в г. Сямынь (провинция Фуцзянь, Китай) – первую в Китае и одну из первых шести БНЗТ клиник в мире.

Принято решение Правительства Российской Федерации о внедрении БНЗТ в клиническую практику в Российской Федерации, предусматривающее изготовление ускорительного источника нейтронов и оснащение им Национального медицинского исследовательского центра онкологии им. Н.Н. Блохина, создание двух центров компетенций для проведения работ по созданию новых содержащих бор препаратов для БНЗТ, налаживание производства обогащенных по изотопу  $^{10}\text{B}$  со степенью обогащения не менее 99% хлорида бора и тетрафтороборатов щелочных и щелочноземельных металлов бора фармацевтического качества для последующего использования их в производстве борсодержащих препаратов и проведение клинических испытаний методики БНЗТ.

# Научное руководство ИЯФ СО РАН

## Члены Российской академии наук

### Академики:

Бондарь Александр Евгеньевич  
Диканский Николай Сергеевич  
Кулипанов Геннадий Николаевич  
Логачев Павел Владимирович  
Пархомчук Василий Васильевич  
Скринский Александр Николаевич

### Директор:

Логачев Павел Владимирович

### Научный руководитель:

Скринский Александр Николаевич

### Научные руководители направлений:

Иванов Александр Александрович  
Кулипанов Геннадий Николаевич  
Тихонов Юрий Анатольевич

### Учёный секретарь:

Резниченко Алексей Владимирович

### Члены-корреспонденты РАН:

Винокуров Николай Александрович  
Тихонов Юрий Анатольевич  
Фадин Виктор Сергеевич  
Шатунов Юрий Михайлович

### Заместители директора по научной работе:

Багрянский Пётр Андреевич  
Левичев Евгений Борисович  
Логашенко Иван Борисович

### Заместитель директора

Беркаев Дмитрий Евгеньевич

### Заместитель директора по производству

Стешов Андрей Георгиевич

### Заместитель директора-главный инженер

Чуркин Игорь Николаевич

## Ученый совет

1. Логачев Павел Владимирович, председатель
2. Резниченко Алексей Владимирович, секретарь
3. Ачасов Михаил Николаевич
4. Багрянский Петр Андреевич
5. Беклемишев Алексей Дмитриевич
6. Беликов Олег Витальевич
7. Беркаев Дмитрий Евгеньевич
8. Блинов Владимир Евгеньевич
9. Бондарь Александр Евгеньевич
10. Брызгин Александр Альбертович
11. Бурдаков Александр Владимирович
12. Винокуров Николай Александрович
13. Григорьев Дмитрий Николаевич
14. Диканский Николай Сергеевич
15. Дружинин Владимир Прокопьевич
16. Золотарев Константин Владимирович
17. Иванов Александр Александрович

18. Кооп Иван Александрович
19. Краснов Александр Анатольевич
20. Кузьмин Александр Степанович
21. Кулипанов Геннадий Николаевич
22. Левичев Алексей Евгеньевич
23. Левичев Евгений Борисович
24. Ли Роман Николаевич
25. Логашенко Иван Борисович
26. Мезенцев Николай Александрович
27. Мешков Олег Игоревич
28. Мильштейн Александр Ильич
29. Пархомчук Василий Васильевич
30. Пиминов Павел Алексеевич
31. Полосаткин Сергей Викторович
32. Рева Владимир Борисович
33. Сковородин Дмитрий Иванович
34. Скринский Александр Николаевич
35. Старостенко Александр Анатольевич
36. Стешов Андрей Георгиевич
37. Тихонов Юрий Анатольевич
38. Фадин Виктор Сергеевич
39. Чуркин Игорь Николаевич
40. Шатунов Юрий Михайлович
41. Шварц Дмитрий Борисович
42. Шевченко Олег Александрович
43. Шиховцев Игорь Владимирович
44. Шиянков Сергей Владимирович
45. Яковлев Дмитрий Вадимович

**Председатель совета молодых ученых – Гришина Кристина Александровна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА  
Сибирского отделения Российской академии наук

ЕЖЕГОДНЫЙ ОТЧЕТ  
2021

Обложка Е.Д. Бендер

Ответственный за выпуск А.В. Резниченко  
Работа поступила 1.05.2022 г.  
-----  
Сдано в набор 2.05.2022 г.  
Подписано в печать 20.05.2022 г.  
Формат 60x90 1/16 Объем 14 печ.л., 12 уч.-изд.л.  
Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 5  
-----  
Обработано на РС и отпечатано  
на ротапинтере ИЯФ СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 11