

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

ГОДОВОЙ ОТЧЕТ

2023

НОВОСИБИРСК 2024

Оглавление

Введение	5
Физика элементарных частиц	9
Детектор СНД	9
Детектор КМД-3	12
Детектор КЕДР	15
Участие в эксперименте CMS на LHC	21
Радиационные тесты на быстрых нейтронах	25
Эксперименты Belle и Belle II	30
Отчёт группы коллаборации АТЛАС.....	37
Криогенные и газовые лавинные детекторы	41
Ядерная физика	44
Эксперименты на установке Дейтрон.....	44
Теоретическая физика	47
Теоретическая физика	47
Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез	52
Газодинамическая ловушка.....	52
Многопробочное удержание плазмы	56
Генерация потоков миллиметрового и субмиллиметрового излучения мощностью в десятки мегаватт на килоамперных пучках МЭВ-ных электронов	64
Эксперименты по двухстадийной генерации ТГц-излучения на уст. «ЭЛМИ»....	68
Взаимодействие плазмы с поверхностью	73
Работы по проекту ИГЭР	76
Теория плазмы	78
Инжекторы пучков быстрых атомов.....	80
Установки со встречными электрон-позитронными пучками.....	85
Работа комплекса ВЭПП-2000 в 2023 году	85
Комплекс ВЭПП-4	89
Инжекционный комплекс	94
Электронное охлаждение.....	99
Синхронное излучение и лазеры на свободных электронах	100
Исследования с использованием СИ из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4М	100
Сверхпроводящие магнитные системы.....	109
Новосибирский Лазер на свободных электронах.....	111
Мощные электронные ускорители.....	117
Ускорители типа ИЛУ.....	117
Новые модели ускорителей ЭЛВ.....	119
Физика для медицины.....	122
Ускорительный источник нейтронов для БНЗТ и других приложений.....	122
Научное руководство ИЯФ СО РАН	125

ВВЕДЕНИЕ

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) – один из крупнейших академических институтов страны в структуре РАН: к концу 2023 года он насчитывал 2900 сотрудника (и 103 внешних соавтора), из которых 827 человек непосредственно ведут исследовательскую деятельность (из них 292 человек – до 39 лет). Среди 408 (по основному месту работы) научных сотрудников Института – 6 академиков (Бондарь А.Е., Диканский Н.С., Кулипанов Г.Н., Логачев П.В., Пархомчук В.В., Скринский А.Н.) и 5 членов-корреспондента РАН (Винокуров Н.А., Тихонов Ю.А., Фадин В.С., Шатунов Ю.М., Левичев Е.Б.), 6 профессоров РАН (Ачасов М.Н., Гармаш А.Ю., Ли Р.Н., Логашенко И.Б., Лотов К.В., Мучной Н.Ю.), 64 доктора и 199 кандидатов наук. Структура ИЯФ СО РАН насчитывает 79 подразделений, из которых 41 научное подразделение, 18 – административно-управленческих и 1 – экспериментальное производство. Особенностью ИЯФ является наличие крупного экспериментального производства (740 человек) с высоким уровнем технического и технологического оснащения: масштабная модернизация проводилась в 2021-2023 гг. Существенная часть научного оборудования в 2023 г. была приобретена по программе обновления приборной базы. По программе обновления приборной базы (федерального проекта «Наука и университеты») в 2023 г. ИЯФ приобрел научное оборудование (56 единиц) на сумму 375,882 млн. рублей.

Институт ведет активную работу по подготовке научных и инженерно-технических кадров высшей квалификации. ИЯФ является базовым Институтом для шести кафедр физического факультета НГУ (кафедра физики элементарных частиц, кафедра физики ускорителей, кафедра физики плазмы, кафедра радиофизики, кафедра физико-технической информатики, кафедра теоретической физики) и кафедры УФУиУ НГТУ. Всего в ИЯФ к концу 2023 г. обучалось 158 студентов НГУ, НГТУ и СГУГиТ.

В аспирантуре ИЯФ к концу 2023 года обучались 68 человек. Все аспиранты, поступающие в аспирантуру ИЯФ СО РАН, переводятся 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 (ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М – два единственных действующих коллайдеров в России) и уникальном комплексе открытых плазменных ловушек (установка ГДЛ, ГОЛ-НВ, СМОЛА, КОТ, ГОЛ-ПЭТ, ЭЛМИ), разрабатываются современные ускорители (в т.ч. промышленные ускорители серий ЭЛВ и ИЛУ), 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): УНУ «Ускорительный масс-спектрометр», УНУ «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000», УНУ «Комплекс длинных открытых ловушек» («ДОЛ»), УНУ «Новосибирский лазер на свободных электронах терагерцового диапазона», УНУ «Протонный ускоритель Тандем-БНЗТ», УНУ «Стенд ЭЛВ-6». 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 – источники синхротронного излучения, и Новосибирский лазер на свободных электронах – источник терагерцового излучения. В рамках Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований 2019-2027 гг ИЯФ СО РАН реализует исследовательскую программу «Новые подходы к созданию источников синхротронного излучения» по разработке новых элементов ускорительной техники и рентгеновской оптики для источников СИ и лазеров на свободных электронах.

За последние два года на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 получена рекордная светимость (на энергии пучков $E=890$ МэВ пиковая светимость составила $L=9 \cdot 10^{31}$ см⁻² с⁻¹). В 2023 году завершился многолетний эксперимент с детектором КМД-3 по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области энергии от 320 до 1200 МэВ. Результат КМД-3 основан на рекордном в мире объеме экспериментальной статистики. Мировой сенсацией 2023 года стало то, что при использовании результата КМД-3, предсказание Стандартной модели для аномального магнитного момента мюона a_μ хорошо согласуется с наблюдаемым в эксперименте (Фермилаб) значением a_μ в пределах 0.9 стандартных отклонений.

ИЯФ СО РАН активно участвует в реализации проекта ЦКП «СКИФ» (Сибирский кольцевой источник фотонов). Обладая сверхмалым эмиттансом (75 пм) при энергии пучка 3 ГэВ, установка позволит проводить уникальные эксперименты с синхротронным излучением. В 2023 году в ИЯФ СО РАН для нужд проекта ЦКП «СКИФ» в 2023 г. в ИЯФ СО РАН запущена первая очередь линейного ускорителя электронов – инжектора сооружаемого кольцевого источника синхротронного излучения 4-го поколения ЦКП «СКИФ», а также разработан, изготовлен, прошел испытания первый действующий прототип клистрона S-диапазона с импульсной мощностью 50 МВт.

В настоящее время в Институте на уникальном комплексе «ДОЛ» открытых плазменных ловушек проводятся эксперименты по высокотемпературному удержанию плазмы. В комплекс входят установки ГДЛ (газодинамическая ловушка), ГОЛ-3 (Гофрированная ловушка), ГОЛ-NB (ГОЛ-Neutral Beams) – импульсная модель будущей установки ГДМЛ (в 2023 году она переведена в многопробочную конфигурацию), СМОЛА (спиральная многопробочная ловушка). Данные эксперименты интересны как с точки зрения разработки технологий управляемого термоядерного синтеза, так и с точки зрения исследования физических процессов в плазме. ИЯФ СО РАН является активным участником международного проекта ITER. Ведутся эксперименты по взаимодействию плазмы с поверхностью: в 2023 г. на установке БЕТА показана перспективность керамических материалов в качестве материалов первой стенки термоядерного реактора.

В ИЯФ СО РАН работает теоретический отдел, научные работы которого по динамическому хаосу, по ядерной физике, физике высоких энергий и элементарных частиц (в том числе квантовой электродинамике и теории сильных взаимодействий), теории гравитации, многопетлевым вычислениям и т.д. широко известны далеко за пределами России.

Прикладные работы ИЯФ СО РАН в основном базируются на результатах фундаментальных исследований 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. В 2023 году заказчиком из Китая, Южной Кореи и Индии отправлено 17 комплектов оборудования ускорителей ЭЛВ.

В ИЯФ СО РАН осуществляется разработка установок ядерной медицины для протонной, ионной и бор-нейтрон-захватной терапии (БНЗТ) и литий-нейтрон-захватной терапии злокачественных образований. В 2021 г. ИЯФ СО РАН начал активное сотрудничество с НМИЦ Онкологии им. Н.Н. Блохина (г. Москва) с целью создания к концу 2024 года медицинской установки БНЗТ для лечения онкологических заболеваний. Также собственные исследования методики БНЗТ ведутся на установке ВИТА ИЯФ СО РАН. Совместно с НГУ на данной установке проходит опробование методики БНЗТ при лечении животных.

- Установки для электронно-лучевой сварки.
- С 2023 года в ИЯФ СО РАН идет развитие тематики имплантерных устройств для нужд микроэлектронной промышленности.

ИЯФ СО РАН отличает широкое многолетнее международное сотрудничество с большим количеством крупных зарубежных и международных центров. За 2023 год несмотря на прогрессирующее ухудшение

международных отношений в связи с проведением СВО сотрудники ИЯФ (93 человека) были направлены в 124 зарубежные командировки в 20 стран мира. В 2023 году сохранились научно-технические связи с крупнейшими физическими центрами: коллаборации CERN (эксперименты ATLAS, LHCb, CMS, HL-LHC); Belle и SuperKEKB (КЕК, Япония), Plasma Research Center (университет Цукубы, Япония), эксперимент COMET (Япония); эксперимент Muon $g-2$ (Fermilab, США), эксперимент NSLS-II (BNL, США); эксперимент DarkSide (INFN, Италия), эксперимент MEG (INFN, LNF, Италия), эксперименты BES III (ИИЭП, Китай) на коллайдере BEPC-II, участие в создании проекта и работе Super Tau-Charm Facility (STCF, Китай), эксперименты по электронному охлаждению в Институте современной физики (Ланчжоу, Китай); международный проект ИТЭР; технологическое сотрудничество с Сербией (сборка промышленного ускорителя ИЛУ-10 и ИЛУ-14). В 2023 г. значительно расширены научно-технические и коммерческие связи с Китаем (Institute of High Energy Physics CAS, Institute of Modern Physics, Institute of Plasma Physics, Institute of nuclear energy safety technology), Индией, Вьетнамом.

Кроме того, ИЯФ постоянно работает над крупными российскими проектами, в числе которых установки исследовательской инфраструктуры класса «MegaScience»: ускорительный комплекс ЦКП «СКИФ», ускорительный комплекс НИКА (NICA – Nuclotron based Ion Collider Facility) в ОИЯИ (г. Дубна), радиографическое оборудование для исследований оборонного назначения для ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» (г. Снежинск) – комплекс импульсной томографии. В 2023 году существенно увеличилось научно-техническое сотрудничество с НИЦ «Курчатовский Институт» по целому ряду проектов: изготовление и поставка оборудования ВЧ-системы генератора и резонатора для УНК «Сибирь», синхротронный комплекс СКИ (г. Саров), Модернизация ТНК «Зеленоград», проект «КИСИ-2», реактор Т-15МД и др. ИЯФ СО РАН и Госкорпорация «РОСАТОМ» реализуют совместные проекты в рамках прикладных государственных заданий по созданию атомарных инжекторов и ионных источников. ИЯФ СО РАН ведет активное научно-техническое сотрудничество по развитию и применению исследований с использованием синхротронного излучения. Договоры о сотрудничестве в рамках центра коллективного пользования заключены с 56 российскими организациями.

В 2023 году в ИЯФ СО РАН защищены девять кандидатских диссертаций: Дарьным Ф.А. (рук. Ракшун Я.В.), Ивановым В.Л. (рук. Федотович Г.В.), Никифоровым Д.А. (рук. Логачев П.В.), Сандаловым Е.С. (рук. Синецкий С.Л.), Бориним В.М. (рук. Мешков О.И.), Самцовым Д.А. (рук. Аржанников А.В.), Тимофеевым А.В. (рук. Григорьев Д.Н.), Ремневым М.А. (рук. Кузьмин А.С.), Ма Сяочао (рук. Мешков О.И.).

Победителями конкурсов молодых ученых ИЯФ в 2023 году были: Дорохова Дарья (сек. 1-33), Образцов

Иван (теор. отдел), Семенов Александр (лаб. 3-3), Глушак Анастасия (сек. 3-12), Дмитриев Максим (лаб. 6-0), Инжеваткина Анна (лаб. 10), Христо Михаил (лаб. 9-0), Овсянник Вадим (сек. 8-21), Седов Андрей (лаб. 8-2). Стипендиатом стипендии им. Г.И. Будкера в 2023 г. стал Рева Станислав (сек. 1-31). Стипендиатами Правительства РФ в 2023 году стали Казанцев Сергей (сек. 8-21) и Щегольков Никита (лаб. 6-1). Д.ф.-м.н. Бельченко Юрию Ивановичу (лаб. 9-0) в 2023 г. было присвоено звание «Заслуженный деятель науки Новосибирской области».

По результатам реализации 20 тем фундаментальных государственных заданий и трех прикладных государственных заданий в 2023 году ИЯФ СО РАН подготовил 1147 научных публикаций (755 – статей в журналах, 503 публикации в России и 644 публикации за рубежом), из которых 593 публикации в журналах, входящих в публикационную базу Scopus. Лидерами по публикационной активности стали: теоретический отдел, лаборатория 3-3, лаборатория 8-1, лаборатория 3-1.

Важнейшими научными достижениями Института за 2023 год Учёный Совет ИЯФ признал следующие результаты:

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

1. "Прецизионное измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 показало согласие между измеренным значением аномального магнитного момента мюона и предсказанием Стандартной модели" (главное достижение Института за 2023 год), Авторы: коллаборация КМД-3.

2. "Проведено измерение с лучшей точностью времениподобного электромагнитного формфактора нейтрона на детекторе СНД", Авторы: коллаборация СНД.

3. "С наилучшей в мире точностью измерены вероятности распадов $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-0$ и $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ в эксперименте КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М", Авторы: коллаборация детектора КЕДР.

4. "Достигнуто прецизионное измерение времени в калориметре СНД", Авторы: коллаборация СНД.

5. "С рекордной точностью проведен анализ распада $Z \rightarrow \Pi\gamma$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS на LHC", Авторы: А.Г. Харламов, Т.А. Харламова, Ю.А. Тихонов, А.Л. Масленников, А.С. Купич, В.Н. Жабин (ИЯФ СО РАН), коллаборация ATLAS.

6. "Измерено с лучшей точностью сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с детектором СНД на ускорительном комплексе ВЭПП-2000", Авторы: коллаборация СНД.

В области теоретической физики:

1. "Изучена физика припороговых резонансов в системе В мезонов при наличии нескольких каналов реакции", Авторы: С. Г. Сальников, А. Е. Бондарь, А. И. Мильштейн.

2. "Найдены двухпетлевые радиационные поправки к сечению $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$. Авторы: В.С. Фадин, Р.Н. Ли.

В области физики и техники ускорителей заряженных частиц, а также радиофизики:

1. "В ИЯФ СО РАН разработан и изготовлен первый действующий прототип клистрона S-диапазона с импульсной мощностью 50 МВт" (главное достижение Института за 2023 год), Авторы: А. Левичев, А. Барняков, С. Самойлов, Д. Никифоров, В. Иванов, М. Арсентьева, Д. Чекменев, О. Павлов, И. Пивоваров.

2. "Впервые в России электронное охлаждение тяжелых ионов было успешно использовано для увеличения эффективности экспериментов в области физики барионной материи", Авторы: А.М. Батраков, Е.А. Бехтенов, М. И. Брызгунов, А.В. Бублей, А.Д. Гончаров, К.М. Горчаков, И.А. Гусев, А.П. Денисов, Б.А. Довженко, А.А. Жариков, Г.В. Карпов, М.Н. Кондауров, Н.С. Кремнев, В.М. Панасюк, В.В. Пархомчук, В.А. Полухин, А.А. Путьмаков, В.Б. Рева, Д.В. Сеньков, М.Г. Федотов, В.А. Чекавинский (ИЯФ СО РАН), А.В. Бутенко, В.А. Лебедев, И.Н. Мешков, К.Г. Осипов, Ю. В. Прокофьевичев, В.С. Шпаков, С.В. Семенов, А.С. Сергеев, Е.М. Сыресин, Р.В. Тимонин, Г. В. Трубников (ОИЯИ).

3. "Запущена первая очередь линейного ускорителя инжектора СКИФ", Авторы: А.Е. Левичев, М.В. Арсентьева, А.М. Батраков, В.Н. Волков, С.Ч. Ма, О.И. Мешков, Д.А. Никифоров, А.В. Павленко, А.М. Барняков, А.А. Кондаков, Е.С. Котов, О.А. Павлов, Д.И. Чекменев, С.Л. Самойлов, А.М. Семенов, Н.С. Щегольков, С.Е. Карнаев, С.В. Мотыгин.

4. "Продемонстрирована работа коллайдера ВЭПП-2000 на светимость с предельным параметром встречного пучка в диапазоне энергий 600-800 МэВ", Авторы: коллектив комплекса ВЭПП-2000.

5. "В ИЯФ СО РАН создан лазерный поляриметр с лучшей в мире точностью измерения энергии пучка ВЭПП-4М в области рождения ипсилон-мезонов методом резонансной деполяризации", Авторы: В.Е. Блинов, В.В. Каминский, В.Н. Кудрявцев, С.А. Никитин, И.Б. Николаев, П.А. Пиминов, Л.И. Шехтман, С.А. Захаров.

6. "В ИЯФ СО РАН создан уникальный диполь с полем 2 Тл на основе неодимовых магнитов для ЦКП «СКИФ»", Авторы: сектор 5-11 ИЯФ СО РАН, В.В. Кобец.

7. "С помощью квазистатической модели впервые определена предельная энергия частиц, достижимая за одну стадию лазер-плазменного кильватерного ускорения", Авторы: Д.Д. Кутергин, И.К. Лотов, В.А. Минаков, Р.И. Спицын, П.В. Туев, К.В. Лотов.

В области физики синхротронного излучения и лазеров на свободных электронах:

1. "Испытана магнитная система сверхпроводящего вигглера с полем 2.7 Тл и периодом 27 мм для станции «Быстропротекающих процессов» ЦКП СКИФ", Авторы: Н.А. Мезенцев, А.А. Седов, С.В. Хрущев, В.М. Цуканов, В.А. Шкаруба.

2. "При сотрудничестве ИЯФ СО РАН и НТЦУП РАН создан уникальный плазмонный интерферометр

Майкельсона терагерцового диапазона частот", Авторы: В. В. Герасимов, С. Е. Краснопецев (ИЯФ СО РАН), А. К. Никитин (НТЦУП РАН).

3. "В ИЯФ СО РАН с помощью синхротронного излучения проведены исследования в режиме *in situ* эволюции структурно-фазового состояния неразъёмных лазерных сварных соединений Al-Li сплавов 3 поколения", Авторы: Маликов А.Г. (ИТПМ СО РАН), Купер К.Э., Шмаков А.Н. (ИЯФ СО РАН), Карпов Е.В. (ИГиЛ СО РАН).

4. "Методом XAFS проведено исследование активного компонента атомарно-диспергированных катализаторов нового поколения перспективных для задач водородной энергетики и зеленой химии", Авторы: Ницакова А. Д., Булушев Д.А., Трубина С.В., Стонкус О.А., Шубин Ю.В., Асанов И.П., Кривенцов В.В., Окотруб А.В., Булушева Л.Г., Чесноков В.В., Просвирин И.П., Герасимов Е.Ю., Малыхин С.Е., Свинцицкий Д.А., Подьячева О.Ю., Лисицын А.С. Ричардс Р.М., Чичкань А.С.

В области физики плазмы:

1. "Проведены успешные испытания покрытий из карбида бора импульсной тепловой нагрузкой, возможной в диверторной зоне токамака ИТЭР", Авторы: Д.Е. Черепанов, А.В. Бурдаков, Л.Н. Вячеславов, С.Р. Казанцев, И.В. Кандауров, А.А. Касатов, В.А. Попов, Г.А. Рыжков, А.А. Шошин.

2. "Разработан высокочастотный плазменный эмиттер с охлаждаемым защитным экраном и профилированной керамикой", Авторы: Ю.И. Бельченко, В.А. Воинцев, Д.Ю. Гаврисенко, В.П. Белов, В.А. Капитонов, А.А. Кондаков, А.Л. Санин, О.З. Сотников, Р.А. Финшин, И.В. Шиховцев.

3. "Получен критерий, описывающий возможность рассеяния частиц в винтовой многопробочной ловушке на колебаниях, вызванных продольным движением захваченных ионов. В экспериментах на установке СМОЛА обнаружены колебания потенциала, соответствующие указанным критериям", Авторы: А. В. Судников, А. Д. Беклемишев, А. В. Бурдаков, И. А. Иванов, А. А. Инжеваткина, А. В. Кожевников, В. В. Поступаев, М. С. Толкачёв, В. О. Устюжанин, И. С. Черноштанов.

4. "На многопробочной ловушке ГОЛ-NB изучены физические механизмы, обеспечивающие стабилизацию плазмы в установке", Авторы: В. В. Поступаев, В. И. Баткин, А. В. Бурдаков, И. А. Иванов, К. Н. Куклин, Н. А. Мельников, А. В. Никишин, П. А. Полозова, С. В. Полосаткин, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров, Д. И. Сквородин.

5. "Разработан метод поиска параметров волн в продольно-однородной плазме с высоким β ", Авторы: И.С. Черноштанов.

В области прикладных достижений:

1. "Создан высоковольтный импульсный твердотельный источник питания индукционного типа для клистрона большой мощности в S-диапазоне", Авторы: П.А. Бак, С.В. Вошин, М.Н. Егорычев, А.А. Елисеев, К.И. Живанков, Я.В. Куленко, Л.Ф. Мозговая, А.А. Непей-пиво, А.А. Пачков.

2. "Создан уникальный стенд для проведения радиационных тестов с быстрыми нейтронами на установке БНЗТ", Авторы: Бедарева Т.В., Бобровников В.С., Блинов В.Е., Быков А.В., Быков Т.А., Димова Т.В., Захаров С.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Овтин И.В., Понедельченко А.В., Пономарев П.Д., Радченко О.В., Савинов С.С., Сковпень Ю.И., Соколова Е.О., Таскаев С.Ю., Таюрский В.А., Щудло И.М., Эдель В.И.

ДЕТЕКТОР СЧД

Основные работы в 2023 году

Важными задачами экспериментов на ВЭПП-2000, требующими большой статистики, являются тщательное изучение динамики рождения адронов в e^+e^- аннигиляции и свойств возбужденных векторных резонансов, находящихся в области энергий 1–2 ГэВ, в частности, измерение их радиационных распадов, наиболее чувствительных к кварковой структуре изучаемых векторных состояний.

В 2022–2023 годах проведено новое сканирование области энергии в системе центра масс от 1.1 ГэВ до порога рождения нуклон-антинуклонных пар. Цель этого эксперимента – существенное (приблизительно в 5 раз) увеличение статистики для изучения многоадронных процессов в области рождения возбужденных векторных резонансов семейств ρ , ω и ϕ . Полная интегральная светимость составила около 260 пб^{-1} . Около 70 пб^{-1} записано в точке $2E_{\text{beam}}=1682 \text{ МэВ}$, вблизи максимума С-четных резонансов $f_2(1270)$, $f_1(1285)$ и $a_2(1320)$. Эти данные предполагается использовать для измерения электронных шириин этих резонансов

В этом эксперименте энергия коллайдера и ее разброс измерялись с помощью системы измерения энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронном пучке. Относительная точность измерения энергии пучка оценивается равной $\Delta E_b/E_b = 6 \times 10^{-5}$.

Модернизация детектора СЧД

Экспериментальный заход по набору данных с детектором СЧД был проведен с новой оцифровывающей электроникой проволочек дрейфовой камеры, основанной FADC с тактовой частотой 200 МГц. Электроника работает надежно. Осенью 2023 г. на детектор были установлены новые модули для чтения битовых данных (ДА-НЕТ). Они используются для регистрации срабатываний логических аргументов триггера и дрейфовых трубок мюонной системы. Таким образом, вся оцифровывающая электроника детектора была переведена на прямой сетевой доступ. Были модифицированы управляющие модули системы запуска детектора для обеспечения максимального быстродействия при сетевом считывании данных. Осенняя часть экспериментального захода 2023 года была проведена в новой конфигурации электроники. Мертвое время системы сбора данных уменьшилось до 2% при частоте запусков детектора 1 кГц, из которых 1.5% составляют внешние блокировки.

Этот результат был достигнут, в частности, благодаря проведенному летом 2023 года исследованию нагрузочной способности оцифровывающей электроники. Было проведено измерение производительности и пределов отказоустойчивости модулей разных типов на высоких нагрузках и сравнение этих параметров с расчетными значениями. По результатам исследования было проведено профилирование, анализ крити-

ческих мест и оптимизация алгоритмов программ передачи данных в модулях оцифровки. В итоге этой работы было достигнуто пятикратное улучшение пропускной способности модулей оцифровки (от 2 до 10 МБ/с).

Для эффективного уменьшения объемов передаваемых по сети данных был разработан и реализован программный алгоритм быстрой упаковки данных, получаемых с модулей оцифровки. Сжатие данных более чем в 2 раза выполняется на серверах предварительной обработки. Для полного исключения влияния задержек при обмене информацией на скорость чтения и построения событий, обмен оперативной информацией процесса сбора данных был выделен в отдельный, параллельный программный поток. Как первый шаг дальнейшего развития системы сбора данных была организована высокопроизводительная и отказоустойчивая передача событий из подсистемы сбора данных (Readout) подсистеме реконструкции анализа и контроля (L3) через кластер Apache Kafka (распределенная платформа потоковой передачи событий). Наиболее важные программные компоненты СЧД были переведены с сильно устаревшей версий операционных систем Linux (SL5) на более современную (Centos7).

Для учета при анализе данных наложений на полезные события пучкового фона во время эксперимента записываются специальные события с запуском от генератора. До 2023 года для этого использовался генератор фиксированной частоты. Он был заменен на генератор случайных запусков с частотой, пропорциональной частоте событий процесса упругого электрон-позитронного рассеяния, отбираемых аппаратно.

В 2023 были разработаны модули измерения напряжений для контроля источников питания электроники (медленный контроль). Модуль обрабатывает 16 каналов и считывается по сети. Предполагается заменить старую систему на основе блоков САМАС. На прототипе модуля было собрано базовое программное обеспечение, проведено предварительное тестирование, разработана схема калибровки каналов модуля, создан работающий прототип программы медленного контроля.

Предполагается также заменить электронику для измерения загрузок детектора, которая также в настоящее время базируется на блоках САМАС. Новые модули «пересчетов» будут выполнены в конструктиве «Евромеханика». Данные считываются по сети. В 2023 году изготовлен прототип модуля. На прототипе было собрано базовое программное обеспечение, проведено предварительное тестирование чтения, по результатам тестирования предложены изменения в проект.

Продолжались работы по программному обеспечению (ПО) для анализа данных СЧД. Был улучшен алгоритм реконструкции событий в дрейфовой камере. Проведена оптимизация алгоритма обработки сигналов калориметра, значительно ускорившая время обработки и снизившая объемы потребляемой памяти. Была оптимизирована работа с базой данных калиб-

ровок для сокращения временных задержек. Были доработаны настройки для удобной работы пользователя с данными разных сканирований, при которой особенности этих данных учитываются автоматически. К настоящему времени в новом релизе ПО проведена централизованная реконструкция более 50% данных, записанных в эксперименте СНД.

Продолжается развитие ПО в сторону перехода на более современные дистрибутивы Linux. Была проведена централизованная миграция ПО СНД на архитектуру x86_64, дистрибутив Centos7. Были решены проблемы адаптации библиотеки CERNLIB и зависимых от неё программ ПО СНД на новой архитектуре, что позволило не отказываться от части обычной функциональности. Программный код оставшихся пакетов ПО СНД был адаптирован под компилятор gcc версии 4.8.5. В результате, были выпущены новые релизы ПО СНД для онлайн и офлайн. Новый онлайн-релиз был протестирован и используется в текущем эксперименте. Новый офлайн-релиз готов к работе, при этом полностью воспроизводит функционал соответствующего релиза на старой архитектуре. Начат процесс его валидации для проверки воспроизводимости результатов обработки данных и моделирования. Для этого разработан специальный инструмент для детального и статистического сравнения результатов обработки данных и моделирования между разными релизами, что позволит делать дальнейшие переходы более быстро и уверенно. Организована предварительная инфраструктура для тестирования возможности перехода на дистрибутив AlmaLinux9 в связи с прекращением поддержки Centos7 в 2024 году.

Созданы и доработаны некоторые первичные генераторы для моделирования: доведен до рабочего состояния инклюзивный адронный генератор, создан генератор для моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$, модернизирован генератор рождения двух нуклонов, доработан псевдо-генератор чтения событий из файла. С помощью последнего генератора моделируются события, сгенерированные внешними источниками, такими как BabaYaga_NLO ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$), GGRESPS (двухфотонное рождение π^0, η, η'), MCGPJ ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$).

В 2023 г. опубликована методическая работа, описывающая как измеренное в калориметре время применяется при реконструкции событий и анализе данных. На конференции «The 6th Technology and Instrumentation in Particle Physics conference (TIPP 2023)», Cape Town, South Africa, 4th to 8th September 2023 был сделан доклад: I. Surin. «Waveform calibration of the SND electromagnetic calorimeter».

Анализ данных СНД

В 2023 году был продолжен анализ данных по процессу $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Методика выделения событий $n\bar{n}$ основана на прецизионном, с точностью порядка нс, измерении времени пролета антинейтрона в калориметре детектора СНД. Она детально описана работах, посвященных анализу данных с интегральной свети-

мостью около 30 пб^{-1} , накопленных в эксперименте СНД в 2017 и 2019 годах. Новое измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ использует данные с интегральной светимостью, в четыре раза большей, записанные в 2020 и 2021 годах. Сравнение результатов двух измерений сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ показано на Рис. 1.

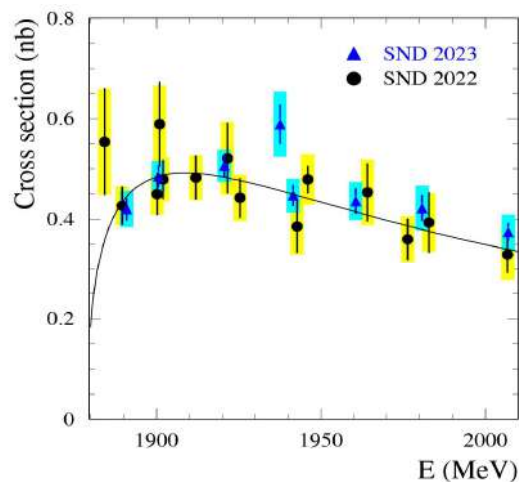


Рисунок 1. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, измеренное СНД по данным 2017 и 2019 годов (кружки) и 2020–2021 годов (треугольники). Усы ошибок и заштрихованные прямоугольники показывают статистическую и систематическую неопределенности соответственно.

Измерения находятся в хорошем согласии друг с другом. Данные работы 2023 г. имеют приблизительно 5% статистическую ошибку и 6–10% систематическую, по сравнению с 10% и 10–15% соответственно для работы 2022 г. Следует отметить, что в новом измерении в отличие от работы 2022 г. систематические ошибки в разных точках слабо коррелированы. В настоящее время измерение 2023 г. является наиболее точным в изучаемом интервале энергии.

В 2023 году в эксперименте СНД проведено изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в диапазоне энергии 1.07–2 ГэВ. Этот процесс хорошо измерен ниже 1.05 ГэВ, где в нем доминируют вклады резонансов ρ, ω и ϕ . Ожидается, что выше 1.05 ГэВ сечение составит несколько пб и будет определяться «хвостами» ρ, ω и ϕ , а также распадами возбужденных векторных резонансов $\rho(1450)$ и $\phi(1680)$. Единственное измерение в этой области было выполнено SND в 2014 году по данным с интегральной светимостью 36 пб^{-1} с использованием семифотонного конечного состояния. Результат работы 2023 г., основанный на интегральной светимости 242 пб^{-1} , показан на Рис. 2. В этой области в предыдущем анализе был недооценен фон от многофотонных событий.

Сплошной кривой на Рис. 2 показана аппроксимация энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в модели векторной доминантности с учетом «хвостов» резонансов ρ, ω и ϕ и вкладом двух

возбужденных векторных резонансов $\rho(1450)$ и $\phi(1680)$. Полученные значения сечений для процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(1450), \phi(1680) \rightarrow \eta\gamma$ согласуются с предсказаниями кварковой модели. Однако, модель без возбужденных резонансов, показанная на Рис. 2 пунктирной кривой, также имеет разумное значение χ^2 и не может быть отброшена. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ 2023 г. является в настоящее время наиболее точным.

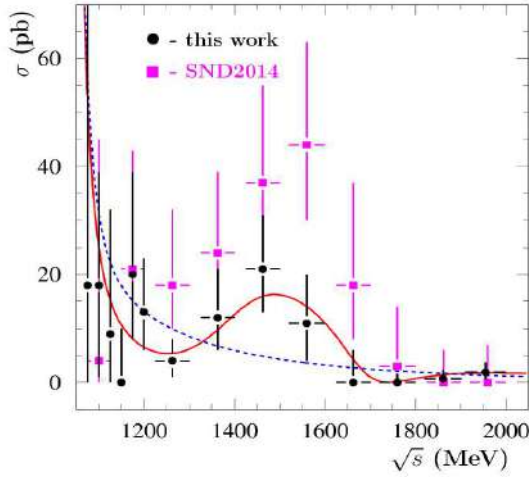


Рисунок 2. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, измеренное СНД в 2023 году, в сравнении с предыдущим измерением. Пунктирная кривая — результат аппроксимации сечения в модели векторной доминантности с учетом вкладов только ρ -, ω - и ϕ -мезонов. Сплошная кривая — результат аппроксимации с дополнительным вкладом двух возбужденных векторных резонансов $\rho(1450)$ и $\phi(1680)$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ изучался в конечном состоянии $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Число событий $\omega\pi^0$ определялось при аппроксимации спектра масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ суммой формы линии резонанса ω и гладкого фона. Измеренное сечение показано на Рис. 3. В максимуме сечения статистическая погрешность измерения составляет 2%, а систематическая погрешность — 3%. Новые данные СНД вместе с данными СНД на ВЭПП-2М ниже 1.05 ГэВ и данными BESIII выше 2 ГэВ хорошо описываются моделью векторной доминантности с четырьмя известными резонансами семейства ρ . Рис. 4 показывает относительную разницу между аппроксимацией данных СНД и измерениями других экспериментов. Результат работы находится в разумном согласии с предыдущими измерениями, но является более точным.

Важнейшими физическими результатами, полученными в 2023 году, являются самые точные измерения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ на детекторе СНД. Описанные опубликованные результаты СНД, а также некоторые предварительные

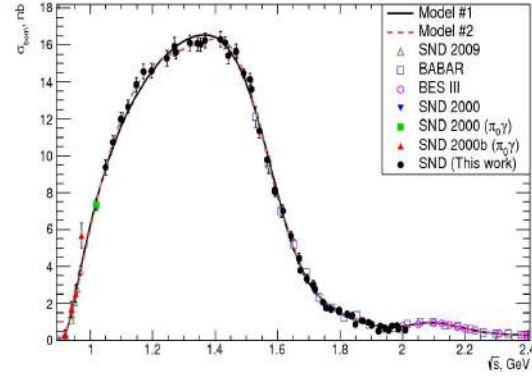


Рисунок 3. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, измеренное СНД в 2023 г. вместе с данными СНД, полученными на коллайдере ВЭПП-2М ниже 1.05 ГэВ, и данными BESIII выше 2 ГэВ. Кривые — результат аппроксимации сечения в модели векторной доминантности с четырьмя резонансами семейства ρ .

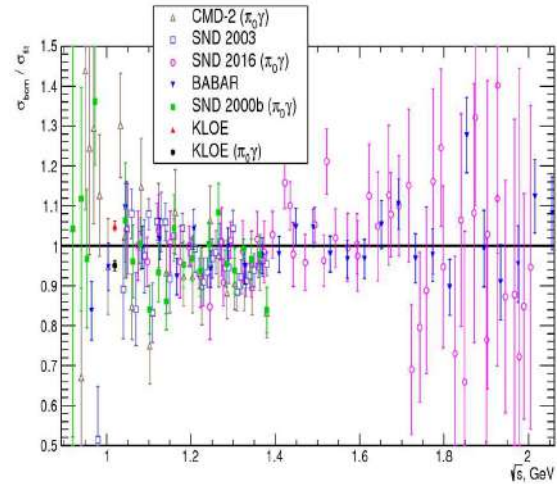


Рисунок 4. Относительная разница между аппроксимацией данных СНД на Рис. 3 и измерениями сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в других экспериментах.

измерения докладывались на международных конференциях: The XII International Conference on New Frontiers in Physics, Kolymbari, Crete, Greece, from July 10 to 22, 2023; the 21st Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, from 24 to 30 of August, 2023; the XXVth International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Dubna, Russia, from September 18 to 23, 2023, 73-я международная конференция по ядерной физике «ЯДРО-2023: Фундаментальные вопросы и приложения», Саров, Россия, 9-13 октября.

ДЕТЕКТОР КМД-3

В 2023 году продолжился набор экспериментальных данных с детектором КМД-3 и продолжился анализ ранее набранной статистики. Схема эксперимента показана на Рис. 1.

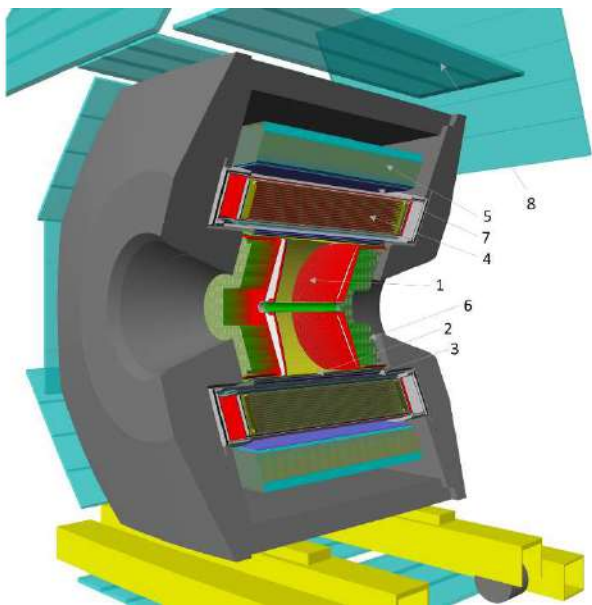


Рисунок 1. Детектор КМД-3. 1 – дрейфовая камера, 2 – Z-камера, 3 – сверхпроводящий соленоид, 4 – калориметр на основе жидкого ксенона, 5 – калориметр на основе кристаллов CsI, 6 – калориметр на основе кристаллов BGO, 7 – времяпролетная система, 8 – мюонные счетчики.

График набора статистики за все время проведения экспериментов с детектором КМД-3 приведен на Рис.2. В 2023 году был проведен новый экспериментальный сезон набора данных и за год было набрано около 220 пб⁻¹. В период с февраля 2023 года по декабрь 2023 года была просканирована область энергий от 1,58 до 1,16 ГэВ в системе центра масс (с.ц.м.) и объем статистики в этой области энергий был увеличен в 3-4 раза. Сканирование началось вниз по энергии, начиная с энергии 1,58 ГэВ с шагом 20 МэВ в системе центра масс и набором интеграла светимости 5-10 пб⁻¹ в каждой точке по энергии (всего 10 энергетических точек). Затем после летнего перерыва в октябре спуск по энергии был продолжен с 1,28 до 1,16 ГэВ в системе центра масс (7 энергетических точек с шагом 20 МэВ в с.ц.м. с интегралом светимости так же 5 – 10 пб⁻¹ в каждой точке по энергии).

Помимо набора экспериментальной статистики, велась подготовка к модернизации детектора и проведению нового этапа экспериментов на комплексе ВЭПП-2000. Одним из ключевых элементов модернизации детектора КМД-3 – создание новой трековой системы, которая включает в себя создание дрейфовой камеры, цилиндрической двухслойной пропорциональной камеры (Z-камера) с катодным и анодным считыванием

информации, и создание торцевых дисков на основе технологии μ RWELL.

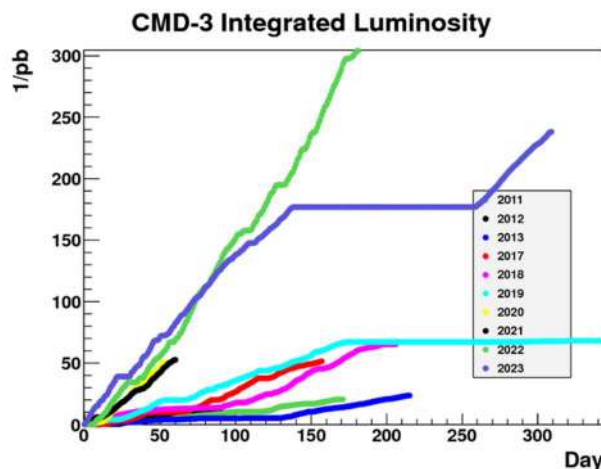


Рисунок 2. График набора светимости с детектором КМД-3.

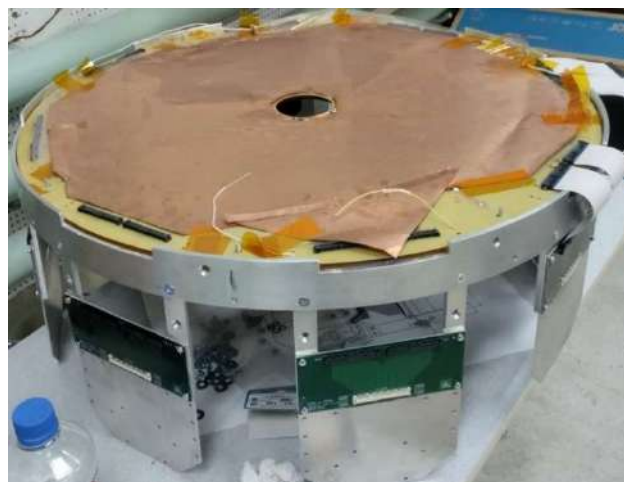


Рисунок 3. Тестовая сборка координатного диска и электроники.

В течение 2023 года были произведены новые μ -RWELL-диски высокого качества (4 шт.). Газовых Электронных Умножителя к ним (4 шт.) и было закончено производство компонент механики для крепления μ -RWELL диска для проведения измерений в лаборатории и на тестовом пучке. Монтаж финальных дисков с ГЭУ планируется в 2024-2025 гг. На Рис. 3 показан один из дисков, собранный вместе с электроникой.

Также в 2023 году проводилась работа по модернизации криогенной вакуумной системы детектора. В результате удалось достичь улучшения глубины вакуума в два раза (с $6 \cdot 10^{-6}$ Па до $3 \cdot 10^{-6}$ Па) и была повышена надежность обеспечения криогенной системы жидким гелием. В частности, улучшено управление переливом жидкого гелия и увеличена стабильность работы системы при незапланированных повышениях давления в магистрали сбора испаренного гелия.

Анализ ранее набранных данных

В 2023 был опубликован результат измерения сечения процесса, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий от порога рождения адронов до 1,2 ГэВ в системе центра масс. Важность такого измерения заключается в том, что в области энергий ниже 1 ГэВ в системе центра масс он дает определяющий вклад как в величину вклада сильных взаимодействий (адронного вклада) в аномальный магнитный момент мюона $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$, так и в ошибку этого вклада. В 2023 году было также опубликовано новое измерение величины a_μ в эксперименте Muon G-2 в Фермилаб с наилучшей в мире точностью. Сравнение измеренной величины a_μ с теоретическим предсказанием является одним из наиболее чувствительных тестов Стандартной Модели. Именно то, с какой точностью известно сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, определяет точность теоретического предсказания и значимость сравнения.

В работе была использована вся статистика, полученная с детектором КМД-3 в трех сканированиях области энергий ниже 1 ГэВ в системе центра масс, в 2013, 2018 и 2020 годах, соответствующая интегралу светимости 62 пб⁻¹. Полный интеграл светимости, использованный в работе, с учетом данных, набранных в области энергий выше 1 ГэВ, составил 88 пб⁻¹. Это рекордный объем статистики, когда либо использованный для измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Всего в анализе использовались данные, набранные в 209 энергетических точках.

В ходе этого многолетнего набора статистики состояние детектора и коллайдера менялись, что позволило выполнить различные перекрестные проверки и убедиться в стабильности полученного результата. В анализе было тщательно изучено множество факторов, влияющих как на выделение событий и подавление фона, так и на эффекты, приводящих к систематическим ошибкам результата.

Для анализа были отобраны события с двумя заряженными частицами, разлетающимися в противоположные стороны. В отобранном наборе выделялись события трех процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Искомое сечение выражалось через отношение числа событий с рождением пары заряженных пионов к числу событий с рождением пары e^+e^- . Процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, являющийся фоновым в данном анализе, использовался как тестовый для проверки процедуры выделения событий при сравнении полученного экспериментального числа событий $\mu^+\mu^-$ с числом, предсказываемым квантовой электродинамикой.

Для разделения коллинеарных событий на три класса впервые в одном эксперименте использовались несколько независимых способов. В качестве наблюдаемых, на основе которых проводится разделение, или импульсы частиц в событии, измеренные в дрейфовой камере детектора, или их энерговыделения в электромагнитном калориметре детектора КМД-3. В диапазоне низких энергий, близких к порогу рождения пионов лучшие результаты давал метод разделения частиц по импульсам, тогда как на высоких энергиях (около

1 ГэВ в с.ц.м.) предпочтительней выглядел метод разделения по энерговыделению частиц в калориметре. Однако, в значительной области энергий, причем в той, в которой сечение максимально, возможно применение обоих методов, что позволило выполнить взаимный контроль. Кроме того, использовался и третий метод, в котором в качестве наблюдаемых использовались углы вылета частиц. Статистическая точность третьего метода существенно уступает первым двум, что не позволяет применить его в каждой точке по энергии. Поэтому он использовался для дополнительной проверки методики разделения по данным, объединенным с многих точек по энергии. Было показано, что все методы согласуются с точностью 0,2%.

Был проведен детальный анализ возможных источников систематических ошибок, связанных с расчетом радиационных поправок, с ошибками разделения частиц, с точностью определения чувствительного объема детектора, с точностью определения эффективности регистрации событий, с точностью определения поправок на ядерные взаимодействия заряженных пионов и тормозное излучение, и другими эффектами. Суммарная величина систематической ошибки оценивается в 0,7% в области энергий ρ -мезона ($\sqrt{s} = 0,77$ ГэВ) и возрастает как в области меньших, так и больших энергий.

Результат измерения показан на Рис. 4. Сечение процесса рождения пары заряженных пионов выражено в виде произведения сечения рождения «точечных» пионов, известное теоретически, на квадрат модуля так называемого электромагнитного формфактора пиона, отражающего его внутреннюю структуру. На рисунке показана зависимость квадрата модуля формфактора от энергии.

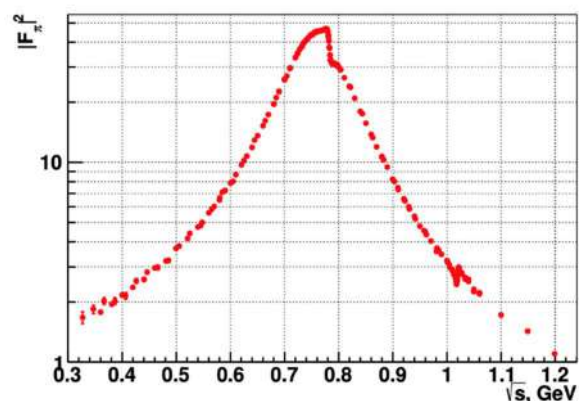


Рисунок 4. Электромагнитный формфактор заряженного пиона, измеренный в эксперименте с детектором КМД-3.

Кроме того, впервые измерена зарядовая асимметрия «вперед-назад» в процессе рождения двух заряженных пионов (Рис. 5, точки с ошибками) и показано, что она не может быть описана общепринятой теоретической моделью, основанной на скалярной квантовой электродинамике (Рис. 5, красная пунктирная кривая). Были разработаны более точные теоретические модели, обобщенная модель векторной доминантности

(синяя кривая на рисунке) и расчет на основе дисперсионных соотношений (зеленая пунктирная кривая), которые хорошо согласуются с экспериментом.

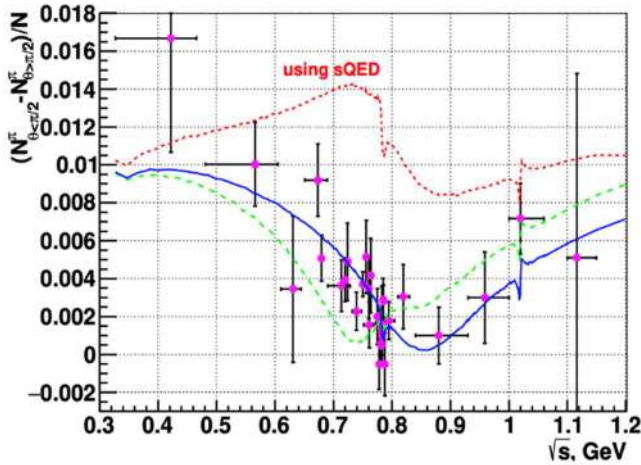


Рисунок 5. Измеренная в эксперименте КМД-3 зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (точки с ошибками) в сравнении с предсказанием обычной используемой скалярной квантовой электродинамикой, sQED (красная пунктирная кривая), разработанной в ИЯФ СО РАН обобщенной моделью векторной доминантности, GVDM (синяя кривая) и расчетами на основе дисперсионных соотношениях (зеленая пунктирная кривая).

При использовании результата КМД-3, предсказание Стандартной модели для a_μ согласуется с наблюдаемым в эксперименте значением в пределах 0,9 стандартных отклонений. При использовании предыдущих измерений сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ наблюдалась разница между экспериментом и предсказанием СМ в 5 стандартных отклонений, как показано на Рис. 6.

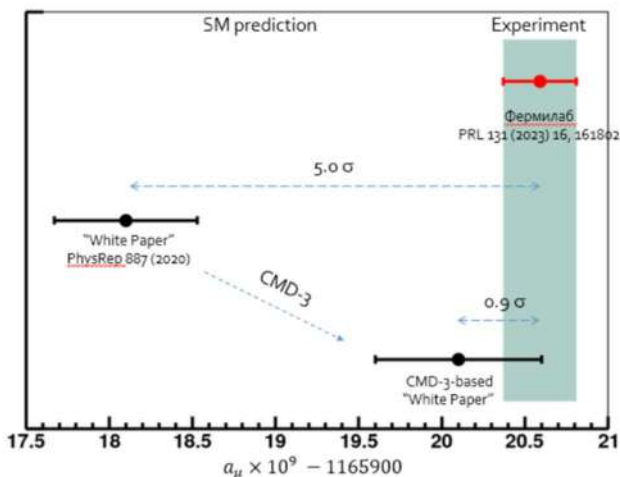


Рисунок 6. Сравнение величины аномального магнитного момента мюона a_μ , измеренной в эксперименте, с предсказанием Стандартной модели. Красный цвет – измеренное значение a_μ . Черный цвет – предсказание Стандартной модели: слева – с использованием предыдущих измерений сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, справа – с использованием измерения КМД-3 вместо предыдущих измерений.

Публикации

- [1] F.V.Ignatov et al. (CMD-3 Collaboration) Measurement of the pion formfactor with CMD-3 detector and its implication to the hadronic contribution to muon ($g-2$) // arXiv:2309.12910 [hep-ex]
- [2] F.V.Ignatov et al. (CMD-3 Collaboration) Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section from threshold to 1.2 GeV with the CMD-3 detector // arXiv:2302.08834 [hep-ex]

Детектор КЕДР

Детектор КЕДР — это универсальный магнитный детектор (рис. 1), 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 установки КЕДР находятся на уровне параметров детекторов, работающих в мире в этой области энергий.

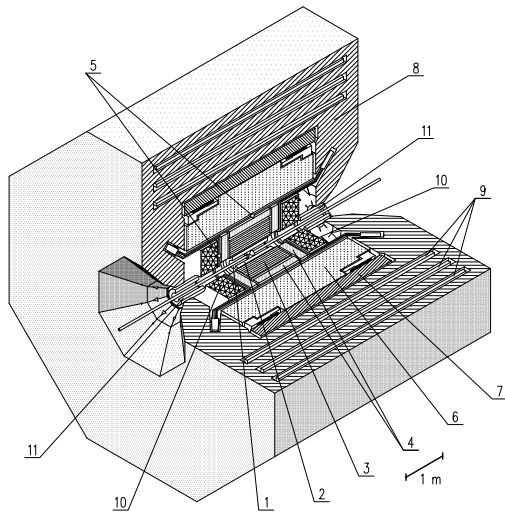


Рис. 1: Детектор КЕДР: 1 – вакуумная камера ускорителя; 2 – вершинный детектор; 3 – дрейфовая камера; 4 – аэрогелевые пороговые черенковские счетчики; 5 – времяпролетные счетчики; 6 – баррельный жидко-криптоновый калориметр; 7 – сверхпроводящая катушка; 8 – ярмо; 9 – мюонные камеры; 10 – торцевой CsI-калориметр; 11 – компенсирующая катушка

Программа работы детектора КЕДР включает в себя набор статистики для изучения двухфотонной физики в области энергии $2E = 7 \div 9,3$ ГэВ, а также набор статистики для измерения масс и лептонных ширин Υ -мезонов в области энергий $2E = 9,46 \div 10,36$ ГэВ.

В 2023 году из-за аварии на гелиопроводе, двукратного увеличения времени работы на эксперимент ДЕЙТОН, а также из-за вакуумной аварии на ВЭПП-4М для двухфотонной физики на энергии $E = 3,5$ ГэВ удалось набрать всего $1,6 \text{ пб}^{-1}$. Для сравнения, годом ранее было набрано $7,6 \text{ пб}^{-1}$. Всего с 2020 года на этой энергии было набрано $14,5 \text{ пб}^{-1}$.

В рамках подготовки к эксперименту по измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона в 2023 году было выполнено предварительное сканирование $\Upsilon(1S)$ резонанса (рис. 2), целью которого являлось отработка измерения энергии лазерным поляриметром совместно с набором данных детектором КЕДР.

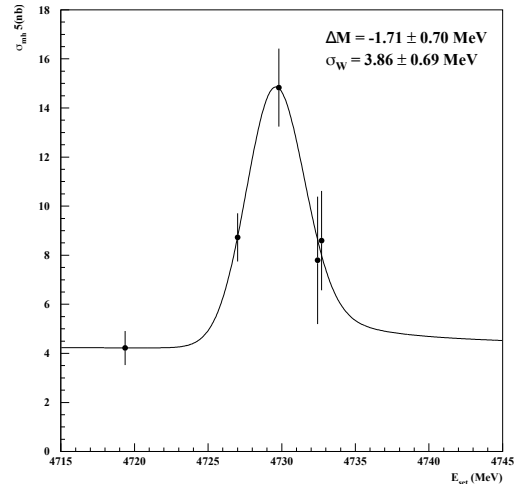


Рис. 2: Сканирование $\Upsilon(1S)$ резонанса для проверки системы измерения энергии лазерным поляриметром

Измерение вероятности распада

$J/\psi \rightarrow \rho\pi$

В эксперименте КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М выполнен анализ распада J/ψ -мезона на три π -мезона, с наилучшей в мире точностью измерены величины вероятностей процессов $J/\psi \rightarrow \rho\pi$, $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Получены следующие результаты:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1,878 \pm 0,013 \pm 0,051)\%,$$

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (2,072 \pm 0,017 \pm 0,062)\%.$$

Вероятность распада J/ψ -мезона на три π -мезона имеет наибольшую величину среди всех адронных распадов J/ψ -резонанса, при этом основной вклад в данный процесс определяется распадом $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ с последующим распадом ρ -мезона на два π -мезона. Процесс трёхпионного распада J/ψ -мезона исследован во многих экспериментах, однако до настоящего времени полученные результаты носят достаточно противоречивый характер и требуется дальнейшая работа по изучению столь интересного процесса. Сложность анализа связана с необходимостью учёта интерференции основной $\rho\pi$ -моды распада с модами, содержащими с более высокие ρ -резонансы, а также с аккуратной оценкой систематических неопределённостей результата. В ходе работы предложен метод анализа событий, соответствующих модам распада $J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0$, $J/\psi \rightarrow \rho^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \rho^-\pi^+$, основанный на рассмотрении углов разлёта конечных пар π -мезонов. Метод является альтернативой двумерной подгонки диаграмм Далица. Данный подход позволяет эффективно провести отбор событий как нейтральной, так и зарядово-сопряжённых мод распада $J/\psi \rightarrow \rho\pi$. Применение метода для анализа подобных трёхчастичных распадов в ряде случаев позволит упростить анализ и уточнить современные результаты.

Выполненные измерения важны для понимания

процессов адронизации в распадах чармония и построения более точной модели кваркониевых резонансов.

Измерение вероятности распада

$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$

Ведётся работа по измерению вероятности распада $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ в моде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ в эксперименте с детектором КЕДР, находящемся на коллайдерном комплексе ВЭПП-4М, где доступно для анализа около 5,23 миллионов распадов J/ψ мезонов.

Доминирующей модой в процессе $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ является распад через $\rho\eta$, где ρ с вероятностью $\approx 100\%$ распадается в два пиона. Также необходим учёт вклада от $\omega\eta$ при распаде ω на двухпионную моду.

При моделировании процесса распада учитывалась интерференция между двумя вкладами: $\frac{d\sigma}{d\Phi} = |A_\rho + A_\omega e^{i\phi}|^2 = |A_\rho|^2 + |A_\omega|^2 + A_\rho A_\omega^* e^{-i\phi} + A_\rho^* A_\omega e^{i\phi}$, $A_\rho = |\mathbf{p}_{\pi^+} \times \mathbf{p}_{\pi^-}| \frac{\sin \theta_n m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2 + iq\Gamma_\rho(q^2)}$ – амплитуда распада ρ , здесь $\Gamma_\rho(q^2) = \Gamma_\rho \left(\frac{p_\pi(q^2)}{p_\pi(m_\rho^2)} \right)^3 \left(\frac{m_\rho^2}{q^2} \right)$ – ширина распада ρ . Для ω всё аналогично.

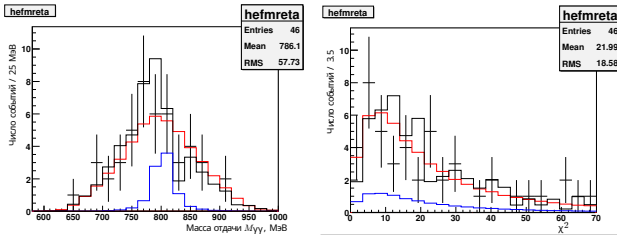


Рис. 3: Инвариантная масса отдачи двух фотонов (картинка слева). Распределение по χ^2 (справа).

Для нахождения вероятности распада в нужное конечное состояние была произведена подгонка гистограммы инвариантной массы отдачи двух фотонов (Рис. 3). Красная гистограмма демонстрирует вклад от ρ , синяя – от ω , чёрная – итоговое распределение. В силу малого количества событий в экспериментальных данных подгонка результата моделирования к эксперименту осуществлялась при помощи максимизации функции правдоподобия $L = -2 \sum (N_s - N_e + N_e \ln(N_e/N_s))$, где N_e – число экспериментальных событий в бине, N_s – число смоделированных событий, сумма велась по всем бинам в гистограмме. На Рис. 3 показано распределение по χ^2 . Предварительный результат измерения:

$$Br(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) = (3,95 \pm 0,58 \pm 0,39) \times 10^{-4}.$$

Измерение R в области $2E = 5-7$ ГэВ

Величина R является отношением полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны, учитывающим радиационные поправки, к сечению

рождения мюонной пары в борновском приближении:

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

Прецизионное измерение $R(s)$ имеет ключевое значение для определения аномального магнитного момента мюона, константы сильного взаимодействия $\alpha_s(s)$ и постоянной тонкой структуры $\alpha(M_Z^2)$ в области пика Z-бозона, а также в расчётах масс тяжёлых кварков.

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 течение 2023 года выполнен ряд важных этапов анализа экспериментальных данных. Был оптимизирован набор критериев отбора адронных событий, а также настройка первичного моделирования и отклика детектора. Получена предварительная оценка систематической неопределённости измерения величины R на уровне 2,5 %.

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 4.

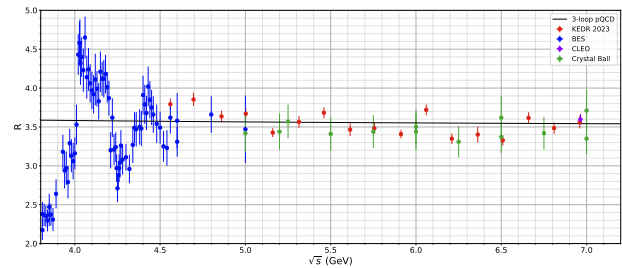


Рис. 4: Предварительные результаты измерения R в области $2E = 5 - 7$ ГэВ для заходов, набранных в 2018-2020 гг. с детектором КЕДР (красные точки, приведены только статистические ошибки) в сравнении с результатами других экспериментов – BES (синие точки), CLEO (розовая точка) и Crystal Ball (зеленые точки).

Измерение масс D-мезонов

Детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М в 2016-2017 гг. в максимуме сечения рождения $\psi(3770)$ -мезона был набран интеграл светимости $4,05 \text{ пб}^{-1}$, примерно в четыре раза больше в сравнении с предыдущим измерением детектора КЕДР 2010 г.

D^0 -мезон реконструируется в канале $K^-\pi^+$ (3,89%), а D^+ -мезон через канал $K^-\pi^+\pi^+$ (8,98%). Масса D-мезонов определяется с помощью подгонки двухмерного распределения M_{bc} и ΔE . Инва-

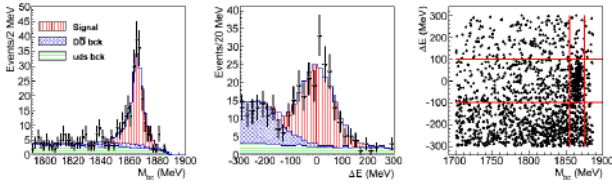


Рис. 5: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Распределение M_{bc} (слева), ΔE (в центре) и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ (справа).

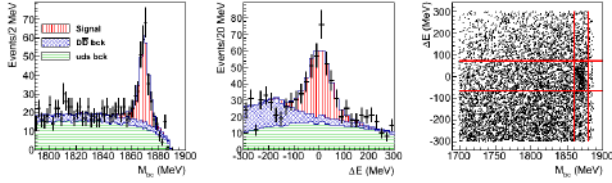


Рис. 6: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Распределение M_{bc} (слева), ΔE (в центре) и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ (справа).

риантная масса D -мезона (beam-constrained mass) вычисляется как $M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$, где W – суммарная энергия электрона и позитрона в системе центра масс, \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 деполяризации с высокой точностью. Для событий распада D -мезонов должно быть $\Delta E \simeq 0$.

В анализе для подавления фона применяются время-пролетная система, идентификация частиц в дрейфовой камере по измерению ионизационных потерь ($\Delta E/\Delta x$) и идентификация на основе Аэрогелевых Черенковских Счетчиков. Экспериментальные данные с подгонкой представлены на рис. 5, 6.

В анализе были рассмотрены следующие систематические ошибки: абсолютная калибровка импульса (точность определения магнитного поля), описание энергетических потерь в веществе, импульсное разрешение, учет излучения в начальном состоянии, формы распределения сигнала и фонов, калибровка энергии пучков.

Учет излучения в начальном состоянии включает в себя в основном неопределенность зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии. В 2017 г. коллаборация BESIII измерила наиболее точно форму сечения, что позволяет значительно уменьшить вклад данной систематики в наш результат. Доминирующими систематическими ошибками являются фор-

мы распределения сигнала и фонов и импульсное разрешение.

Как и ожидалось, результаты на новой статистике по точности лучше результата опубликованного коллаборацией КЕДР в 2010 году:

$$M_{D^0} = 1864,890 \pm 0,290 \pm 0,071 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,570 \pm 0,360 \pm 0,089 \text{ МэВ}.$$

Поскольку в результате КЕДР 2010 г. доминирующая систематическая ошибка определяется неопределенностью зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии, поэтому данные используемые для результата КЕДР 2010 г. были переобработаны и объединены с новой статистикой. Получен итоговый результат:

$$M_{D^0} = 1865,110 \pm 0,209 \pm 0,059 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,550 \pm 0,288 \pm 0,075 \text{ МэВ}.$$

Масса D^0 -мезона измерена на уровне точности лучших мировых результатов, а точность измеренной массы D^+ -мезона превосходит табличную точность PDG.

Лазерный поляриметр

Лазерный поляриметр предназначен для измерения поляризации пучка ВЭПП-4М для калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации.

В 2023 году на «Лазерном поляриметре» был заменён узел ввода лазерного излучения в вакуумную камеру ВЭПП-4М. Новый узел (рис. 7) представляет собой вакуумную камеру с охлаждаемым водой медным зеркалом для уменьшения деформации при нагреве от синхротронного излучения. Старая система не обеспечивала достаточного охлаждения. С новым зеркалом улучшилось качество фокусировки лазерного луча на электронном пучке, что позволило в 10 раз увеличить интенсивность рассеянных обратно комптоновских квантов (до 13 кГц/мА).

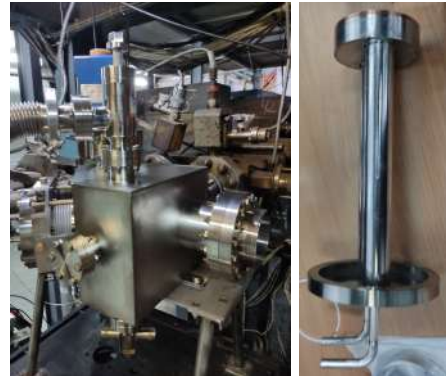


Рис. 7: Новый узел (фото слева) ввода лазерного излучения в вакуумную камеру ВЭПП-4М с охлаждаемым водой медным зеркалом (фото справа).

На рис. 8 показаны измерения энергии во время набора данных детектором КЕДР при сканировании $\Upsilon(1S)$ -мезона. Все четыре измерения энергии сделаны на одном пучке. После ускорения электро-

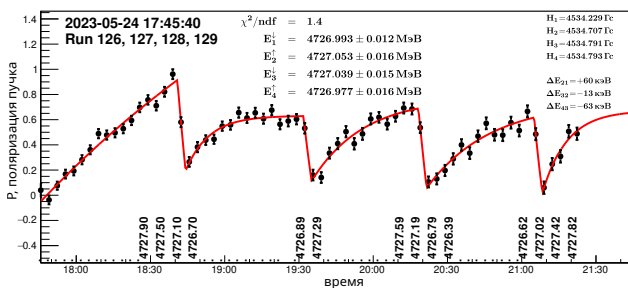


Рис. 8: Прецизионные измерения энергии во время набора данных детектором КЕДР.

нов и позитронов до рабочей энергии начинается процесс радиационной поляризации, при этом пучки разведены и набор данных детектором КЕДР не идёт. На энергии $\Upsilon(1S)$ -мезона в ВЭПП-4М время радиационной поляризации в идеальном случае составляет 40 минут. Примерно через полчаса, когда степень поляризации пучка становится достаточной для измерения поляризации, начинается сканирование по частоте деполяризатора, что показано в виде подписей в энергетических единицах около шкалы времени. После скачкообразного уменьшения поляризации и определения энергии, пучки электронов и позитронов сводятся, появляется светимость и начинается набор данных детектором КЕДР. При этом снова начинается процесс радиационной поляризации и затем делается следующее измерение энергии и т.д. Для подавления систематического сдвига частоты деполяризации, вызванного шириной спиновой линией ($\pm 22 \text{ кэВ}$), а также возможной деполяризацией на паразитных боковых $\pm 50 \text{ Гц}$ ($\pm 27 \text{ кэВ}$) резонансах необходимо менять направление сканирования после каждого измерения энергии.

Сразу после ускорения основное поле дрейфует в течение получаса на величину около $0,5 \text{ МэВ}$. Поэтому, помимо ожидания радиационной поляризации пучка, мы вынуждены дожидаться релаксации поля. Среднеквадратичный дрейф орбиты между измерениями энергии составляет около 100 мкм , что соответствует дрейфу энергии 14 кэВ .

Новая дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК), являясь основной трековой системой детектора, предназначена для определения импульсов заряженных частиц по измерению кривизны траектории в магнитном поле, а также для измерения ионизационных потерь частиц с целью их идентификации. В существующей дрейфовой камере за срок более 20 лет эксплуатации появились нерабочие области и высокая чувстви-

тельность к условиям работы, что приводит к ухудшению качества реконструкции треков частиц. Изготовление новой дрейфовой камеры подходит к началу натяжения проволоочной структуры.

В 2023 году в Институте космических и авиационных материалов (НИИКАМ, г. Переславль-Залесский, Россия) изготовлена новая оснастка для натяжения проволоочек — спицы (рис. 9). Материал изделий — сверхвысокомодульный углеродистый пластик (модуль упругости на изгиб 280 ГПа), обеспечивающий лёгкость оснастки и её малый прогиб. Диаметры спиц составляют $0,85$ и 2 мм , длина до 2 м . Спица используется для протяжки проволоочек через отверстия диаметром 1 мм в торцевых пластинах дрейфовой камеры во время натяжения её проволоочной структуры. Вспомогательная спица используется для поддержки основной спицы через боковые окна внешней обечайки при протяжке проволоочки.

Длительное время приступить к натяжению сначала не позволяло отсутствие проволоки диаметром 70 мкм , а затем — трудности при её производстве. Данная проволока предназначена для использования в качестве экранов, расположенных между суперслоями дрейфовых ячеек.

В предыдущем периоде была изготовлена золотёная медно-титановая проволока диаметром 70 мкм (АО «Денисовский завод», Владимирская область, Россия). В технологическом процессе не была предусмотрена финишная мойка от остатков эмульсии, используемой при волочении проволоки. В связи с этим при модернизации перемоточного станка в его конструкцию была внесена возможность протяжки проволоки через ультразвуковую ванну для эффективного удаления следов эмульсии (рис. 10). Основные детали конструкции станка изготовлены, электроника управления и программное обеспечение готовы. В процессе изготовления находится магнитная муфта, ведётся сборка узлов.

Очень важное значение имеет качество поверхности проволоки, поскольку от этого зависит величина допустимой напряжённости электрического поля с точки зрения возникновения автоэлектронной

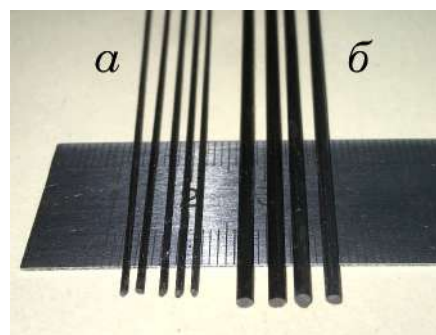


Рис. 9: Оснастка для натяжения проволоочек: а — спица основная, б — спица вспомогательная.

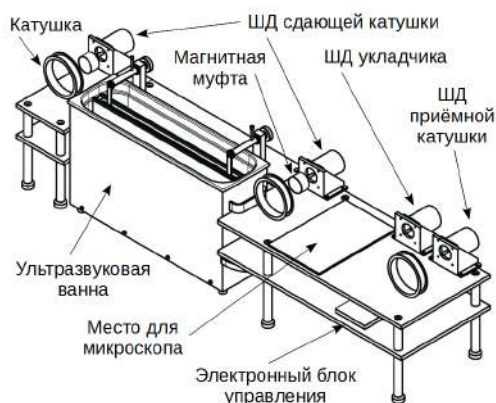


Рис. 10: Общий вид нового перемоточного станка с возможностью ультразвуковой мойки. ШД — шаговый двигатель.

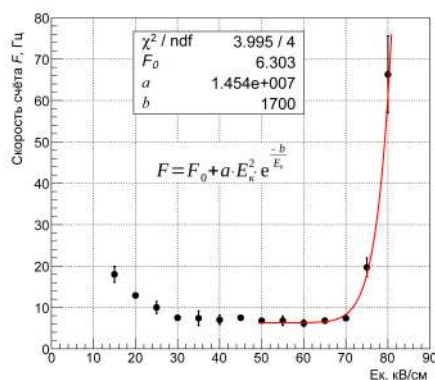


Рис. 11: Зависимость скорости счёта одноэлектронных импульсов (слева) от напряжённости на катоде для проволоки Ti/Cu/Ag/Au диаметром 70 мкм.

эмиссии. Несмотря на то, что на экранах напряжённость поля относительно невысока, $E < 20$ кВ/см, наличие острий и других неровностей на поверхности может приводить к ускоренному катодному старению. С целью изучения применимости такой проволоки в качестве катодной были проведены высоковольтные тесты на порог возникновения автоэмиссии.

Для испытаний использовался прототип шестиугольной дрейфовой ячейки, где в качестве катодов натянута исследуемая проволока. Катоды заземлены, а напряжения положительной полярности подавались на анод и внешнюю обечайку. Соотношения напряжений выбирались такими, чтобы напряжённость электрического поля на поверхности катодов менялась, но при этом напряжённость на аноде E_A и, соответственно, коэффициент газового усиления оставались неизменными. В качестве рабочего газа использовался диметиловый эфир (ДМЭ). В этих условиях измерялась скорость счёта (загрузка) одноэлектронных импульсов на аноде с помощью регистрирующей электроники с фиксированным порогом срабатывания дискри-

минатора. Результаты измерений аппроксимировались с использованием модифицированной формулы Фаулера-Нордхейма: $F = F_0 + a \cdot E_K^2 \cdot \exp(-b/E_K)$, где дополнительное слагаемое F_0 учитывает фоновую загрузку от космических частиц, E_K — напряжённость на катоде, a и b — параметры. На рис. 11 приведена зависимость скорости счёта одноэлектронных импульсов от напряжённости на катодах в широком диапазоне. При этом соблюдалось условие постоянства коэффициента газового усиления, который примерно составлял величину $2 \cdot 10^5$. Вплоть до 70 кВ/см наблюдается только фоновая загрузка. Следует отметить, что при увеличении E_K от 15 до 35 кВ/см загрузка уменьшается в 3 раза, что связано с изменением конфигурации поля в ячейке, а именно: происходит сужение эффективной площади сбора заряда в ячейке, а также уменьшается площадь катода, на которую замыкаются силовые линии поля с анода. При напряжённости более 70 кВ/см начинается резкий рост загрузки. Набранный в этом диапазоне амплитудный спектр соответствует одноэлектронному, имеющему экспоненциальный спад вероятности событий с повышением амплитуды, и это подтверждает наличие автоэлектронной эмиссии (рис. 12). Имея частоту фоновых событий около 6 Гц и условно выбирая превышение над фоном на уровне 50% (3 Гц) при определении порога автоэмиссии, аппроксимация формулой Фаулера-Нордхейма даёт следующее значение пороговой напряжённости: (71 ± 3) кВ/см.

Полученный результат хорошо согласуется с данными, полученными в нашем предыдущем исследовании для нескольких типов проволоки, используемой в дрейфовых камерах. Отсюда можно сделать вывод о том, что новая титановая проволока диаметром 70 мкм с покрытием золотом применима для натяжения экранных провололок в новой дрейфовой камере детектора КЕДР.

Модернизация системы сбора данных

В 2023 году продолжались работы по устранению ошибок работы с памятью, приводившие к порче

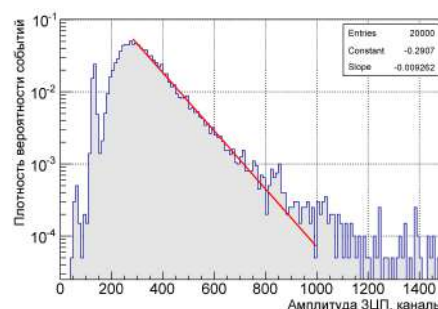


Рис. 12: Амплитудный одноэлектронный спектр (справа) в газе ДМЭ при $E_A = 430$ кВ/см, $E_K = 80$ кВ/см (нормированное распределение).

данных, а так же ошибок, приводивших к потере связи с устройствами ССД по сети. В прошивке МЧС и ПВ был переписан алгоритм работы с микросхемой памяти, что позволило повысить скорость и надежность записи/чтения данных в память. Был расширен тест, проверяющий работу с памятью событий, и затем была проведена серия тестов, проверяющих работу со всей памятью событий. Внесенные за этот год изменения в аппаратную и программную части МЧС впервые позволили достичь стабильной и непрерывной работы с памятью событий и сохранять обмен данными по сети в течение недели.

Так же в этом году значительное внимание было уделено развитию программного обеспечения системы сбора данных. Для хранения настроек аппаратуры и программного обеспечения приёма и обработки данных была разработана иерархическая структура хранения конфигурационных параметров, средства и правила работы с ними. К примеру, длительность цикла КЛЮКВы может быть одинаковой для большинства крейтов, но при этом в отдельных случаях может потребоваться индивидуальная настройка. Алгоритм обработки принятых данных обычно является одинаковым для всех информационных плат одного типа (А32, ТАМ, ТП), но при этом параметры этого алгоритма являются индивидуальными для каждой платы (выходные логические адреса КЛЮКВы, пьедесталы и т.п.). Таким образом можно выделить следующие уровни иерархии конфигурационной информации: общий уровень, задающий умолчания; уровень подсистемы, задающий параметры, специфичные для подсистемы; уровень раздела ССД, задающий параметры специфичные для задачи, с которой ведётся набор данных.

В настоящее время ведётся работа по наполнению, обработке и передаче описанной иерархии параметров в аппаратуру и ПО приёма данных ССД.

Эксперименты на тестовых пучках

В 2023 году в общей сложности было проведено 20 смен, распределенные по экспериментам следующим образом. На пучках жестких гамма-квантов проводились исследования энергетического разрешения прототипа калориметра на основе кристаллов чистого CsI (матрица 4x4), который предполагается использовать на детекторе СЧТФ. Калибровка проводилась по краям спектров ОКР, получаемых при взаимодействии фотонов лазерного излучения с пучком первичных электронов ВЭПП-4М. Энергия последних варьировалась и составляла 1,9; 2,5; 3,5; 4,5 и 4,75 ГэВ, соответствующая энергия краев спектра ОКР составила 64, 111, 225, 361, 402, 441, 730 и 812 МэВ. В общей сложности было набрано более 8 миллионов событий. Полученное энергетическое разрешение прототипа варьируется

от 8% до 3%.

С использованием пучков электронов энергией 2,5 ГэВ проводились следующие эксперименты:

- исследование прототипа порогового черенковского детектора для космической дозиметрии (Роскосмос), полученные результаты указали на необходимость дальнейшей проработки с целью обеспечения стабильности работы;
- сканирование прототипа аэрогелиевого счетчика для СНД, сравнивалось число фотоэлектронов, полученных на ФЭУ с МКП и ТФЭУ, полученные результаты в целом подтвердили перспективность использования ТФУ в качестве фотонного, детектора дающего заметное увеличение регистрируемого сигнала по сравнению с МКП;
- методические работы с прототипом детектора FARICH, в частности изучение эффекта малоуглового рассеяния света вперед в аэрогеле, измерения радиаторов черенковского света на основе разного рода аэрогелей.

Стенд для исследования радиационного старения ТФЭУ на базе установки БНЗТ

Целью создания стенда является создание необходимой инфраструктуры для проведения исследований радиационного старения твердотельных ФЭУ (SiPM). В рамках данной работы в настоящее время реализовано или находится на финишной стадии изготовления:

- система сбора данных для считывания информации с исследуемых ТФЭУ;
- система распределения света для засветки ТФЭУ, источник располагается в безопасной радиационной зоне, в то время как свет посредством кварцевого оптоволокна распространяется непосредственно в область генерации быстрых нейтронов, для контроля стабильности источника света (лазер) используются PIN-диоды;
- камера тепла и холода, в которую помещаются ТФЭУ, камера обеспечивает возможность уставки температуры в диапазоне от -20°C до $+40^{\circ}\text{C}$;
- программное обеспечение для обработки данных, а также проведения необходимых расчетов с использованием библиотеки FLUKA.

Ожидается, что первые тестовые заходы с использованием стенда в составе установки БНЗТ пройдут в первой половине 2024 года.

УЧАСТИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

Измерение прозрачности кристаллов электромагнитного калориметра детектора CMS.

В 2023 году детектор CMS работал с начала марта и до конца октября. Набор данных в р-р столкновениях проходил с конца апреля и до середины июля. Октябрь месяц был посвящён набору данных при столкновениях тяжелых ионов. Кроме того, в ноябре месяце в течении трех недель проводились специальные заходы с электромагнитным калориметром для настройки параметров и тестирования стабильности работы системы лазерной калибровки после перемещения оборудования из каверны в новое помещение на поверхности. В течение всего этого времени осуществлялся контроль за работоспособностью системы лазерной калибровки и загрузкой данных по измерению прозрачности кристаллов в базу данных. За весь этот период было всего несколько случаев, которые повлияли на полученные данные по измерению прозрачности кристаллов: в конце апреля случайно задели входной оптический фибр, в результате чего свет от лазеров перестал доходить до кристаллов, во втором случае отключилось высоковольтное питание одного супермодуля в цилиндрической части калориметра. После ремонта питания был проведен анализ данных для измерения величины изменения прозрачности. Данная информация была в дальнейшем использована при абсолютной калибровке калориметра. В сумме за сезон было потеряно около полутора дня данных, что в итоге позволяет иметь высокое качество калибровок калориметра в 2023 году. Изменение прозрачностей в течении 2023 года приведено на Рис. 1.

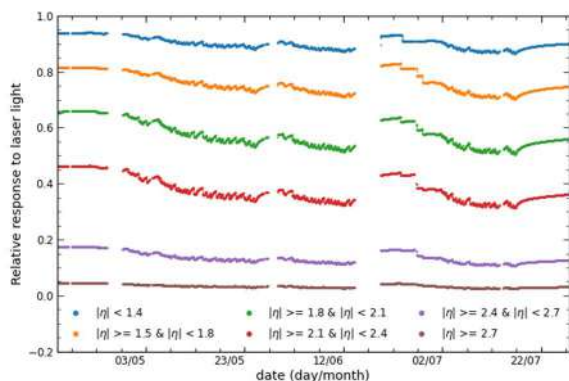


Рисунок 1. Изменение прозрачностей кристаллов в течении набора данных в 2023 году.

После окончания физических заходов был проведен анализ поведения нормировочных PN диодов и кристаллов калориметра. PN диоды используются для измерения светового сигнала поступающего на кристаллы от лазеров. Каждый кристалл обслуживается двумя PN диодами. Если отношение сигналов с пары диодов начинает изменяться, это свидетельствует о деградации одного из PN диодов в связи с радиационным

старением. Для отслеживания данного эффекта, были построены карты изменения отношения сразу после окончания набора данных при р-р столкновениях и перед самым началом. Для 2023 года это соответствует данным за 16 июля и 29 апреля. Полученная карта отношений для цилиндрической части калориметра и для торцов приведена на Рис.2.

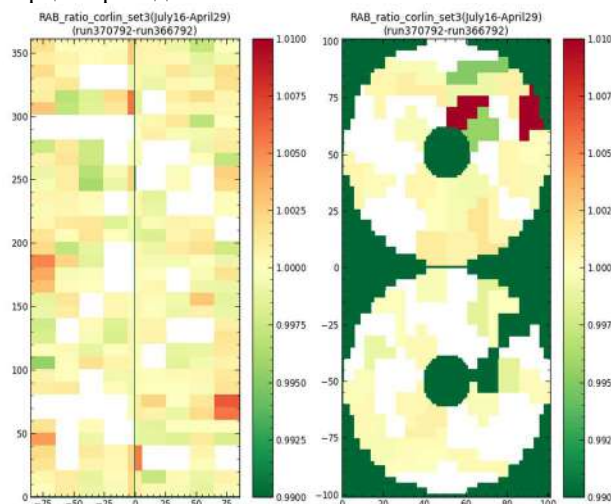


Рисунок 2. Изменение отношения сигналов у пары PN диодов за время набора р-р данных в 2023 году.

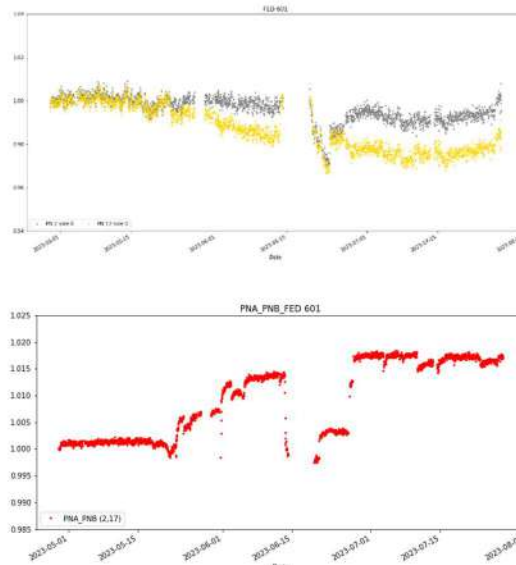


Рисунок 3. Изменение амплитуд от пары PN'ов и их отношения в течении набора данных в 2023 году.

Из данного рисунка видно, что в торцах имеются зоны с аномальным поведением PN диодов. Для соответствующих пар PN диодов, отвечающих за эти зоны, были построены зависимости изменения амплитуд соответствующей пары и их отношения от времени в течении набора данных. Пример подобной зависимости приведен на Рис.3. Как видно из данного рисунка, амплитуда диода 17 падает быстрее, что приводит к росту значения отношения. Это свидетельствует о большем влиянии радиационного старения на него. В итоге

было найдено 2 PN диода с существенным уровнем дрейфа, что потребует учесть при измерении прозрачностей в следующем году. Для контроля также были построены подобные зависимости для двух зон с наибольшим изменением отношения для цилиндрической части и было показано, что в этих частях изменение не достигает критического уровня в 1%.

Изучение поведения прозрачности кристаллов производится с целью поиска кристаллов с нефизическим поведением. Для этого применялось несколько алгоритмов:

- поиск, так называемых, залипших кристаллов,
- поиск кристаллов, у которых изменение прозрачности от времени отличается от усреднённого поведения кристаллов в данной области по величине псевдобыстроты η ,
- поиск кристаллов с очень большим или маленьким изменением прозрачности за сезон.

В рамках первого алгоритма был осуществлен поиск кристаллов, которые имеют одно и тоже значение прозрачности в течении 30 часов. Для реализации второго алгоритма был применен метод похожий на критерий χ^2 : в качестве функции-гипотезы использовалась усредненная зависимость для данного η - S , в качестве данных – измерение прозрачности для данного кристалла - C , сумма производилась по измерениям i в течении набора статистики. Кроме того, использовалось два варианта поправок к прозрачности данного кристалла: константа k и линейная от времени функция $k+i \cdot d$, которые позволяют учесть разный уровень прозрачности кристаллов и индивидуальные особенности деградации прозрачности кристаллов из-за радиационного облучения. В итоге формулы для χ^2 имеют следующий вид:

$$\chi^2 = \sum_i (S_i - kC_i)^2$$

$$\chi^2 = \sum_i (S_i - (k + i \cdot d)C_i)^2$$

При минимизации этих выражений величины для k и d могут быть вычислены аналитически для каждого кристалла. Затем строилось распределение для полученных χ^2 и анализировались кристаллы, имеющие отличающиеся значения. Пример распределения для случая поправки в виде линейной функции приведен на Рис.4, овалом выделен диапазон значений χ^2 , для которых проводился индивидуальный просмотр эволюции прозрачности кристаллов.

Для третьего алгоритма строилось изменение отношения прозрачности кристалла R к среднему значению для данного η в конце и начале набора данных:

$$R = \frac{\left(\frac{P_{crystal}}{P_{\eta \text{ average}}} \right)_{\text{end of run}}}{\left(\frac{P_{crystal}}{P_{\eta \text{ average}}} \right)_{\text{beginnin of run}}}$$

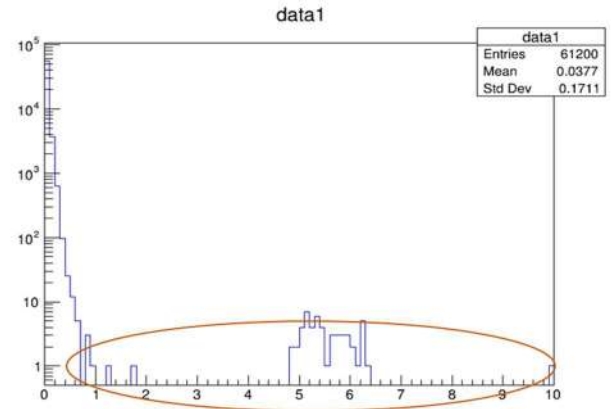


Рисунок 4. Распределение по χ^2 для случая поправки в виде линейной функции. Овалом выделен диапазон значений, требующий индивидуального исследования эволюции прозрачности кристалла.

Распределение величины R для цилиндрической части приведено на Рис.5. Кристаллы, для которых значение R попало в хвосты этого распределения, проверялись потом индивидуально.

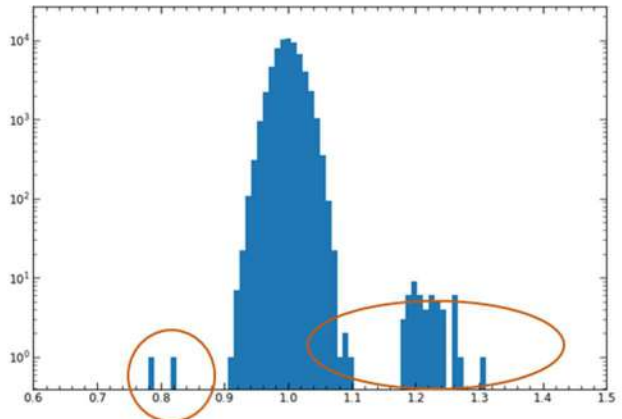


Рисунок 5. Распределение величины R для цилиндрической части калориметра. Выделены значения попавшие в хвосты распределения.

В итоге было выявлено около 100 кристаллов с нефизическим поведением. Кроме того, было проверено поведение кристаллов, которые демонстрировали нефизическое поведение в течении 2022 года, но не были выявлены описанными выше алгоритмами. Выяснилось, что большая часть среди этих кристаллов теперь имеют нормальное или близкое к нормальному поведение.

DAQ MTD системы детектора CMS.

Электроника системы MTD (Рис.6) состоит из:

- FE (front-end) электроники. Эта электроника выполнена на основе интегральных схем специального назначения (ASIC).
- Платы концентратора (RU), 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) электроники, находящейся в защищённом от радиации зале. Эта электроника получает данные от платы концентратора, делает предварительную обработку данных и передаёт их в систему сбора данных.

Плата концентратора (RU) содержит IpGBT линк: это 10Гб/с оптический приемопередатчик, обеспечивающий передачу данных в Serenity (на блок-схеме обозначена MTD DAQ node), а также набор e-link для взаимодействия с FE электроникой. Платформа Serenity (Рис.7) предназначена для сбора, обработки и передачи данных, распределения сигналов синхронизации между блоками электроники (Рис. 8).

Для реализации этого функционала плата Serenity содержит две высокоскоростных ПЛИС Xilinx (Рис. 7). Наша группа участвует в разработке проекта для ПЛИС платформы Serenity. Разработка проекта для

ПЛИС ведется на основе emp-framework, это базовый проект с функционально распределенным набором модулей, ориентированных на выполнение конкретных задач и заданным интерфейсом взаимодействия между ними. Общая блок-схема проекта для ПЛИС показана на Рис. 9. В блок "Algorithms" группой были написаны и интегрированы модули для управления, сбора данных от FE электроники системы VTL.

Для проверки работы и настройки электроники системы MTD был использован стенд, показанный на Рис. 10.

Результаты.

В этом году продолжались работы по созданию проекта для ПЛИС платформы "Serenity". В настоящий момент модули для получения данных от FE электроники для VTL системы написаны и интегрированы в проект для ПЛИС платформы "Serenity".

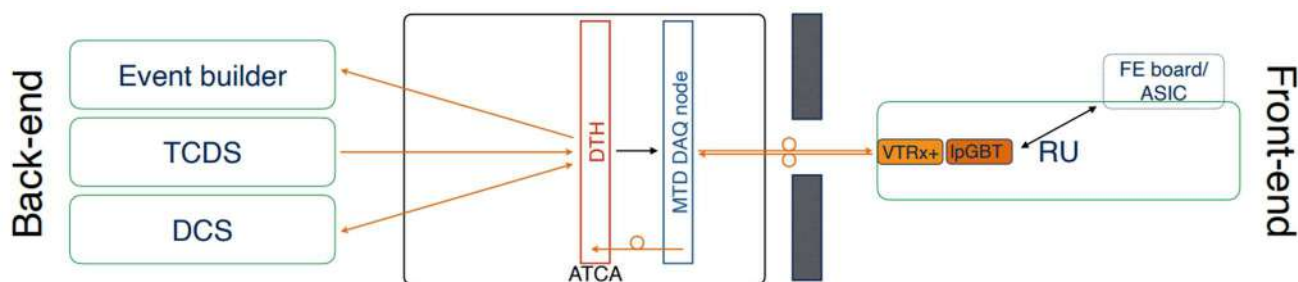
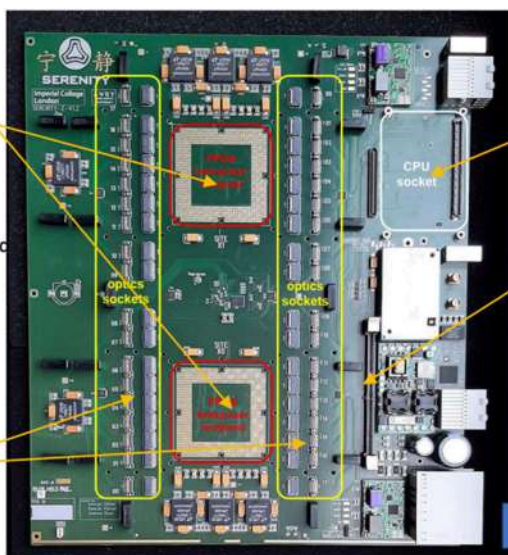
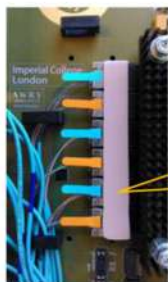


Рисунок 6. Блок-схема электроники системы MTD.

FPGA Daughter Card
VU13P, VU9P, VU7P, KU15P



Optics
Back-End & Front-End



Serenity 1.2



COM Express Mini Module Type10
Intel® 11th Gen Core Processors
8 or 16GB LPDDR4
NVMe SSD, PCIe Gen-4
USB 4



Open IPMC Module
New development
based on modern
micro-controller



Рисунок 7. Структурная схема Serenity.

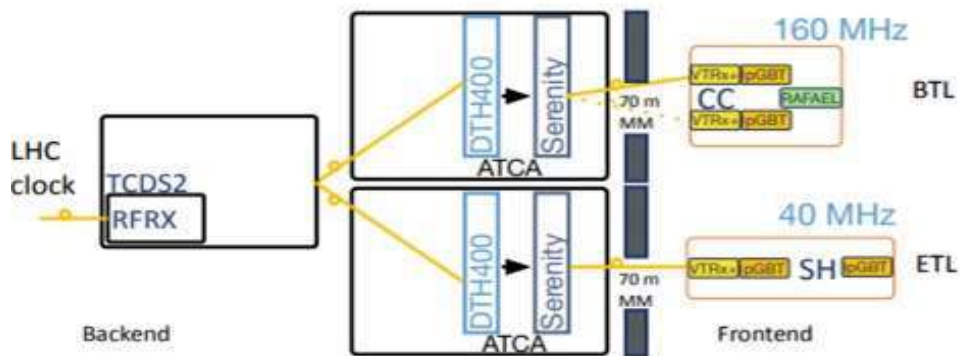


Рисунок 8. Схема передачи сигналов синхронизации от электроники BE к электронике FE.

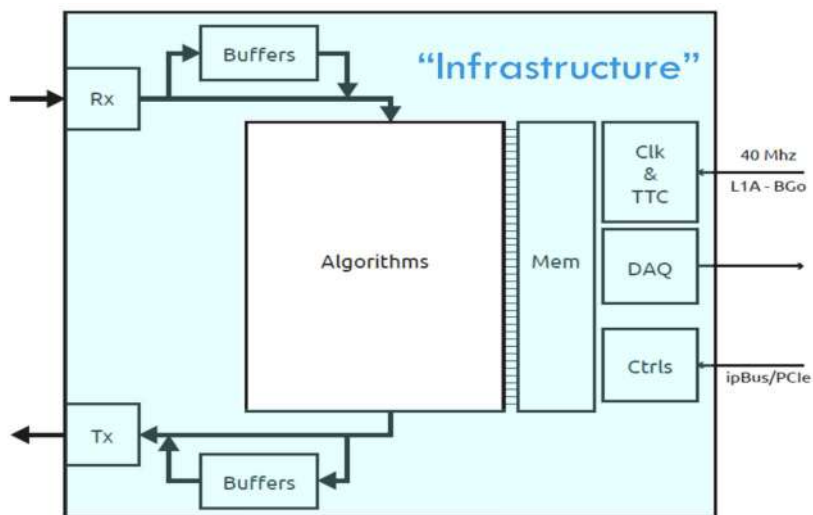


Рисунок 9. Блок схема проекта для ПЛИС.

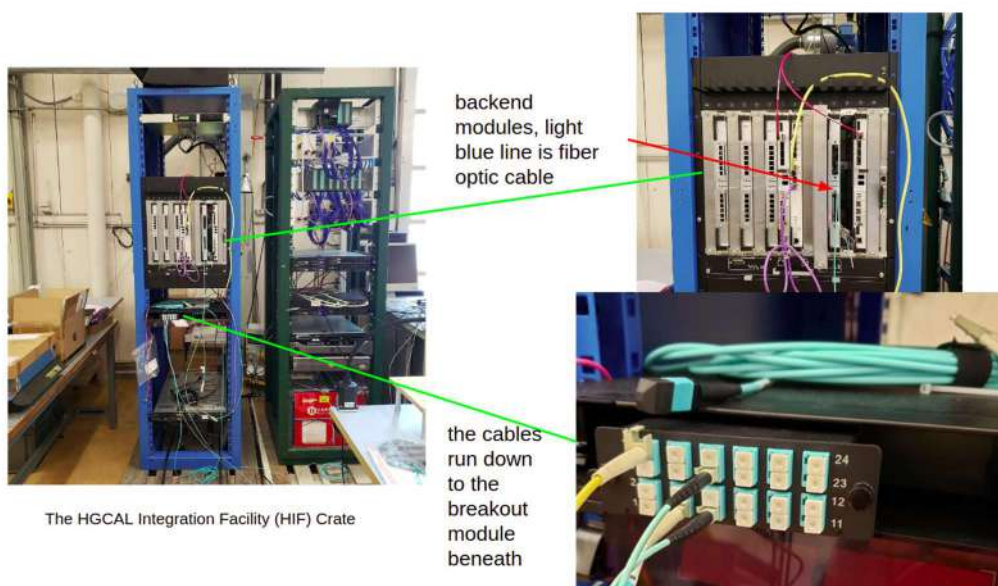


Рисунок 10. Стенд для проверки электроники системы MTD.

РАДИАЦИОННЫЕ ТЕСТЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Разработка, создание и запуск в работу стенда для проведения экспериментов по изучению радиационного старения твердотельных ФЭУ на пучке быстрых нейтронов.

Полученные на современных установках результаты в области ФВЭ, а также различные теоретические модели, обуславливают дальнейшее развития коллаидеров по пути увеличения энергии сталкиваемых пучков и светимости. Соответственно, детекторные технологии развиваются в аналогичном ключе — детекторы нового поколения должны быть способными работать в условиях большой множественности событий за один акт столкновения пучков и большой радиационной нагрузки. Большую роль в этом играют потоки нейтронов, дающих основной вклад в старение материалов детекторов. Фактически нейтроны с энергиями в диапазоне от нескольких МэВ и выше разрушают атомную структуру веществ, что приводит к деградации чувствительных элементов систем детекторов и, как следствие, потери их работоспособности. Одним из таких элементов являются твердотельные фотоэлектронные усилители (ТФЭУ), основой которых являются полупроводниковые материалы, например, кремний. Поэтому, необходимым условием является требование на достаточно высокую радиационную стойкость используемых ТФЭУ. Основной задачей создаваемого в ИЯФ СО РАН стенда на базе установки БНЗТ является исследование радиационного старения ТФЭУ при облучении их потоком быстрых нейтроном с максимальной энергией до 18 МэВ.

Стенд состоит из следующих основных систем (см. рис. 1):

- система сбора данных для оцифровки световых сигналов с исследуемых ТФЭУ, а также контроля стабильности источника света и микроклимата;
- система распределения света, целью которой является распределение света от источника, находящегося в безопасной радиационной зоне, до тестируемых ТФЭУ в радиационно опасной зоне;
- камера тепла и холода для создания определенного микроклимата в зоне, где размещаются исследуемые ТФЭУ, а именно возможность понижения и повышения температуры для разного рода методических исследований.

Система распределения света

В качестве транспортного кабеля было выбрано кварцевое оптическое волокно диаметров 125 мкм. Данное волокно достаточно устойчиво к радиационным нагрузкам и не теряет прозрачность. Источником света является оптический генератор PLS-405/50, который может работать как источник импульсных сигналов, также как и источник постоянного света. При этом имеется возможность настройки уровня интенсивности света.

В настоящее время система позволяет распределить

свет на восемь параллельных каналов (определяется числом независимых каналов оптического волокна). Четыре канала предполагается использовать для подачи света на исследуемые ТФЭУ. Два канала используются для контроля стабильности источника света, для этого применяются так называемые PIN-диоды, работающие в режиме постоянного напряжения смещения. Два оставшихся канала будут использованы для оценки деградации прозрачности транспортного оптического волокна.

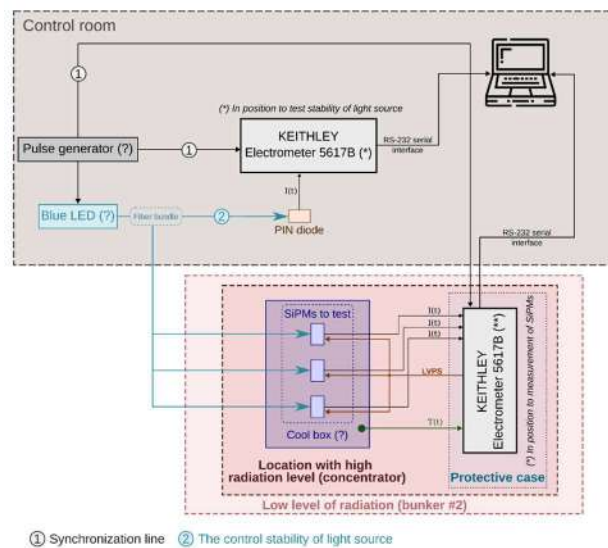


Рисунок 1. Принципиальная схема стенда для исследования радиационного старения ТФЭУ.

Система сбора данных

Для оцифровки электрических сигналов с ТФЭУ и PIN-диодов используется электрометр Keithley 6517B. Количество входных каналов у данного прибора составляет 12, измерения выполняются последовательно одним и тем же внутренним АЦП прибора. Дополнительно электрометр может выступать в качестве источника постоянного напряжения с максимальным значением последнего до 1000 В, что делает его крайне удобным для работы с ТФЭУ.

Управление и обмен информацией с компьютером в электрометр Keithley 6517B выполняется с использованием протокола RS-232. Для обеспечения этого с использованием языка высокого уровня Python 3 была реализована система сбора данных ССД. В качестве тестирования работоспособности ССД, а также системы распределения света, был выполнен ряд тестовых заходов. В частности на Рисунке 3 показана зависимость сигнала на PIN-диоде от интенсивности света от генератора PLS-405/50. На Рисунке 4 показан пример вольт-амперной характеристики, измеренной на двух ТФЭУ, имеющих условную нумерацию #5 и #8. На Рисунке 5 показан пример определения напряжения пробоя для ТФЭУ #5 на основании измеренных вольт-амперных характеристик (см. Рис. 4).

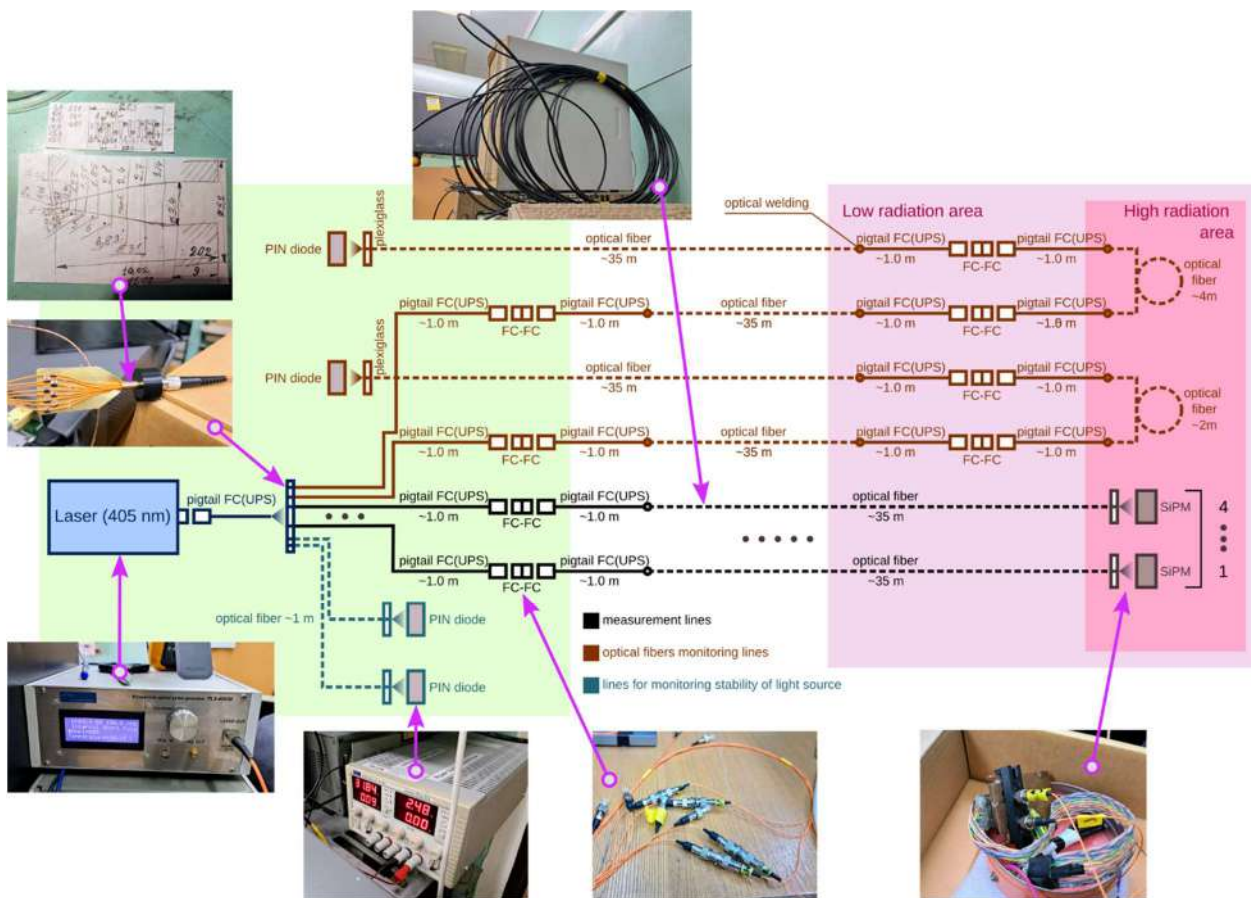


Рисунок 2. Принципиальная схема системы распределения света с основными элементами.

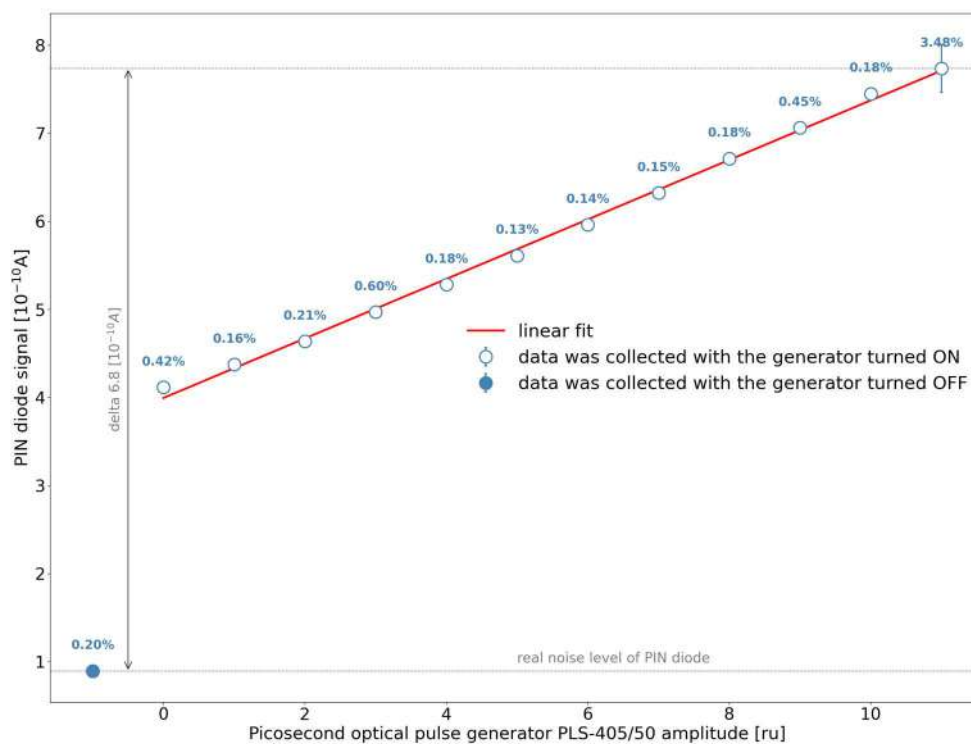


Рисунок 3. Зависимость амплитуды сигнала PIN-диода от уровня интенсивности оптического генератора.

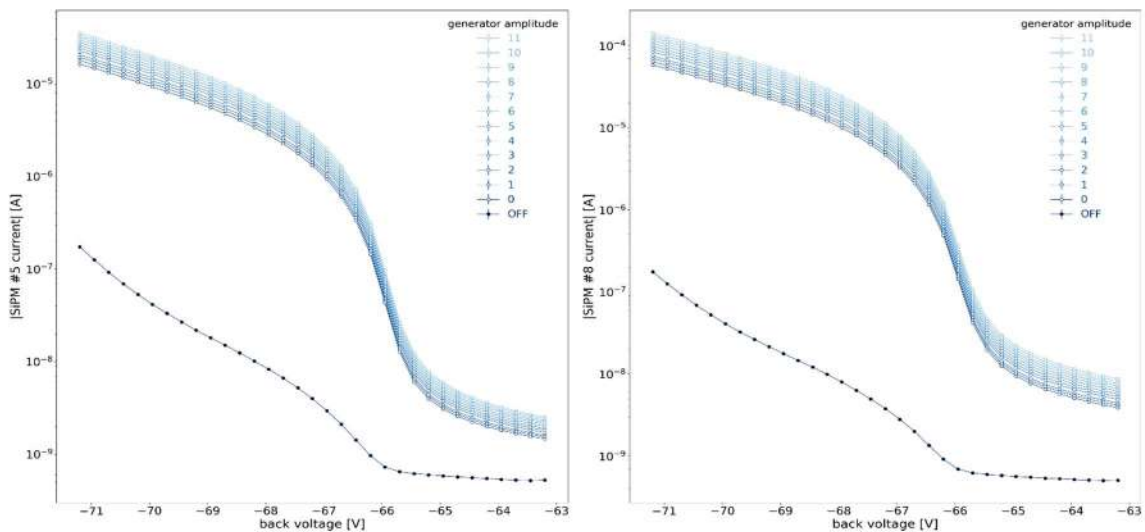


Рисунок 4. Вольт-амперные характеристики ТФЭУ #5 и #8 в зависимости от уровня интенсивности оптического генератора.

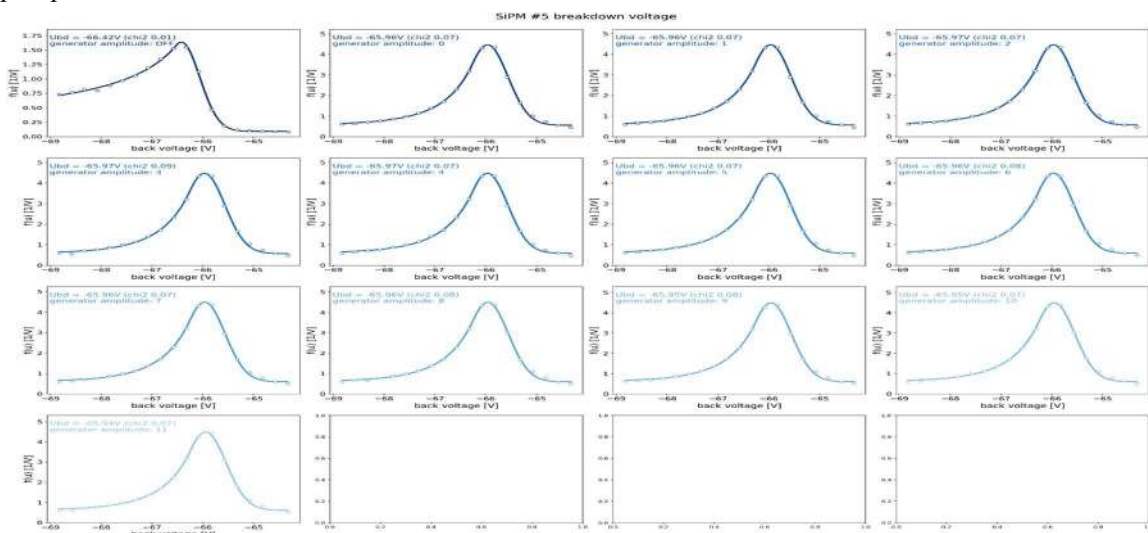


Рисунок 5. Пример определения напряжения пробоя для ТФЭУ #5 с использованием измеренной ранее вольт-амперной характеристики.

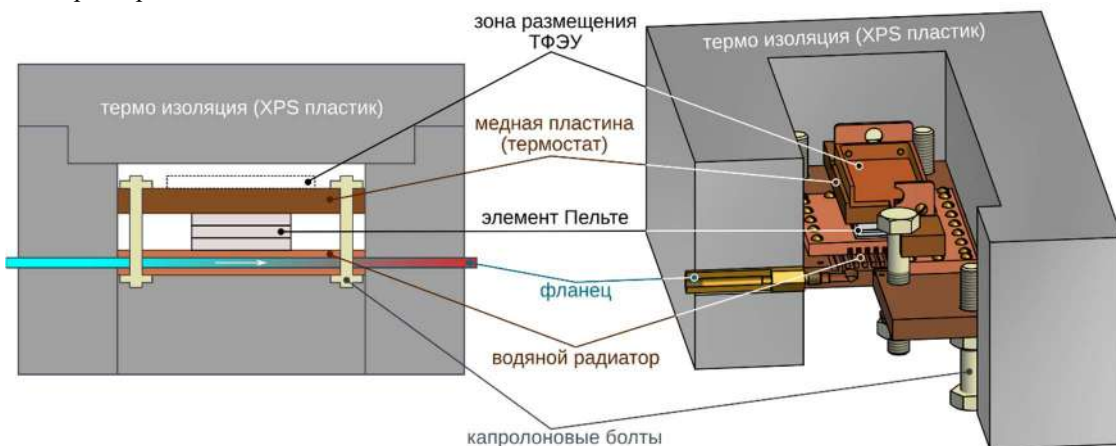


Рисунок 6. Принципиальная схема (слева) и 3D-вид с местным разрезом (справа) камеры тепла и холода.

Камера тепла и холода

Как уже отмечалось ранее, камера тепла и холода будет использоваться для задания особых условий микроклимата в зоне расположения тестируемых ТФЭУ. Так основными параметрами, обеспечиваемыми камерой, должны быть:

- рабочий диапазон температур от $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- точность задания и стабильность поддержания температуры в объеме не хуже $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Принцип работы камеры основан на использовании двухкаскадного элемента Пельте. Так для отвода тепла с него или, наоборот, нагрева используется радиатор с водяным охлаждением. Необходимая для управления электроника является собственной разработкой ИЯФ СО РАН. При комнатной температуре на прототипе камеры с воздушным охлаждением была достигнута температура $-18\text{ }^{\circ}\text{C}$, при этом температура радиатора составила $+30\text{ }^{\circ}\text{C}$. Согласно проведенным расчетам, при использовании водяного охлаждения, заложенного в проект, с температурой воды на уровне около $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, можно рассчитывать на уровень охлаждения до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Выполнен цикл разработки всей необходимой конструкторской документации камеры тепла и холода. Все необходимые элементы и узлы камеры изготовлены на экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН. После этого были проведены успешные испытания камеры на герметичность. В настоящее время ведется финальная сборка и тестирование работоспособности с реальной электроникой управления. На Рисунке 6 показан 3D-вид камеры, выполненный на основании чертежей. Необходимо отметить, что для выбора материалов, предполагаемых к использованию в конструкции камеры, были предварительно проведены их испытания на остаточную активацию. Для этого материалы облучались быстрыми нейтронами на установке БНЗТ, затем измерялся уровень остаточной активации в продолжении некоторого времени. В частности было принято решение использовать в качестве основного материала особо чистую медь марки М0Б.

Дальнейшее развитие программной среды моделирования установки БНЗТ на основе пакета FLUKA для выбора оптимальных условий проведения радиационных тестов.

Необходимость развития программной среды моделирования установки БНЗТ обусловлена работами по созданию стенда для исследования ТФЭУ. Дело в том, что есть потребность в размещении оцифровывающей электроники как можно ближе к исследуемым ТФЭУ для минимизации длины кабелей с целью обеспечения приемлемого уровня шумовой наводки. При этом электроника не должна подвергаться большому уровню излучения для избежания ее выхода из строя. Согласно данным от концерна CAEN (крупнейший производитель электроники для ФВЭ) допустимый уровень дозы в единицах потока эквивалентных нейтронов составляет не более $10^6\text{ neq/cm}^2/\text{с}$.

Для выбора оптимальной зоны для размещения электроники была описана полная геометрия экспериментального бункера установки БНЗТ (см. Рис. 7). Полученные результаты расчетов показаны на Рисунке 8, по итогам было принято решение о размещении электроники в зоне с условным обозначением 4 (см. Рис. 8).

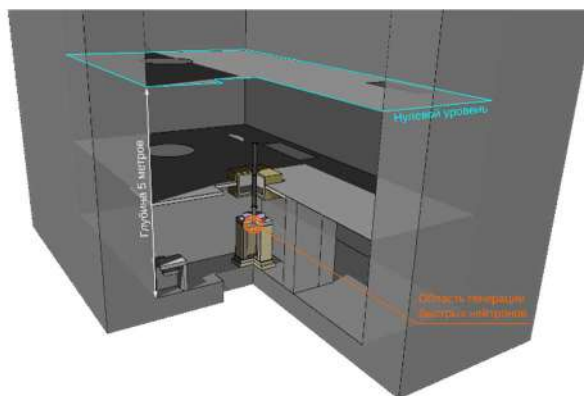


Рисунок 7. Пример описания геометрии экспериментального бункера установки БНЗТ в пакете моделирования FLUKA.

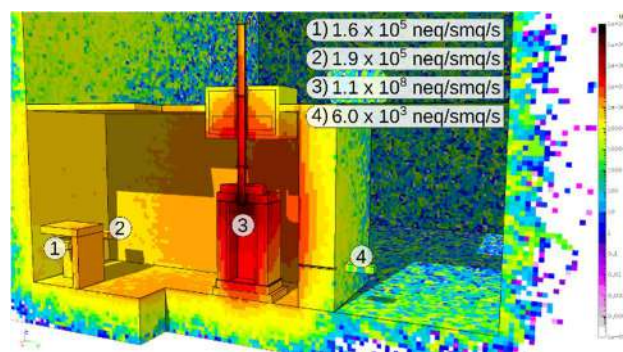


Рисунок 8. Результаты расчетов дозы облучения в единицах потока эквивалентных нейтронов для разных вариантов расположения электроники (от 1 до 4).

Создание учебно-научной лаборатории рентгеновских и синхротронных методов исследования.

Учебный процесс в создаваемой учебно-научной лаборатории рентгеновских и синхротронных методов исследования (УНЛРСМИ) предусматривает активное использование студентами рентгеновских дифрактометров. Предполагается, что в помещении учебного класса в общей сложности будут одновременно использоваться до четырех таких дифрактометров. Основную опасность, при использовании такого рода приборов, представляет радиационный фон, возникающий при генерации рентгеновского излучения. При этом характерная доза не превышает уровень $0,1\text{ мкЗв/час}$. Тем не менее, на помещения в которых предполагается использование рентгеновских дифрактометров накладываются достаточно серьезные требования, в частности:

1. дифрактометр необходимо располагать в отдельном помещении или в аппаратном зале, где установлены другие аналитические приборы (спектрометры, микроскопы и т. д.);
2. помещение, в котором будет эксплуатироваться дифрактометр, должно соответствовать требованиям «Основных санитарных правил обеспечения радиационной безопасности» ОСПОРБ-99/2010 и «Гигиеническим требованиям по обеспечению радиационной безопасности при обращении с источниками, генерирующими рентгеновское излучение при ускоряющем напряжении до 150 кВ» СанПиН 2.6.1.3289-15;
3. в помещении, где устанавливается дифрактометр, не должны располагаться источники электромагнитных помех;
4. помещение должно быть сухим и отапливаемым, с естественной и приточной вентиляцией, с естественным и искусственным освещением в соответствии с действующими нормами для лабораторных помещений;
5. в помещении недопустимо наличие взрывоопасных или агрессивных газов или паров и пыли, содержание пыли в воздухе не более 1 мг/м³ при размере частиц не более 3 мкм;
6. пол должен быть выполнен из изоляционного материала (линолеум, дерево и др.) и рассчитан на нагрузку 500 кг/м²;
7. помещение должно быть оборудовано щитком с защитным автоматом на 40 А, однофазным напряжением переменного тока 220 В с допустимым отклонением $\pm 10\%$ от номинального значения частотой (50 ± 1) Гц, напряжение на щиток должно подаваться от отдельного фидера электропитания, исключающего в сети сильные импульсные и иные помехи от мощного электрооборудования и тому подобных источников;
8. помещение должно быть оборудовано отдельным контуром заземления с сопротивлением не более 4 Ом во все времена года;
9. дифрактометр не должен устанавливаться вблизи отопительных систем и подвергаться воздействию солнечных лучей;
10. расстояние от узлов дифрактометра до ближайшей стены должно быть не менее 1 м, а от водопроводных сетей – не менее 1,5 м.

Для учета перечисленных требований, а также ряда других, было разработано техническое задание (ТЗ). Особое внимание было уделено системе очистки воздуха в помещении учебного класса УНЛРСМИ. Для этого в ТЗ предусмотрены системы приточной и вытяжной вентиляции. Поскольку закупаемые дифрактометры комплектуются чиллерами для их охлаждения, то в ТЗ предусмотрена достаточно мощная система воздушного охлаждения помещения для съема тепла с чиллеров. Разработанное ТЗ прилагается к отчету. Далее на основании ТЗ сторонней фирмой «Интех» была разработана необходимая проектная документация. С использованием последней выполнены строительные работы в помещении учебного класса УЧНЛРСМИ. Помещение сдано в эксплуатацию.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ BELLE И BELLE II

Введение

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 (т.н. В-фабрике).

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 1100 ученых из 28 стран и 133 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.

Российские физики из Института принимают активное участие как в поддержании работы детектора, так и в обработке набранных экспериментальных данных.

Изучение распада $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$

Измерение ширин переходов между боттомониями с излучением η мезонов позволит лучше понять структуру возбужденных состояний боттомония и, возможно, поможет разрешить несоответствия между предсказаниями феноменологических моделей и экспериментальными результатами. Так, по текущим данным о распадах $h_b(1P, 2P)$ и $\chi_{b1}(1P, 2P)$ можно оценить следующее соотношение на ширины аннигиляции в адроны: $\frac{\Gamma_{ann}[h_b(2P)]/\Gamma_{ann}[h_b(1P)]}{\Gamma_{ann}[\chi_{b1}(2P)]/\Gamma_{ann}[\chi_{b1}(1P)]} = 0.25 \pm 0.25$, в то время как в нерелятивистском приближении системы двух тяжелых кварков ожидается 1.

Группой сотрудников Института ведется изучение перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ с использованием уникальной статистики, набранной с детектором Belle при

энергии в системе центра масс вблизи $\Upsilon(5S)$ резонанса. Относительная вероятность этого перехода может достигать 10%, что значительно усилит расхождение с ожидаемым в указанном ранее соотношении. Также ведется изучение переходов $h_b(1P, 2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$, которые ожидаются подавленными в силу нарушения изоспина. В результате анализа экспериментальных данных и моделирования методами Монте-Карло были идентифицированы основные источники фоновых событий. В итоге удалось существенно уменьшить общий уровень фона и повысить статистическую значимость наблюдаемого сигнала $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, как показано на Рис. 1. Для $h_b(1P, 2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ сигнал не обнаружен и поставлен верхний предел.

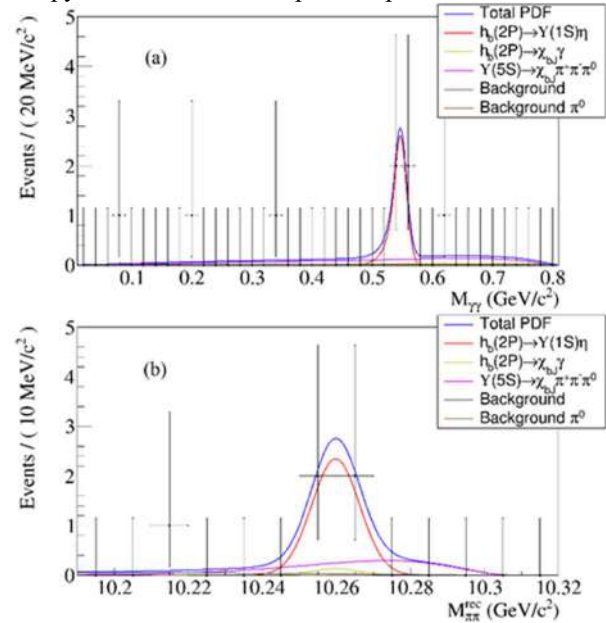


Рисунок 1. Распределение по инвариантной массе восстановленного η -мезона (а) и массе отдачи к паре пионов (б) для сигнальных областей $h_b(2P)$ мезона. Точками показаны распределения экспериментальных данных со статистическими неопределенностями, линией – результаты аппроксимации, где красным цветом показан вклад сигнала.

Измерена следующая вероятность адронного перехода в системе боттомония: $B(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) = (7.1^{+3.7}_{-3.2} \pm 0.8) \times 10^{-3}$ со статистической значимостью 3.5σ . Поставлены верхние пределы $B(h_b(1P, 2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0) < 1.8 \times 10^{-3}$ с достоверностью 90%. По результатам исследований готовится статья.

Амплитудный анализ процессов $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^- K^+$, $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+ K_S^0$, $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K^+$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K_S^0$

Анализ проводится с использованием данных, набранных на резонансе $\Upsilon(4S)$ в экспериментах Belle (711 fb^{-1}) и Belle II (362 fb^{-1}). Состояние $\psi(2S)$ восстанавливается в распадах на e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $J/\psi\pi^+\pi^-$, а состояние J/ψ восстанавливается в распадах на e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Оптимизация критериев отбора и предварительная разра-

ботка анализа проведена с использованием моделирования Монте-Карло, включающего все возможные распады B мезонов и процессы аннигиляции e^+e^- в лёгкие кварки на энергии $Y(4S)$. На первом этапе процедуры оптимизации критериев отбора с использованием набора сигнального Монте-Карло была выполнена параметризация двумерного разрешения по разнице энергии B -мезона и половины энергии пучков (ΔE) и массы B мезона, вычисленной с использованием энергии пучка (M_{bc}). Полученное распределение было использовано для параметризации вклада сигнала при подгонке двумерного распределения (ΔE , M_{bc}), в результате чего был вычислен ожидаемый уровень фона. После этого для распадов B мезонов с π^0 в конечном состоянии был выполнен анализ по многим переменным для улучшения разделения сигнала и фона с использованием нейронной сети — многослойного перцептрона. Эти подгонки, как и все дальнейшие этапы анализа до подгонки сигнала, проводились отдельно для распадов $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$, а также отдельно для моделирования данных Belle и Belle II. После этого была проведена глобальная оптимизация критериев отбора, включающая определение сигнальной области (эллипс по (ΔE , M_{bc})) и условие на выходную переменную нейронной сети. После получения окончательных критериев отбора были отобраны наборы данных, используемые для амплитудного анализа. В случае использования нейронной сети для этих наборов были снова проведены подгонки разрешения и распределения (ΔE , M_{bc}), из которых была определена доля фоновых событий в сигнальной области.

На первом этапе амплитудного анализа для каждого из наборов данных была проведена параметризация эффективности при помощи нейронных сетей. Результат параметризации был использован для генерации набора нормировочного Монте-Карло, которое было использовано для параметризации пикующего фона от распадов $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ с неправильной идентификацией одного из дочерних π -мезонов K_S^0 как каона. Полученная параметризация была использована при последующей многомерной параметризации распределения фона с использованием контрольных областей по ΔE . На завершающем этапе был проведён амплитудный анализ — подгонка сигнальных областей, при этом был выполнена одновременная подгонка для всех четырёх наборов данных. Однако, на данный момент используется моделирование Монте-Карло со значительно упрощённой моделью сигнала, а не реальные данные, поэтому получение хорошего описания сигнала невозможно. Проекция распределения событий моделирования и результатов подгонки на квадраты инвариантных масс комбинаций $(\psi(2S)\pi)$ и $(K\pi)$ для распада $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi K^+$ с последующим $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ для моделирования данных Belle показана на Рис. 2. Данная работа находится на внутреннем рецензировании в эксперименте Belle II, и в данный момент производится измерение разницы эффективности восстановления π^0 и K_S^0 в данных и моделировании, необходимое для начала работы с реальными данными.

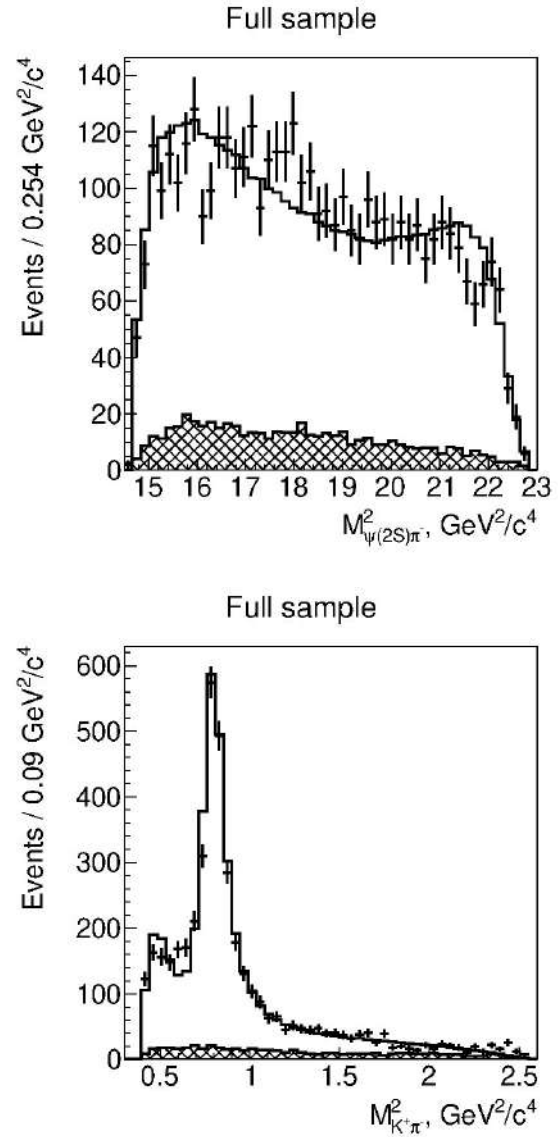


Рисунок 2. Проекция распределения событий моделирования и результатов подгонки сигнала на квадраты инвариантных масс комбинаций $(\psi(2S)\pi)$ (сверху) и $(K\pi)$ (снизу) для распада $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi K^+$ с последующим $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ для моделирования данных Belle. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат подгонки, заштрихованная гистограмма — вклад фона.

Измерение зависимости сечения рождения B -мезонов от энергии в эксперименте Belle II

Работа посвящена измерению эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, B\bar{B}^* \text{ и } B^*\bar{B}^*$ ($B^* \rightarrow B\gamma$) при различных энергиях в системе центра масс E_{cm} аннигилирующих электрона и позитрона в эксперименте Belle II. Это позволит получить информацию о взаимодействиях в данной области энергии, структуре состояний $Y(4S)$, $Y(10860)$ и $Y(11020)$, вероятности переходов которых в более низкоэнергетические состояния в настоящее время предсказываются неточно. Кроме того, данный анализ даст возможность проверить предсказания различных теоретических и феноменологических

моделей, описывающих боттомониевые и боттомониеподобные состояния.

В работе изучаются данные, набранные Belle II в ноябре 2021 года при четырех значениях энергии между $Y(4S)$ и $Y(10860)$ резонансами. Для отбора событий с рождением B мезонов (B^+ или B^0) используется алгоритм машинного обучения Full Event Interpretation (FEI), с помощью которого классифицируется множество каналов распадов B мезонов. Классификатор настраивается так, чтобы иметь постоянную эффективность отбора в широком диапазоне энергий.

Основной задачей анализа является численное воспроизведение распределения массы

$$M_{bc} = \sqrt{(E_{cm}/2)^2 - p_B^2}$$

реконструированного B мезона с энергией, фиксированной на энергии пучка, для аппроксимации экспериментальных данных. При вычислении аппроксимирующей функции учитываются энергетический разброс, зависимость сечений от энергии, излучение в начальном состоянии (ISR), релятивистская кинематика и угловые распределения рождения и распада $B^{(*)}$ мезонов, а также разрешение измеряемого импульса B мезона рв. Разность энергий $\Delta E = E_B - E_{cm}/2$ используется для выделения сигнальной области и фиксирования формы фона M_{bc} из контрольного интервала (sideband). Результаты аппроксимации M_{bc} при энергиях 10653 МэВ, 10705 МэВ (см. Рис. 3), 10746 МэВ и 10810 МэВ планируется использовать для вычисления наблюдаемых сечений $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$.

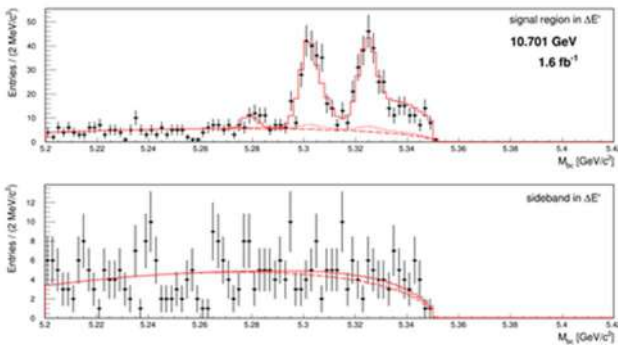


Рисунок 3. Результат аппроксимации распределений M_{bc} при энергии 10705 МэВ. Сверху показана сигнальная область ΔE , снизу – контрольный интервал. Чёрными точками обозначены экспериментальные данные, красными линиями – результат подгонки: штриховой линией – гладкая компонента фона, пунктирной – пикующая компонента фона, сплошной – в сигнальной области ΔE сумма фона и сигнала, в контрольном интервале сумма пикующей и гладкой компонент фона.

Изучение распадов τ -лептона в $h^+h^-\nu$

Последние результаты, полученные на В-фабриках в экспериментах Belle [PRD 81, 113007] и BaBar [PRL 100, 011801] по измерению вероятностей распадов τ лептонов в три заряженных адрона, не согласуются между собой. Наибольшие различия наблюдаются для

конечных состояний с тремя каонами, а также с одним каоном и двумя пионами. Ввиду этого коллаборация Belle приняла решение провести новое независимое измерение вероятностей распадов τ лептона в три заряженных адрона (пионы и каоны в разных комбинациях) и нейтрино.

В этой работе была существенно пересмотрена процедура идентификации заряженных адронов. Были пересчитаны экспериментальные поправки к процессу идентификации π мезонов. Для этого были использованы распады $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. В отличие от поправок, которые были посчитаны группой идентификации заряженных мезонов детектора Belle на распадах D^* мезонов, угловое и импульсное распределение пионов из K_S гораздо ближе к соответствующим распределениям от распадов τ , чем распределения в распадах D^* мезонов.

Кроме того, были учтены корреляции между идентификацией адронов и наличием кластеров в калориметре. Эти корреляции значительно влияют на процесс идентификации. Информация о кластерах была использована для вычисления поправок, что уменьшило систематическую ошибку, связанную с идентификацией пионов.

Был найден способ кинематического подавления событий с неправильной идентификацией. Ошибки в идентификации приводят к нарушению некоторых кинематических соотношений. События, для которых нарушаются кинематические соотношения, можно исключить из анализа, тем самым уменьшив фон из-за неправильной идентификации и, следовательно, уменьшив систематическую ошибку. В отличие от предыдущей работы были учтены события с конечными состояниями $K^+\pi^-\pi^-$ и $K^-\pi^+\pi^-$. Распады τ лептона в эти конечные состояния подавлены в Стандартной модели. Для интегральной светимости, набранной на детекторе Belle, их количество должно быть много меньше одного события. Мы исходили из консервативного предположения, что таких распадов τ лептона нет. События с данными конечными состояниями позволили нам мониторировать качество экспериментальных поправок для идентификации π мезонов и систематическую ошибку.

Таким образом, процедура вычисления систематической ошибки, связанной с идентификацией π мезонов, ввиду применения новых методов была пересмотрена и привела к уменьшению ранее декларируемой ошибки примерно в два раза для моды распада $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu$.

В 2023 году были пересчитаны вероятности распадов с использованием новой модели генератора распада $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu$ для всей доступной статистики. Эта модель основана на киральной симметрии и новых экспериментальных данных и в целом лучше воспроизводит экспериментальные распределения.

Также были оптимизированы условия отбора, связанные с вычитанием фона от распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Для событий с кандидатами $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ были добавлены условия на инвариантную массу пары $\pi^+\pi^-$, время пролета K_S кандидата и угол между импульсом K_S и направлением из места встречи в точку распада (см. Рис. 4).

Доля событий, которая отбраковывается этими условиями отбора, составила примерно 0.3%.

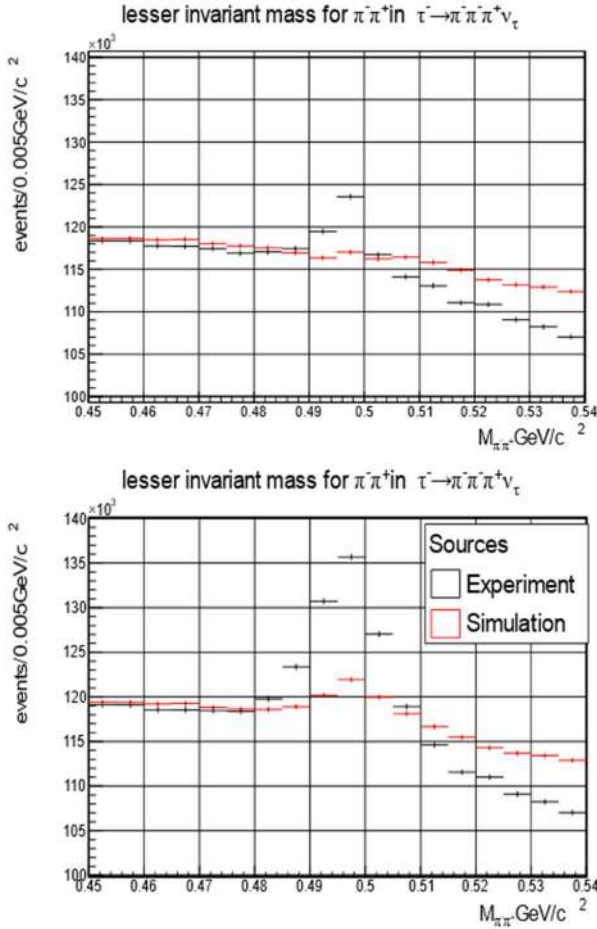


Рисунок 4. Распределение инвариантных масс пары $\pi^+\pi^-$ (комбинация с меньшим значением массы) для конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^+$. Сверху – отбор с подавлением кандидатов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, снизу – без подавления таких кандидатов. Черным цветом показаны экспериментальные данные, красным – моделирование.

Измерение числа B_s мезонов в распадах $Y(5S)$

Прецизионные измерения относительных вероятностей распадов B_s мезонов являются одним из наиболее чувствительных методов поиска Новой физики за пределами Стандартной модели в экспериментах с низкой энергией и высокой светимостью. Для определения этих относительных вероятностей необходимо знать полное число B_s мезонов, рожденных в эксперименте при распаде $Y(5S) \rightarrow B_s^{(*)}\bar{B}_s^{(*)}$:

$$f_s = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow B_s^{(*)}\bar{B}_s^{(*)})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Y(5S))}.$$

Для определения f_s предложен метод, основывающийся на изучении импульсных спектров полулептонных распадов $B_{(s)}$ мезонов. Планируется определить отношение $R_s = \frac{N_{B_s\bar{B}_s}}{N_{B\bar{B}}}$, где $N_{B_{(s)}\bar{B}_{(s)}}$ – число пар $B_{(s)}\bar{B}_{(s)}$ мезонов, один из которых распадается полулептонным образом. Данное отношение может быть выражено через f_s следующим образом:

$$R_s = \frac{N_{B_s\bar{B}_s}}{N_{B\bar{B}}} = \frac{f_s}{(f_u + f_d)} \frac{Br(B_s \rightarrow lX)}{Br(B \rightarrow lX)} \approx \frac{f_s}{(f_u + f_d)} \frac{\tau_{B_s}}{\tau_B},$$

где $f_{u,d} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}(X))}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Y(5S))}$, $l = e, \mu$, а $\tau_{B_{(s)}}$ – время жизни $B_{(s)}$ мезонов, измеренное с высокой точностью.

Путем наложения определенных условий отбора выделяются события с одним восстановленным лептоном в конечном состоянии. Импульсный спектр лептона содержит вклады от различных физических процессов: рождение пары $B_{(s)}\bar{B}_{(s)}$ с дальнейшим полулептонным распадом одного из мезонов ($N_{B_{(s)}\bar{B}_{(s)}}$, упомянутое выше), электрон-позитронная аннигиляция в пару легких (u, d, s, c) кварков, аннигиляция в пару τ -лептонов, рождение вторичных лептонов из распадов вида $b \rightarrow cX$, $c \rightarrow sl\nu$ и результат неправильной идентификации легких заряженных мезонов. Для определения доли этих вкладов проводится аппроксимация экспериментального распределения по импульсу суммами распределений, полученных из моделирования соответствующих процессов, со свободной нормировкой. Пример такой аппроксимации для импульсного спектра электронов в области энергий $Y(4S)$ показан на Рис. 5. Видно, что форма спектра описывается с точностью лучше 5% в области импульсов до 2.5 ГэВ.

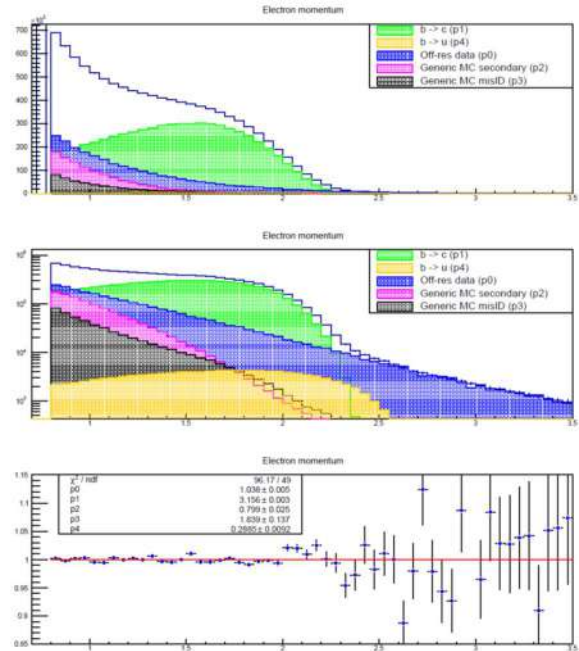


Рисунок 5. Аппроксимация импульсного спектра электронов. Сверху гистограмма построена в линейном масштабе по оси ординат, в середине — в логарифмическом масштабе, снизу показано отношение данных к аппроксимирующей функции. Зеленым цветом обозначен вклад от распадов типа $b \rightarrow c$, желтым — от распадов типа $b \rightarrow u$, синим — фон от аннигиляции в легкие кварки, малиновым – вклад вторичных элеткранов, черным – вклад частиц, неправильно идентифицированных как лептоны, незакрашенная гистограмма соответствует данным.

Поддержка 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 τ лептона. Важной системой, используемой в эксперименте, является электромагнитный калориметр.

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.

С июля 2022 года по январь 2024 года эксперимент Belle II приостановлен для модернизации вершинного детектора, системы идентификации и системы сбора данных. Этот период представляет собой хорошую возможность для инспекции электроники калориметра, разработки и тестирования новых версий прошивки, а также для расширения и оптимизации сопутствующего программного обеспечения.

В течение 2023 года, в рамках общего обновления программного обеспечения, графический интерфейс для управления сбором данных с калориметра был перенесён на новый фреймворк Rhoebus, код был проанализирован на «узкие» места и оптимизирован. Также было добавлено большое число программ для автоматического запуска различных видов калибровок и диагностики электроники.

В марте-ноябре 2023 года была проведена калибровка электроники для всех каналов калориметра, относящихся к заменённым платам. На основе калибровочных данных были обновлены ковариационные матрицы и параметры формы сигналов, что позволило улучшить качество подгонки.

В апреле-сентябре 2023 года расширена система мониторинга данных, приходящих с калориметра. Для большого числа мониторируемых параметров добавлены автоматические оповещения, позволяющие быстро обнаруживать потенциальные сбои. В ходе реконструкции на серверах триггера высокого уровня автоматически экспортируется информация, позволяющая в реальном времени отслеживать как пучковый фон влияет на качество данных с калориметра.

В апреле-октябре 2023 года разработан расширенный алгоритм подгонки сигналов с калориметра, позволяющий лучше подавлять инжекционный фон (см. Рис. 6). Определены оптимальные параметры алгоритма для каждого канала калориметра, алгоритм протестирован на моделировании и на физических данных

2022 года. Начата разработка обновлённой версии прошивки, в которую будет интегрирован данный алгоритм.

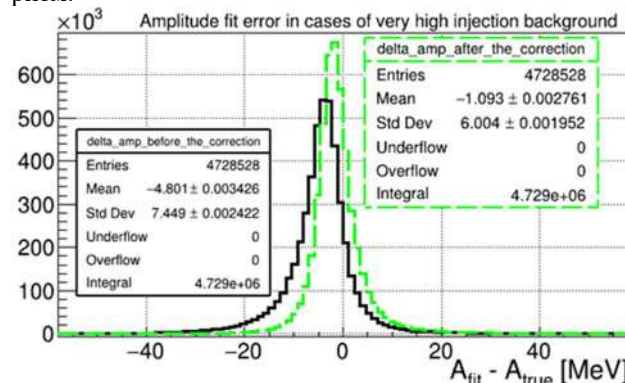


Рисунок 6. Сравнение точности определения амплитуды для старого (чёрным цветом) и нового (зелёным цветом) алгоритмов подгонки в случае сильного фона инжекции

В 2023 году была проведена калибровка сигналов триггерного канала и изменен средний коэффициент между спектрометрическим и триггерным каналом для обеспечения лучшей точности последнего. Для изменения коэффициента для всех каналов было необходимо физически установить дополнительные переключения на 120 платах формирователей оцифровщиков. Эта работа была проведена в мае-июне 2023 года, после чего была проведена проверка и необходимый ремонт неисправных плат.

В ноябре 2023 года проведено подключение торцевых калориметров в детектор. Была проведена детальная проверка всех торцевых каналов, обнаружено и исправлено 50 шумящих каналов. Проведены совместные тесты торцевых калориметров и модуля мониторинга светимости.

Также в течение всего года регулярно проводились тестовые заходы, выполнялись проверки новой системы сбора данных и новой версии системы мониторинга качества данных.

Модуль измерения светимости в реальном времени

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

В течение 2022 года модуль измерения светимости продемонстрировал высокую надежность и стабильность работы. В эксперименте Belle II в сезоне 2022 года был набран интеграл светимости свыше 160 фб^{-1} при энергии в системе центра масс, соответствующей пику резонанса $Y(4S)$. При этом достигнутая пиковая светимость $4.2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ на сегодняшний день является рекордной для e^+e^- коллайдеров. В сезоне 2024

года ожидается существенное увеличение пиковой светимости накопительного комплекса SuperKEKB. В связи с этим было детально изучено влияние уровня фоновых событий на точность измерения светимости.

Ранее было обнаружено, что отношение интегральной светимости, измеренной модулем в онлайн режиме, к результатам измерений светимости в оффлайн режиме зависит от фона и наблюдается эффект роста мгновенной светимости при прекращении инжекции пучков в ускоритель. По результатам исследований определено, что такая зависимость от фона обусловлена плохой синхронизацией вето инжекции с сигналом события в модуле, что приводит к влиянию фона инжекции на измеряемую светимость (Рис. 7). Для исправления этого эффекта и лучшей синхронизации в модуль добавлена возможность выставлять дополнительную задержку между сигналом вето инжекции и сигналом события.

Кроме того, на основе Монте-Карло моделирования обнаружено, что мертвое время модуля может достигать 8% на проектной светимости при текущих параметрах. На основе моделирования параметры модуля были оптимизированы так, что мертвое время уменьшилось в четыре раза без ущерба для эффективности работы.

Также, в модуль светимости добавлены дополнительные счетчики, которые позволят в дальнейшем более детально изучать влияние фона на измерение светимости, и были проведены тесты стабильности и корректности его работы.

В феврале-апреле 2023 года была разработана и тщательно протестирована новая версия прошивки модуля

онлайн-мониторинга светимости. Помимо определения светимости стал возможен более детальный мониторинг пучкового фона, а также функции тонкой подстройки времени инжекции. Создан набор автоматических тестов, проверяющих корректность работы каждой компоненты модуля. Также проведён общий рефакторинг кода, за счёт чего существенно сократилось время сборки и упростилась процедура расширения прошивки.

Проведение измерений с прототипом калориметра на основе кристаллов чистого CsI

Высокая светимость коллайдера SuperKEKB в эксперименте Belle II и высокий уровень пучкового фона предъявляют очень жёсткие требования к детектору. Одной из главных подсистем детектора Belle II является электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl), в создании и эксплуатации которого принимают активное участие физики из ИЯФ. Для уменьшения шумов наложения в калориметре было предложено заменить в торцевых частях калориметра кристаллы CsI(Tl) на кристаллы чистого CsI, обладающие меньшим временем высвечивания. Световой выход кристаллов чистого CsI на порядок меньше чем у CsI(Tl), поэтому для преобразования световой вспышки в электрический сигнал приходится использовать фоточувствительные элементы с внутренним усилением. Рассматриваются два варианта фоточувствительных элементов: вакуумные фотопентоды и кремниевые лавинные фотодиоды.

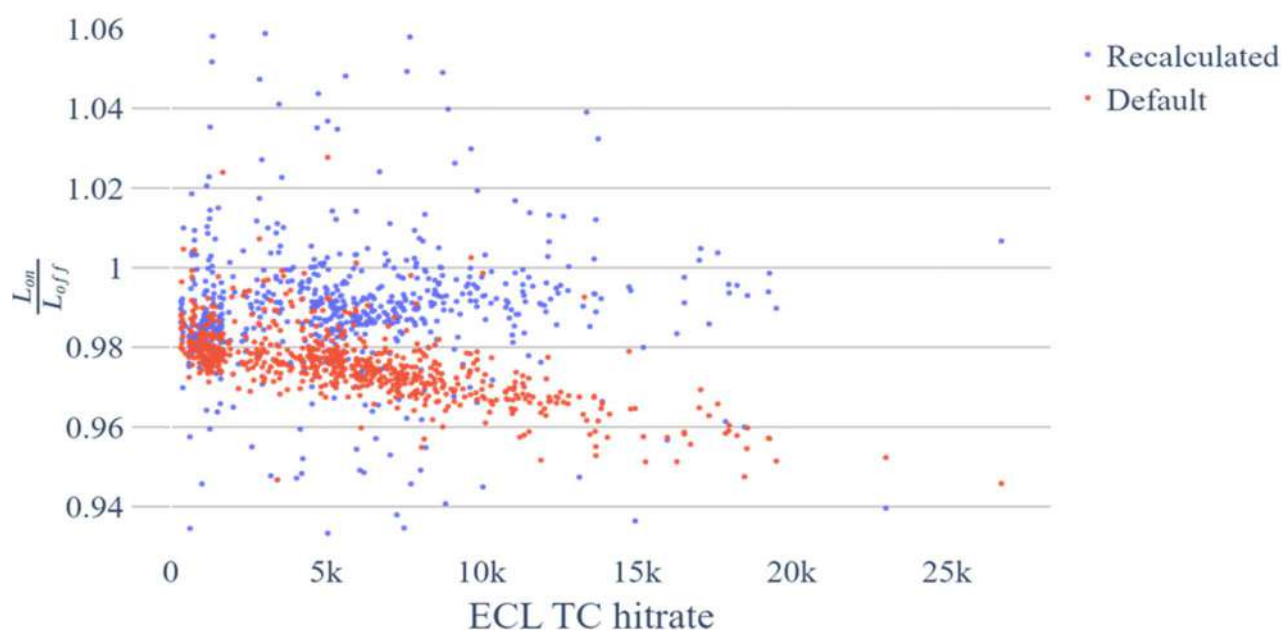


Рисунок 7. Зависимость отношения онлайн и оффлайн измерений светимости от загрузки триггера калориметра. Красные точки – базовые значения, синие точки – значения, посчитанные по интервалам без инжекции.

В июне 2023 года был проведён цикл измерений отклика прототипа калориметра, состоящего из 16-ти счётчиков на основе кристаллов чистого CsI, пластин со спектроместителем NOL-9 и кремниевых лавинных фотодиодов Hamamatsu APD S8664-55 на пучке комптоновских гамма-квантов с энергиями края комптоновского спектра: 64, 111, 225, 361, 402, 441, 730 и 812 МэВ на установке РОКК-1М в ИЯФ СО РАН. Основной задачей пучкового теста было измерение энергетического разрешения прототипа при разных энергиях края комптоновского спектра гамма-квантов. Запуск чтения событий проводился от сигналов с лазера установки. Скорость чтения данных с использовавшихся четырёх плат усилителей-формирователей-АЦП (УФА) в формате КАМАК составляла 31 Гц. Каждая плата УФА обслуживает четыре счётчика и позволяет оцифровывать форму сигналов с частотой 40 МГц. В результате была записана статистика около 8 миллионов событий. Была проведена предварительная (упрощённая) обработка набранных экспериментальных данных. На Рис. 8 приведена фотография экспериментального зала с установленным прототипом и электронной системы сбора данных.

На Рис. 9 (сверху) показан спектр энергоснабжения в прототипе от гамма-квантов с энергией края комптоновского спектра 402 МэВ. Область вблизи края комптоновского спектра аппроксимировалась свёрткой теоретического комптоновского спектра и функции Гаусса, которая описывала энергетическое разрешение прототипа. На Рис. 9 (снизу) показано предварительное энергетическое разрешение прототипа в зависимости от энергии гамма-кванта. Чёрной сплошной линией показано расчётное разрешение прототипа, учитывающее характеристики счётчиков. Видно неплохое согласие экспериментальных данных (чёрные кружки с ошибками) и расчётных значений. Планируется провести более детальную обработку набранных данных и опубликовать полученные результаты.



Рисунок 8. Фото экспериментального зала с прототипом калориметра и электроникой системы сбора данных

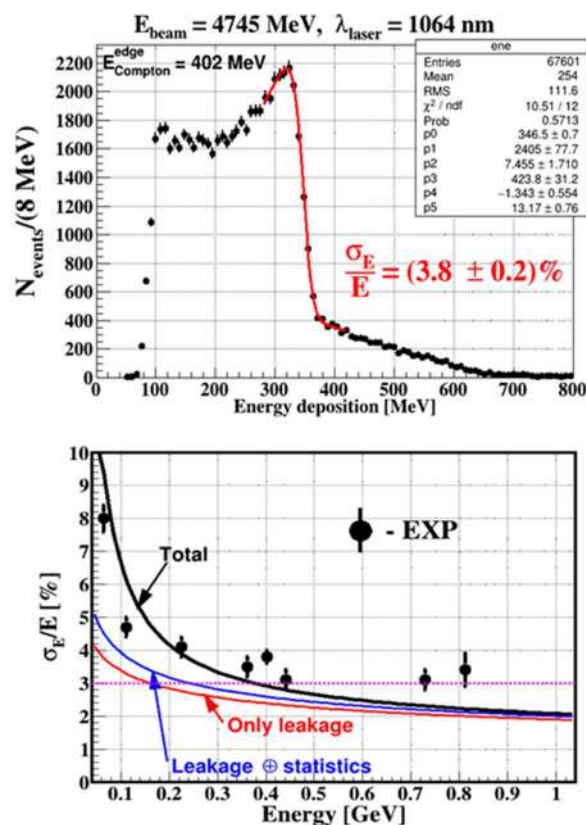


Рисунок 9. Сверху: спектр энергоснабжения в прототипе от гамма-квантов с энергией края комптоновского спектра 402 МэВ. Снизу: полученное энергетическое разрешение прототипа в зависимости от энергии гамма-кванта.

ОТЧЕТ ГРУППЫ КОЛЛАБОРАЦИИ АТЛАС

Введение

В июле 2022 года на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРН был начат набор статистики в новом сеансе набора данных (так называемом заходе 3, Run3). В заходе 3 энергия столкновений пучков протонов достигла рекордного значения 13,6 тера-электрон-вольт (ТэВ) в системе центра масс.

Основными темами работ группы в 2023 году были

1. Усовершенствование программного обеспечения для обработки данных, набранных в ходе заходов 1 (2010-2012), 2 (2015-2018) и 3 (начат в 2022 году и планируется по 2025 год).

2. Участие в физических анализах с целью уточнению параметров Стандартной Модели и поисков эффектов за ее пределами на набранной в заходах 1 и 2 статистике.

3. Разработка и поддержка программного обеспечения для системы распределенной обработки данных (GRID).

Анализ данных, набранных на детекторе АТЛАС.

Изучение процесса $Z \rightarrow 2l\gamma$ при энергии 8 ТэВ с детектором АТЛАС на БАК.

В 2023 году была опубликована статья: ATLAS Collaboration, Study of $Z \rightarrow 2l\gamma$ decays at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, [arXiv:2310.11574](https://arxiv.org/abs/2310.11574) [hep-ex].

Завершается подготовка к публикации в журнале EPJС.

Основные результаты работы, полностью выполненной группой ИЯФ:

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по $M_{l\pm\gamma}$, ΔR , p_T^γ . Средняя систематическая неопределенность 0,6 %. Показано, что для описания этих распределений важны однопетлевые поправки.
2. Результаты согласуются с предсказаниями последних версий современных генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh.
3. Впервые наблюдался процесс $Z \rightarrow 2l2\gamma$, дифференциальные распределения для него согласуются с древесным приближением, и полное сечение совпадает с предсказанием Sherpa 2.2.4.
4. Небольшие отклонения в данных от предсказаний генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh присутствуют вблизи границ фазового объема: $20 < M_{ll} < 45$ ГэВ, $\Delta R_{l\gamma} \approx 2.5$, $M_{l\gamma} \approx 80$ ГэВ.

При изучении процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ были с высокой точностью измерены дифференциальные распределения по поперечному импульсу фотонов, минимальному углу между лептоном и фотоном (ΔR) и инвариантной массе лептона и фотона. Статистическая

точность измерения составила 1—2 % при систематической неопределенности 0,6 %.

Измеренные распределения в целом находятся в согласии с предсказаниями Стандартной модели, реализованными с помощью современных Монте-Карло генераторов: Sherpa 2.2, PowHeg + PHOTOS и KKMС-hh. Следует отметить, что предсказания, выполненные в древесном приближении квантовой электродинамики (LO QED), значительно отклоняются от экспериментальных результатов. На Рис. 1 показано отношение измеренного распределения по инвариантной массе положительного лептона и фотона к предсказанию генератора Sherpa 1.4 с матричным элементом процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ в древесном приближении квантовой электродинамики. Поскольку экспериментальные данные согласуются с предсказаниями в однопетлевом приближении квантовой электродинамики, то можно сделать вывод о чувствительности измеренных распределений к петлевым поправкам. Максимальное отклонение на Рис. 1 составляет 15–20 % и находится в области масс 35–45 ГэВ, то есть величина петлевых поправок в данном фазовом объеме может достигать 20 %. Предсказания KKMС-hh содержат электрослабые петлевые поправки, в то время как Sherpa 2.2 и PowHeg + PHOTOS содержат только расчет квантовой электродинамики. Как можно судить по Рис. 2, все предсказания хорошо описывают экспериментальные данные и, следовательно, поправки квантовой электродинамики являются доминирующими в данной области фазового пространства.

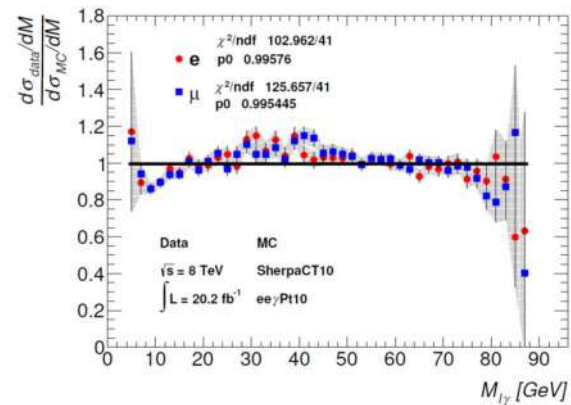


Рисунок 1. Отношение распределения по инвариантной массе лептона и фотона к тому же распределению в моделировании с помощью генератора Sherpa 1.4 (с матричным элементом в древесном приближении КЭД) для процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$. Мюонный и электронный каналы показаны отдельно. Используются частицы на уровне реконструкции.

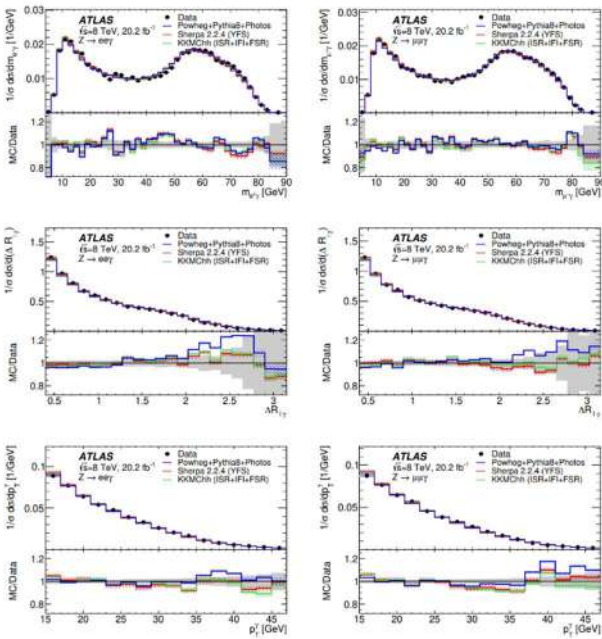


Рисунок 2. Истинные нормированные дифференциальные сечения для процессов $Z \rightarrow e\bar{e}$ (слева) и $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ (справа). Результаты показаны для «голых» лептонов для кинематических переменных $m_{l\bar{l}}$ (верхний ряд), $\Delta R_{l\bar{l}}$ (средний ряд) и $p_{T\gamma}$ (нижний ряд). Показано сравнение экспериментальных данных с предсказаниями, полученными с помощью различных Монте-Карло генераторов.

Процесс $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ был впервые обнаружен на LHC в нашей работе. Для анализа этого процесса использовался тот же набор данных, что и для процесса с одним фотоном. Отличие условий отбора состояло в требовании присутствия в событии второго фотона с поперечным импульсом $p_T > 10$ ГэВ. Требование для второго лептона в событии было $p_T > 15$ ГэВ. Условие на инвариантную массу двух лептонов и на инвариантную массу всей системы $2l\gamma\gamma$ не накладывались. При наличии дополнительных лептонов, в 2% событий, выбиралась комбинация четырех частиц с инвариантной массой наиболее близкой к массе Z . Было добавлено дополнительное условие на угол между двумя фотонами $\Delta R_{\gamma\gamma} > 0,4$. Условие на массу двух лептонов и одного фотона накладывалось сразу для двух комбинаций частиц, присутствующих в событии, и требовалось, чтобы инвариантные массы были менее 80 ГэВ. Распределения, полученные после наложения условий отбора, показаны на Рис. 3.

Горизонтальный пунктирный прямоугольник показывает область ожидаемого сигнала, а вертикальный — область фоновых процессов. Остальные гистограммы показывают события, прошедшие все условия отбора для следующих переменных (в порядке слева направо, потом сверху вниз): инвариантная масса двух лептонов и двух фотонов, масса двух лептонов и второго фотона, масса двух лептонов, угловое расстояние между двумя фотонами и поперечный импульс второго фотона.

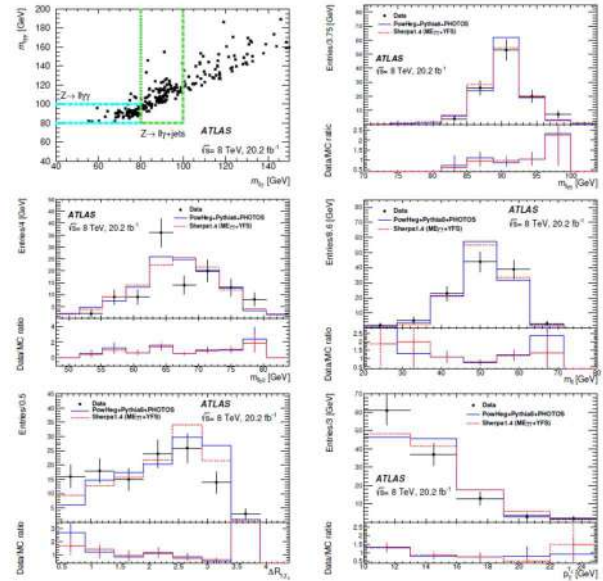


Рисунок 3. Набор гистограмм, иллюстрирующий условия отбора для процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$. На левой верхней гистограмме показаны все события, отобранные до наложения любых условий на инвариантные массы двух лептонов и каждого фотона.

Изучение процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ показало, что излучение двух фотонов в конечном состоянии хорошо моделируется генератором Sherpa 2.2, в то время как PowHeg + PHOTOS воспроизводит дифференциальные распределения, но недооценивает полное сечение данного процесса. Всего в процессе с двумя фотонами обнаружено порядка 100 событий в мюонном и электронном каналах. В процессе с одним фотоном в обоих каналах наблюдалось порядка 60 тыс. событий, то есть относительный вклад процесса с двумя фотонами составляет около 0,2 %, что соответствует точности генератора PHOTOS и может естественным образом объяснить расхождение сечения $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ с предсказаниями PowHeg + PHOTOS.

Калориметр на жидком аргоне.

Физики ИЯФ участвуют в работах по поддержке и развитию программного обеспечения для моделирования, контроля качества физических данных и данных калибровок жидкоаргонового калориметра.

Контроль работоспособности каналов электроники жидкоаргонового калориметра АТЛАС.

В 2023 году в группе электронных калибровок LAr калориметра ATLAS проводилась работа по переводу обработки данных калибровок с программной среды Athena 21, на обновленную Athena 23. Для перехода требовалось убедиться в идентичности получаемых калибровочных параметров при обработке в Athena 21 и Athena 23. В ходе проведенного нами сравнения были обнаружены значительные различия, которые, в дальнейшем, были устранены экспертами, однако переход на Athena 23 всё же не состоялся. Нами был проведен

еще ряд итераций по сравнению калибровочных параметров уже с Athena 24. Различия устранены, в 2024 году состоится переход на Athena 24.

Для исследования стабильности работы электроники LAr calorimetра в 2022-2023 годах (Run3) были построены графики стабильности - пары графиков отклонения калибровочных параметров от референсных значений, первый график пары показывает отклонение от первой референсной калибровки 2022 года, а второй - отклонение от «бегущего» референса (моменты переключения показаны красными вертикальными линиями). Пары графиков стабильности построены для EM, FCal и HEC для абсолютных отклонений пьедесталов от референсных значений, усредненных по FEB, а также относительных шумов и коэффициентов усиления, усредненных по FEB. Из графиков видно, что в целом электроника LAr calorimetра работала стабильно в 2022-2023 годах.

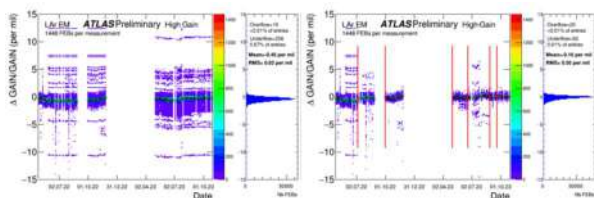


Рисунок 4. Относительное отклонение от референсного значения (в промилле, ppm) среднего по FEB (Front-End Board, плата камерной электроники) значения коэффициента усиления канала (gain) в зависимости от даты калибровочного захода.

а) дата референсной калибровки фиксирована в начале захода 3 (Run 3, май 2022 года) б) «бегущая» дата референсной калибровки, начало каждого нового интервала помечено красной вертикальной линией.

Проверки электроники жидкоаргонового calorimetра детектора ATLAS.

В 2023 году была продолжена работа по созданию надежного алгоритма контроля качества электронных калибровок каналов жидкоаргоновых (LAr) calorimetров детектора ATLAS. Для этого использовалась информация, записанная в специальных калибровочных заходах. В ходе их набора амплитуда сигнала остаётся постоянной, но с малым шагом (около 1 нс) меняется задержка сигнала относительно 32 точек, в которых осуществляется оцифровка.

В отличие от отдельных параметров типа амплитуды и ширины, полная форма содержит больше информации о работе измерительного канала, что позволяет осуществить более надежный контроль. Была разработана модель сигнала, которая учитывает форму калибровочного импульса и отклик формирователя сигнала (CR-2RC цепочка). Пример калибровочного сигнала с подгонкой моделью показан на Рисунке 5.

Применение модели к калибровочным сигналам выявляет значительное число возможных проблем, таких как сильное отклонение амплитуды или формы сигнала от стандартных, выпадение точек при измерении формы из-за неправильной амплитуды или задержки

генератора и так далее. Модель была протестирована на нескольких калибровочных заходах. Кроме того, модель, ввиду ее высокой чувствительности к особенностям формы сигналов, может служить хорошим классификатором форм, выявляя группы идентичных сигналов.

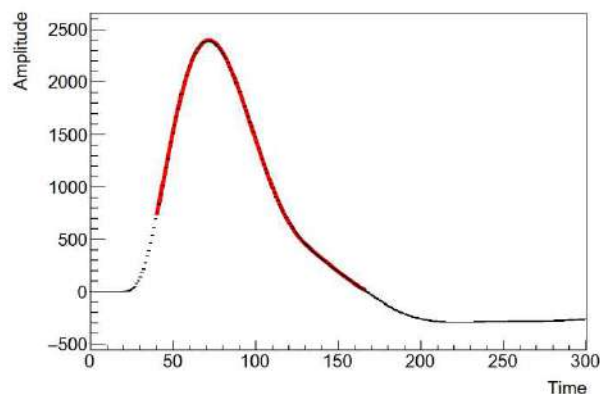


Рисунок 5. Пример формы калибровочного сигнала с подгонкой моделью (красная линия).

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

Основными факторами, обуславливающими необходимость модернизации существующего программного обеспечения для обработки калибровок жидкоаргонового calorimetра детектора ATLAS (далее ПО), являются:

1. Необходимость переписать часть кода с языка python 2 на язык python 3 с целью повышения его эффективности и быстродействия в целом.

2. Необходимость обработки калибровок новым способом, который заключается в том, что вместо прежнего разбиения частей calorimetра на так называемые подсистемы, принято решение об обработке сразу целых частей calorimetра, последних всего три — EMB-EMEC (электромагнитный calorimetр, баррельная часть и торец), HEC-FCAL (адронный и форвард calorimetры) и EMBPS (электромагнитный баррельный пресэмплер). Это позволяет значительно (в 2,5 раза) сократить число заданий, необходимых для полной обработки калибровок и повысить в конечном итоге скорость реконструкции исходных данных в калибровочные константы.

3. Использование библиотеки JSON для сериализации и десериализации данных, для реализации способа обмена данными между частями ПО в процессе реконструкции. Внедрение библиотеки для постановки задач и их последующего контроля на батч системе HTCondor, используемой для реконструкции. Данные задачи также выполнялись в рамках работ по повышению эффективности и быстродействия ПО в целом.

В настоящее время вся цепочка программ ПО проверена на реальных данных, результаты согласуются с прежней версией ПО. Предполагается, что новая версия ПО будет являться основной для обработки калибровок в 2024 году.

Развитие программного обеспечения для системы распределенной обработки данных (GRID).

Развитие информационной системы CRIC для описания ресурсов распределенной вычислительной среды БАК.

Поддержка, сопровождение и развитие информационной компоненты ATLAS CRIC (atlas-cric.cern.ch) для эксперимента АТЛАС является традиционным и наиболее приоритетным направлением работ внутри проекта CRIC. В 2023 году были завершены активные задачи в рамках кампании “ADC Configuration Task Force” по обновлению, структурированию и уточнению информации, хранимой в системе CRIC, а также сбору сведений и требований для расширения пользовательского интерфейса плагина ATLAS CRIC. Компьютерная модель и конфигурация эксперимента стремительно развиваются - появляются новые объекты и структуры данных, устаревшие параметры со временем необходимо вывести из использования и соответственно обновить CRIC интерфейсы. В частности, в результате кампании по очистке данных, были обновлены структуры данные объектов PandaQueue и реализован новый программный интерфейс (JSON bulk API) для пакетного ввода информации о доступном наборе вычислительных архитектур (CPU, GPU, конфигурации smtconfigs) для объектов грид-сайта (PandaQueue Architectures).

Все разработанные обновления фреймворка CRIC (python 2 версии) были успешно протестированы и установлены на сервера кластера CRIC, выпущены в основное производство.

Основным направлением работы по обновления инфраструктурной части системы CRIC в 2023 году стали задачи по глобальному рефакторингу ядра системы и апгрейду компонент системы для работы в программном окружении языка Python 3 версии и соответственно под управлением рекомендованной CERN IT на сегодняшний день ОС AlmaLinux9. Так как переход на python3 версию реализации подразумевает нарушение обратной совместимости кода, также как и частично требует обновление отдельных сторонних библиотек и используемого промежуточного ПО как серверного так и клиентского уровня (например, фреймворк Django, серверные модули авторизации, клиентский фронтенд Bootstrap, различные JQuery библиотеки), то было принято решение разработать дополнительный уровень ядра системы CRIC и произвести процедуру рефакторинга и изоляции функционала движка веб приложения в независимый сегмент. В результате работы была реализована базовая версия прототипа нового ядра (рабочее название, fwkweb) - общей инфраструктурной платформы для построения веб-приложений с возможностью переключения между отдельными компонентами различных версий. В частности, это позволит в дальнейшем производить миграцию и рефакторинг уже высокоуровневый плагинов семейства CRIC (например: ATLAS CRIC, WLCG CRIC) по-

шагово и независимо друг от друга. Таким образом, общую часть компоненты CORE CRIC планируется реорганизовать, оформить в виде независимых приложений, провести python3 миграцию и внедрить как расширяемое приложение в ядро новой компоненты fwkweb. В дальнейшем новый CORE CRIC (core-cric-py3) унаследует нужный функционал fwkweb, сконфигурирует и дополнительно расширит его, реализуя требуемый общий CRIC функционал. На данный момент происходит тестирование и отладка базового функционала нового движка (fwkweb). Также происходит пошаговый рефакторинг плагинов ATLAS CRIC и WLCG CRIC на новые платформы (atlas-cric-py3 и wlcg-cric-py3). Разработан новый каркас для WebUI интерфейса CRIC на основе фреймворка Bootstrap версии 5.

Развитие программного обеспечения для репликации данных распределенных вычислений АТЛАС.

Специалист ИЯФ участвовал в развитии ПО для оперативной деятельности группы DDM (Distributed Data Management) ADC (ATLAS Distributed Computing).

В 2022 была им была доработана, протестирована и введена в эксплуатацию новая версия ПО автоматической репликации данных ATLAS в GRID.

В 2023 году велся мониторинг работы программных сервисов, ранее разработанных специалистом ИЯФ для оперативной группы управления распределенными данными ATLAS:

- информационным сервисом `lost_files`, обеспечивающим персональное информирование о безвозвратно потерянных файлах,
 - сервисом RPG, обеспечивающим репликацию данных по конфигурируемым политикам.
- Сервисы работали устойчиво, происходившие внешние сбои обрабатывали правильно.

КРИОГЕННЫЕ И ГАЗОВЫЕ ЛАВИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Работа по теме криогенных лавинных детекторов и газовых лавинных детекторов проводилась по следующим направлениям:

1) Развитие двухфазных криогенных лавинных детекторов (КЛД) для низкофоновых экспериментов по поиску тёмной 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 международной коллаборации DarkSide по поиску тёмной материи.

Разработка криогенных однофазных и двухфазных детекторов на основе жидкого аргона для экспериментов по поиску темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино.

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 грантов ИЯФ-РНФ (№14-50-00080) и НГУ-РНФ (№20-12-00008) в предшествующие годы были произведены значительные закупки оборудования, в результате чего были полностью укомплектованы криогенно-вакуумные системы разрабатываемого детектора тёмной 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 тёмной 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 2023 году в соответствии с планом работ были продолжены исследования по физике таких детекторов и их разработке. А именно, были продолжены исследования по детальному изучению формы ЭЛ сигнала. 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 аргонном 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.

В рамках выполнения данного этапа работ, на установке, разработанной в 2020-22 годах, в 2023 году было впервые детально изучена временная структура (форма) ЭЛ в видимой области в газообразном аргоне в диапазоне приведенных электрических полей 3–36 Тд (1 Тд = 10–17 В·см²). В этой ЭЛ были обнаружены две необычные медленные компоненты с постоянными времени около 5 и 50 мкс, вклады и длительность которых растут с электрическим полем начиная с порога 4,8±0,2 Тд (см. Рис. 1 и 2).

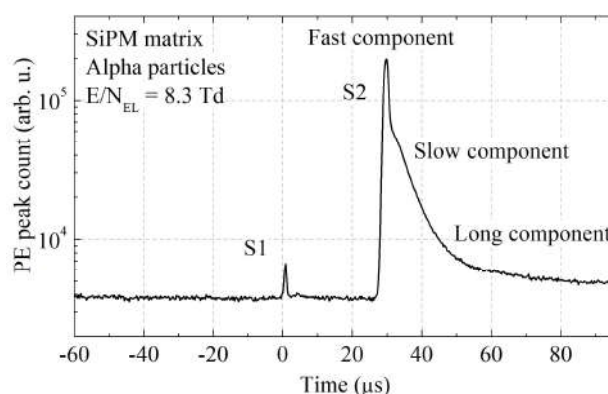


Рисунок 1. Форма сигнала, полученного на матрице Si-ФЭУ в видимом диапазоне в двухфазном детекторе в Аг. Виден сигнал первичной сцинтилляции (сигнал S1) в жидком аргоне и сигнал электролюминесценции (сигнал S2) из газового промежутка толщиной в 18 мм с приведённым полем 8,3 Тд. Оба сигнала образуются по механизму ТИН. Сигнал S2 имеет сложную структуру с двумя медленными компонентами.

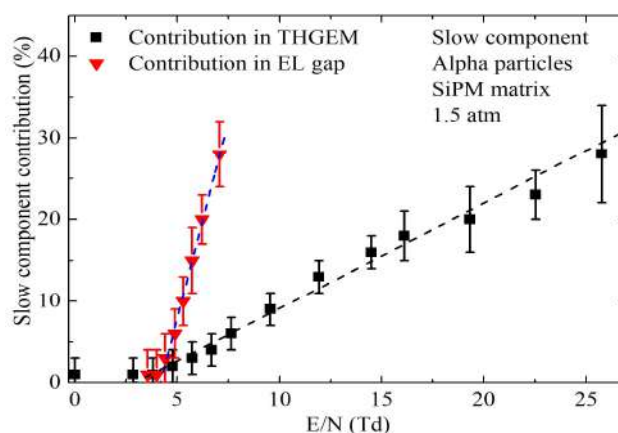


Рисунок 2. Зависимость вклада (доли в общем сигнале) 5 мкс компоненты в зависимости от приведённого электрического поля в газе для ЭЛ сигнала, образованного в 10 мм газовом промежутке (треугольные точки) и в 0,4 мм Толстом Газовом Электронном Умножителе (квадратные точки).

Эти компоненты не объясняются никакими известными процессами, протекающими в двухфазных детекторах в Ar, и зависят от давления (плотности) и температуры газа, а также от толщины газового слоя. Это явление объяснено новым эффектом при дрейфе электронов в холодном насыщенном паре аргона, а именно образованием долгоживущих метастабильных отрицательных молекулярных ионов аргона.

Разработка время-проекционной камеры (ВПК) низкого давления для идентификации ионов в ускорительной масс-спектрометрии (УМС).

Целью второго направления исследований является разработка новой методики разделения изобарных ионов в ускорительной масс-спектрометрии (УМС), в частности ^{10}V и ^{10}Be , основанной на измерении длин пробегов и энергии ионов во время проекционной камере (ВПК) низкого давления с толстым газовым электронным умножителем (ТГЭУ).

В 2023 году в соответствии с планом работ по направлению 2 было проведено моделирование длин пробегов ионов ^{10}V и ^{10}Be . Как видно из Рис. 3, длины пробегов этих ионов, при давлении 50 Торр, отличаются на 12 мм, что вполне достаточно для их разделения при помощи ВПК.

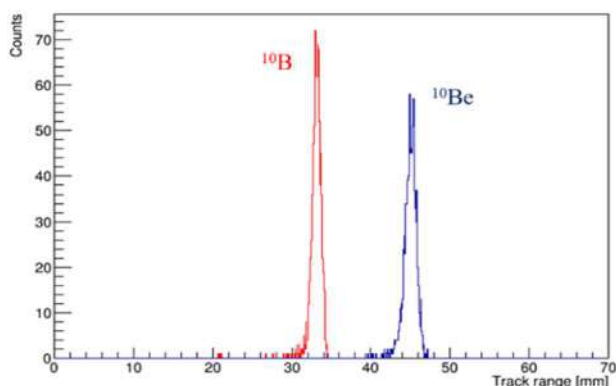


Рисунок 3. Распределение длин пробегов ионов ^{10}V и ^{10}Be с энергией 4 МэВ при прохождении мембраны из нитрида кремния толщиной 200 нм и изобутана при давлении 50 Торр.

В ВПК низкого давления был измерен спектр альфа-частиц от радиоактивного источника ^{226}Ra , который показан на Рис. 4. Этот источник испускает альфа-частицы с энергиями 4,8; 5,3; 5,5; 6 и 7,7 МэВ, соответственно. Разница в пробегах альфа-частиц с энергиями в 5,3 и 5,5 МэВ такая же, как и у ионов ^{10}V и ^{10}Be .

На Рис. 5 видно, что эти линии хорошо разделяются (два группы событий в середине, обведенные красной линией). Это означает, что и ионы ^{10}V и ^{10}Be будут успешно разделяться и в ВПК низкого давления.

После измерений с источником ^{226}Ra ВПК была установлена на УМС ИЯФ, входящий в состав комплекса «Геохронология кайнозоя» (см. Рис. 6).

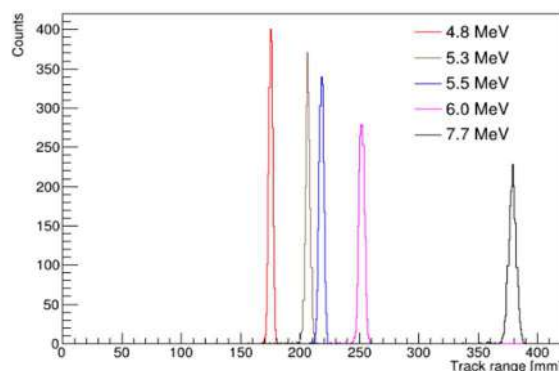


Рисунок 4. Пробеги альфа-частиц, испускаемых изотопом ^{226}Ra в изобутане, при давлении 50 Торр с учетом потерь во входном окне из нитрида кремния, толщиной 200 нм.

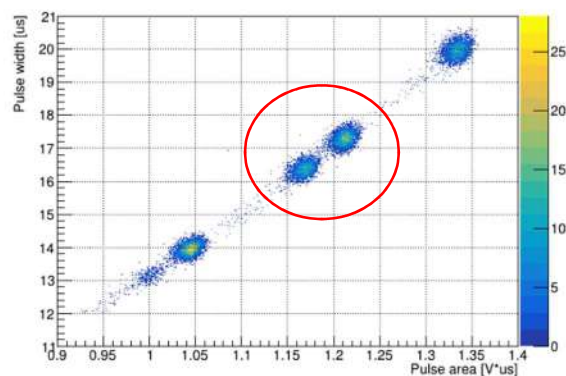


Рисунок 5. Двумерное распределение событий по длительности и площади сигнала от ^{226}Ra в изобутане при давлении 50 Торр, измеренное в ВПК низкого давления. События от альфа-частиц с энергией 5,3 и 5,5 МэВ обведены красной линией.



Рисунок 6. Фотография УМС ИЯФ с установленной ВПК низкого давления (обведена желтым).

Камера была установлена таким образом, чтобы не мешать рутинным измерениям на УМС ИЯФ. После установки ВПК был проведен комплекс пусконаладочных работ, в ходе которых была проверена возможность работы камеры в составе ускорительного масс-спектрометра. Были найдены и устранены источники

наводок и помех, записаны тестовые заходы с помощью встроенного источника альфа-частиц. Полученные результаты согласуются с результатами, полученными при лабораторных испытаниях.

После окончания пусконаладочных работ были проведены несколько сеансов набора данных с двумя видами образцов: эталонным и фоновым. Эталонный образец был изготовлен из сахарозы и сертифицирован по содержанию ^{14}C в соответствии со стандартом ANU (Australian National University). Фоновый образец был изготовлен из мелкозернистого графита, практически не содержащего радиоуглерод.

На Рис. 7 показаны двумерные распределения, полученные при наборе данных с эталонным и фоновым образцами. Как видно на распределении от фонового образца хорошо видны два кластера событий, в то время, как на диаграмме от эталонного образца выделяются три кластера. Кластер, отсутствующий на диаграмме от фонового образца, принадлежит ионам ^{14}C .

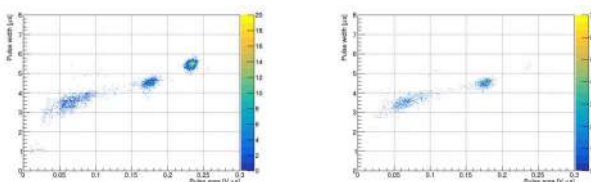


Рисунок 7. Двумерное распределение событий по площади и длительности сигналов от УМС ИЯФ для эталонного (слева) и фонового образцов. На распределении от эталонного образца чётко выделяется пик углерода-14.

Таким образом, за 2023 год было сделано:

- моделирование длин пробегов ионов в изобутане;
- с помощью источника альфа частиц ^{226}Ra экспериментально показана возможность разделения ионов ^{10}B и ^{10}Be в ВПК низкого давления;
- ВПК низкого давления успешно установлена на УМС ИЯФ, настроена и готова к работе;
- проведено несколько сеансов набора данных на образцах, содержащих ^{14}C ;
- на экспериментальных данных показано, что ионы ^{14}C хорошо отделяются от фоновых событий.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ ДЕЙТРОН

Модернизация установки Дейтрон.

Схема детектора Дейтрон, использовавшегося в сеансе набора данных 2023 года, показана на Рис. 1. Каждое плечо детектора включает: трековую систему, состоящую из 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) для регистрации нейтронов, сегментированный по двум координатам; сцинтилляторы малых углов рассеяния для регистрации электронов от процесса упругого электрон-дейтронного рассеяния.

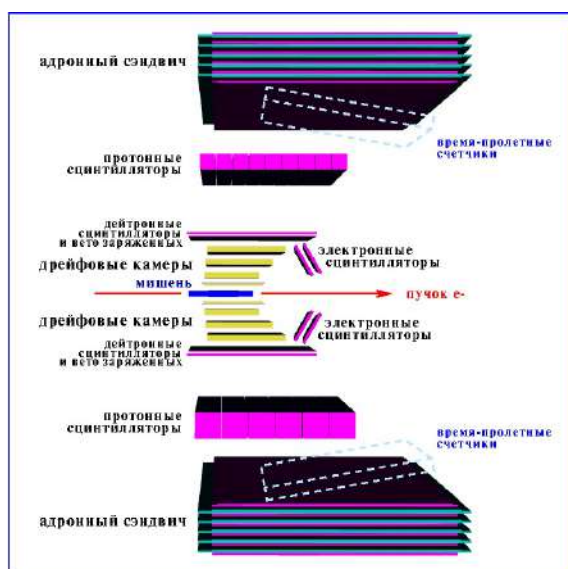


Рисунок 1. Схема детектора для изучения процесса фотодезинтеграции дейтрона, использовавшегося на установке Дейтрон в наборе данных 2023 года. Пунктиром показано положение дополнительных элементов, необходимых в последующих экспериментах.

Пунктиром на Рис. 1 показано положение времяпролетных счетчиков, необходимых в будущих экспериментах с энергией фотона свыше 650 МэВ. В качестве этих счетчиков предполагается использовать многозачерные резистивные плоскостные камеры (МРПК), разработка которых началась в 2022 году. В 2023 году удалось решить важный вопрос с материалом электродов МРПК. В одной из лабораторий БФУ смогли изготовить для нас электропроводящую пленку полипропилена с нужными параметрами. Этот материал по механическим свойствам во многом аналогичен поликарбонату, пленку из которого ранее предполагалось использовать для электродов, но обладает более приемлемыми электрическими свойствами. В конце 2023 года получена первая партия пленки толщиной 200 мкм и с

удельным объемным сопротивлением 10^7 Ом·см. Начато изготовление прототипа МРПК.

После сеанса 2021 года была проведена существенная модернизация системы сбора данных детектора. В новом сеансе 2023 года она показала надежное функционирование: среднее мертвое время снизилось более чем в 3 раза по сравнению с сеансом 2021 года и практически полностью устранены потери времени, связанные со сбоями программ.

Поляризованная газовая мишень.

В фотоядерных экспериментах на ВЭПП-3 используется внутренняя газовая мишень, состоящая из тензорно-поляризованных ядер дейтерия, которые производятся криогенным источником поляризованных атомов (ИПА). Поляризованные атомы дейтерия в виде струи инжектируются в Т-образную накопительную ячейку, расположенную в вакуумной камере накопителя. Электронный пучок ВЭПП-3 многократно проходит через накопительную ячейку, взаимодействуя с поляризованными дейтронами.



Рисунок 2. Установленный дополнительный насос.

В 2023 году в первую камеру ИПА, из которой откачивается практически весь поток газа, истекающий из сопла, был добавлен второй турбомолекулярный насос (Рис. 2). Это привело к уменьшению давления газа в камере в два раза и увеличению интенсивности атомного пучка из источника приблизительно на 10%. Увеличение интенсивности связано с уменьшением рассеяния атомов поляризованного пучка на газе в камере сопла. Степень поляризации атомного пучка, инжектируемого в ячейку и способ ее измерения подробно описаны в работе [1].

Набор данных на установке Дейтрон.

В 2023 году был проведен набор экспериментальных данных по измерению одной из компонент тензорной

анализирующей способности T_{20} реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. T_{20} является функцией энергии фотона и угла вылета протона. В эксперименте ориентирующее спин дейтрона магнитное поле было направлено вдоль импульса γ -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, σ_0 – сечение на неполяризованной мишени. Тензорную анализирующую способность T_{20} можно извлечь, измерив асимметрию скорости счета событий при смене знака поляризации мишени. В сеансе 2023 года энергия пучка электронов в накопителе была 800 МэВ, при этом диапазон энергий квазиреальных фотонов, определяемый акцептансом системы мечения фотонов (СМФ), составил 400–640 МэВ. Знак поляризации менялся каждые 30 секунд в течении всего эксперимента.

В течение июля и августа была осуществлена установка экспериментального промежутка на ВЭПП-3, проведена сборка детектора (Рис. 3) и источника поляризованных атомов, запуск детектора, триггерной и оцифровывающей электроники, программ набора данных и медленного контроля. Далее три недели были потрачены на отладку режимов работы накопителя ВЭПП-3 с измененной магнитной структурой. Набор экспериментальных данных проходил с 30 сентября по 20 ноября 2023 года. На Рис. 4 представлен временной график набора интеграла тока электронов в накопителе ВЭПП-3 за весь период экспериментального захода. Красным цветом отмечен набор на поляризованной мишени, синим – набор на неполяризованной мишени, который проходил во время периодической плановой реанимации («переморозки») ИПА. Помимо этого, для отладки детектора были набраны данные с неполяризованной водородной мишенью (помечены зелёным

цветом на Рис. 4), а также события тормозного излучения для калибровки трековой системы СМФ. В результате, накопленный интеграл тока при работе с поляризованной мишенью составил 91 килокулон. Этот интеграл равномерно распределен между двумя состояниями мишени с разными знаками тензорной поляризации.



Рисунок 3. Монтаж верхнего адронного калориметра на экспериментальный промежуток ВЭПП-3.

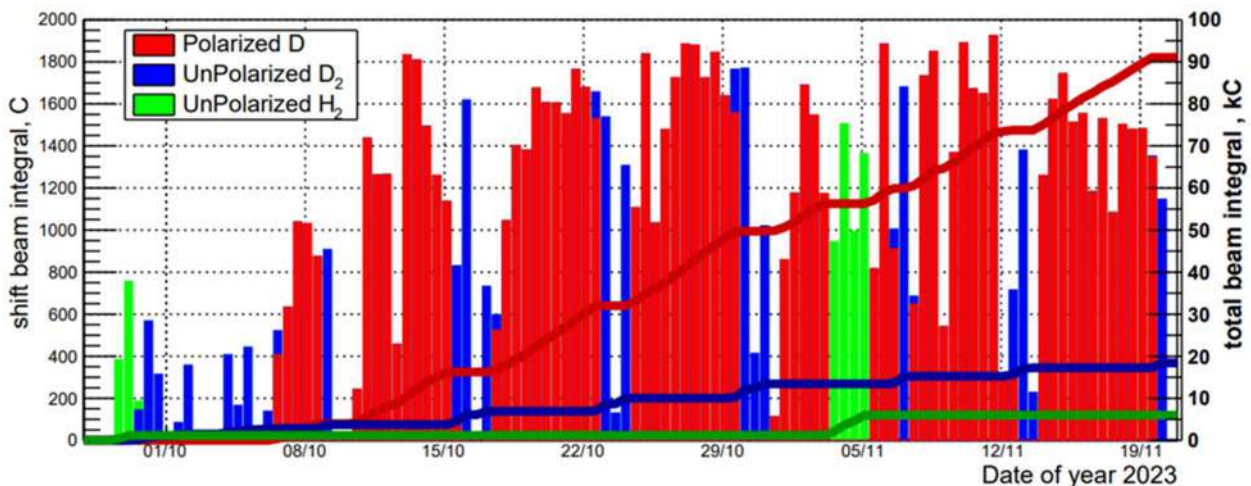


Рисунок 4. График набора интеграла тока электронов в накопителе ВЭПП-3 в эксперименте 2023 года.

Анализ данных предыдущих экспериментов на установке Дейтрон.

В 2023 году продолжалась обработка данных предыдущих экспериментов на установке Дейтрон с внутренней тензорно-поляризованной мишенью. В работе [2] дан углубленный анализ влияния эффектов взаимодействия в конечном состоянии на наблюдаемые величины, связанные с тензорной поляризацией, в реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Результаты измерения трех компонент тензорной анализирующей способности этой реакции T_{20} , T_{21} и T_{22} в диапазоне энергий протона 280-500 МэВ, полученные в эксперименте на установке Дейтрон в 2003 году, сравнивались с результатами статистического моделирования, выполненного в рамках двух спектаторных моделей. В первой модели применено импульсное приближение с фоторождением пиона на квазисвободном нуклоне. Во второй модели дополнительно учитывается последующее пион-нуклонное и нуклон-нуклонное перерассеяние. Сравнение эксперимента и расчетов показано на Рис. 5, который демонстрирует существенное улучшение согласия между ними при учете взаимодействия в конечном состоянии в подсистемах NN и πN . В то же время, в ряде случаев даже учет NN - и πN -перерассеяния не дает удовлетворительного описания результатов измерения. Ожидается, что согласие между теорией и экспериментом улучшится при учете дополнительных механизмов реакции.

В работе [3] опубликованы предварительные результаты измерения компоненты тензорной анализирующей способности T_{20} реакции фоторождения π^- - мезона на дейтроне. Использована часть экспериментальной статистики, накопленной на установке Дейтрон на ВЭПП-3 в сеансе 2021 года. В настоящее время обработка этого канала реакции закончена, результаты направлены для публикации в журнал Nuclear Physics.

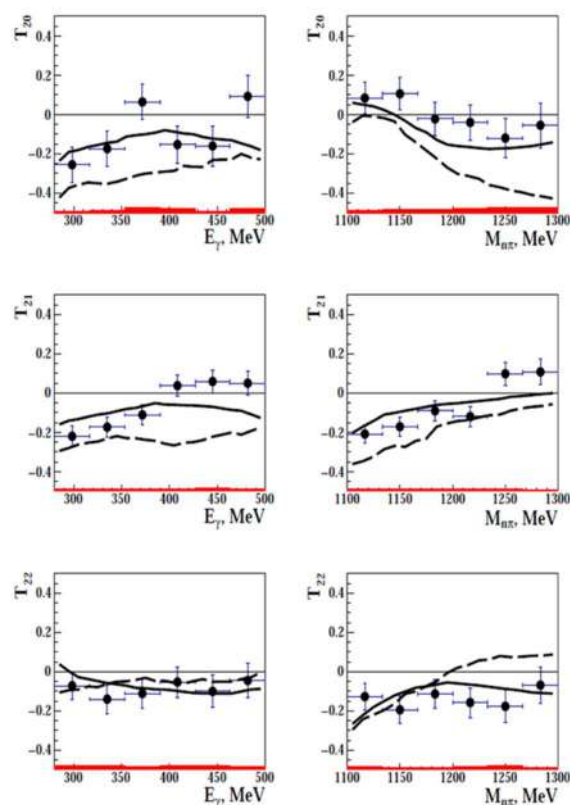


Рисунок 5. Зависимость компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от энергии фотона (слева) и от инвариантной массы системы пион-нейтрон (справа). Кружки – экспериментальные результаты. Пунктирная линия – расчет в импульсном приближении, сплошная линия – расчет с учетом NN и πN взаимодействий в конечном состоянии.

Список публикаций

- [1] Топорков Д.К., Глуховченко С.Ю., Николенко Д.М., Рачек И.А., Семенов А.М., Шестаков Ю.В. Измерение поляризации дейтериевого атомного пучка с помощью поляриметра лэмбовского сдвига // Приборы и техника эксперимента. - 2023. - № 4. - С. 13-20.
- [2] Gauzshtein V., Fix A., Vasilishin B., Darwish E., Kuzin M., Levchuk M., Loginov A., Nikolenko D., Rachek I., Shestakov Yu., Toporkov D., Yurchenko A., Zevakov S., Mahmoud Z. The role of final-state interaction in tensor polarization effects of the reaction $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ // Scientific Reports. - 2023. - Vol. 13. - Art.nr 7532.
- [3] Gauzshtein V.V., Vasilishin B.I., Darwish E., Zevakov S.A., Kuzin M.Ya., Kuz'menko A.S., Levchuk M.I., Loginov A.Yu., Nikolenko D.M., Rachek I.A., Toporkov D.K., Yurchenko A.V., Fiks A.I., Shestakov Yu.V. Measurement of the T_{20} Component of the Tensor Analyzing Power of the Incoherent Photoproduction of a π^- Meson on a Deuteron // JETP Letters. - 2023. - Vol. 117, Is. 11. - P. 799-803.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сильные взаимодействия

“One-loop Lipatov vertex in QCD with higher epsilon-accuracy”

V.S. Fadin, M. Fucilla and A. Papa;
JHEP - 2023 - Vol. 4 – P. 137.

Исследована эффективная реджеон-реджеон-глюонная вершина, известная как вершина Липатова, являющаяся ключевой составляющей, позволяющей развивать подход БФКЛ (Балицкого-Фадины-Кураева-Липатова) в КХД. В следующем за главным логарифмическим приближении достаточно знать ее одно-петлевые поправки в размерностной регуляризации ($D = 4 + 2\epsilon$) точностью до первого члена разложения по ϵ . Однако в следующем за ним приближении эти поправки требуется знать до второго порядка по ϵ . В данной статье получено выражение для реджеон-реджеон-глюонной вершины в размерностной регуляризации с необходимой точностью.

“Regge Cuts in QCD”

V.S. Fadin;
Phys. Part. Nucl. Lett. - 2023 - Vol. 20,
Is. 3 – P. 341-346.

Проведен анализ структуры реджевских разрезов в квантовой хромодинамике. В области больших энергий и ограниченных поперечных импульсов амплитуды процессов КХД в главном логарифмическом приближении определяются реджевским полюсом с квантовыми числами глюона и отрицательной сигнатурой. Это свойство, называемое реджезацией глюона, чрезвычайно важно для теоретического описания высокоэнергетических процессов в КХД. В частности, оно лежит в основе уравнения БФКЛ. Полюсная реджевская форма сохраняется и в следующем за главным логарифмическим приближении. Однако в высших приближениях эта форма нарушается. Естественно считать, что нарушается она вкладом реджевских разрезов. Обсуждается структура этих разрезов и ее отличие от структуры разрезов в старой (до появления КХД) теории комплексных угловых моментов.

“NLO computation of diffractive di-hadron production in a saturation framework”

M. Fucilla, A. V. Grabovsky, E. Li, L. Szymanowski,
S. Wallon;
JHEP- 2023 - Vol. 03 – P. 159.

Для увеличения точности теоретических предсказаний эффектов насыщения на БАК и электрон-ионном коллайдере в работе вычислены сечения дифракционного рождения одного и двух адронов с большими поперечными импульсами на ядре с точностью следующего за главным приближения в формализме ударных волн.

“Diffractive single hadron production in a saturation framework at the NLO”

M. Fucilla, A.V. Grabovsky, E. Li, L. Szymanowski and
S. Wallon;

arXiv:2310.11066 [hep-ph], отправлена в JHEP.

Представлены сечения дифракционного фото- и электророждения адрона с большими поперечным импульсом на ядре или нуклоне методом ударных волн. Использован гибридный формализм, смешивающий коллинеарную факторизацию и высокоэнергетическую факторизацию при малых x , в которой вычислены импакт факторы с точностью следующего за главным приближения. Продемонстрировано сокращение расходимостей и приведены конечные части дифференциальных сечений для произвольной кинематики. Результат применим как для электророждения, так и для фоторождения. Он может быть использован для исследования эффектов насыщения как на планируемом электрон-ионном коллайдере, так и на БАК в ультрапериферических столкновениях.

“QCD cusp anomalous dimension: Current status”

A.G. Grozin;
Int. J. Mod. Phys. A - 2023 – Vol. 38 – P. 2330004.
В обзоре рассматриваются результаты вычислений аномальных размерностей HQET поля и КХД каспа, а также их свойства. Представлены также некоторые новые результаты. С использованием недавно полученного четырёхпетлевого результата для γ_h найдены аналитические выражения для некоторых членов для четырёхпетлевой константы перенормировки массивного кваркового поля в схеме перенормировки на массовой поверхности которые раньше были известны только численно. Представлены два новых члена в γ_h и Γ_F в пяти петлях и в кварк-антикварковом потенциале в четырёх петлях.

“Anomalous dimension of the heavy-light quark current in HQET up to four loops”

A.G. Grozin;
arXiv:2211.09894 .
В данной работе аномальная размерность тяжёло-лёгкого кваркового тока в HQET вычислена до четырёх петель. Получена N³LL пертурбативная поправка к f_B/f_D .

“Natural explanation of recent results on $e^+e^- \rightarrow \Lambda\Lambda$ ”

A.I. Milstein, S.G. Salnikov
Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. - 2023 - Vol. 117, Is. 12, P.
901–903. [JETP Letters, Vol. 117, No. 12,
pp. 905–907 (2023)].

Было показано, что недавние экспериментальные результаты исследования процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda\Lambda$ вблизи порога могут быть прекрасно объяснены взаимодействием Λ и $\bar{\Lambda}$ в конечном состоянии. Быстрый рост сечения вблизи порога реакции связан с существованием слабосвязанного состояния или виртуального уровня в соответствующем потенциале. Приведена простая аналитическая формула, которая очень хорошо описывает экспериментальные данные.

“Near-threshold resonance in $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \Lambda_c$ process”

S.G. Salnikov, A.I. Milstein;

Phys. Rev. D - 2023 - Vol. 108 P. L071505.

В данной работе обсуждается влияние различных вкладов потенциала $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \Lambda_c$ на энергетическую зависимость сечения $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \Lambda_c$ вблизи порога. Учтены новые экспериментальные данные BESIII для сечений и электромагнитных формфакторов GE и GM. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Предсказано связанное состояние $\Lambda_c \Lambda_c$ при энергии ~ 38 МэВ ниже порога, которое может проявиться в аномальном поведении сечения рождения легких мезонов в данной энергетической области.

“Coupled channels and production of near-threshold B^*B^* resonances in e^+e^- annihilation”

S.G. Salnikov, A.E. Bondar, A.I. Milstein;

Nuclear Physics A - 2023 - Vol. 1041, - P. 122764.

Обсуждаются эффекты взаимодействия адронов в конечном состоянии, рождающихся в e^+e^- -аннигиляции вблизи порога. Если в системе рожденных адронов имеется мелкий уровень или виртуальный уровень, то энергетическая зависимость сечения рождения адронов очень сильная. Применяемый подход основан на использовании эффективных потенциалов, учитывающих взаимодействие адронов в конечном состоянии. Рассмотрены случаи нескольких каналов с ненулевыми амплитудами перехода между ними. Показано, что эти переходы кардинально меняют энергетическую зависимость сечений. В частности, узкий резонанс ниже порога в одном канале приводит к широкому пику в другом канале. Дано объяснение нетривиальной энергетической зависимости сечений образования BB , B^*B и B^*B^* вблизи порогов e^+e^- -аннигиляции и показано хорошее согласие между предсказаниями и имеющимися экспериментальными данными.

“Manifestation of the electric dipole moment in the decays of τ leptons produced in e^+e^- annihilation”

A.I. Milstein, I.V. Obraztsov;

Phys. Rev. D - 2023 - Vol. 107 - P. 093001.

В данной работе исследованы CP-нечетные асимметрии в процессах $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \pi^- \nu_\tau$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \rho^- \nu_\tau$, $e^+e^- \rightarrow \rho^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+ e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \rightarrow e^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau \nu_e$ с продольно поляризованным электронным (позитронным) пучком. Эти асимметрии являются проявлением электрического дипольного формфактора $F_3 \tau \equiv b$ в вершине $\gamma \tau^+ \tau^-$. Показано, что для измерения $\text{Im } b$ в указанных процессах поляризация не нужна, при этом для измерения $\text{Re } b$ поляризация необходима. Также рассмотрены процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \rightarrow e^+ e^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+ e^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \rightarrow e^+ \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_\mu$.

*Квантовая электродинамика***“Resonant amplification of a relativistic electron bremsstrahlung on an atom in the undulator field”**

P.A. Krachkov, A.I. Milstein, N.Y. Muchnoi;

Physics Letters B 839, 137756 (2023).

Показано, что влияние ондуляторного поля на движение релятивистского электрона приводит к значительному увеличению сечения тормозного излучения на атоме вблизи конца спектра ондуляторного излучения. Наблюдение этого эффекта является вполне реальной задачей.

“Two-loop radiative corrections to $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$ cross section”

V.S. Fadin and R.N. Lee;

J. High Energ. Phys. - 2023 - Vol. 11 - P. 148.

В данной работе вычислено дифференциальное сечение процесса аннигиляции электрон-позитронной пары в два фотона, один из которых виртуальный, с учетом радиационных поправок порядок α^2 . Полученные результаты могут быть использованы для повышения точности расчета вклада адронной поляризации вакуума в аномальный момент мюона. Показано, что все логарифмически усиленные двух-петлевые поправки легко находятся с помощью современных теорем о мягкой и коллинеарной факторизации и доступных одно-петлевых результатов.

“Two-loop corrections to Lamb shift and hyperfine splitting in hydrogen via multi-loop methods”

P.A. Krachkov, R.N. Lee;

J. High Energ. Phys. - 2023 - Vol. 7 - P. 211.

В работе были посчитаны вклады порядка $\alpha^2(Z\alpha)^5 m$ и $\alpha^2(Z\alpha) E_F$, соответственно, в Лэмб сдвиг и в сверхтонкое расщепление от диаграмм, включающих фермионную петлю. Были применены современные методы многопетлевых вычислений, основанные на IBP редукции и дифференциальных уравнениях. Авторы использовали ϵ -регулярный базис и явно продемонстрировали, что он совместим с перенормировкой. Получены аналитические результаты в терминах однократного интеграла, включающего эллиптическую функцию и дилогарифм. В качестве побочного продукта получен аналогичный вклад для предельных случаев тяжелой и легкой фермионной петли.

“ $O(m\alpha^2(Z\alpha)^6)$ contribution to Lamb shift from radiative corrections to the Wichmann-Kroll potential”

P.A. Krachkov, R.N. Lee;

arXiv:2311.05860 [hep-ph], отправлена в JHEP.

Получено аналитическое выражение для вклада порядка $m\alpha^2(Z\alpha)^6$ в Лэмб сдвиг, который соответствует радиационной поправке к потенциалу Вихмана-Кролла. Авторы используют современные методы многоконтурных расчетов, основанные на IBP редукции, методе DRA и дифференциальных уравнениях.

“Charge asymmetry in the spectra of bremsstrahlung and pair production”

P.A. Krachkov, R.N. Lee;

J. High Energ. Phys. - 2023 - Vol. 2 – P. 1-16.

Вычислена первая кулоновская поправка к спектрам двух процессов: тормозного излучения электронов и фоторождения электрон-позитронной пары в кулоновском поле. Показано, что, в отличие от результатов, полученных в приближении Борна и в пределе высокой энергии, полученные поправки для этих двух процессов не связаны перекрёстной симметрией. Найденные поправки определяют ведущий вклад в зарядовую асимметрию в этих процессах. Для получения результата были использованы современные многопетлевые методы, основанные на IBP редукции и дифференциальных уравнениях для мастер интегралов. Результаты представлены в терминах классических полилогарифмов. Авторы приводят как пороговую, так и высокоэнергетическую асимптотику полученных выводов и сравнивают их с имеющимися результатами.

“Angular distribution of photons emitted in collision of low-energy electrons with noble gases”

A.I. Milstein, S.G. Salnikov, M.G. Kozlov;

Nuclear Instrument and Methods B- 2023 – Vol. 539 – P. 9-14.

Исследовано угловое распределение фотонов, испускаемых при взаимодействии низкоэнергетических электронов с атомами благородных газов. Угловая асимметрия сечения тормозного излучения значительна и сильно зависит от энергий электронов и фотонов. Рассмотрено влияние поляризационного излучения. Показано, что этот эффект заметен даже ниже порога электролюминесценции. В случае аргона учет поляризационного излучения улучшает согласие предсказаний с имеющимися экспериментальными данными по выходу тормозных фотонов.

“Atomic screening and e^+e^- pair photoproduction at low energies”

P.A. Krachkov, A.I. Milstein;

Physics Letters B - 2023 - Vol. 846 – P. 138224.

В данной работе изучено влияние атомной экранировки на поведение волновых функций электрона и позитрона в непрерывном спектре на малых расстояниях. Показано, что на данную асимптотику влияет не только статический потенциал атомных электронов, но и поляризационный потенциал, а также обменное взаимодействие, которое существенно для нерелятивистских электронов. Получено простое аналитическое выражение для сечения фоторождения e^+e^- пар в атомном поле вблизи порога. Получен спектр и угловое распределение. Показано, что экранировка существенно влияет на сечение в околороговой области.

Математические методы физики

“Four-loop HQET propagators from the DRA method”

R.N. Lee, A.F. Pikelner;

J. High Energ. Phys. - 2023 - Vol. 2 – P. 97.

В данной работе авторы используют размерные рекуррентные соотношения и аналитичность для вычисления четырехпетлевых мастер-интегралов пропагаторного типа в эффективной теории тяжелых кварков. По сравнению с предыдущими применениями метода DRA авторы применяют новую технику фиксирования однородных решений из полюсных частей интегралов, вычисляемых в различных точках рациональной размерности пространства-времени. Последние вычислялись путем интегрирования по частям конечных интегралов в сдвинутой размерности и/или с увеличенными степенями пропагаторов. Авторы приводят результаты эpsilon-разложений мастер-интегралов вблизи $d=4$ и $d=3$ с использованием построенных наборов интегралов, имеющими однородно трансцендентное разложение по параметру размерностной регуляризации.

“Master Integrals for Four-Loop Massless Form Factors”

R. N. Lee, A. von Manteuffel, R. M. Schabinger, A.V.

Smirnov, V. A. Smirnov, and M. Steinhauser;

Eur. Phys. J. C - 2023 – Vol. 83 – P. 1-10.

Представлены аналитические результаты для всех мастер-интегралов для четырёхпетлевых безмассовых вершинных функций с одной оффшельной внешней линией. Решения получены с помощью методов дифференциальных уравнений и прямого интегрирования. Обсуждаются эти методы и приводятся дополнительные детали вычислений.

Modern multiloop calculations;

R. N. Lee

J. Phys. Conf. Ser. - 2023 – Vol. 2438.

В обзоре обсуждаются методы современных многопетлевых вычислений с акцентом на метод, основанный на приведении с помощью интегрирования по частям и дифференциальных уравнениях.

“Drawing Feynman diagrams with GLE”

Grozin A.G.;

Comput.Phys.Comm. 283, 108590, (2022).

Описан пакет для рисования фейнмановских диаграмм на языке GLE.

“Bio-inspired Machine Learning: programmed death and replication”

Grabovsky A.V., Vanchurin V.;

Neural Computing and Applications. - 2023. –

Vol. 35, Is. 27. - P. 20273–20298.

В работе в контексте машинного обучения проанализированы алгоритмические и вычислительные аспекты биологических явлений репликации и запро-

граммированного уничтожения нейрона. Используются две различные меры эффективности нейрона для построения алгоритмов добавления нейрона в сеть (алгоритм репликации) и исключения нейрона из сети (алгоритм запрограммированного уничтожения). Утверждается, что алгоритм запрограммированного уничтожения нейрона может использоваться для сжатия нейронных сетей, а алгоритм репликации - для улучшения эффективности обученных сетей. Показано, что комбинированный алгоритм последовательных запрограммированного уничтожения и репликации может повысить эффективность обучения. Преимущества этих алгоритмов продемонстрированы на примере обучения нейронной сети с прямой связью, распознающей рукописные цифры базы данных MNIST.

Гравитация

“On the discrete version of the Kerr-Newman solution”

Khatsymovsky V. M.

International Journal of Modern Physics A - 2023 - Vol. 38, Is. 4 & 5 – P. 2350025.

Данная работа продолжает исследование черных дыр в рамках исчисления Редже, где дискретная версия (с неким масштабом длины b , пропорциональным планковскому масштабу) классического решения возникает как оптимальная начальная точка пертурбативного разложения после функционального интегрирования по связности, с устраненными сингулярностями. Интерес к настоящему дискретному решению типа Керра-Ньюмена (с параметром $a \gg b$) может быть в проверке классического предсказания, что электромагнитный вклад в метрику и кривизну на сингулярном кольце в бесконечное число раз больше, чем вклад δ -функционального распределения масс, независимо от того, насколько мал электрический заряд. Здесь мы сталкиваемся со своего рода дискретной диаграммной техникой, но с трехмерными (статическими) диаграммами. Рассмотрена метрика (кривизна) вблизи исходного сингулярного кольца. Электромагнитный вклад действительно имеет относительный фактор, стремящийся к ∞ при $b \rightarrow 0$, но, учитывая некоторые существующие оценки на верхнюю границу электрического заряда известных видов материи, он не так велик для привычных тел и может быть значительным только для практически не вращающихся черных дыр.

“On the gravitational diagram technique in the discrete setup.”

Khatsymovsky V. M.

International Journal of Modern Physics A - 2023 - Vol. 38, Is. 26 – P. 2350143.

Обсуждается пертурбативное разложение в исчислении Редже. Для получения алгоритмизируемой диаграммной техники рассматривается простейшая симплициальная структура с «замороженной» частью пе-

ременных («гиперкубическая»). После функционального интегрирования по связности система описывается метрикой $g_{\mu\nu}$ в узлах. Метрика $g_{\mu\nu}$ параметризуется так, чтобы функциональная мера стала лебеговой. Дискретные диаграммы свободны от УФ-расходимостей и воспроизводят (для обычных, не планковских внешних импульсов) те континуальные аналоги, которые конечны. Параметризация $g_{\mu\nu}$ выписывается до членов, обеспечивающих, в частности, дополнительные вершины, 3-гравитонные и типа 2-гравитон-2-материя, которые могут дать дополнительные 1-петлевые поправки к ньютоновскому потенциалу. Масштаб длины пропорционален $\sqrt{\eta}$, где η определяет свободный фактор $(-\det|g_{\mu\nu}|)\eta/2$ в мере и должен быть большим параметром, чтобы обеспечить правильное действие после интегрирования по связности. Проверяется, что пертурбативное разложение не содержит возрастающих степеней η , если начальная точка выбрана достаточно близко к максимуму меры, тем самым оправдывая такой выбор. Дискретные пропагаторы зависят от параметра Барbero-Иммиризи γ , который определяет отношение времени- и пространственно-подобных масштабов элементарной длины. Существующие оценки γ позволяют полюсам пропагатора находиться при действительной энергии при любых (действительных) пространственных импульсах.

“Calculations of scalaron decay probabilities”

E.V. Arbuzova, A.D. Dolgov, A.S. Rudenko;

Phys. Atom. Nucl. - 2023 - Vol. 86 — P. 266-276.

В данной работе рассмотрено рождение частиц в нескольких различных каналах распада скалярона. Центральная часть работы посвящена исследованию вероятности распада скалярона на два комплексных минимально связанных безмассовых скаляра. Расчёты выполнены двумя разными независимыми методами. Кроме того, вычислена вероятность распада скалярона на реальные минимально связанные безмассовые скаляры, конформно связанные массивные скаляры, массивные фермионы и калибровочные бозоны. Выполнено сравнение полученных результатов с ранее опубликованными результатами, которые в ряде случаев противоречат друг другу.

“Conversion of protons to positrons by a black hole”

A.D. Dolgov, A.S. Rudenko

arXiv:2308.01689.

Исследован процесс превращения протонов в позитроны на горизонте чёрной дыры и показано, что аннигиляция таких позитронов с электронами в межзвёздной среде может частично объяснить происхождение наблюдаемой линии излучения 511 кэВ.

*Физика твердого тела***“К задаче о связанном состоянии электрона и дырки в дихалькогенидах переходных металлов”**

П.А. Крачков, И.С. Терехов;

Журнал экспериментальной и теоретической физики.
- 2023. - Т. 163, № 2. - С. 227-237.

DOI:10.31857/S0044451023020098. [P.A. Krachkov, I.S.Terekhov On the Problem of Bound States of Electron and Hole in Transition Metal Dichalcogenides // Journal of Experimental and Theoretical Physics- 2023 – Vol. 136 – P. 197-206.

В данной работе рассмотрены взаимодействующие электрон и дырка в дихалькогенидах переходных металлов. Для исследования взаимодействия было получено уравнение Бете-Солпитера в ведущем порядке по потенциалу взаимодействия. Показано, что поведение потенциала на малых расстояниях существенно влияет на значения энергий связи электрона и дырки. Получено, что разложение уравнения Бете-Солпитера при малой константе связи не содержит сингулярных операторов. Поэтому энергия связи электрона и дырки не содержит параметра регуляризации. С использованием теории возмущений по константе связи аналитически рассчитаны энергии основного и первого возбужденного состояний. Для произвольных значений константы связи численно получены энергии связанных состояний электрона и дырки. Также численно найдены критические значения константы связи для кулоновского потенциала и для экспоненциально спадающего потенциала.

“Индукцированный заряд в дихалькогенидах переходных металлов”

И.С. Терехов

Журнал экспериментальной и теоретической физики.
- 2023. - Т. 163, № 6. - С. 842-851. - Библиогр.: 25 назв.

- DOI 10.31857/S004445102306010X. [I.S. Terekhov Induced Charge Generated by Potential Well in Transition Metal Dichalcogenides // Journal of Experimental and Theoretical Physics - 2023 – Vol. 136 – P. 751-759.]

В данной работе исследуется асимптотика плотности заряда, индуцированного азимутально-симметричной потенциальной ямой конечного радиуса R . Для неё получено аналитическое выражение для на расстояниях $r \gg R$. Показано, что для широкой области параметров потенциала плотность индуцированного заряда может быть представлена в виде $\rho(r) = F(r)L_V$ где $F(r)$ зависит только от расстояния, а L_V зависит от параметров потенциала. Также исследуется поведение плотности индуцированного заряда при глубине потенциальной ямы, близкой к критическому значению.

“Path-integral approach to mutual information calculation for nonlinear channel with small dispersion at large signal-to-noise ratio”A.V. Reznichenko, V. O. Guba;
arXiv:2308.01092.

В работе рассмотрен оптоволоконный канал связи в модели нелинейного уравнения Шредингера с аддитивным гауссовским шумом. С использованием подхода через интегралы по траекториям и теории возмущений по малому безразмерному параметру второй дисперсии вычислен функционал плотности условной вероятности в ведущем и в следующем за ведущим порядках по безразмерному параметру второй дисперсии. С учетом влияния приемника сигнала вычислена взаимная информация в ведущем и в следующем за ведущим порядках по безразмерному параметру второй дисперсии при большом отношении сигнал-шум. Затем получено аналитическое выражение для взаимной информации в случае конкретного распределения начального сигнала, которое представляет собой модифицированное гауссовское распределение, учитывающее ограниченный спектр начального сигнала.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

Изучение режимов удержания плазмы с высоким относительным давлением

В 2023 году на установке ГДЛ были продолжены работы по достижению максимально возможных значений параметра относительного давления плазмы β (отношение давления плазмы к давлению удерживающего ее магнитного поля), который является одним из ключевых при разработке проектов будущих термоядерных реакторов на основе открытой ловушки. Коэффициент усиления термоядерной мощности пропорционален относительному давлению как $Q_{DT} \propto \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta}}$.

Определяющий вклад в давление плазмы в экспериментах на ГДЛ вносит популяция быстрых ионов, возникающая в результате перезарядки пучков нейтральных атомов на мишенной плазме. Быстрые ионы удерживаются адиабатически, совершая колебания между точками остановки. При неизменной мощности нагрева пучками сокращение расстояния между точками остановки приводит к увеличению плотности энергии быстрых ионов и, соответственно, к повышению их давления.

Сближение точек остановки быстрых ионов реализовано посредством обратимой модификации магнитной системы ГДЛ. Коммутация специально сконструированной пары двойных катушек в режиме с удвоенным количеством витков позволяет реализовать магнитную конфигурацию с областью движения быстрых ионов в 1,5 раза более короткой, чем в стандартной конфигурации. Дополнительная к этому перекоммутация пары центральных катушек из последовательного соединения в параллельное реализует магнитную конфигурацию со сжатием области движения быстрых ионов в 2 раза относительно стандартной и со сниженным полем в центре. Параметр δ равен отношению расстояния между точками остановки в стандартной конфигурации к таковому в любой иной конфигурации.

На Рис. 1 показаны зависимости диамагнитного потока в центральной плоскости установки от времени для некоторых характерных разрядов во всех трёх конфигурациях. Режимы удержания плазмы в различных конфигурациях были оптимизированы для достижения максимального значения диамагнитного потока. В приближении параксиального равновесия можно выразить среднее по сечению плазмы относительное давление через величину диамагнитного потока в центральной плоскости ловушки. Рис. 2 демонстрирует значения среднего относительного поперечного давления быстрых ионов в зависимости от поглощенной плазмой мощности атомарной инжекции. Прирост относительного давления в случае конфигурации $\delta=1,5$ составил около 20%, тогда как среднее относительное давление в конфигурации $\delta=2$ оказалось примерно в 2,3 раза выше, чем в стандартной.

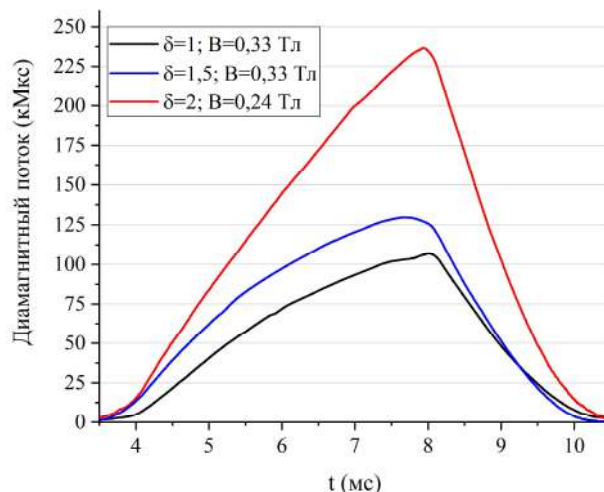


Рисунок 1. Временная зависимость диамагнитного потока, измеренная в центральной плоскости ГДЛ

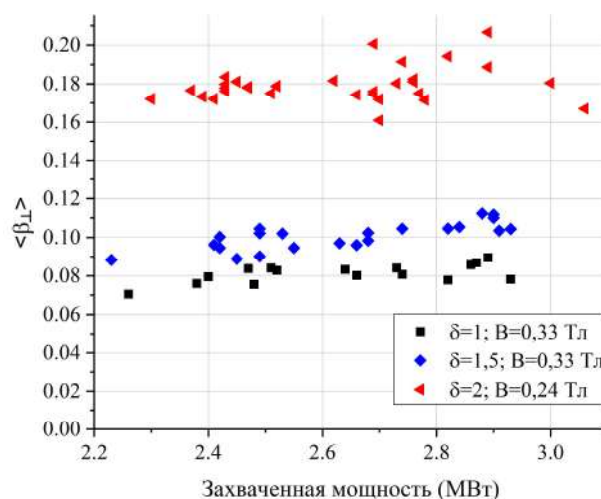


Рисунок 2. Максимальное (в конце импульса атомарной инжекции) относительное давление быстрых ионов, усредненное по центральному сечению плазмы

В тех же режимах с помощью диагностики томсоновского рассеяния в центральной плоскости были проведены измерения радиальных профилей температуры и плотности электронов (Рис. 3 и Рис. 4). При существенном увеличении относительного давления горячих ионов в режимах со сближенными точками остановки не произошло заметного ухудшения удержания.

Для непосредственного измерения относительного давления β в центральной плоскости установки была смонтирована пучково-спектрометрическая диагностическая система на основе динамического эффекта Штарка (MSE). Диагностика позволяет измерять магнитное поле в плазме в четырёх точках, распределённых по радиусу, однократно за разряд, и в ещё одной, вблизи оси установки, — до 10 раз за разряд с периодом не менее 0,5 мс.

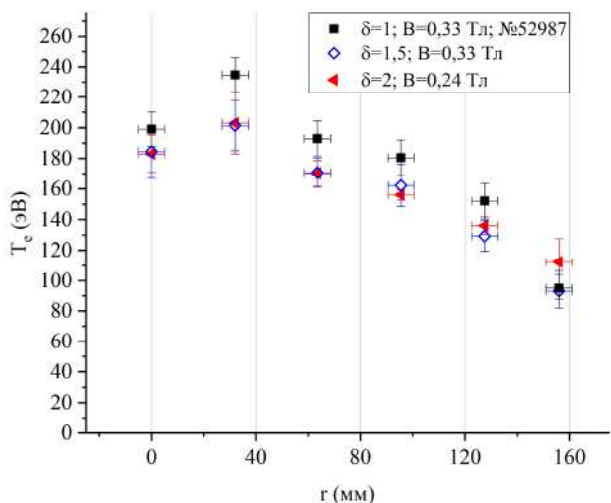


Рисунок 3. Радиальный профиль температуры электронов в центральной плоскости ГДЛ

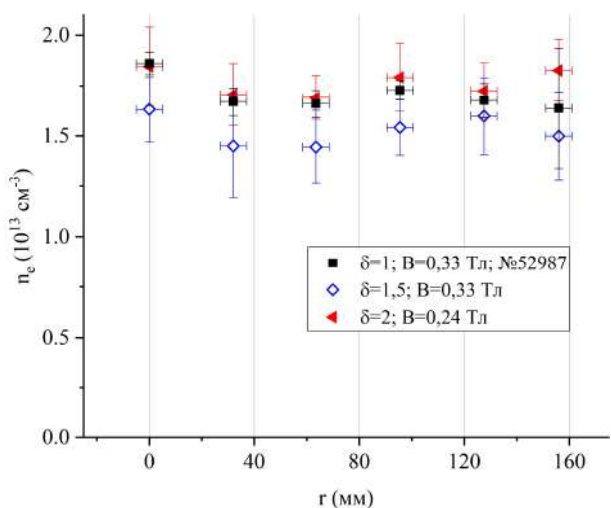


Рисунок 4. Радиальный профиль плотности электронов в центральной плоскости ГДЛ

На Рис. 5 показаны радиальные профили относительного давления β , измеренные в режимах удержания с сокращенной областью движения быстрых ионов в момент окончания инжекции: в конфигурации $\delta=1,5$ максимум профиля относительного давления достигается на радиусе 8 см и равен примерно 0,21; в стандартной конфигурации максимум $\beta=0,12$ достигается на том же радиусе; в конфигурации $\delta=2$ максимум профиля относительного давления достигается на радиусе 4 см и равен 0,45. На Рис. 6 приведен пример эволюции β вблизи оси в течение разряда.

Особенности энергобаланса в ГДЛ

Ключевым с точки зрения приложений параметром потенциального термоядерного реактора на основе открытой магнитной ловушки является его энергетическая эффективность, поэтому изучение возможных каналов потерь энергии из системы критически важно для обоснования проекта такого реактора. Исследования по теме ранее проводились на установке ГДЛ в конфигурации с длительностью атомарной инжекции

1 мс. Современная установка ГДЛ оснащена инжекторами длительностью 5 мс, сценарий создания и поддержания разряда также претерпел изменения, полученные параметры приблизились к термоядерным величинам, поэтому задача изучения энергобаланса по-прежнему актуальна.

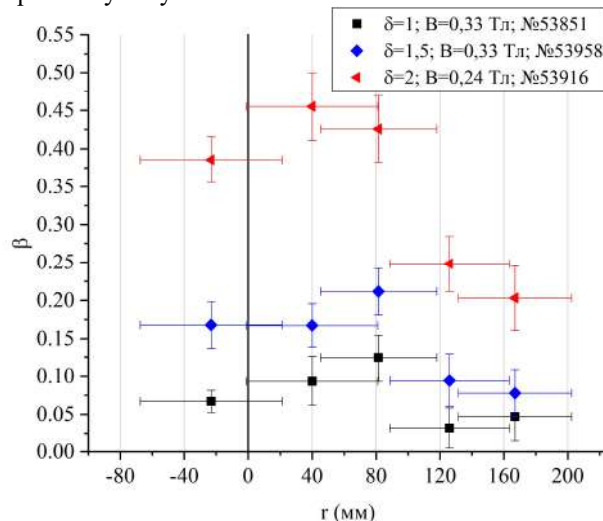


Рисунок 5. Радиальный профиль β в конфигурациях с различной степенью сокращения области движения быстрых ионов. Все профили измерены в момент времени 7,75 мс, время экспозиции 0,5 мс

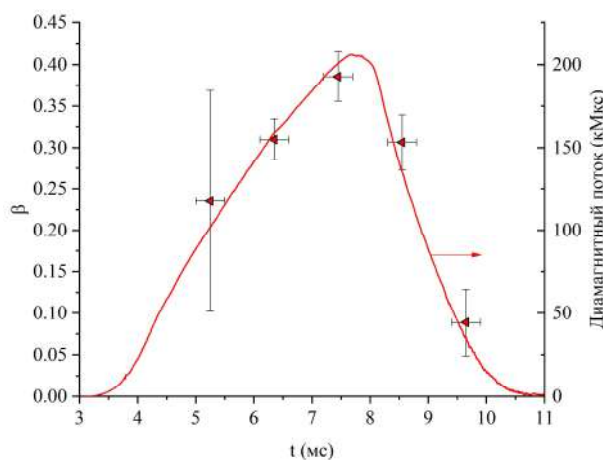


Рис. 6. Зависимость β от времени вблизи оси (2,3 см) в магнитной конфигурации с $\delta=2$ (левая ось). Диамагнитный поток в центральной плоскости (правая ось)

Для сведения энергобаланса в ловушке необходимо измерять величины энергии, поступающей в плазму и теряемой из плазмы по различным каналам. Инжекторы нейтральных атомов являются основным источником энергии, поступающей в плазму, и выдают мощность 5 МВт, примерно половина из которой захватывается плазмой в типичных сценариях эксперимента. Эти величины вычисляются по данным вторично-эмиссионных датчиков, расположенных на приемниках пучков, а также проволочных калориметров, которыми снабжен каждый инжектор. Таким образом, при длительности инжекции в 5 мс захваченная плазмой

энергия составляет порядка 12 кДж. В качестве возможных каналов потерь энергии были рассмотрены:

- продольные потери на приемник плазмы за пробкой ловушки,
- потери на радиальные лимитеры, ограничивающие размер плазмы и имеющие прямой контакт с ней,
- потери на резонансную перезарядку ионов плазмы на остаточном газе, а также на излучение.

Продольные потери

Потери энергии из плазмы вдоль магнитного поля через пробки являются неотъемлемым каналом потерь для любой открытой ловушки, для их измерения была использована система пироэлектрических болометров, разработанных на основе кристаллов ниобата лития и расположенных крестообразно на одном из приемников плазмы в расширителе установки. Эта система позволяет измерять временной ход потока мощности на плазмодиафрагму и его радиальные профили по четырем радиусам. Типичный вид суммарного сигнала мощности с плазмодиафрагмы показан на Рис. 7.

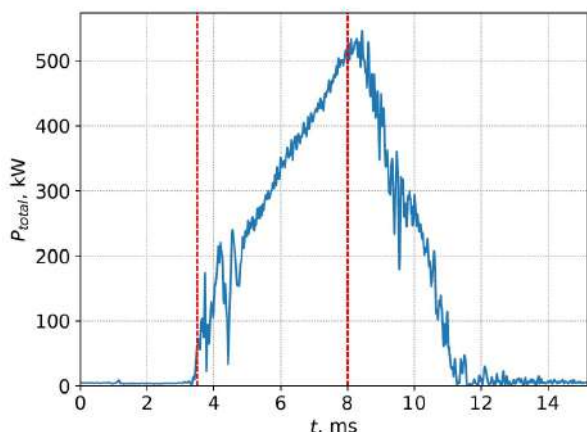


Рисунок 7. Временной ход сигнала полной мощности на приемник плазмы. Вертикальными линиями обозначена длительность работы атомарных инжекторов

Для вычисления доли энергии, которая теряется вдоль магнитного поля, была проведена серия экспериментов, в которой изменялся уровень захваченной от атомарных инжекторов мощности (E_{cap}), а измеряемые мощности, приходящие на приемник плазмы, интегрировались по времени импульса, результаты приведены на Рис. 8.

Из рисунка видно, что примерно 16% захваченной энергии попадает на приемник плазмы. Считая потери из ловушки симметричными относительно центральной плоскости, оценим полные продольные потери как 32% от захваченной энергии.

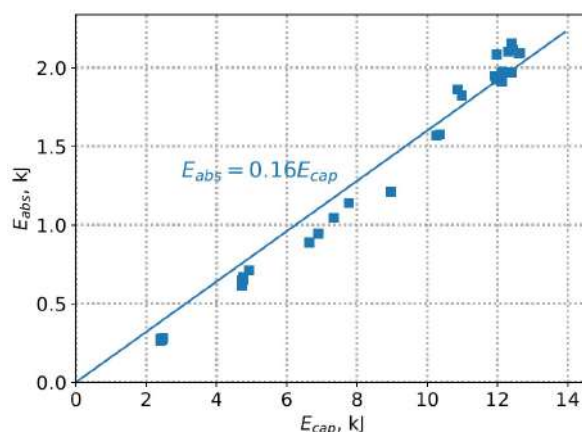


Рисунок 8. Энергия на приемнике плазмы в зависимости от энергии, захваченной в плазму

Радиальные лимитеры

Радиальные лимитеры – это кольцевые электроды, установленные вблизи пробочных узлов установки и предназначенные для МГД стабилизации плазмы при помощи механизма «вихревого удержания». При подаче на лимитеры напряжения порядка +300 В в периферийных слоях плазмы создается перепад потенциала, благодаря которому эти слои раскручиваются относительно центрального столба, что приводит к ограничению амплитуды колебаний низкочастотных желобковых мод. Радиальные лимитеры напрямую контактируют с плазмой и принимают на себя часть ее энергии, для измерения величины которой были изготовлены и установлены на каждый лимитер датчики-калориметры, измеряющие скачок температуры в рабочем импульсе установки. Устройство датчика показано на Рис. 9.

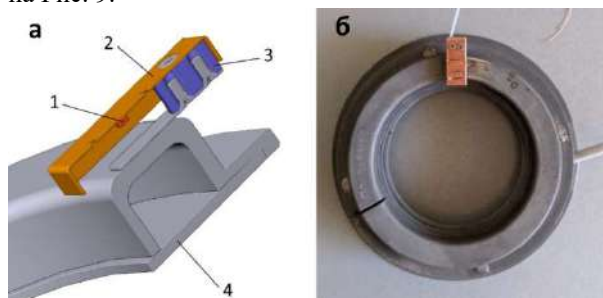


Рисунок 9. а – вид калориметра в разрезе: 1 – терморезистор Pt-100, 2 – медный корпус, 3 – изолятор, 4 – кольцо лимитера. б – общий вид лимитера с калориметром

Материалы калориметра выбраны таким образом, чтобы измеряемое тепло успевало равномерно распределиться по корпусу, прежде чем его заметная часть передается на изолятор. Результаты измерений, полученные при помощи таких калориметров, установленных на обоих лимитерах установки, показаны на Рис. 10.

Таким образом, за счет контакта плазмы с радиальными лимитерами теряется около 12% захваченной мощности.

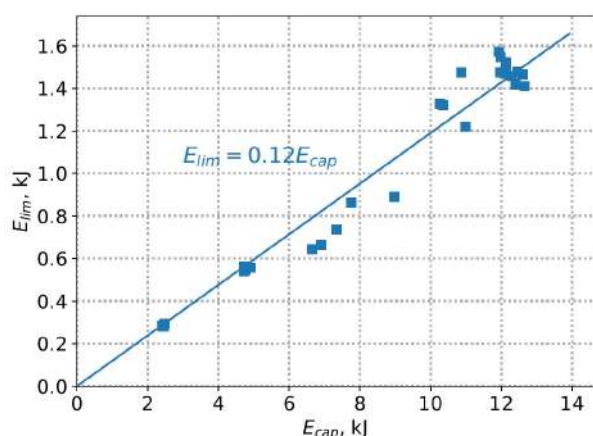


Рисунок 10. Суммарная энергия, попадающая на радиальные лимитеры ГДЛ в зависимости от захваченной энергии

Перезарядка на остаточном газе

Для измерения величины потерь, обусловленных резонансной перезарядкой ионов плазмы на остаточном газе на внутреннюю стенку вакуумной камеры вдоль ее оси была установлена линейка из семи пироэлектрических болометров, конструкция которых идентична конструкции датчиков, работающих на приемнике плазмы в расширительном баке. Линейка имеет длину 2 м от центральной плоскости ловушки, что покрывает область движения горячих ионов в одну сторону. Болометры чувствительны как к потокам частиц, так и к излучению, поэтому измеряют сумму этих величин, что удовлетворяет задаче энергобаланса. Сигналы плотности мощности, регистрируемые болометрами, интегрировались по времени импульса, умножались на соответствующую величину площади вакуумной камеры, а затем суммировались, таким образом была получена полная величина энергии, попадающей на стенку в диапазоне длины, покрываемом датчиками. На Рис. 11 представлены результаты этих измерений в зависимости от захваченной в плазму энергии. Видно, что примерно 20% захваченной энергии теряется на перезарядку и излучение. Предполагая потери симметричными относительно центральной плоскости, можно утверждать, что около 40% захваченной энергии в ГДЛ расходуется на резонансную перезарядку на остаточном газе и излучение.

Таким образом, проведенные эксперименты позволили оценить вклад различных каналов потерь в общий энергобаланс. На потери через пробки вдоль магнитного поля тратится около 32% захваченной энергии, 12% осаждается на радиальных лимитерах и около 40% расходуется на перезарядку и излучение. Суммарно в эксперименте было измерено 84% захваченной энергии. Более точное измерение мощности перезарядных потерь, намеченное на ближайшее время, позволит уточнить вклад этого канала, так как ныне установленные болометры не перекрывают концевую часть установки, которая также может влиять на полную величину перезарядных потерь.

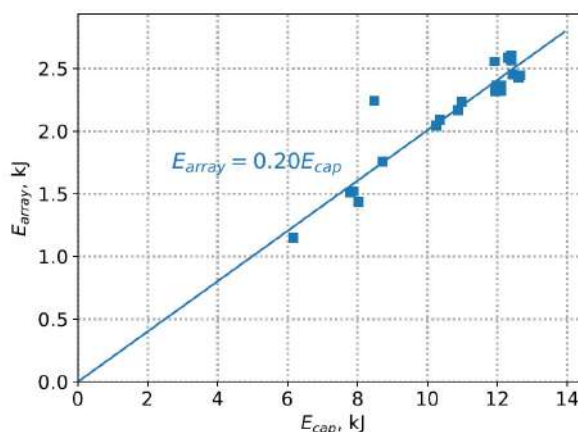


Рисунок 11. Полная энергия, измеренная линейкой болометров на стенке вакуумной камеры в зависимости от захваченной в плазму энергии

МНОГОПРОБОЧНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ

Работы на установке ГОЛ-NB

Установка ГОЛ-NB: общее описание

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

Магнитная система многопробочной ловушки представляет собой цепочку связанных элементарных открытых ловушек, расположенных на общей магнитной оси – см. Рис. 1. Многопробочное магнитное поле имеет три продольных пространственных масштаба: период модуляции (длину элементарной ячейки) l , полную длину системы $L = Nl$, где $N \gg 1$ – количество элементарных ячеек в системе, и λ – длину свободного пробега ионов. При выполнении условия соразмерности длины $\lambda \sim l$, течение плазмы вдоль оси тормозится за счёт силы трения, возникающей при взаимодействии частиц потока с частицами, локально-запертыми в каждой элементарной открытой ловушке. В двух других предельных случаях, $\lambda \ll l$ и $\lambda \gg l$, многопробочное поле слабо тормозит расширение плазмы.

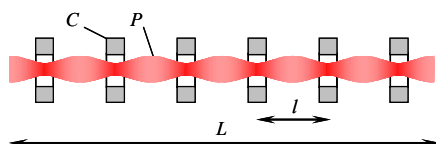


Рисунок 1. Ловушка с многопробочным удержанием: C – катушки магнитного поля, P – граница плазмы, l – период гофрировки, $L \gg l$ – полная длина системы. Интенсивность цвета отражает локальную величину магнитной индукции.

Установка ГОЛ-NB имеет конфигурацию, моделирующую при сниженных параметрах плазмы конфигурацию установки реакторного класса с центральной ловушкой газодинамического типа и присоединенными к ней секциями с сильным магнитным полем – см. Рис. 2.

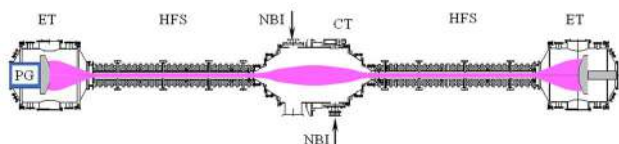


Рисунок 2. Схема установки ГОЛ-NB: CT – центральная ловушка газодинамического типа, HFS – секции сильного поля, ET – баки расширителей магнитного потока с секционированными плазмодриемниками, PG – плазменная пушка, NBI – точки инъекции нейтрального пучка. Цветом показана граница плазмы.

Секции сильного поля могут включаться как в конфигурации длинного соленоида, так и в многопробочной конфигурации с $N = 13$ с максимальной индукцией $B_{\max} = 4,5$ Тл в обоих режимах. Плазма нагревается методом нейтральной инъекции с суммарной мощностью пучков ≈ 1 МВт.

Важной физической задачей проекта ГОЛ-NB является прямое сравнение параметров плазмы в ловушке в соленоидальном и многопробочном режимах. Параметры установки были выбраны таким образом, что условие $l \sim \lambda$ выполняется только при дополнительном нагреве плазмы, при плотности $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T \approx 30$ эВ. В конце 2020 г. установка была собрана в полной проектной конфигурации. В 2021 г. было продемонстрировано заполнение центральной ловушки низкотемпературной мишенной плазмой, в 2022 г. начаты эксперименты по нагреву плазмы пучками атомов водорода с энергией 25 кэВ и мощностью 1 МВт, изучено влияние радиального электрического поля и дифференциального вращения плазмы на поведение плазмы в ловушке. Все работы на этих этапах проводились при соленоидальной конфигурации секций сильного поля.

В 2023 г. была оптимизирована конфигурация потенциалов внутрикамерных электродов, изучены закономерности продольного течения плазмы в установке, произведено перекоммутация системы питания катушек секций сильного поля из соленоидальной в многопробочную конфигурацию, начаты эксперименты по изучению плазмы в многопробочной конфигурации.

Оптимизация потенциалов электродов

Поддержание устойчивого состояния плазмы в ловушке и ограничение поперечных потерь должно осуществляться за счет дифференциального дрейфового вращения плазмы вокруг оси в скрещенных продольном магнитном и радиальном электрическом полях. Радиальное поле создается при помощи выноса электрического потенциала от специальных электродов вдоль магнитного поля за счет проводимости плазмы. Система электродов и их питания была описана в отчете за этап 2022 г. В текущем году была проведена оптимизация конфигурации потенциалов лимитеров в центральной ловушке и радиально-секционированного выходного плазмодриемника.

Радиальное распределение потенциала в плазме центральной ловушке измерялось при помощи цилиндрического электрического зонда. На Рис. 3 показаны радиальные профили при потенциале лимитеров +100 В, соответствующие стадии накопления плазмы (2 мс) и стадии распада (3 мс). Видно, что вблизи лимитера действительно формируется слой с изменяющимся электрическим полем, в котором должно происходить дифференциальное вращение плазмы из-за $E \times B$ дрейфа. Потенциал в залимитерной области формируется самосогласованно в результате того, что редкая залимитерная плазма опирается на радиально-секционированные защитные электроды лимитерной сборки, которые приобретают плавающий потенциал. Поведение потенциала в центральной части плазменного шнура

отличается на стадии распада от стадии накопления плазмы. Как видно из Рис. 3, потенциал приосевой области в центральной ловушке близок к нулю во время работы плазменной пушки. Он определяется хорошим электрическим контактом плазмы с эмитирующей плотной прианодной плазмой сильноточного разряда в пушке. После прекращения разряда в плазменной пушке и ухудшения проводимости на этот торец установки, потенциал плазмы в ловушке начинает определяться трансляцией потенциала со стороны выходного плазмоприемника. При этом центральная область плазмы приобретает отрицательный потенциал и зона дифференциального вращения расширяется.

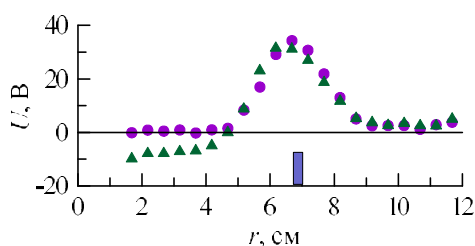


Рисунок 3. Потенциал электростатического зонда на $z = 0,89$ м относительно корпуса установки, приведенный для моментов времени $t = 2$ мс (кружки) и $t = 3$ мс (треугольники). Прямоугольник на координатах $6,7 - 7$ см показывает проекцию радиального положения кольца лимитера, на которое подаётся потенциал.

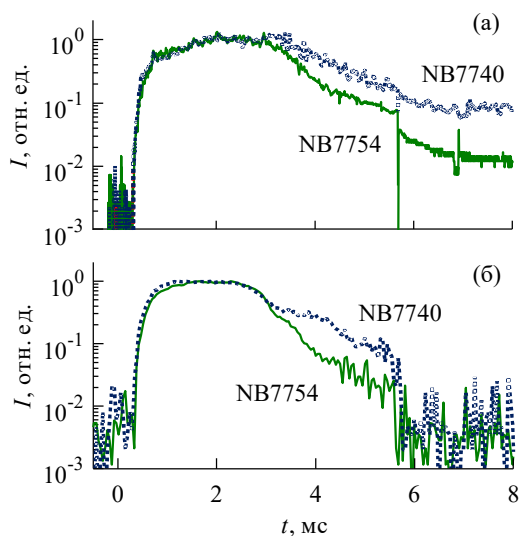


Рисунок 4. Нормированные на максимальную амплитуду суммарный ток лимитеров (а) и правого центрального плазмоприемника (б) при различных установленных потенциалах: эксперимент NB7754 – $U_{lim} = +50$ В, $U_r = -250$ В; эксперимент NB7740 – $U_{lim} = +100$ В, $U_r = -120$ В. Момент $t = 0$ соответствует запуску плазменной пушки. Скачок сигналов в области $t = 5,7$ мс соответствует выключению подачи потенциалов на плазмоприемник.

Детальное рассмотрение поведения токов на лимитеры и плазмоприемники дает возможность количественно охарактеризовать время существования плазмы в ловушке после выключения плазменной

пушки. Внутрикамерные электроды можно рассматривать как макроскопические ленгмюровские зонды. Тогда ионный ток собирается плазмоприемником, а электронный – лимитерами, в пределах соответствующих магнитных поверхностей. На Рис. 4 представлены сигналы этих токов, нормированные на их амплитуды. Как видно, после выключения разряда плазменной пушки в $t_0 = 2,7$ мс ток на лимитеры экспоненциально спадает. При этом показатель экспоненты в области $t = 2,7 - 4$ мс существенно зависит от величины потенциалов плазмоприемника и лимитеров. Такое поведение тока на лимитеры можно интерпретировать как увеличение времени удержания плазмы в центральной ловушке.

Представленные результаты в целом подтвердили имеющееся понимание механизма стабилизации плазмы и ограничения поперечных потерь.

Изучение потоковой скорости плазмы

Теория многопробочного удержания предсказывает, что в гофрированном поле скорость течения плазмы должна уменьшаться по сравнению со случаем однородного поля. Известной диагностической методикой, работающей в низкотемпературной плазме, являются зонды Маха. Такой зонд представляет собой два электрода, разделённые перегородкой. Каждый электрод регистрирует только частицы, пришедшие из своей половины фазового пространства. Логарифм отношения токов электродов пропорционален потоковой скорости.

В отчетном периоде было изучено течение плазмы при соленоидальной конфигурации магнитной системы. В этом случае скорость течения плазмы на начальном этапе заполнения центральной ловушки должны быть близка к звуковой. На Рис. 5 приведены сигналы, характеризующие сценарий эксперимента. Стартовая плазма генерируется при помощи дуговой плазменной пушки, длительность работы которой определяется формирующей линией в цепи питания. На других координатах плазма появляется с некоторой задержкой, равной времени пролета. Ток на выходной плазмоприемник характеризует полный поток плазмы, вытекающий из ловушки. На нижней части рисунка показан пример сигналов зонда Маха.

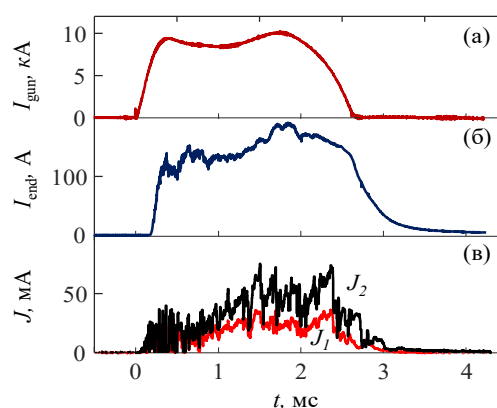


Рисунок 5. Динамика основных сигналов в эксперименте NB6308, сверху вниз: ток плазменной пушки I_{gun} , ток на правый центральный приемник плазмы I_{end} , токи J_1 и J_2 на проволоки 1 и 2 зонда Маха.

Рисунок 6 показывает сравнение динамики потоковой скорости плазмы, измеренной на оси в секциях сильного поля до и после центральной ловушки. Видно, что в течение периода работы плазменной пушки плазма действительно движется со скоростью, близкой к ионно-звуковой. При этом на выходе из ловушки поток частиц в несколько раз меньше, чем на входе. При выключении плазменной пушки во входной секции сильного поля наблюдается инверсия направления потоковой скорости и плазма начинает покидать ловушку, двигаясь с дозвуковой скоростью. Карта потоковой скорости, показывающая пространственную и временную эволюцию потоков на этих же координатах, приведена на Рис. 7.

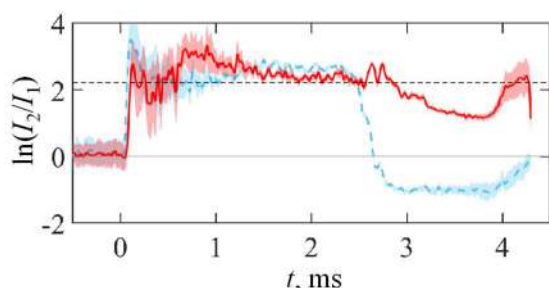


Рисунок 6. Динамика логарифма отношения токов электродов зонда Маха при его положении на оси до центральной ловушки на $z = -1,37$ м (голубой пунктир) и после ловушки на $z = +1,37$ м (красная сплошная линия). Полосы бледного цвета отражают дисперсию сигнала. Горизонтальная пунктирная линия на уровне 2,2 соответствует течению со звуковой скоростью.

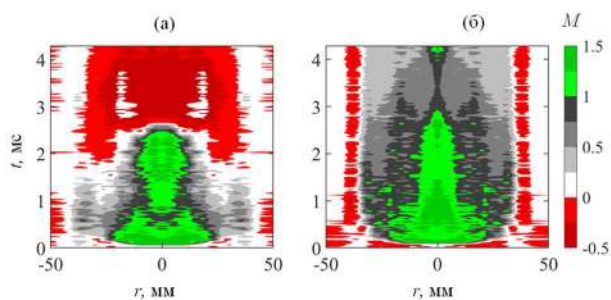


Рисунок 7. Карты потоковой скорости, выраженной в числе Маха M , на $z = -1,37$ м (а) и $z = +1,37$ м (б). Оттенки серого соответствуют дозвуковому движению плазмы от пушки в сторону выходного плазмодриемника, оттенки зеленого – движению в ту же сторону с звуковой или сверхзвуковой скоростью, оттенки красного – движение плазмы в сторону плазменной пушки.

В результате этой части работы создана диагностика потоковой скорости плазмы при помощи зонда Маха. Проведено изучение течения плазмы в ловушке при соленоидальном включении секций сильного поля.

Многопробочная конфигурация установки

Планом работ на 2023 год было предусмотрено начало экспериментов в многопробочной конфигурации секций сильного поля. Такая конфигурация достигается отключением секций конденсаторной батареи,

питающих четные катушки секций сильного поля, и подключение их параллельно питанию нечетных катушек. В многопробочной конфигурации ток через катушки достигает 10,6 кА при начальном напряжении зарядки батареи 4,5 кВ, пиковая плотность тока в медном проводнике около 265 А/мм².

Магнитная система установки ГОЛ-NB представляет собой осесимметричный набор из 71 катушки, выполненных из медного проводника. Катушки функционально разделяются на следующие группы: 5 катушек, формирующих магнитное поле в центральной ловушке, по 28 катушек в левой и в правой секциях сильного поля, по 4 катушки в левом и правом расширителях, 2 катушки плазменной пушки.

Катушки магнитной системы работают в импульсном режиме, длительность и амплитуда тока в катушках определяются параметрами электрической цепи. Катушки имеют сильную связь по магнитному потоку. Таким образом, магнитная система представляет собой совокупность из нескольких десятков связанных колебательных контуров. Изменение магнитной конфигурации в секции сильного поля привело к изменению динамики токов в остальных катушках магнитной системы. Важным элементом электротехнической схемы является проводящая камера установки, наиболее толстые фланцы которой имеют диаметр до 1500 мм и толщину 35 мм. Вихревые токи, которые наводятся в элементах конструкции во время импульсного включения катушек магнитной системы, являются существенными и приводят к запаздыванию появления поля внутри вакуумных объемов наибольшего диаметра (центральная ловушка, баки расширителей) на величину масштаба 7 мс, что соизмеримо с длительностью протекания тока в некоторых катушках. В более тонкой камере секций сильного поля запаздывание из-за скин-эффекта не превышает 1 мс.

Предварительно динамика поля в системе моделировалась численно для соленоидальной и многопробочной конфигураций с учетом наиболее габаритных фланцев – см. Рис. 8. Результаты моделирования уточнялись в контрольных экспериментах.

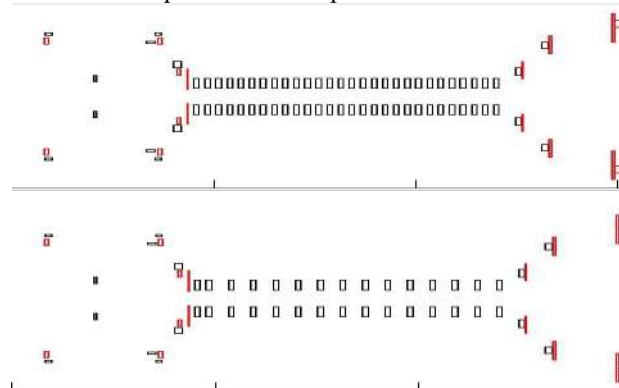


Рисунок 8. Схема левой половины магнитной системы, использовавшаяся для моделирования динамики токов и магнитного поля в ГОЛ-NB. Контуры сечений катушек показаны прямоугольниками черного цвета, контуры наиболее толстых фланцев – прямоугольниками красного цвета.

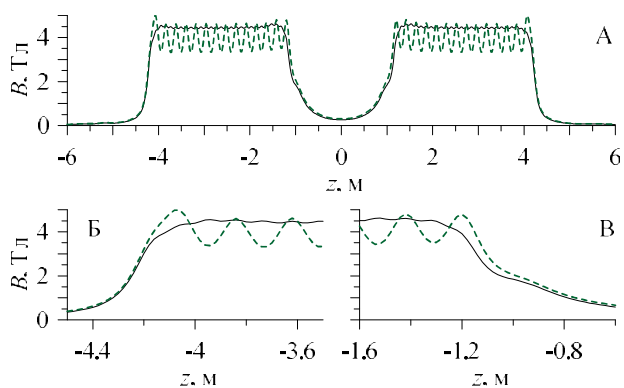


Рисунок 9. Зависимость магнитной индукции на оси системы от продольной координаты (А). Внизу показаны участки перехода от секции сильного поля к расширителю (Б) и к центральной ловушке (В). Сплошная линия – соленоидальное включение сильного поля, штриховая линия – многопробочная конфигурация.

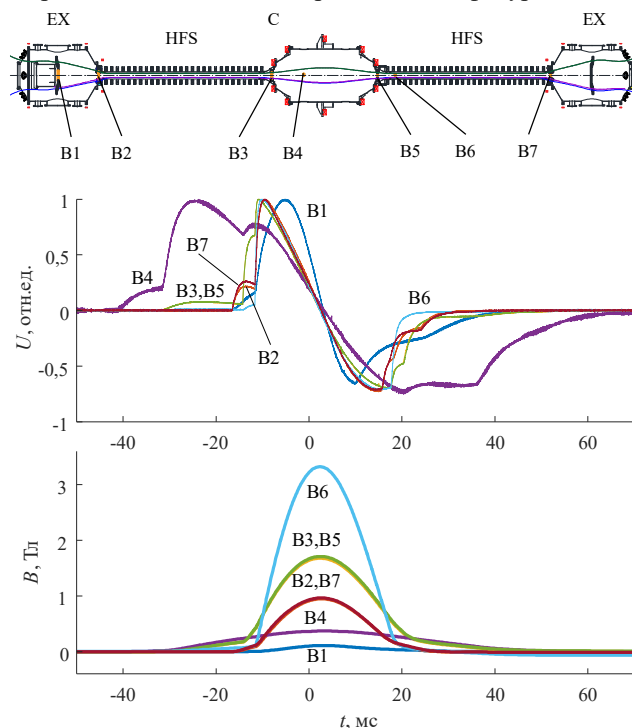


Рисунок 10. Вверху: схема установки с границей плазмы и расположением измерительных катушек В1 – В7; остальные обозначения как на Рис. 2. В середине: нормированные сигналы измерительных катушек (пропорциональные производной магнитного поля) в разных точках установки для многопробочной конфигурации. Внизу: динамика магнитного поля в тех же точках. Типичная длительность эксперимента составляет 5 мс, начиная с $t = 0$.

Расчетные профили магнитной индукции вдоль оси приведены на Рис. 9 для соленоидального и многопробочного режима. Задачей подбора профиля являлось согласование магнитных потоков, проходящих через апертуры четырех лимитеров: двух вблизи пробок центральной ловушки и по одному в баках расширителей,

с учетом имеющихся инфраструктурных ограничений системы питания магнитного поля. В ключевых точках установки были расположены измерительные катушки. Результаты измерений показаны на Рис. 10. Из средней части рисунка видно, что действительно наблюдается существенное запаздывание проникновения магнитного поля в камеру из-за скин-токов. Доступное для эксперимента с плазмой время составляет около 5 мс, затем токи в катушках сильного поля уже существенно уменьшаются.

В результате описанной работы установка ГОЛ-НВ успешно переведена в режим многопробочной ловушки с величиной гофрировки 1,4 и периодом модуляции поля 22 см.

Первые эксперименты с многопробочным полем

В многопробочной конфигурации секций сильного поля были начаты первые эксперименты с плазмой. Использовался сценарий с одновременным началом инжекции нейтральных пучков и включением плазменной пушки. Этот сценарий не является оптимальным с точки зрения эффективности захвата пучков плазмой, однако он позволяет использовать нагревные нейтральные пучки в качестве диагностики распределения плотности плазмы по радиусу.

До представления результатов необходимо сделать специальную оговорку относительно ожидавшихся результатов. Как уже указывалось во введении, теория предсказывает улучшение удержания плазмы в многопробочной системе только при выполнении условия соразмерности $\lambda \sim l$, которое при плотности $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ достигается при температуре $T \approx 30 \text{ эВ}$. В настоящее время температура плазмы в ГОЛ-НВ ниже этой величины и плазма является столкновительной. В этом режиме гофрировка магнитного поля не должна оказывать существенное влияние на течение плазмы.

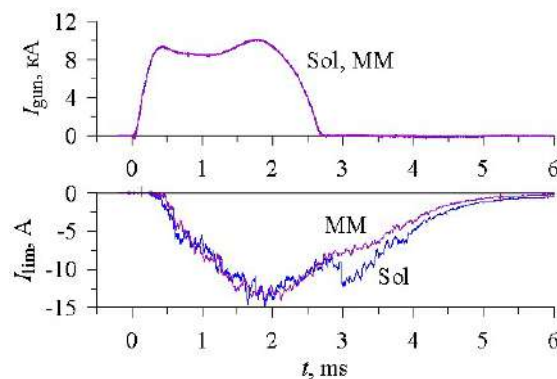


Рисунок 11. Основные электротехнические сигналы. Вверху: ток разряда в плазменной пушке I_{gun} , внизу: суммарный ток на внутренние электроды лимитеров в центральной ловушке I_{lim} . Sol – соленоидальная конфигурация, MM – многопробочная конфигурация.

На Рис. 11 показано сравнение токов разряда в плазменной пушке и токов на лимитеры в двух конфигурациях. Видно, что незначительные отличия есть только после отключения разряда в пушке, когда исчезает ста-

близация приосевой области плазмы в замороженно-статическом состоянии силовых линий в хорошо проводящую плазму сильнооточного разряда в пушке.

Рисунок 12 показывает эволюцию радиального профиля плазмы, измеряемого по ослаблению нагревных нейтральных пучков. Из-за особенностей геометрической фокусировки пучка, размер «тени» от плазмы несколько больше ее реального размера. Видно, что наблюдается устойчивое накопление плазмы в ловушке в течение работы плазменной пушки вплоть до начала существенного уменьшения разрядного тока после $t = 2,2$ мс.

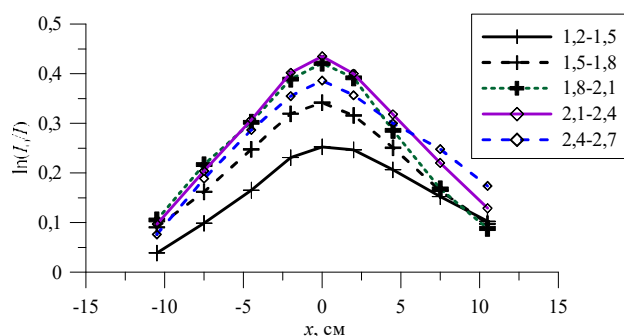


Рисунок 12. Эволюция профиля ослабления нагревного нейтрального пучка плазмой в разные моменты времени (показаны на легенде в миллисекундах для каждой кривой) в эксперименте NB8323 (I) с контрольным экспериментом без плазмы NB8327 (I_0), x – радиус хорды.

Сравнение динамики накопления плазмы в ловушке для случаев соленоидальной и многопробочной конфигураций, измеренное по ослаблению нагревного нейтрального пучка при его прохождении через плазму, показано на Рис. 13. На стадии накопления плазмы до $t < 2,5$ мс абсолютная величина ослабления пучка практически совпадает для двух магнитных конфигураций. В максимуме плотности ослабление доходит до величины 45-48%. Стадия распада плазмы несколько отличается; для выяснения причины такого расхождения требуется более детальное изучение эволюции радиального профиля основных параметров плазмы во времени.

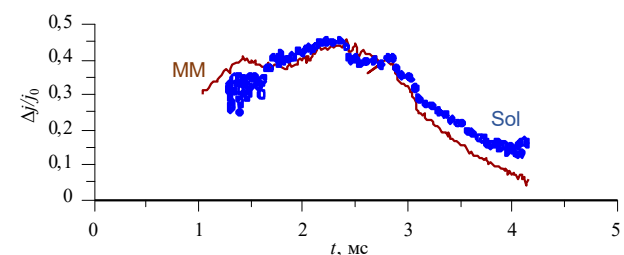


Рисунок 13. Сравнение динамики ослабления плотности потока частиц нагревного нейтрального пучка плазмой (величина 0 соответствует свободному прохождению пучка, 1 – его полному ослаблению), измеренного по оси пучка. Обозначения как на Рис. 11.

Первые эксперименты с многопробочной конфигурацией секций сильного поля показали ожидавшееся сходство свойств плазмы в ловушке с тем, что ранее наблюдалось в соленоидальной конфигурации. При плотности плазмы $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T \approx 10$ эВ длина свободного пробега ионов меньше той, которая требуется для эффективного режима работы секций с многопробочным магнитным полем.

Заключение по работам на установке ГОЛ-NB

Основными результатами работ 2023 года является следующее.

Проведена оптимизация потенциалов внутрикамерных электродов (четырёх лимитерных сборок и радиально-секционированного выходного плазмодриемника), которые участвуют в формировании радиального электрического поля в плазме. Дифференциальное дрейфовое вращение плазмы вокруг оси ограничивает амплитуду наиболее опасных перестановочных мод неустойчивости и тем самым снижает потери частиц и энергии в радиальном направлении.

Изучена пространственная структура потоковой скорости плазмы в соленоидальной конфигурации, которая в целом соответствует имеющимся физическим представлениям.

Произведена перекоммутация магнитной системы установки в многопробочную конфигурацию секций сильного поля. Подобраны параметры систем питания магнитных катушек, обеспечивающие требуемый профиль магнитного поля по длине в течение ~ 5 мс, что достаточно для проведения эксперимента с плазмой.

Начаты физические эксперименты в многопробочной конфигурации установки. Режим течения плазмы при этом соответствовал условию сильной столкновительности с $\lambda \ll l$. При таком режиме течения существенного влияния гофрировки магнитного поля на параметры плазмы в ловушке не ожидалось. Показано, что процесс накопления плазмы в ловушке при многопробочной конфигурации близок к тому, который наблюдался при соленоидальном включении секций сильного поля.

Переход к изучению более интересного с точки зрения физики удержания плазмы режима с $\lambda \sim l$ требует увеличения температуры плазмы до 30 – 50 эВ при указанной плотности. На этапе 2022 г. был обнаружен достаточно сильный канал потерь быстрых ионов при их перезарядке на нейтральном газе, накапливаемом в центральной ловушке в течение эксперимента. Наличие дополнительных потерь быстрых частиц повышает необходимость создания систем дополнительного нагрева плазмы для достижения проектной температуры, удовлетворяющей при имеющейся плотности условию оптимального удержания $\lambda \sim l$. Повышение температуры плазмы при помощи систем дополнительного нагрева приведет к более эффективной ионизации нейтральных частиц электронным ударом (при низкой температуре энергетическая цена ионизации велика), что, в свою очередь, должно улучшить эффективность передачи энергии от захваченных пучковых ионов плазме.

Работы на установке СМОЛА

Установка СМОЛА: общее описание

Динамическое многопробочное удержание осуществляется за счет придания плазме вращения вокруг магнитной оси в стационарном магнитном поле с винтовой симметрией. Основным отличием многопробочных секций с винтовой симметрией от осесимметричных систем является наличие запертой компоненты, движущейся со скоростью магнитных возмущений. Популяция запертых частиц является источником свободной энергии для возбуждения неустойчивостей, приводящих к угловому рассеянию пролётных ионов. Экспериментальное изучение физики удержания плазмы в винтовом магнитном поле проходит на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН, схема которой изображена на Рис. 14, параметры плазмы приведены в Таб. 1. Глубина гофрировки, т.е., отношение максимального поля вдоль силовой линии к минимальному, в винтовом магнитном поле переменна по радиусу. Далее магнитная конфигурация будет описываться усреднённой по сечению плазмы глубиной гофрировки R_{mean} . Также важным фактором, определяющим эффективность подавления истекающего потока плазмы, является скорость его вращения ω .

Плазма в источнике формируется за счет ионизации нейтрального газа электронами, эмитированными из накаливаемого LaB_6 катода. Во входном расширителе установки между источником плазмы и транспортной секцией сформирована область с пониженным магнитным полем. Прямая и винтовая компоненты магнитного поля в транспортной секции создаются независимо. В выходном расширителе установлен приемник плазмы, состоящий из пяти концентрических пластин; потенциал на пластины плазмоприемника подается независимо. Установленные лимитеры на входе и выходе винтовой секции обеспечивают ограничение плазменной струи.

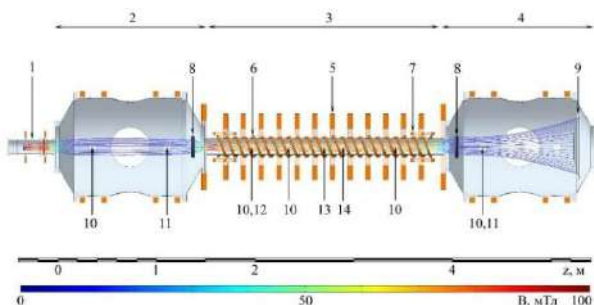


Рисунок 14. Схема установки СМОЛА с используемыми диагностиками. Цифрами обозначены: 1 — источник плазмы, 2 — область удержания плазмы, 3 — транспортная секция с винтовым магнитным полем, 4 — выходной расширитель, 5 — соленоид прямого поля, 6 — винтовые обмотки, 7 — катушки коррекции, 8 — лимитеры, 9 — плазмоприёмник, 10 — зондовые модули, 11 — спектрометры с пространственным разрешением, 12 — детектор ультрафиолетового излучения, 13 — блок магнитных диагностик, 14 — СВЧ-интерферометр.

Таблица 1. Основные параметры установки СМОЛА: n_i — плотность плазмы, T_i — ионная температура, T_e — электронная температура, r — радиус плазмы, t — длительность разряда, B_z — магнитное поле, E_r — радиальное электрическое поле.

$n_i, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,05–1
$T_i, \text{ эВ}$	2–7
$T_e, \text{ эВ}$	5–30
$r, \text{ см}$	5–10
$t, \text{ с}$	0,15–1,5
$B_z, \text{ мТл}$	30–150
$E_r, \text{ В/см}$	10–35

Прямое сравнение параметров плазмы в осесимметричном и винтовом магнитном поле

Одним из вопросов, определяющих выбор наиболее оптимальной конфигурации секций для подавления продольных потерь в открытых ловушках следующего поколения, является прямое сравнение эффективности многопробочных ячеек различного типа.

В 2023 году получены данные об удержании плазмы в различных магнитных конфигурациях при наличии осесимметричной гофрировки. Продольное распределение ведущего магнитного поля представлено на Рис. 15. Профиль плотности плазмы в области удержания показан на Рис. 16. При одинаковом потоке вещества из источника плазмы гофрировка любого типа приводит к повышению средней плотности. Плотность максимальна в режимах с винтовой либо комбинированной гофрировкой. Тем самым, при равной длине многопробочной секции и равной глубине гофрировки на краю плазменного шнура винтовое удержание показывает большую эффективность, чем классическое многопробочное. Возможно также применение двух типов гофрировки в комбинации.

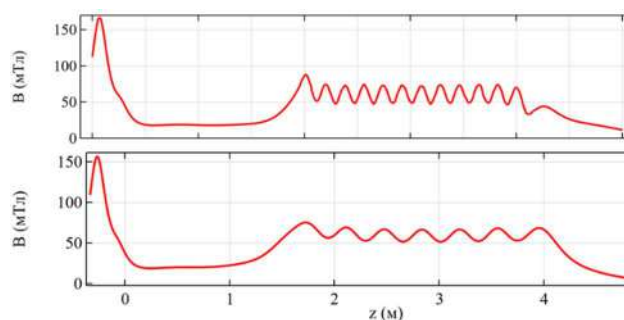


Рисунок 15. Продольное распределение ведущего магнитного поля в экспериментах с винтовой (сверху) и осесимметричной (снизу) гофрировкой. Магнитное поле в режиме винтовой гофрировки показано для линии, отстоящей от оси установки на 6 см.

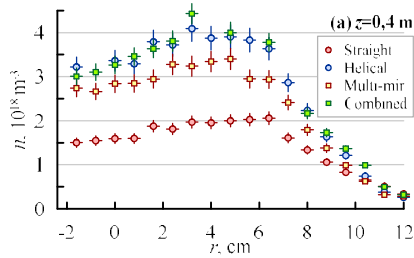


Рисунок 16. Радиальный профиль плотности плазмы в области удержания в режимах с прямым магнитным полем (красный), винтовым магнитным полем (синий), осесимметричной гофрировкой (жёлтый) и гофрировкой, имеющей как осесимметричную, так и винтовую компоненту (зелёный).

Эксперименты с переменной кулоновской столкновительностью

Многопробочное удержание максимально эффективно, если длина свободного пробега иона сопоставима с периодом гофрировки. Поскольку в горячей плазме столкновительность не может быть обеспечена парными столкновениями, для многопробочных ловушек требуется рассеяние ионов волнами в плазме.

Теоретически показано, что в винтовой магнитной пробке могут возбуждаться колебания, аналогичные геодезическим акустическим модам в замкнутых магнитных системах. Ранее было показано, что резонанс возбуждаемой в плазме волны с запертыми ионами возможен при соблюдении условия $\omega \approx \omega_{ExB}(m+k_{\parallel}/k)$. Если частота волны меньше частоты электрического дрейфа, то это условие может выполняться либо при $m = 0$, либо если длина волны возмущения примерно в m раз меньше периода гофрировки.

Для исследования этого процесса проведена экспериментальная кампания в винтовом магнитном поле в широком диапазоне плотностей плазмы. Плотность в области удержания варьировалась от $2.5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ до $5.6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, что соответствует длинам свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений от 300 см на нижней границе до 13 см на верхней границе диапазона плотности. Тем самым, длины свободного пробега менялись от значений, меньших периода винтового магнитного поля (18 см) до значений, больших полной длины транспортной секции (216 см).

Были измерены временные и пространственные спектры колебаний при ведущем магнитном поле $B_z = 70 - 100 \text{ мТл}$. Полученная зависимость частоты от альфвеновской скорости представлена на Рис.17. Эта зависимость аппроксимируется линейной функцией с наклоном $1.7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ для $V_A < 2,8 \cdot 10^6 \text{ м/с}$. При $V_A > 2,8 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ зависимость перестает быть линейной и выходит на плато со значением частоты 48 кГц.

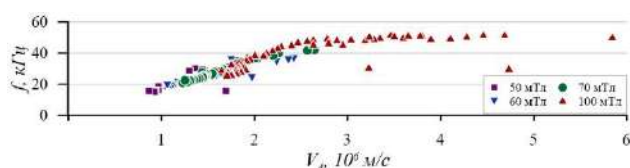


Рисунок 17. Зависимость частоты колебаний от локальной альфвеновской скорости.

Компоненты волнового вектора колебания показаны на Рис.18. Структура волны удовлетворяет критерию резонанса для r от 30 до 40 мм. Оценка снизу для электрического поля, необходимого для рассеяния пролетающих ионов, равна 1 В/см. Наблюдаемая амплитуда при низкой плотности плазмы превышает критерий для аномального рассеяния ионов.

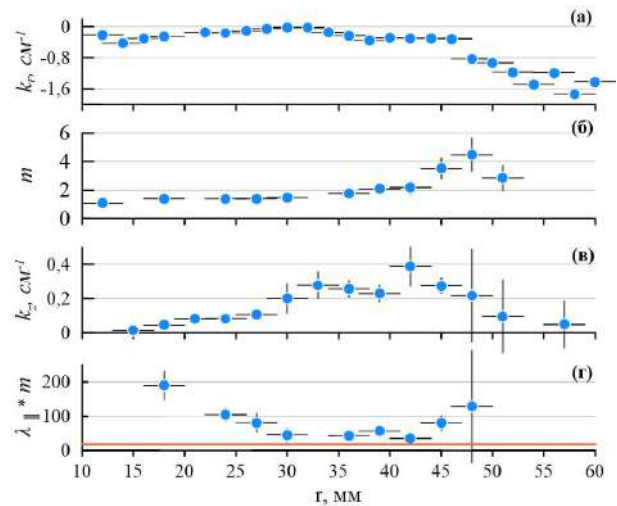


Рисунок 18. (а)–(в) Компоненты волнового вектора колебаний. (г) Произведение продольной длины волны и азимутального волнового числа в сравнении с критерием резонансного взаимодействия.

При низкой плотности в винтовом магнитном поле вблизи центральной области плазменного столба были обнаружены колебания на подветренной стороне зонда Маха, регистрирующей поток частиц, возвращающихся в зону удержания со стороны плазмоприемника (см. Рис.19 а). На наветренной стороне зонда Маха подобные колебания не наблюдаются (Рис. 19 б). Спектр описываемых колебаний широкий, частота лежит в диапазоне 10-45 кГц. Представленные колебания были обнаружены в винтовом магнитном поле при средней по сечению глубине гофрировки $R=1.35$ и выше, в прямом поле – не наблюдались при произвольной плотности плазмы на обеих сторонах зонда Маха. Таким образом, данные колебания возникают в области и в режимах, отвечающих локальной инверсии скорости продольного движения плазмы. Факт наличия подобной модуляции в режимах с низкой кулоновской столкновительностью согласуется с результатами численного моделирования.

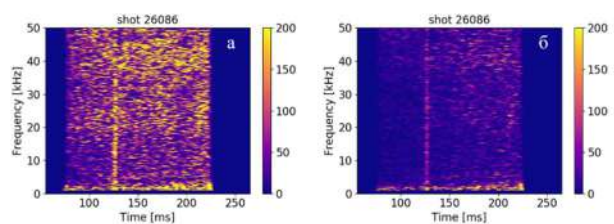


Рисунок 19. Колебания тока насыщения на различных сторонах зонда Маха в винтовом магнитном поле. а – подветренная сторона, б – наветренная сторона.

Также было теоретически показано, что эффективность запираания потока слабостолкновительной плазмы может быть повышена за счет хаотизации движения ионов при наложении осесимметричной гофрировки. В численной модели движения ионов в отсутствие кулоновских столкновений и осесимметричной гофрировки почти все влетающие ионы пролетали винтовую секцию и терялись. В наиболее оптимальных режимах при добавлении гофрировки число ионов, пролетающих винтовую пробку, попадающих на стенку и возвращающихся назад, примерно одинаково (т.е. назад возвращается примерно треть влетающих в пробку ионов).

Управление вращением плазмы

Угловая скорость вращения плазмы определяет продольную скорость движения магнитных возмущений и, за счёт этого, величину продольной силы, действующей на плазму.

Теоретически показано, что в стационарном состоянии вращение плазмы в установке СМОЛА определяется балансом переноса момента импульса плазмы и моментом силы Ампера от радиального тока. Токи плазмы определяются распределением потенциала и законом Ома, а также граничными условиями на катоде, аноде, плазмприёмнике и лимитерах. Продольное течение плазмы подчиняется уравнению непрерывности.

Численное моделирование стационарного вращения замагниченной плазмы в осесимметричной параксиальной системе с продольным течением при учёте диссипативных и дрейфовых эффектов показало, что точка перегиба профиля вращения находится на границе, что должно приводить к неустойчивости сдвигового течения, турбулентной вязкости и резистивности плазмы в этой области. С такими граничными условиями МГД модель действительно предсказывает изменение угловой скорости вращения вдоль ловушки.

Для повышения частоты вращения экспериментально исследовался ввод потенциалов в плазму с помощью входного и выходного лимитеров. Лимитеры оказывают большее влияние при сильном контакте с плазмой, т.е. при локально сниженном магнитном поле. Наибольшая скорость вращения достигалась при совпадении проекций лимитера и анода источника плазмы по магнитному полю. При подобной магнитной конфигурации подача отрицательного потенциала незначительно (на 5–10%) увеличивает скорость вращения периферии плазмы.

Более выраженный эффект наблюдался при подаче отрицательного потенциала на анод источника плазмы относительно заземлённой вакуумной камеры. Сравнение распределений электрического поля при потенциале анода +15 В и -50 В показано на Рис. 20. Наблюдается увеличение радиального электрического поля в периферийной области, максимальное его значение в области удержания возрастает с 16 В/см до 22 В/см. Полный перепад потенциала возрастает с 50 В до 80 В.

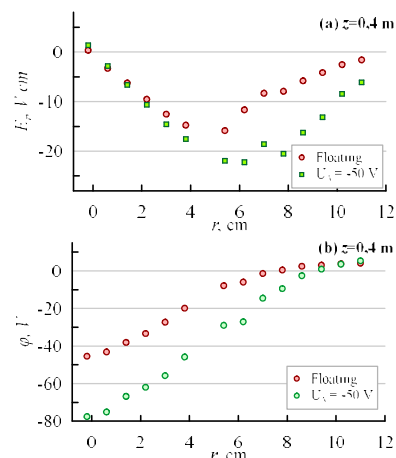


Рисунок 20. Радиальное распределение потенциала и радиального электрического поля с плавающим анодом и при подаче отрицательного относительно земли потенциала.

Заключение по работам на установке СМОЛА

Получены результаты прямого сравнения удержания плазмы в многопробочной ловушке с осевой и винтовой симметрией магнитного поля. При равной длине секции и равной глубине гофрировки на краю плазменного шнура винтовое удержание показывает большую эффективность, чем классическое многопробочное.

Проведены исследования аномальной столкновительности, необходимой для обеспечения эффективного многопробочного удержания в редкой плазме. Её развитию способствует высокая скорость продольного движения запертых частиц при их доле, достаточной для инверсии средней продольной скорости плазмы в приосевой области. Инверсия скорости наблюдалась в эксперименте при максимальном электрическом поле в транспортной секции выше $\sim 25 \text{ В/см}$.

Максимальное электрическое поле может быть достигнуто при слабом электрическом контакте плазмы с лимитером, находящимся под отрицательным потенциалом относительно земли; отрицательном потенциале анода относительно земли; низкой плотности нейтрального газа, окружающего плазму в области удержания. Последнее может быть достигнуто при использовании протяжённого анода.

Дальнейшее увеличение длины свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений может быть достигнуто в эксперименте за счёт повышения ионной температуры. При параметрах установки СМОЛА эффективным способом дополнительного нагрева ионов является ввод ВЧ-мощности вблизи ионного циклотронного резонанса. Эффективным способом дополнительного нагрева ионов является ИЦР-нагрев плазмы по методу «магнитного берега».

Исследования многопробочного удержания проводились в рамках проектов РНФ 21-12-00133, РНФ 22-12-00133, темы 1.3.4.1.2 Плана научно-исследовательских работ, мероприятия 1.1.6 комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии».

ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНОСТЬЮ В ДЕСЯТКИ МЕГАВАТТ НА КИЛОАМПЕРНЫХ ПУЧКАХ МЭВНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Введение

Потоки терагерцового излучения в интервале частот 0,1–1 ТГц со значительным (10–100 Дж) энергосодержанием при импульсной мощности 10–100 МВт оказываются очень востребованы в настоящее время по широкой области возможных приложений. К таким применениям относятся: обнаружение и визуализация скрытых объектов в рамках систем безопасности, подавление рабочего состояния скрытых радиоэлектронных средств, регистрация изображения объектов в пучках ТГц-излучения в дополнение к инфракрасному и оптическому, ускорение частиц кильватерным полем в диэлектрической трубке (DWA) в условиях черенковского резонанса с распространяющейся волной, анализ и модификация состояний твердого тела со сложной супрамолекулярной структурой. Как показали исследования, проводимые в ИЯФ на установке ГОЛ-ПЭТ, уникальную возможность достижения в потоке излучения столь высокого уровня мощности в указанном интервале частот открывает использование процесса накачки плазменных волн килоамперными пучками релятивистских электронов с последующей трансформацией плазменных волн в электромагнитные с соответствующей частотой. Высокий уровень импульсной мощности в потоках миллиметрового излучения демонстрируют эксперименты на установке ЭЛМИ, где процесс генерации реализуется по схеме лазера на свободных электронах (МСЭ). Используя генерируемый в МСЭ поток излучения на частоте 75 ГГц, на этой установке осуществляются исследования перекачки этого излучения в область частот масштаба одного терагерца за счёт смещения частоты при рассеянии электромагнитной волны на релятивистских электронах. Результаты исследований на пути достижения высокой мощности в потоках излучения в интервале частот 0,1 – 1 ТГц на основе использования килоамперных пучков релятивистских электронов по

отмеченным схемам генерации описаны далее в двух разделах.

Генерация субмиллиметрового излучения на установке ГОЛ-ПЭТ

В экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ предшествующего года установлено, что в случае плазменного столба однородного по сечению с плотностью $0,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в магнитном поле 4,5 Тл получен импульс излучения микросекундной длительности в области частот 0,2 ТГц с энергосодержанием около 10 Дж. В текущем году работы по данной тематике выполнялись в рамках проведения серии экспериментов с регистрацией временной динамики спектра частот выходящего из плазмы потока ТГц-излучения в корреляции с изменениями в функции распределения по энергиям электронов РЭП, заторможенных в результате взаимодействия с плазменными волнами.

Схема экспериментов, проведенных в 2023 году на установке ГОЛ-ПЭТ, представлена на Рис. 1. Импульсный (5 мкс) пучок релятивистских (0,5 МэВ) электронов с током масштаба 10 кА при диаметре 30 мм проходит через протяженный плазменный столб диаметром 80 мм в магнитном поле с индукцией 4,5 Тл. В ходе проведения эксперимента по прохождению пучка по плазменному столбу регистрировались макроскопические параметры пучка: напряжение на ускорительном диоде, токи на различных участках распространения пучка, а также параметры плазмы: плотность в различных сечениях столба и диамагнетизм, вызванный нагревом плазмы при коллективном торможении электронов пучка.

В описываемой серии экспериментов задавался следующий профиль распределения плотности плазмы по длине плазменного столба. У торца столба, где входит в него пучок, создавался участок длиной около 0,7 м с высокой плотностью плазмы, чтобы там пучок не смог раскачивать плазменных колебаний. Плотность плазмы на этом участке столба достигала величины выше, чем $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за время 0,5 мкс и в дальнейшем удерживалась на столь высоком уровне. При этом, у противоположного торца этого столба, где пучок выходит из плазмы в вакуум, создавался участок с пониженной плотностью для обеспечения здесь высокоэффективного взаимодействия пучка с плазмой. На этом участке протяжённостью около 0,6 метра плотность плазмы нарастала до величины $(0,6\text{--}0,8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за интервал времени 0,5 мкс и в последующее время изменялась незначительно.

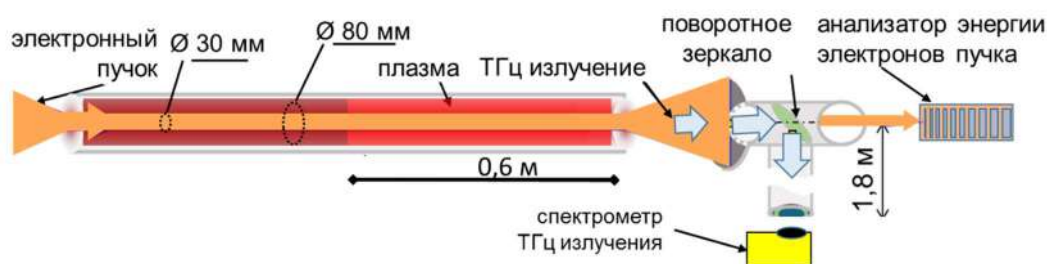


Рисунок 1. Схема экспериментов на установке ГОЛ-ПЭТ, проведенных в 2023 году.

Результат регистрации поведения плотности плазмы на этом участке столба представлен на Рис. 2. Именно такое распределение плотности плазмы вдоль оси установки с резким понижением плотности в столбе от места входа пучка к месту его выхода обеспечило необходимую локализацию области интенсивного пучково-плазменного взаимодействия во второй половине распространения пучка по плазменному столбу. В результате удалось достигнуть целенаправленный вывод генерируемого в плазме излучения в форме потока, распространяющегося вдоль оси плазменного столба с выходом его в вакуум в том же направлении, куда выходит пучок после взаимодействия с плазмой (см. Рис. 1).

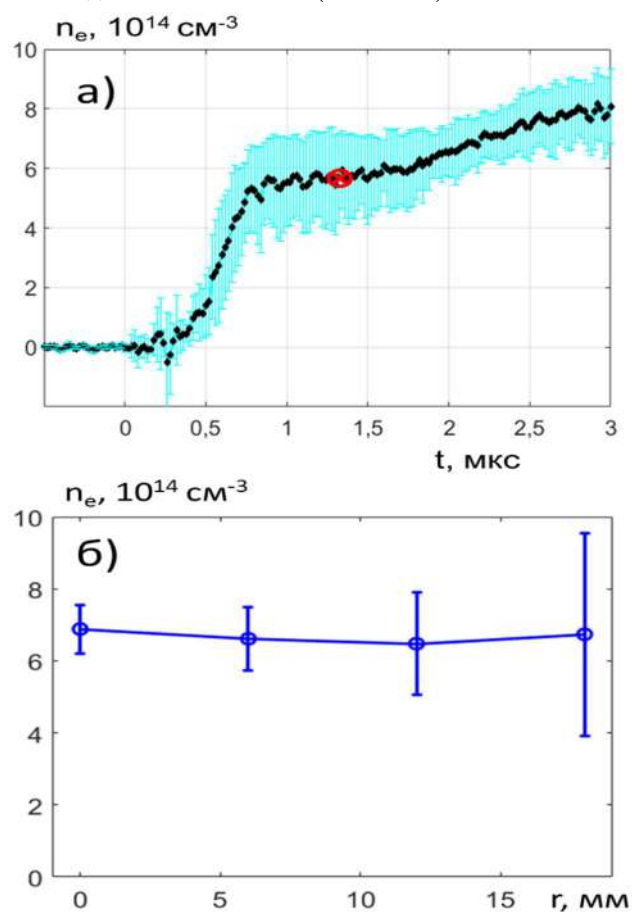


Рисунок 2. (а) Средняя по диаметру плазменного столба концентрация плазмы, измеренная интерферометром Майкельсона на длине волны лазерного излучения 10,5 мкм (черная растущая во времени кривая); (б) распределение концентрации плазмы по радиусу столба в момент времени 1,2 мкс (отмечен красным крестом на результате измерений интерферометром) после начала инжекции пучка, зарегистрированное многоканальной системой томсоновского рассеяния на длине волны 1,053 мкм. Расстояние между сечениями плазменного столба, в которых проводились измерения этими независимыми диагностиками, составляет 22 см.

Результат измерений плотности плазмы, представленный на Рис. 2, получен в ходе усреднения результатов измерений в серии из семи выстрелов

установки при одинаковых макроскопических параметрах по магнитному полю в плазме, высоковольтному разряду, создающему столб предварительной плазмы, и инжектируемого из ускорителя пучка релятивистских электронов. Осциллограммы сигналов, характеризующих поведение во времени параметров пучка в этой серии одинаковых выстрелов установки, представлены на Рис. 3.

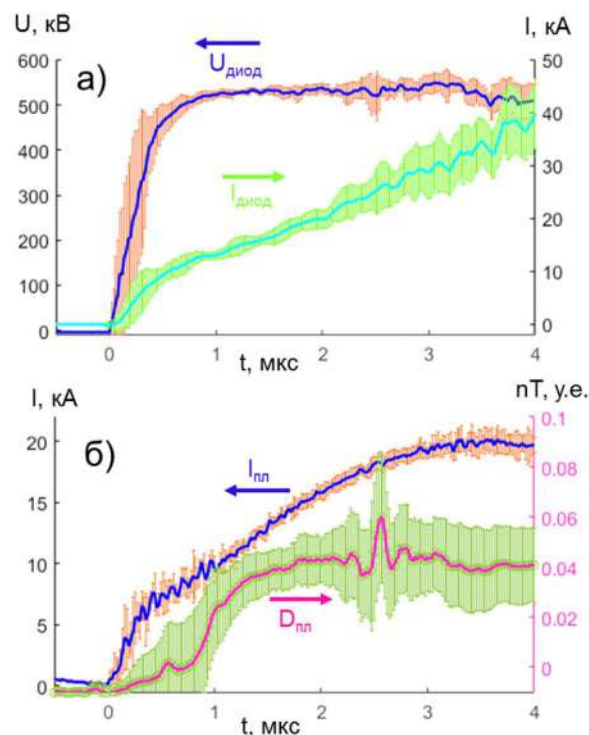


Рисунок 3. (а) Осциллограммы напряжения на катод-анодном промежутке магнитно-изолированного диода ускорителя У-2 и тока в этом диоде, а также (б) тока по плазменному столбу и диамагнитного сигнала во время прохождения РЭП по плазме. Здесь представлен результат записи осциллограмм по серии из семи одинаковых импульсов срабатывания установки.

Из совмещённого представления осциллограмм сигналов, полученных в серии из семи выстрелов установки, видно, что генерация пучка в этой серии проходит с малым разбросом по напряжению и току в течение первых трёх микросекунд, но в последующие моменты времени сильно нарастают флуктуации величины этих параметров. Такое же поведение во времени осциллограмм токопрохождения по плазменному столбу во время инжекции пучка и диамагнетизма плазмы в это время. Здесь следует отметить, что ранее проведенные исследования генерации пучка в ленточном диоде с магнитной изоляцией ускорителя У-2 показали, что через три микросекунды от начала генерации пучка в диодном промежутке возникает плотная плазма, которая сильно влияет на процесс формирования пучка в зазоре катод-анод. И как показали измерения углового разброса скорости электронов пучка после трансформации сечения пучка из ленточного в круглое, которая

необходима для последующей инжекции пучка в плазму, угловой разброс электронов пучка, генерируемого в описываемом ускорительном диоде, сильно различается по величине на этих отрезках времени. Эту закономерность демонстрирует результат измерений, представленный на Рис. 4.

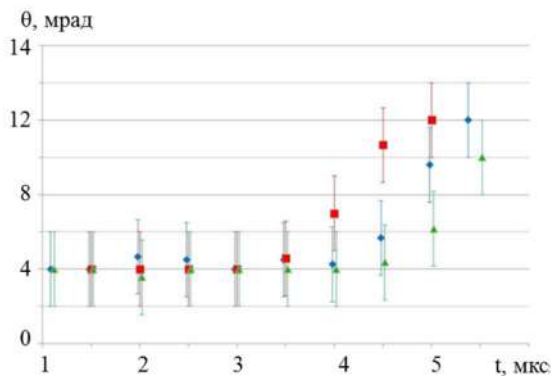


Рисунок 4. Зависимость от времени углового разброса электронов пучка, генерируемого в ленточном магнитно-изолированном диоде ускорителя У-2.

Из представленного на Рис. 4 результата измерений углового разброса скоростей электронов пучка следует, что, действительно, в течение трёх микросекунд от начала генерации пучка в диоде, величина углового разброса скоростей электронов остаётся на низком уровне, а затем резко нарастает, как уже отмеченное нарастание флуктуаций на осциллограмме тока пучка в диоде, представленном на Рис. 3а. Исходя из этих результатов можно было ожидать, что эффективная накачка плазменных волн при коллективной релаксации РЭП в плазме будет осуществляться в течении первых трёх микросекунд от начала импульса пучка, когда поддерживается низкий угловой разброс инжектируемых в плазму электронов. Отметим, что результаты наших исследований на установке ИНАР процесса релаксации в плазме РЭП с длительностью импульса масштаба 100 нс однозначно доказали, что для достижения высокой эффективности передачи энергии от пучка к плазменным волнам необходимо обеспечить малый разброс электронов пучка по скоростям при его входе в плазму.

Результат представляемой здесь серии экспериментов на установке ГОЛ-ПЭТ с импульсным пучком длительностью около 5 мкс, в полной мере подтверждает эту закономерность. Для получения представления об интенсивности взаимодействия пучка с плазмой были проведены измерения функции распределения электронов пучка после его прохождения по плазменному столбу в условиях эффективного торможения пучковых электронов при их коллективном с плазменными волнами. На Рис. 5 представлены результаты одного из выстрелов установки в описываемой серии экспериментов, в котором проводилась регистрация сигналов, поступающих от десятиканального датчика энергетического распределения релятивистских

электронов, установленного на выходе РЭП из плазменного столба.

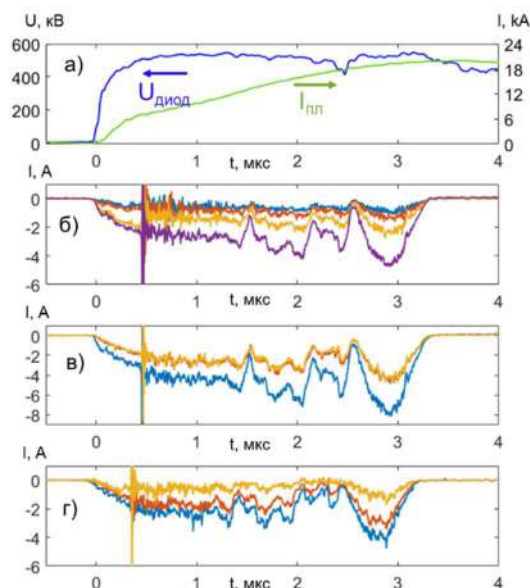


Рисунок 5. Сигналы, поступившие в систему регистрации установки ГОЛ-ПЭТ от различных датчиков. (а) Напряжение на ускорительном диоде и ток пучка, проходящего по плазме; (б, в, г) токи электронов пучка, поглотившихся в алюминиевых фольгах каналов датчика.

Поведение во времени функции распределения электронов, полученной в рамках такой методики обработки экспериментальных данных по результатам измерений, представленных на Рис. 5, изображено на Рис. 6. В данном импульсе срабатывания установки напряжение на диоде ускорителя удерживалось на одном уровне около 500 кВ в течение 3 мкс (показано красной линией на Рис. 6). При этом, в ходе прохождения пучка по плазменному столбу энергия основной доли электронов пучка смещалась в область 300–350 кВ, что означает — эти электроны передали плазменным волнам около 30% своей исходной энергии. В это же время в пучке присутствует небольшая группа электронов с энергиями на 100–200 кВ выше, чем их энергия была на входе пучка в плазму. Этот результат демонстрирует, что при высокой амплитуде плазменных волн заметная часть электронов проходящего по плазме пучка приобретает дополнительную энергию, ускоряясь электрическим полем этих плазменных колебаний.

В пучке, выходящем из плазменного столба, также присутствует небольшая группа электронов с энергиями ниже 100 кВ. Эту немногочисленную группу электронов можно интерпретировать как некоторую часть плазменных электронов, ускоренных плазменными волнами, накачиваемыми проходящим по плазменному столбу высокоэнергетическим релятивистским пучком.

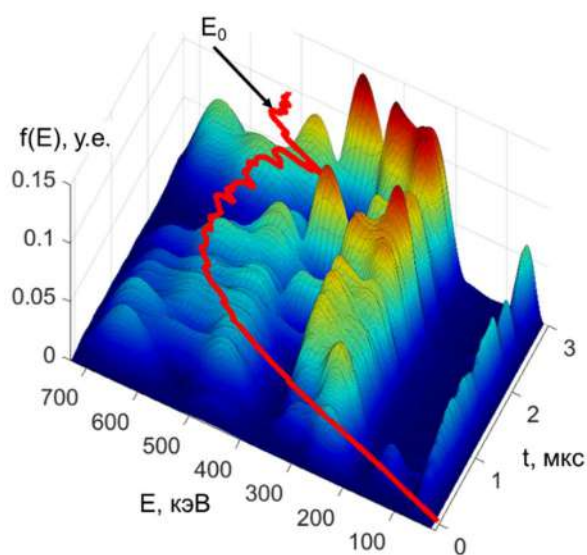


Рисунок 6. Эволюция функции распределения электронов пучка при его интенсивном взаимодействии с плазмой в различные моменты времени в течение импульса инжекции пучка из ускорителя У-2. Красной линией приведена динамика энергии инжектируемых в плазму электронов, которая вычисляется по осциллограмме напряжения на ускорительном диоде $E_0 = e \cdot U_d$.

О высоком уровне плотности энергии плазменных колебаний свидетельствует и высокий уровень мощности (выше десяти мегаватт) в потоке излучения, выходящем из плазменного столба вдоль его оси. Изменение во времени спектральной плотности мощности излучения в этом потоке, выведенном в атмосферу экспериментального зала, представлено на Рис. 7. Из представленного на рисунке результата измерений видно, что вначале импульса инжектируемого пучка на половине первой микросекунды спектральная плотность мощности излучения инжекции сосредоточена на частотах 0,10–0,15 ТГц, которые соответствуют циклотронному движению электронов плазмы в магнитном поле с индукцией около 4 Тл. Затем, через 0,25 мкс максимум спектральной плотности смещается в область частот 0,15–0,17 ТГц, которая соответствует верхнегибридным плазменным волнам при плотности $(1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в условиях указанного магнитного поля в плазме. В дальнейшем, спектральная плотность излучения сосредотачивается в интервале частот 0,2–0,25 ТГц, что соответствует верхнегибридным волнам в плазме с плотностью $(6-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Если же обратиться к результатам измерений эволюции плотности плазмы, которые представлены на Рис. 2, то можно увидеть, что именно такой ход плотности плазмы соответствует поведению частотного спектра излучения в потоке, который представлен на Рис. 7.

Таким образом, в экспериментах, проведенных на установке ГОЛ-ПЭТ в 2023 году, осуществлены синхронные измерения энергетического распределения электронов килоамперного РЭП,

прошедшего через плазменный столб в условиях интенсивного пучково-плазменного взаимодействия, и спектрального состава мультимегаваттного потока субмиллиметрового излучения, генерируемого в процессе этого взаимодействия. Измерения показали, что частотный спектр излучения в потоке, генерируемом при пучково-плазменном взаимодействии, следует за изменениями во времени плотности плазмы и максимум спектральной плотности электромагнитного излучения локализован в окрестности верхнегибридных плазменных колебаний.

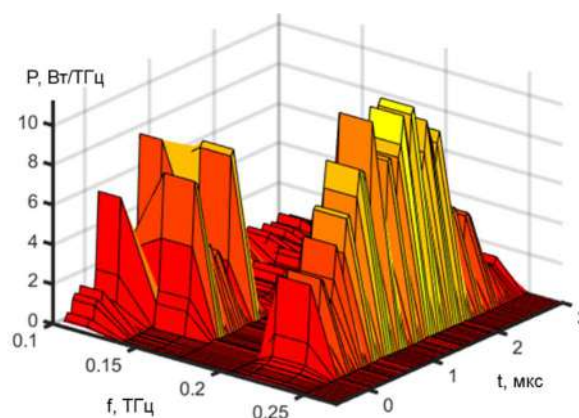


Рисунок 7. Эволюция во времени спектральной плотности мощности излучения в потоке, выходящего из плазменного столба вдоль его оси.

Этот результат спектральных измерений генерируемого потока излучения в полной мере соответствует развитой нами теоретической модели, описывающей процесс пучково-плазменного взаимодействия в условиях реализации описываемых экспериментов.

В свою очередь, регистрация функции распределения по энергиям заторможенных на плазменных колебаниях электронов сильноточного РЭП, синхронная с проведением спектральных измерений генерируемого излучения, показала, что 1) основная доля электронов инжектируемого в плазму пучка расходует на накачку плазменных колебаний около 30% своей исходной энергии; 2) накачка сильноточным РЭП в плазме верхнегибридных плазменных колебаний с высокой плотностью энергии приводит к появлению некоторой группы доускоренных пучковых электронов, энергиях которых на 200 кэВ превышает их исходную 500 кэВ; 3) в условиях столь высокой плотности энергии плазменных колебаний возникает небольшая группа электронов с энергией масштаба 100 кэВ, которую можно отнести к наличию высокоэнергетичного «хвоста» в неравновесной функции распределения электронов плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДВУХСТАДИЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТГц-ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ЭЛМИ»

Схема эксперимента.

На основе одновременного использования двух килоамперных релятивистских пучков с МэВ-ной энергией электронов на установке «ЭЛМИ» проводятся исследования по генерации на первом пучке мощного потока миллиметрового излучения по схеме мазера на свободных электронах (МСЭ) и рассеяния этого потока на втором таком же пучке с преобразованием частоты излучения в область 0,6 ТГц при перпендикулярном и 1,2 ТГц при встречном движении электронов и потока электромагнитных волн. Схема такого двухстадийного генератора, предназначенного для получения ТГц-излучения в однопроходном режиме, представлена Рис. 1. Эксперименты по генерации излучения с использованием двух ленточных пучков (1) проводились при следующих параметрах: ток отдельного пучка 1- 3 кА, энергия его электронов 0.7-1 МэВ, длительность импульса пучка - 5 нс, поперечное сечение пучка - 4x70 мм. Величина ведущего квазидродного магнитного поля и амплитуда поперечного ондуляторного поля с пространственным периодом 4 см варьировались в экспериментах в пределах 0,9-1,7 Тл и 0-0,15 Тл, соответственно. Резонатор электродинамической системы мазера на свободных электронах состоял из

двумерного (2) и одномерного (3) планарных брэгговских отражателей (длина отражателей 20 см), соединенных между собой отрезком регулярного волновода сечением 0,95x8,2 см и длиной 32 см. Поворот направления распространения потока мм-излучения осуществлялся с помощью частотно-селективных поворотных отражателей (7) на основе одномерных брэгговских решеток, выполненных на резонансную частоту 75 ГГц. Результаты проведения «холодных» измерений частотно-селективных характеристик резонатора и поворотных отражателей представлены на Рис. 2. Необходимо отметить, что в ранее проведенных экспериментах с помощью электронного пучка с близкими к указанным параметрами в подобной электродинамической системе МСЭ без поворотных отражателей была зарегистрирована генерация квазимонохроматической волны с мощностью ~20 МВт на частоте 75 ГГц и шириной спектра на полувысоте 20 МГц [1].

Эксперименты по одновременной генерации двух ленточных пучков и проведению их по двум связанным в выходной части щелевым каналам (см. Рис. 1) осуществлялись в условиях регистрации мм-излучения, которое выводилось в атмосферу из обоих каналов.

Выходящее через окно из фторопласта (толщина 3,3 мм) излучение передавалось с помощью двух медных цилиндрических волноводов протяженностью ~6 м (по одному волноводу на каждый из щелевых каналов) к детекторным секциям для измерения поведения мощности излучения во времени и спектрального анализа в окрестности частоты 75 ГГц.

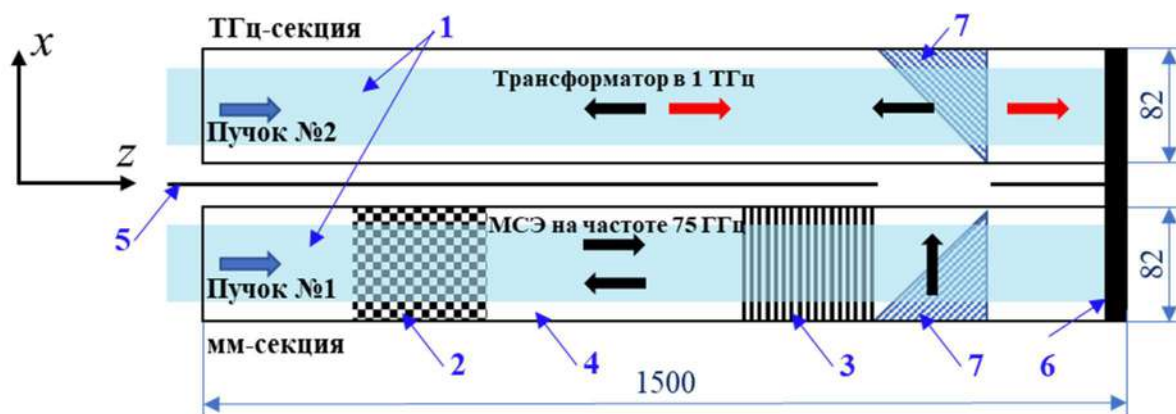


Рисунок 1. Схема получения потока ТГц-излучения за счёт рассеяния на пучке МэВных электронов электромагнитной волны с частотой 75 ГГц, которая генерируется в планарном МСЭ-генераторе. На рисунке указаны обозначения: 1- ленточные электронные пучки; 2 и 3 – двумерный и одномерный брэгговские отражатели планарного резонатора мм-секции; 4 - участок регулярного волновода; 5 – брусок, разделяющий мм- и ТГц-секции; 6 – коллектор пучка, одновременно являющийся отражателем излучения для вывода его в окно; 7 – брэгговский поворотный отражатель потока. Черные стрелки – направления движения 4-мм излучения, красные – субмм излучения, рассеянного на втором ленточном пучке.

Характеризация геометрических размеров сечения потоков излучения, выходящих из щелевых каналов, осуществлялась с помощью панели из неоновых лампочек, которые, как показали предшествующие эксперименты, начинают светиться при превышении плотности мощности в потоке выше уровня ~ 20 кВт/см². Пример зарегистрированной в эксперименте картины свечения панели представлен на Рис. 3.

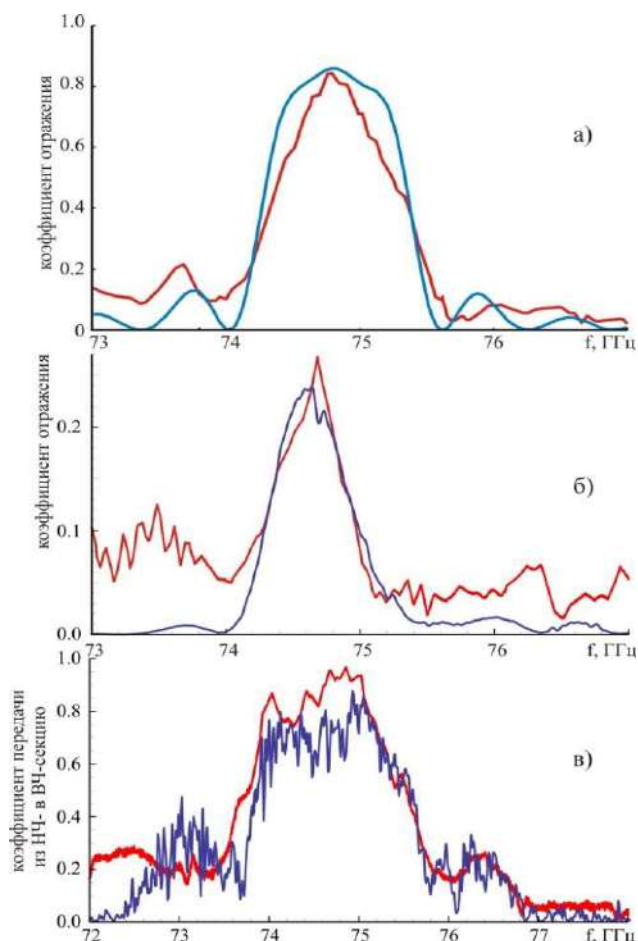


Рисунок 2. Частотно-селективные характеристики (а) одномерного, (б) двумерного брэгговских отражателей резонатора МСЭ, а также эффективность передачи поворотными отражателями потока мм-излучения из МСЭ-генератора в канал для его трансформации в ТГц-диапазон. Красные линии – данные «холодных» измерений, синие – результаты модельных расчетов.

Для регистрации временной динамики и частотного спектра миллиметрового излучения, генерируемого в мм-секции генератора, используется набор стандартных диагностик низкого и высокого спектрального разрешения, имеющих на установке «ЭЛМИ».

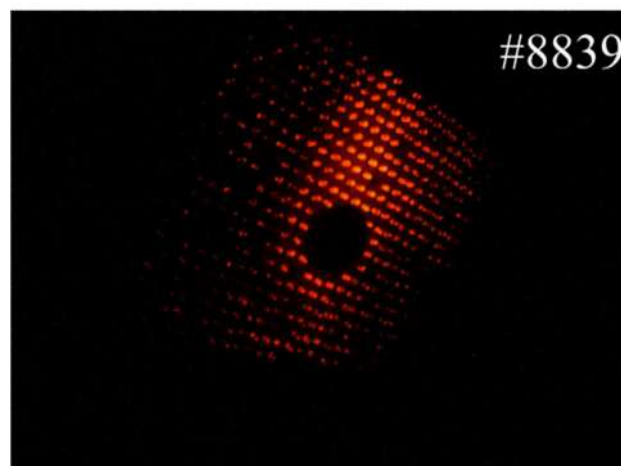


Рисунок 3. Фотография свечения табло из неоновых ламп при воздействии на них потока мм- и субмм-излучения.

Он включает в себя два полупроводниковых детектора с фильтрами, предназначенных для грубого определения спектра излучения в диапазоне 70-80 ГГц, и двухканальную гетеродинную диагностику для более точного измерения спектра с разрешением ~ 10 МГц в полосе частот шириной 4 ГГц вблизи частоты задающего генератора (73 ГГц). Для измерения временной зависимости мощности ТГц-излучения в диапазоне 0,05-0,7 ТГц использовались два детектора фирмы TeraSense с субнаносекундным временным разрешением (см. Рис. 4а) и частотной характеристикой, представленной на Рис. 4б.

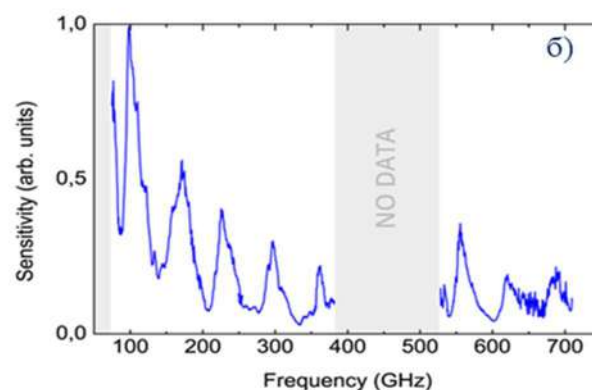
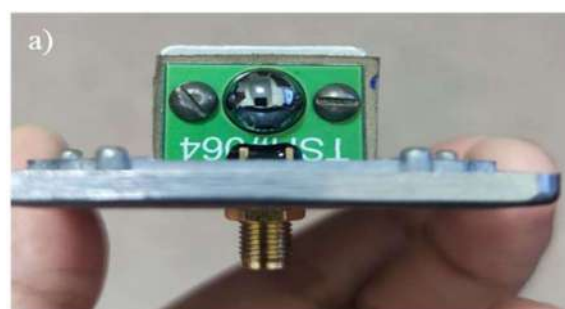


Рисунок 4. (а) Фотография гомодинного детектора ТГц излучения и (б) зависимость чувствительности детектора TeraSense от частоты.

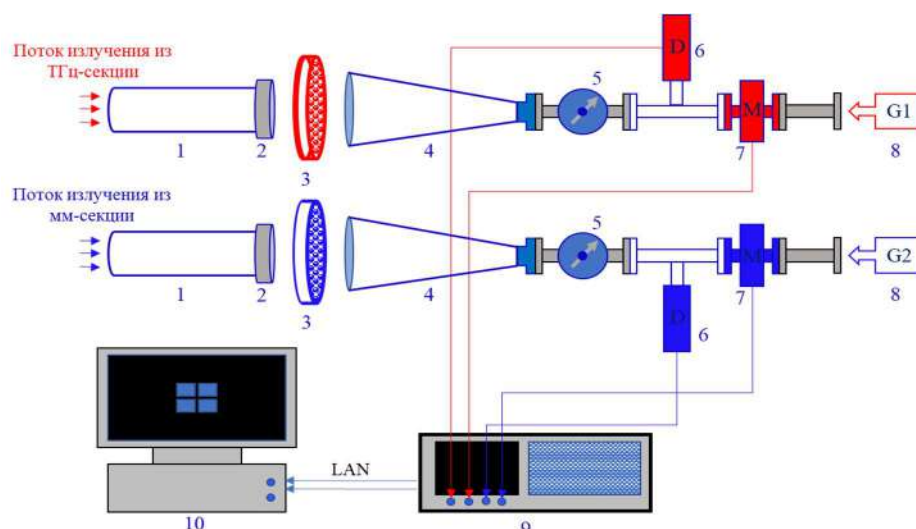


Рисунок 5. Система регистрации спектрального состава излучения в окрестности частоты 75 ГГц по гетеродинной схеме. Основные элементы: 1- цилиндрический волновод, 2 – ослабитель излучения, 3 – полосовой фильтр на разные частотные диапазоны, 4 – медный рупор, 5 – аттенюатор, 6 – гомодинный детектор излучения, 7 – балансный смеситель с полосой частот 70-80 ГГц, 8 – задающий генератор фиксированной частоты ~ 75 ГГц или ~ 150 ГГц, 9 – четырехканальный цифровой осциллограф, 10 – ПК для управления.

Детектор помещался в металлический корпус с входным отверстием диаметром 1 мм, отсекающим излучение с частотой ниже 175 ГГц.

На Рис. 5 представлена схема гетеродинной системы регистрации спектрального состава излучения в окрестности частоты 75 ГГц, на которую настроен резонатор лазера на свободных электронах.

Результаты экспериментов по регистрации потоков мм- и субмм-излучения в двухстадийном генераторе на установке «ЭЛМИ»

В описываемой серии экспериментов по генерации излучения в двух щелевых каналах подбирался режим для устойчивой одночастотной генерации миллиметрового излучения в МСЭ. Варьировались величина ведущего и амплитуда колебаний ондуляторного магнитных полей. При этом с помощью двухканальной диагностики регистрировались сигналы интенсивности потоков излучения из обоих каналов и исследовался их спектр в миллиметровом диапазоне длин волн. Осциллограммы сигналов в одном из типичных выстрелов, в котором наблюдалась генерация мм-излучения в одночастотном режиме, приведены на Рис. 6.

Следует отметить, что на осциллограммах выстрелов приведены только те участки импульсов, на которых наблюдалась генерация мм-излучения, в то время как полная длительность импульса напряжения на установке «ЭЛМИ» составляет ~5 мкс.

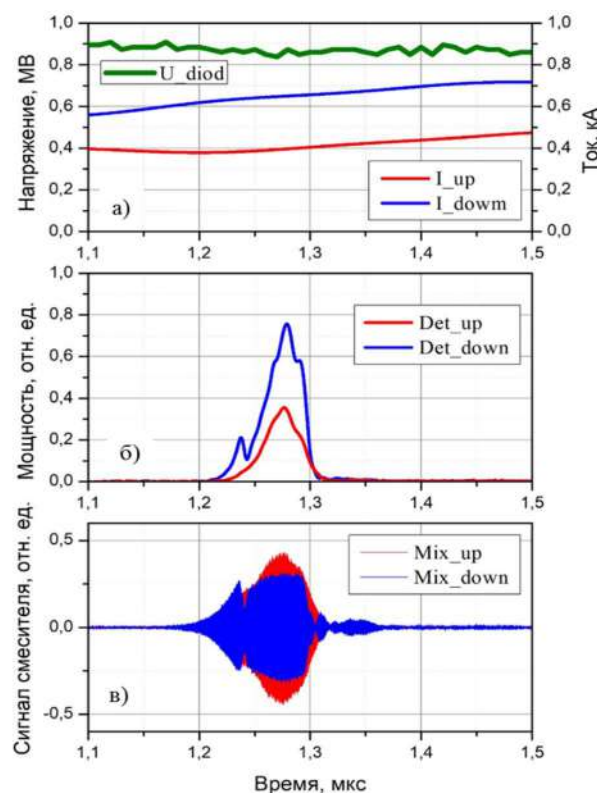


Рисунок 6. Выстрел №8741. а) Осциллограммы напряжения на диоде ускорителя (U_{diod}) и тока пучков в верхнем (I_{up}) и нижнем (I_{down}) каналах; б) огибающие импульсов мм-излучения из двух каналов; в) сигналы со смесителей из двух каналов.

Короткая по сравнению с длительностью импульса тока пучка длительность импульса мм-излучения, по

нашему мнению, связана с появлением в резонаторе МСЭ-генератора плазмы относительно низкой плотности, которая сдвигает резонансную частоту резонатора вверх по частоте, а в это время энергия электронов пучка понижается, что приводит к нарушению условия ондуляторного синхронизма пучка с волной.

Помимо этого, сокращение длительности импульса излучения может быть связано с ВЧ-пробоем у фторопластового окна, через которое поток излучения выводится в атмосферу. Восстановленные спектры сигналов из обоих каналов показаны на Рис. 7.

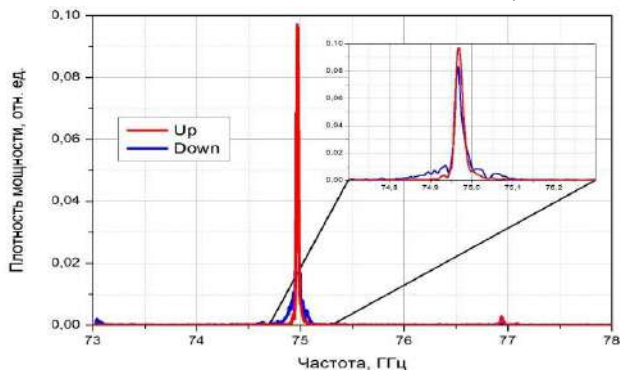


Рисунок 7. Спектры сигналов мм-излучения из верхнего (Up) и нижнего (Down) каналов в выстреле №8741.

В приведенном выстреле ведущее поле составляло 1,04 Тл, а амплитуда ондуляторного – 0,13 Тл. В таком режиме в серии выстрелов наблюдалось излучение из обоих каналов установки при превышении величины тока пучка в мм-секции над его стартовым значением $\sim 0,6$ кА и при ускоряющем напряжении ~ 840 – 880 кВ, достаточном для выполнения условий ондуляторного синхронизма квази-ТЕМ волны с электронным пучком. Наблюдаемый в эксперименте большой уровень сигнала мм-излучения из верхнего канала установки (из ТГц-секции) свидетельствует о высокой эффективности передачи мощности мм-излучения из канала МСЭ в канал его трансформации в поток ТГц-излучения. По результатам серии экспериментов можно сделать вывод о том, что при выполнении условий ондуляторного синхронизма и превышении током пучка значения стартового тока, в мм-секции установки «ЭЛМИ» наблюдается одночастотная генерация на частоте наиболее добротной моды комбинированного брегговского резонатора. Это излучение эффективно переводится в ТГц-секцию, где оно должно рассеиваться на электронном пучке с доплеровским преобразованием частоты в ТГц-диапазон.

В следующей серии экспериментов излучение из ТГц-секции вместо 2-канальной диагностики подавалось на вход рупора ТГц-детектора (см. Рис. 4). Излучение из мм-секции по-прежнему поступало на 2-канальную диагностику. Сигналы, полученные в одном из выстрелов этой серии, приведены на Рис. 8, а спектр мм-излучения из нижнего канала – на Рис. 9.

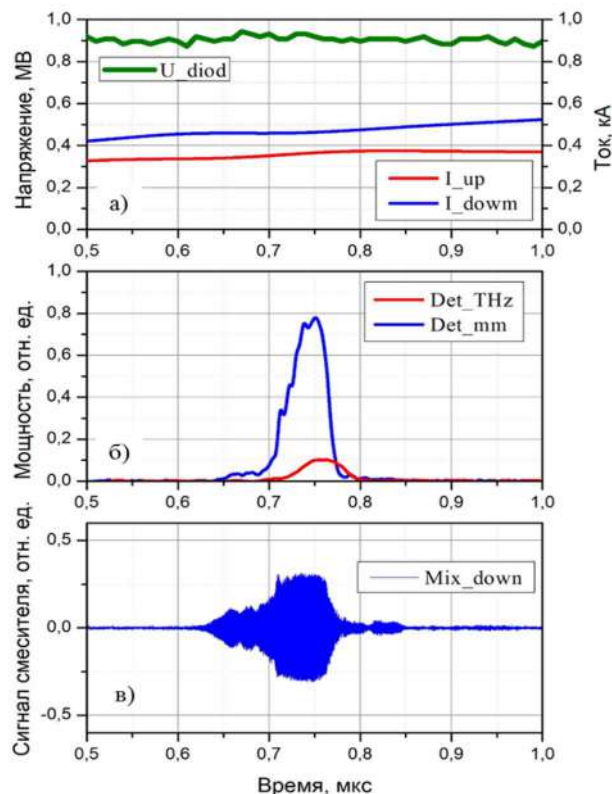


Рисунок 8. Выстрел №8811. а) Осциллограммы напряжения на диоде (U_{diod}) и тока пучков в верхнем (I_{up}) и нижнем (I_{down}) каналах; б) огибающие импульсов с ТГц-детектора (Det_{THz}) и мм-детектора (Det_{mm}); в) сигнал со смесителя мм-излучения в нижнем канале.

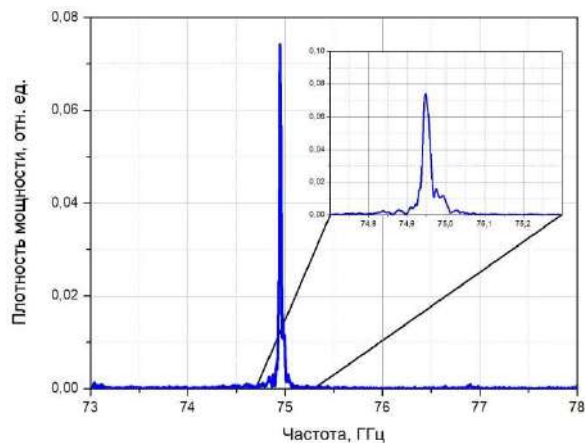


Рисунок 9. Спектр сигнала мм-излучения из нижнего канала двухстадийного генератора в выстреле №8811.

Эксперименты проводились при различных значениях ведущего и ондуляторного полей. В приведенном выстреле №8811 индукция ведущего магнитного поля имела величину 1,07 Тл, а амплитуда ондуляторного поля – 0,14 Тл. В таком режиме также наблюдалось узкополосное мм-излучение из нижнего канала, при этом стартовый ток был несколько ниже ($\sim 0,47$ кА) за счет большей раскачки поперечных колебаний электронов в пучке за счет усиления ондуляторного

поля по сравнению с выстрелом №8741. Диапазон ускоряющих напряжений, при которых наблюдалась генерация, составил ~850–890 кВ.

Наличие сигнала с ТГц-детектора может свидетельствовать о появлении ТГц-излучения в верхнем канале установки «ЭЛМИ» за счет рассеяния мм-излучения на электронном пучке с доплеровским преобразованием частоты. Однако, у используемого детектора TeraSense есть заметная чувствительность и в мм-диапазоне, а мощность рассеянного ТГц-излучения заведомо существенно меньше, чем у выходящего мм-излучения. Поэтому, несмотря на высокий уровень подавления мм-излучения за счет отсечки на малом входном отверстии в корпусе ТГц-детектора, мм-излучение может также давать заметный вклад в сигнал ТГц-детектора. Для более достоверного определения мощности и спектрального состава ТГц-излучения потребуются дополнительные исследования.

Таким образом, при проведении исследований на установке ЭЛМИ сделан значительный шаг в направлении реализации двухстадийного получения субмиллиметрового излучения в области выше одного терагерца.

Установлено:

1) для эффективной генерации мм-излучения с заданной частотой по схеме мазера на свободных электронах с планарной геометрией электродинамической системы требуется строгое удержание параметров пучка и индукции ондуляторного магнитного поля при необходимых величинах; 2) брэгговские частотно-селективные структуры планарной геометрии наряду с одночастотной генерацией в планарном МСЭ обеспечивают также и эффективную перекачку мм-излучения в сопряженный с мазером планарный канал, предназначенный для рассеяния этого излучения на пучке релятивистских электронов; 3) достигнутая высокая плотность мощности мм-излучения в сопряженном с МСЭ планарном канале открыла возможность проводить генерацию электромагнитного излучения в области частот одного–двух терагерц по схеме встречного распространения электромагнитной волны к пучку релятивистских электронов.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

In situ исследование воздействия термических ударов на материалы, перспективные для покрытия первой стенки термоядерных реакторов. Покрытия из карбида бора, нанесенные на вольфрам и карбид кремния.

Основные работы по изучению проблемы взаимодействия плазма-поверхность проводятся на базе комплекса БЕТА лаборатории №10. Фокус сосредоточен на исследовании эффектов ожидаемого в термоядерных установках теплового воздействия на поверхность материалов.

Проблема выбора обращенных к плазме материалов является одной из актуальных задач при проектировке будущих термоядерных реакторов. Существуют различные подходы выбора таких материалов. Одним из наиболее слабо исследованных можно считать подход с использованием высокотемпературных керамик в качестве защитного материала обращенных к плазме компонентов.

В 2022 году был создан экспериментальный стенд, где моделирование термических ударов на поверхность образцов осуществляется с использованием импульсного лазера. Стенд снабжен *in situ* диагностическими системами для определения температуры облу-

чаемой поверхности образцов и отслеживания динамики ее эрозии, а также регистрации мощности нагрева. Принципиальная схема показана на Рис. 1.

Первые эксперименты в прошлом году были проведены с карбидом бора, изготовленным методом горячего прессования (ГП В₄С). Данная керамика обладает привлекательными свойствами для использования в качестве обращенного к плазме материала термоядерных установок: низкое среднее зарядовое число, а также высокая температура плавления. Результаты работы показали перспективность продолжения исследований возможности использования высокотемпературных керамик в роли обращенного к плазме материала с точки зрения их устойчивости к термическим ударам.

Исследования материалов, считающихся перспективными для применения в термоядерной установке в качестве защиты обращенных к плазме компонентов, не заканчиваются на выборе конкретного материала. Важно также и то, в каком виде этот материал наиболее выгодно применять: как покрытие или в виде монолитного образца, контактирующего с теплоносителем. В силу сильной деградации теплофизических свойств карбида бора при облучении нейтронами, применение карбида бора в виде монолитного образца в термоядерном реакторе выглядит нецелесообразным. Однако в виде покрытия данный материал кажется гораздо перспективнее. В настоящее время при проектировании термоядерных установок в качестве обращенного к плазме материала все чаще используется вольфрам. Данный металл обладает хорошей устойчивостью к воздействию плазмы, однако в случае эрозии

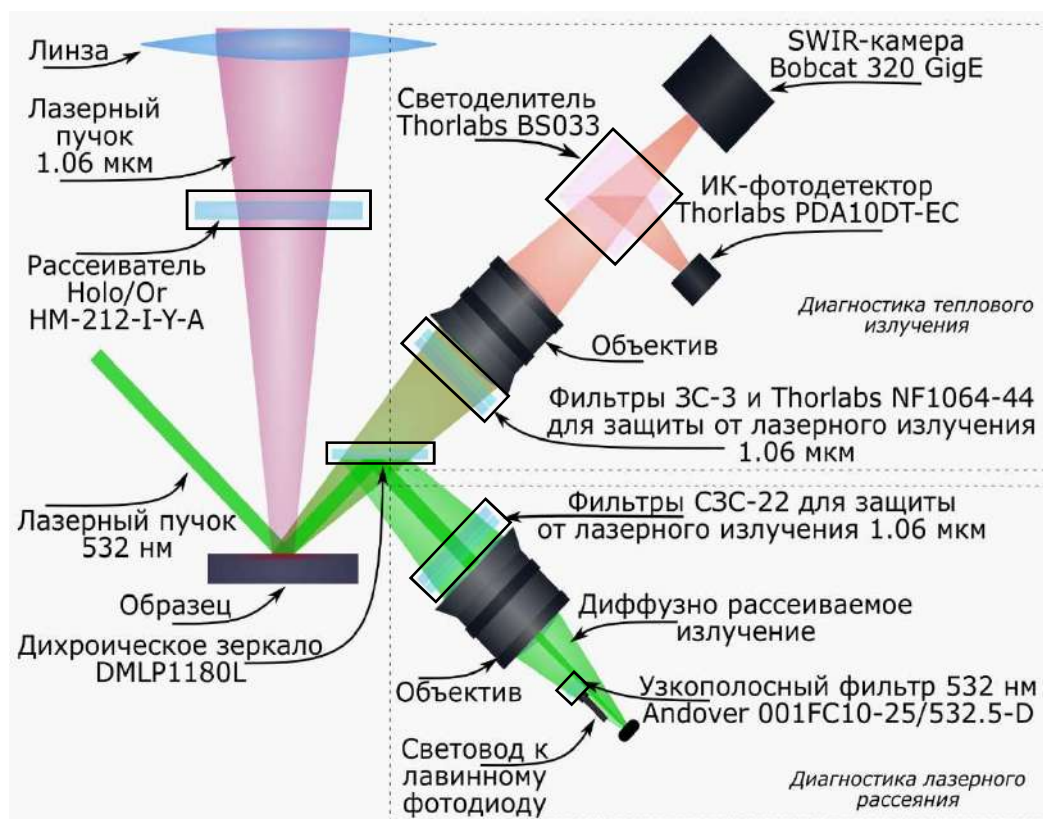


Рисунок 1. Принципиальная схема экспериментального стенда с диагностическими системами.

становится источником примесей с большим зарядовым числом. Попадание таких примесей в плазму приводит к сильным потерям на излучение, что затрудняет достижение необходимых для протекания термоядерной реакции параметров. Карбид бора, в свою очередь, обладает сравнительно низким зарядовым числом, и даже в случае эрозии не будет оказывать такого значительного влияния на плазму, как вольфрам. Поэтому, одним из направлений новых исследований, продолжающих описанную работу, стало изучение устойчивости к термическим ударам покрытий из карбида бора, нанесенных на вольфрам. На базе лазерного стенда (схема на Рис. 1) были проведены испытания покрытий из карбида бора, нанесенных на вольфрам тремя методами: детонационное напыление (ДН В₄С, нанесенного в ИГиЛ СО РАН), атмосферное плазменное напыление (АПН В₄С, ИТПМ СО РАН) и электронно-лучевой синтез (ЭЛС В₄С, ТУСУР).

На Рис. 2 показаны результаты испытаний покрытий из карбида бора. На нем приведено сравнение параметров потока тепла F_{hf} , при достижении которых во время импульсного нагрева происходят различные эрозионные процессы с потерей вещества для покрытий и материалов, используемых в качестве защиты обращенных к плазме компонентов токамаков. Полученные результаты показывают, что покрытия, нанесенные с использованием методов детонационного напыления и атмосферного плазменного напыления обладают хорошей устойчивостью к импульсной тепловой нагрузке. Это доказывает перспективность продолжения исследования возможности использования данных покрытий в токамаках.

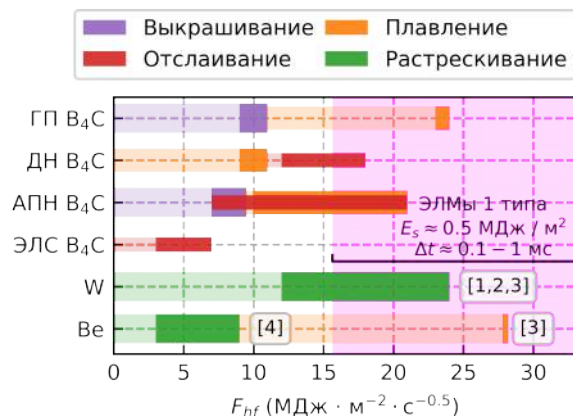


Рисунок 2. Результаты испытаний покрытий из карбида бора: параметры потока тепла F_{hf} , соответствующие различным обнаруженным эрозионным процессам. Сравнение с вольфрамом и бериллием: [1] A. Huber et al., Phys. Scr., v. 2014, n. T159 (2014), 014005; [2] L.N. Vyacheslavov et al., Journal of Nucl. Mater., v. 544 (2021), 152669; [3] G. Pintsuk et al., Fus. Eng. and Design, v. 82, n. 15 (2007), 1720-1729; [4] B. Spilker et al., Nucl. Mater. and Energy, v. 12 (2017), 1184-1188

Проводятся также и исследования других высокотемпературных керамик. Помимо исследований покрытий

из карбида бора, были проведены испытания монолитных образцов из карбида кремния, изготовленных методом горячего прессования.

В результате облучения карбида кремния одиночными лазерными импульсами было обнаружено образование кратеров на поверхности вследствие выкрашивания небольших объемов вещества (Рис. 3). Максимальная температура, достигаемая за импульс, не превосходила температуры декомпозиции карбида кремния. Данный процесс может стать источником примесей в случае использования рассматриваемой керамики в качестве обращенного к плазме материала в токамаке. Поэтому было необходимо определить, при каких условиях импульсного нагрева начинается образование кратеров на поверхности образца.

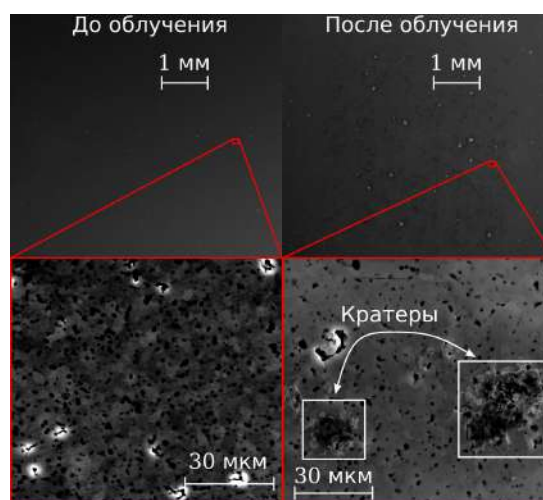


Рисунок 3. Результат импульсного нагрева карбида кремния до температуры, не превосходящей температуру декомпозиции.

Для этих целей был использован диагностический комплекс, схема которого приведена на Рис. 1. В случае модификации поверхности образца в ходе образования кратеров меняется шероховатость поверхности, что меняет угловое распределение диффузно рассеиваемого поверхностью излучения зеленого лазера. Таким образом, по моменту начала изменения сигнала, регистрируемым лавинным фотодиодом, можно определить момент начала эрозии. На Рис. 4 показана зависимость относительного изменения сигнала, снимаемого с лавинного фотодиода системы диагностики рассеиваемого излучения, от температуры поверхности на стадии импульсного нагрева. Видно, что рост сигнала, а значит и эрозия с образованием кратеров, начинается при импульсном нагреве поверхности карбида кремния до температуры $T \approx 1320 \pm 80$ К.

Аналогичным образом можно оценить критический параметр потока тепла (Рис. 5).

Полученные результаты позволяют сравнить карбид кремния с другими материалами: карбидом бора, вольфрамом и бериллием (Рис. 6). Данные, приведенные на Рис. 6, показывают, что карбид кремния обладает достаточно высокой устойчивостью к импульсному

нагреву и может составить конкуренцию самому термостойкому металлу из приведенных – вольфраму. Данный металл как правило выбирается для изготовления защиты самого теплонагруженного элемента токамака – дивертора. Поэтому карбид кремния может быть удачным выбором в качестве защитного материала обращенных к плазме компонентов с точки зрения устойчивости к импульсному нагреву.

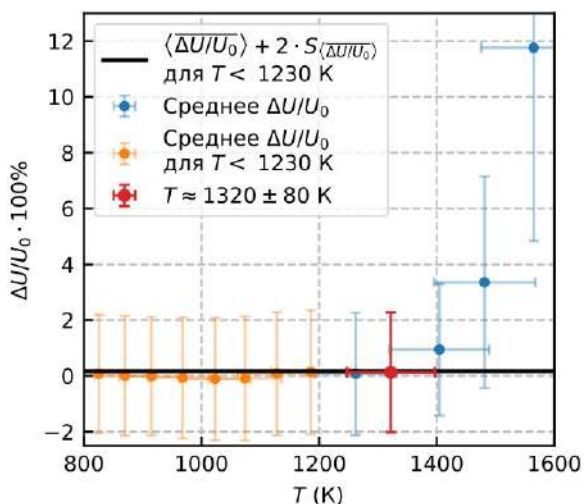


Рисунок 4. Зависимость относительного изменения сигнала $\Delta U / U_0$, снимаемого с лавинного фотодиода системы диагностики рассеиваемого излучения (Рис. 1), от температуры T для 5 экспериментов с карбидом кремния.

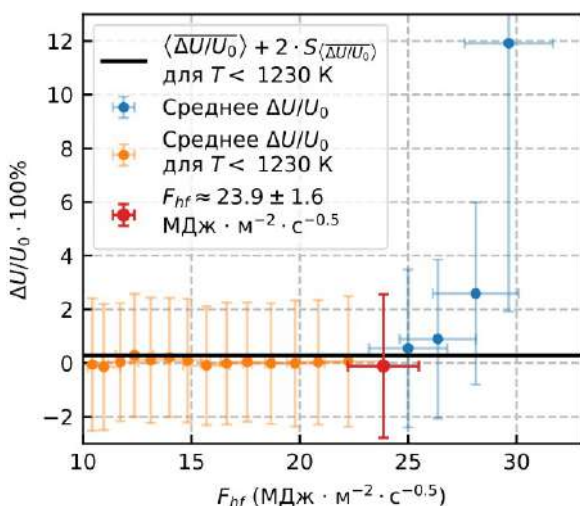


Рисунок 5. Зависимость относительного изменения сигнала $\Delta U / U_0$, снимаемого с лавинного фотодиода системы диагностики рассеиваемого излучения (Рис. 1), от параметра потока тепла F_{hf} для 5 экспериментов с карбидом кремния.

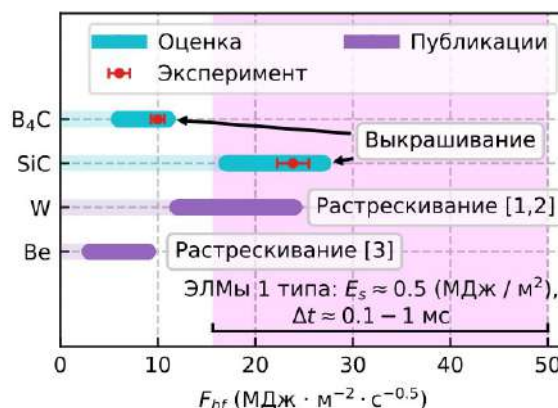


Рисунок 6. Параметры потока тепла F_{hf} , при достижении которых во время импульсного нагрева начинаются процессы эрозии с потерей вещества карбида кремния, карбида бора B_4C , вольфрама и бериллия. Данные для карбида бора взяты из статьи D.E. Cherepanov et al., Nucl. Mater. and Energy, v. 36 (2023), 101495. Данные для вольфрама и бериллия: [1] A. Huber et al., Phys. Scr., v. 104, n. T159 (2014), 014005; [2] L.N. Vyacheslavov et al., Journal of Nucl. Mater., v. 544 (2021), 152669; [3] B. Spilker et al., Nucl. Mater. and Energy, v. 12 (2017), 1184-1188.

РАБОТЫ ПО ПРОЕКТУ ИТЭР

ИЯФ СО РАН интегрирует и начал изготовление четырех диагностических портов ИТЭР, разрабатывает и начал производство элементов трех российских диагностических систем для определения параметров плазмы в международном термоядерном реакторе ИТЭР, который строится на юге Франции.

В 2023 году Организация ИТЭР инициировала пересмотр графика сборки и запуска токамака ИТЭР, поэтому часть работ в рамках проекта была направлена на согласование с Организацией ИТЭР и российским домашним агентством ИТЭР реалистичного обновленного графика изготовления и поставки институтом диагностического оборудования. Согласование осложняется большим количеством задействованных сторон, так как в разрабатываемые институтом диагностические порты будет установлено оборудование из США, Европы, Кореи, Китая, Индии и нескольких российских исследовательских институтов.

Также в 2023 году Организация ИТЭР предложила заменить материал первой стенки токамака ИТЭР с бериллия на вольфрам. Для улучшения работы токамака при этом предложено покрывать вольфрам тонким слоем бора с помощью опасного вещества - диборана. Сотрудники института приняли участие в обсуждении плюсов и минусов данных решений (трубы с дибораном будут размещены в разрабатываемых институтом портах), а также провели эксперименты по изучению стойкости покрытий из карбида бора на вольфраме (описаны в предыдущем разделе отчета). Окончательно решение о материале первой стенки реактора Организация ИТЭР примет в 2024 году.

Интеграция диагностических портов ИТЭР и начало их производства.

В 2023 году проводились работы по разработке документации для разрешения на начало производства компонентов верхних порт-плаг №02 и 08, изготовлению заготовок для верхнего порт-плага №07 и проведению инженерных расчетов (тепловые, электромагнитные и сейсмические расчеты, Рис. 1-2), обновлялись 3D модели размещения оборудования (Рис. 3).

Для порт-плага экваториального порта №11 проводилась разработка документации для разрешения на начало сборки и заводских испытаний компонент порта, а также документация для разрешения на начало изготовления элементов опорных рам в околопортовом пространстве и порт-камере.

Одной из новых задач при разработке диагностических портов стали исследования по защите оборудования от нештатных ситуаций при работе мощных СВЧ гиротронов для нагрева плазмы. Диагностический экваториальный порт №11 находится в прямом отражении от вакуумной камеры СВЧ излучения, поэтому Организация ИТЭР предложила изучить возможность нанесения на элементы порты поглощающего покрытия. Были проведены исследования по нанесению на

изделия из стали 316L(N)-ITER Grade тонкого (~100 мкм) покрытия и его поглощающих свойств в СВЧ диапазоне. Покрытия наносились в ИГиЛ СО РАН детонационным методом.



Рисунок 1. Распределение температур в диагностическом-защитном модуле верхнего порт-плага №07 в режиме нормальной эксплуатации, °С.



Рисунок 2. Распределение эквивалентных напряжений в конструкции верхнего порт-плага №07 под действием электромагнитных нагрузок при режиме срыва плазмы, МПа. Вакуумная плита и трубопроводы с правой стороны порт-плага - части первого барьера для удержания радиоактивных материалов в вакуумной камере ИТЭР, к ним предъявляются повышенные требования.

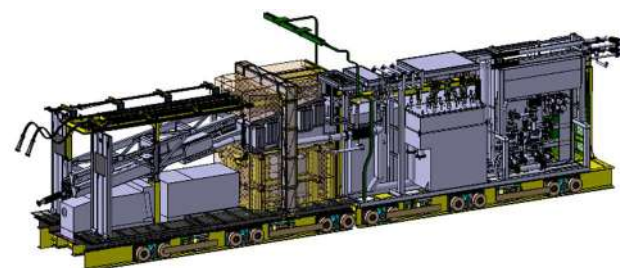


Рисунок 3. Обновленная модель опорных рам околопортового пространства и порт-камеры верхнего порта № 08 в базе ENOVIA. Порт-плаг (Рис. 2) будет находиться слева от опорных рам.

Разработка диагностик ИТЭР и начало их производства.

Диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП) и вертикальная нейтронная камера (ВНК) являются частью диагностического комплекса ИТЭР и будут измерять термоядерную мощность и полный нейтронный поток из реактора.

В рамках разработки ДМНП в 2023 году проводились работы по подготовке и обоснованию защиты готовности к производству (MRR), подготовлена рабочая документация для изготовления элементов ДМНП, проведены исследования прочностных свойств крепежа, из-

готовленного из ХН45МВТЮБР-ИД (Рис. 4). Обновлены процедура и методика испытаний сборочных узлов ДМНП на вакуумную прочность и плотность, Рис. 5.

Для ВНК в 2023 году разрабатывался финальный проект диагностики, проведен прочностной анализ вневакуумных компонентов, велось согласование документов для закупки материалов, из которых будут изготовлены элементы диагностики. Последний пункт оказался очень непростым и окончательное согласование в 2023 году не было получено. Согласование исходного материала для ВНК усложнено, так как элементы диагностики являются оборудованием под давлением внутри вакуумной камеры ядерного реактора ИТЭР.



Рисунок 4. Образцы крепежа, изготовленного из ХН45МВТЮБР для проведения испытаний.

В рамках работ по анализатору нейтральных атомов, элементы которого разрабатывается совместно с ФТИ имени А.Ф. Иоффе, в 2023 году началось первое для института производство частей ИТЭР являющихся важными для ядерной безопасности – соединительного вакуумного трубопровода анализатора. Данные компоненты являются частью первого барьера для удержания радиоактивных материалов в вакуумной камере ИТЭР и к ним предъявляются очень высокие требования по обеспечению их надежности. Дополнительные требования предъявляются на всех этапах жизненного цикла диагностики: при проектировании, выборе исходных материалов, их производстве и поставке, изготовлении непосредственно компонентов, сборке, тестировании, хранении, упаковке, транспортировке и маркировке. Часть операций по изготовлению и тести-

рованию оборудования важного для ядерной безопасности должны проводиться только в присутствии независимого технического контролера.

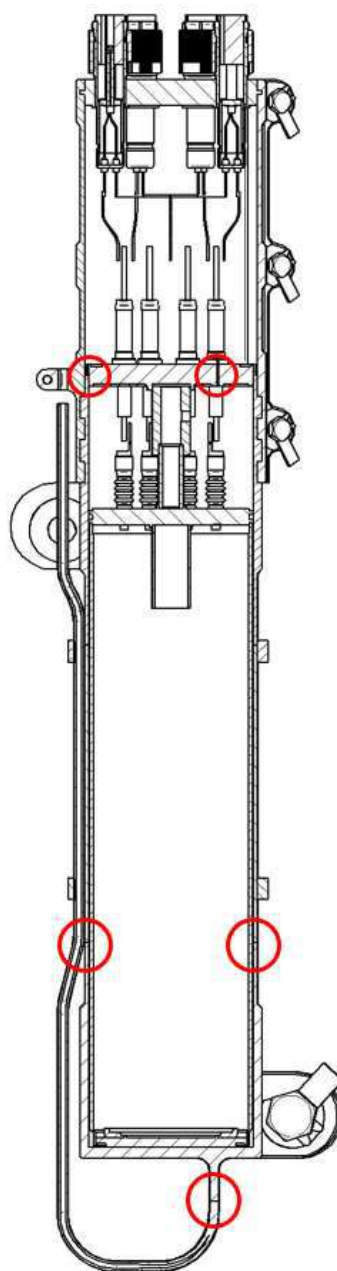


Рисунок 5. Конфигурация сварных соединений диверторного монитора нейтронного потока ИТЭР, подлежащих проверке после изготовления.

ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ

Исследование баллонных возмущений в линейных аксиально-симметричных ловушках.

Были продолжены исследования методов МГД-стабилизации баллонных возмущений в осесимметричных линейных ловушках с высоким β . Исследованы условия стабилизации «жесткой» баллонной моды с азимутальным волновым числом $m = 1$ (предполагается, что более мелкомасштабные моды с $|m| > 1$ подавлены из-за эффектов конечного ларморовского радиуса) с использованием комбинации вмороженности магнитного поля в торцы и идеально проводящего кожуха, окружающего плазму. Первый метод является грубым аналогом вихревого удержания, применяемого для подавления конвекции на установке ГДЛ (хорошо работает при умеренных $\beta < 0,6$). Показано, что взаимодействие генерируемого плазмой магнитного поля с идеально проводящим кожухом позволяет стабилизировать «жесткую» моду при больших β .

Ранее, в 2022 году, было обнаружено, что в случае нормальной инъекции атомарных пучков (то есть при инъекции под прямым углом к оси ловушки в минимум магнитного поля) при надлежащем выборе продольного профиля вакуумного магнитного поля и радиального распределения давления плазмы области параметров существует область устойчивости при $0 \leq \beta \leq 1$.

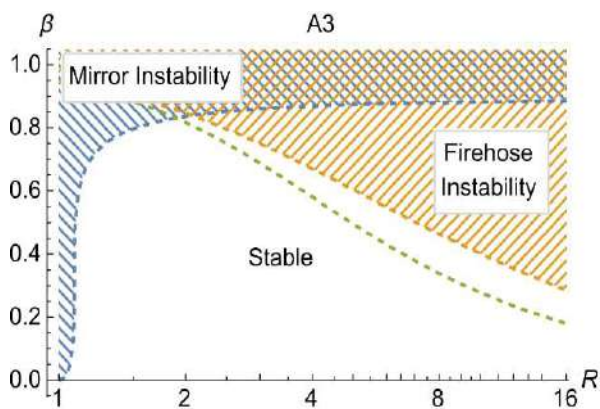


Рисунок 1. Зоны неустойчивости при наклонной инъекции пучков быстрых атомов относительно зеркальной (mirror) и шланговой (firehose) неустойчивостей.

Все расчеты МГД-устойчивости баллонных возмущений проводятся с помощью пакета программ, которому в 2023 году было присвоено наименование РЕК. Возможности пакета постоянно расширяются. За отчетный период добавлены модели анизотропного давления A2 и A3, которое имитируют плазму, формируемую при наклонной инъекции атомов, проведены расчеты с боковой стенкой в виде прямого цилиндра. Новым эффектом при наклонной инъекции является возникновение зеркальной и шланговой неустойчивостей.

Другая модернизация пакета РЕК позволила перейти от расчетов с модельными профилями магнитного поля и давления плазмы к расчетам с реальными

профилями. Первые неопубликованные результаты таких расчетов предсказывают, что существующая конфигурация магнитного поля ГДЛ и расстановка лимитеров должны быть устойчивы по отношению к баллонным возмущениям во всем диапазоне β ниже порога зеркальной неустойчивости.

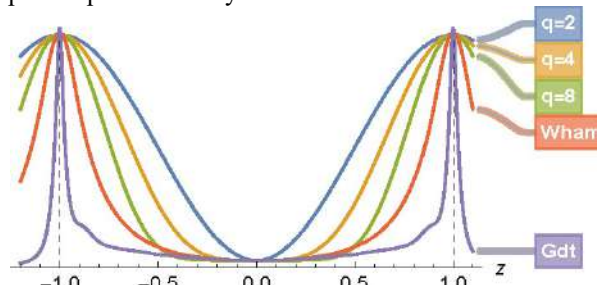


Рисунок 2. Сравнение модельного магнитного поля с магнитным полем в базовой конфигурации ГДЛ и американской ловушки WHAM.

Пример результатов расчета приведен на рис.3.

I. Kotelnikov, V. Prikhodko, and D. Yakovlev, Wall stabilization of high-beta anisotropic plasmas in an axisymmetric mirror trap, Nuclear Fusion 63, 066027 (2023).

Кинетические неустойчивости в диамагнитной ловушке.

Продолжаются работы по изучению кинетических неустойчивостей, которые могут развиваться в диамагнитной ловушке. Рассмотрена задача об устойчивости волн с частотой порядка ионно-циклотронной в длинном цилиндрическом столбе плазмы с популяцией горячих ионов и холодной «мишенной» плазмой. Давление горячих ионов предполагалось конечным, $\beta \sim 1$. Невозмущенная функция распределения горячих ионов зависит от полной энергии, азимутальной компоненты момента импульса и продольной компоненты импульса (что неявным образом подразумевает регулярность невозмущенного движения). В силу цилиндрической симметрии электрическое поле возмущения можно разложить по Фурье-гармониками, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(r) \exp(ikz + im\theta - i\omega t)$. Поскольку невозмущенное движение ионов является периодическим, возмущенное уравнение Власова можно разложить в ряд Фурье по частоте радиальных колебаний. Это позволяет выразить возмущение функции распределения горячих ионов через возмущение электрического поля, найти возмущение плотности тока горячих ионов и замкнуть линеаризованные уравнения Максвелла.

Построена схема итерационного решения линеаризованных уравнений Максвелла. В качестве невозмущенного распределения быстрых ионов выбрана сумма максвелловских распределений, сдвинутых по продольной и азимутальной скоростям; такое распределение приближенно моделирует быстрые ионы, образующиеся при внеосевой наклонной атомарной инъекции. В случае осесимметричных колебаний ($m = 0$) численно исследована устойчивость и пространственная

структура возмущений. Показано, что осесимметричные колебания могут возбуждаться, если их фазовая скорость близка к средней продольной скорости ионов. При умеренном $\beta \sim 0,5$ наиболее неустойчивы длинноволновые колебания, которые могут стабилизироваться конечной длиной ловушки. При увеличении β

длина волны наиболее неустойчивых колебаний уменьшается. Исследование радиальной структуры показало, что азимутальная компонента электрического поля максимальна вблизи границы плазмы, где максимальна концентрация быстрых ионов.

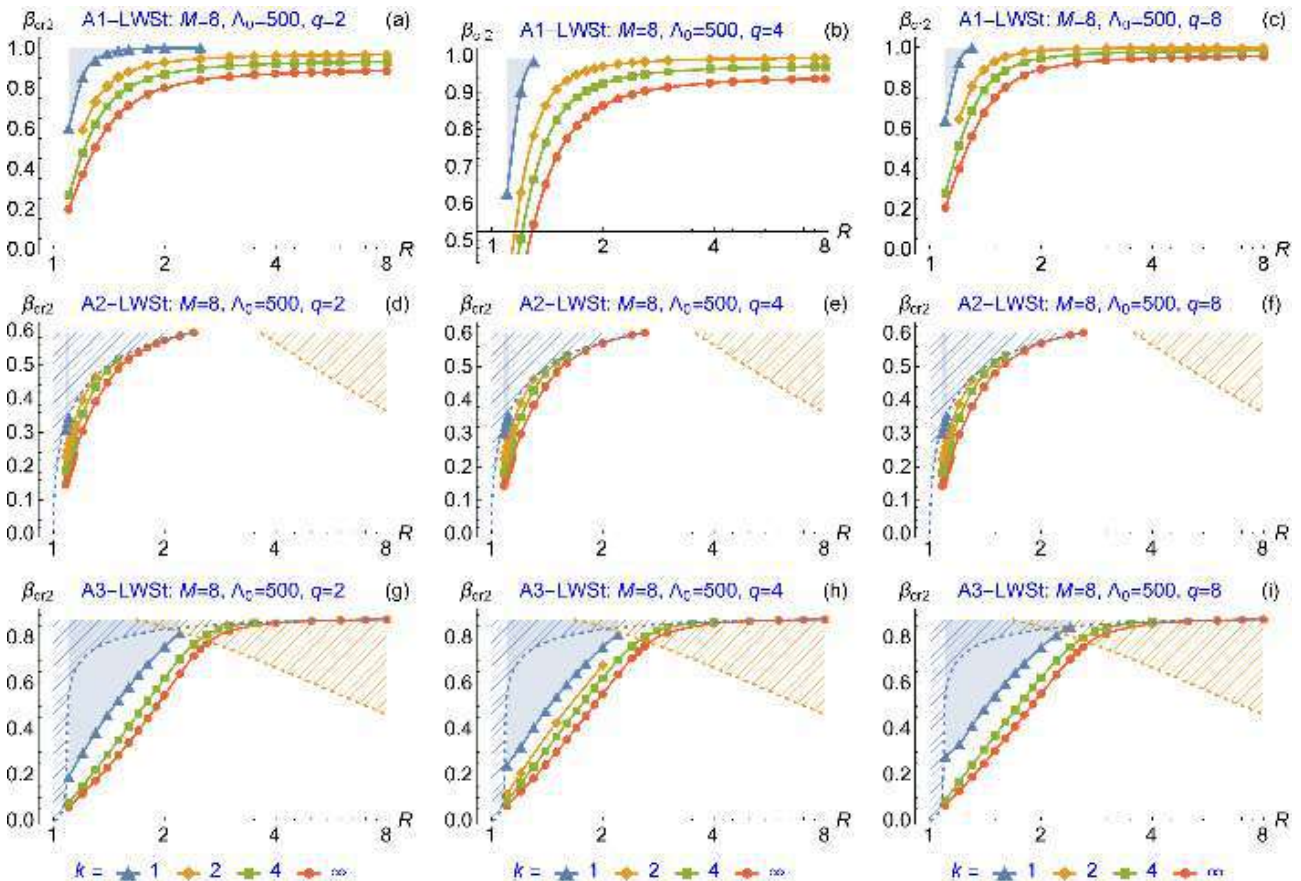


Рисунок 3. Вторая критическая бета β_{cr2} для конфигурации LwSt (стабилизация проводящей стенкой в виде прямого цилиндра) и трех моделей давления: A1 (верхний ряд, нормальная инжекция пучков нейтральных атомов под прямым углом к оси ловушки), A2 (второй ряд, наклонная инжекция) и A3 (нижний ряд, наклонная инжекция). Графики β_{cr2} построены в зависимости от пробочного отношения R в точке останова быстрых ионов в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ (когда проводящая стенка почти касается границы плазмы в сечении, где радиус плазмы максимален). Зона устойчивости баллонной неустойчивости располагается над кривой, окрашенной в цвет, указанный в легенде под нижним рядом графиков. Индекс k нумерует радиальные профили давления плазмы от самого гладкого при $k=1$ до профиля в виде ступеньки при $k=\infty$.

ИНЖЕКТОРЫ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ

Мощные атомарные инжекторы для нагрева плазмы.

В 2023 году были выполнены работы в рамках прикладного государственного задания "Разработка и испытание мощных систем инжекции атомарных пучков для нагрева плазмы и поддержания тока, в том числе стационарных" – изготовление и испытания атомарного инжектора с энергией 15 кэВ и током пучка 150 А, получены проектные параметры пучка в соответствии с техническим заданием. Отличительными особенностями данного инжектора является рекордная величина ионного тока (рабочий - 150 А, максимальный до 175 А), который достигается сложением потоков плазмы четырех дугоразрядных генераторов.



Рисунок 1. Инжектор на тест-стенде.

Разработанная система питания инжектора и модернизированные дуговые генераторы позволяют увеличивать длительностью импульса до 0,5 - 1 сек.

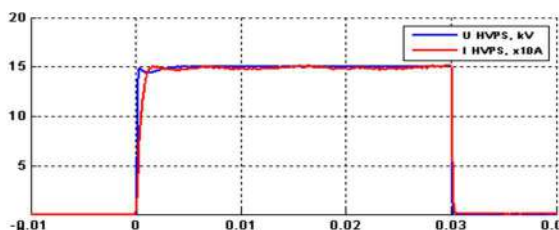


Рисунок 2. Осциллограммы импульса 15 кВ, 150 А, 30 мс.

Найдены возможности улучшить угловую расходимость пучка мерами по снижению технологического разброса изготовления прецизионных электродов ионно-оптической системы (ИОС) и подавлению микрошумов на токе мощных дуговых разрядов.

Атомарные инжекторы для диагностики плазмы.

В октябре 2023 года в Научно-исследовательском центре «Курчатовский институт» на токамаке Т-15МД выполнен запуск диагностического инжектора секундного диапазона ДИНА-КИ60, который ранее был изготовлен и поставлен Институтом ядерной физики СО РАН. Инжектор имеет параметры пучка: 60 кВ, 6 А, длительность 2 с с модуляцией от 1:1 до 1:10. Диагностический инжектор и система питания были протестированы в режиме импульсов укороченной длительности с частичным заполнением криосистемы.

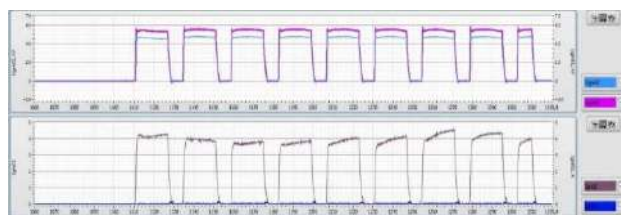


Рисунок 3. Сигналы напряжения на 1-ом и 2-ом электродах и ток пучка 56 кВ, 4,2 А, 200 мс.

В инжекторе используется источник плазмы дугового типа с низким содержанием молекулярных ионов (около 16% по току). Интенсивная система водяного охлаждения дугового генератора и специальная конструкция катодного узла позволяют генератору плазмы работать в режиме многосекундных импульсов.



Рисунок 4. Инжектор ДИНА-КИ60 в Курчатовском институте (на заднем плане токамак Т-15МД).

В планах изготовление заказчиком специальной платформы под инжектор, разработанной в ИЯФ, пристыковка инжектора к Т-15МД, замена заливных крионасосов на криокулеры.

Ионный источник мощного атомарного инжектора для токамака Глобус-М2.

В 2023 году были изготовлены в ИЯФ и поставлены в Санкт-Петербург высоковольтный изоляторный узел и сетки ионно-оптической системы (ИОС) мощного инжектора для нагрева плазмы на установке Глобус-М2. Параметры инжектора: ускоряющее напряжение 40 кВ и ток пучка до 60 А. ИОС имеет прямоугольную апертуру 120 x 250 мм, реализована цилиндрическая фокусировка пучка по одной координате и фокусировка смещением щелей по другой. Состоялся тестовый запуск ионного источника с получением пучка на площадке токамака Глобус-М2.



Рисунок 5. Вид на плазменную сетку (слева); вид на изоляторный узел с источником плазмы (справа).

Ионный источник мощного атомарного инжектора с энергией пучка 100 кэВ.

Закончено проектирование ионного источника и нейтрализатора инжектора атомов дейтерия с энергией 100 кэВ, током 75 А и непрерывной длительностью работы. Изображения представлены на Рис.6 и Рис.7 соответственно. Ионный источник состоит из щелевой триодной ионно-оптической системы с прямоугольной апертурой. Каждый электрод выполнен в виде сборки из трех сегментов из бронзы БрХЦр, активно охлаждаемых водой. Каналы охлаждения в сегментах электродов диаметром 4 мм выполнены сверлением и объединяются припаянным коллектором. Также ведется изготовление сегментов методом 3D печати при помощи SLM технологии, где пайка коллекторов не требуется. Поток плазмы обеспечивается двумя высокочастотными (ВЧ) генераторами плазмы, работающими на частоте 4 МГц с мощностью около 50 кВт. Питание генераторов осуществляется через развязывающие трансформаторы, соединенные непосредственно с корпусом ионного источника. Нейтрализатор располагается между ионным источником и вакуумной камерой с элементами пучкового тракта и представляет собой трехслойный короб из стали, пермаллоя и меди, помещенный в герметичную трубу. Внутренний медный слой нейтрализатора имеет каналы охлаждения для работы в непрерывном режиме.

Для проведения испытаний ионного источника разработан пучковый тракт (Рис.8), состоящий из вакуумной камеры, крионасосов, отклоняющего магнита с

приемниками непerezарядившихся ионов, диагностического патрубка и приемника атомов.

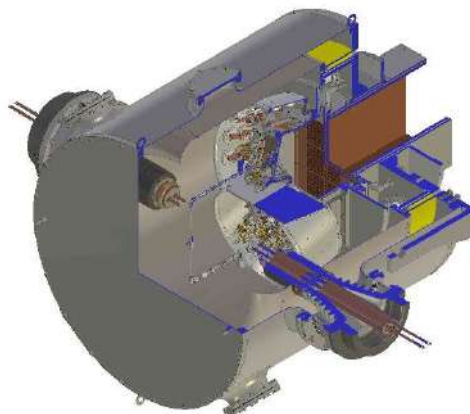


Рисунок 6. Трехмерная модель ионного источника инжектора атомов дейтерия с энергией 100 кэВ.

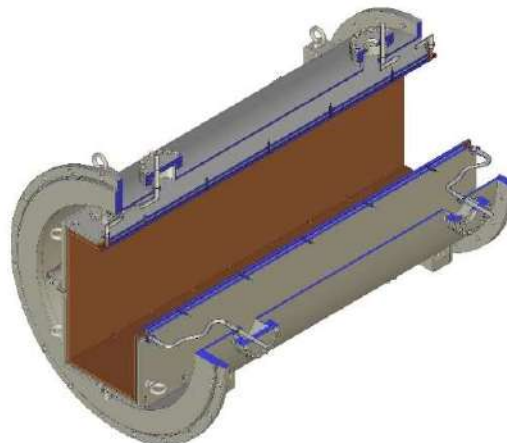


Рисунок 7. Трехмерная модель нейтрализатора инжектора атомов дейтерия с энергией 100 кэВ.

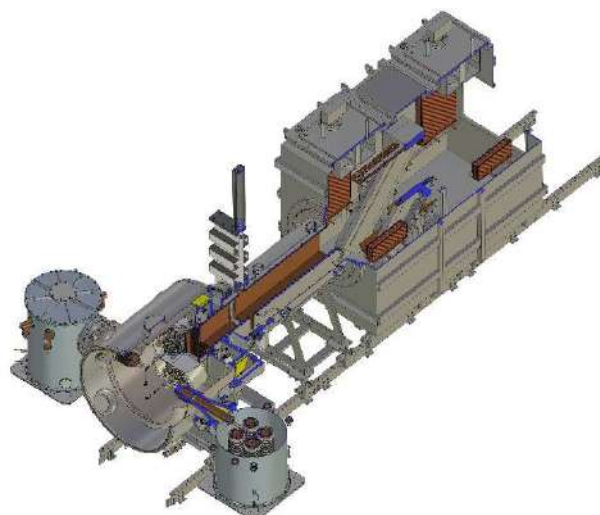


Рисунок 8. Трехмерная модель испытательного стенда для ионного источника инжектора атомов дейтерия с энергией 100 кэВ.

Изготавливается система питания с требуемыми параметрами тока и напряжения на длительность до 150 мс.

Высокочастотный источник плазмы.

Проведены эксперименты с новым высокочастотным (ВЧ) драйвером, схема которого представлена на Рис.9. Внутри газоразрядной камеры установлен защитный цилиндрический экран из меди с продольными щелями, предназначенный для защиты керамики от взаимодействия с плазмой, которое может привести к перегреву, покрытию и распылению керамики. Отличительной особенностью драйвера является формованная керамика, которая позволяет использовать защитный экран с активным охлаждением без увеличения эффективной толщины боковой стенки, расстояния от антенны до внутренней стороны газоразрядной камеры. Схема изображена на Рис.10.

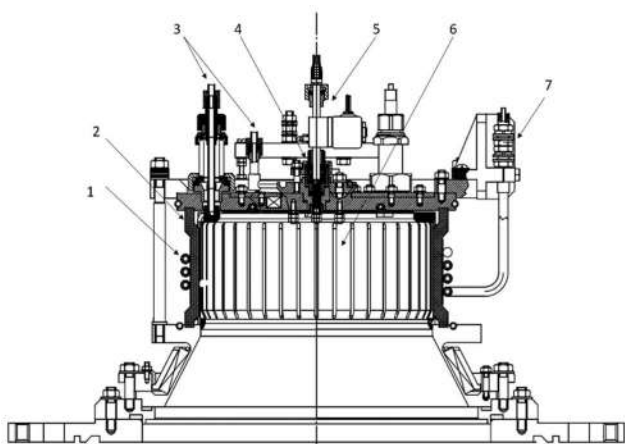


Рисунок 9. Схема ВЧ драйвера: 1 - антенна; 2 - керамика; 3 - подвод воды к системе охлаждения; 4 - узел поджига; 5 - система напуска газа; 6 - медный защитный экран; 7 - клеммы антенны.

Экран имеет активное охлаждение: с двумя входами и двумя выходами. Каждая ламель охлаждается с помощью припаянной медной трубки, через которую протекает дистиллированная вода. Каналы охлаждения ламелей углублены в керамику. Для вакуумного уплотнения и повышения теплопроводности между керамикой и фланцами использована прокладка из индия. Это снижает потери, связанные с наведенными токами, так как такое уплотнение позволяет отдалить антенну от металлических частей.

Для защиты от перегрева задней стенки перед ней установлена молибденовая пластина с припаянной медной трубкой, через которую протекает дистиллированная вода.

В экспериментах были измерены плотности ионного тока на выходе из ВЧ драйвера с помощью сеточного зонда в коротких импульсах 50 мс. Результаты представлены на Рис.11. Зависимость имеет линейный характер. Максимальная плотность тока на выходе из ВЧ драйвера составила 465 mA/cm^2 при ВЧ мощности 32 кВт и напряжении на антенне 7,6 кВ. Давление газа в камере составляло 0,5 Па.

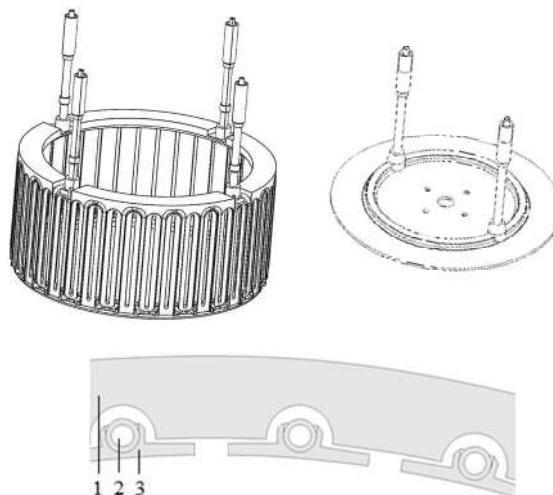


Рисунок 10. Конфигурация защитного экрана (слева), экран задней стенки с охлаждением (справа), сечение защитного экрана (снизу): 1 - керамика, 2 - медные трубки охлаждения, 3 - ламель экрана.

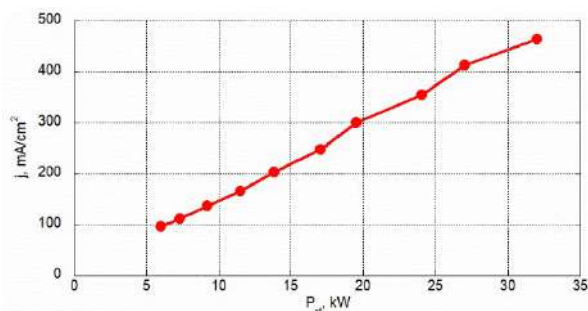


Рисунок 11. Зависимость плотности ионного тока на сеточный зонд от выходной мощности ВЧ генератора. Зонд расположен на оси ВЧ драйвера.

Для изучения тепловых нагрузок была проведена серия экспериментов в режиме работы ВЧ драйвера длительностью 30 с. Давление газа в разряде составляло 0,55 Па. Осциллограмма такого импульса представлена на Рис. 12. На рисунке показана выходная мощность ВЧ генератора и мощности, отводимые водяным охлаждением, которые характеризуют нагрев элементов ВЧ драйвера. В начальный период времени с 0 до 1 сек наблюдался выброс 16 кВт выходной мощности ВЧ генератора, затем мощность выходит на уровень 9 кВт. Это связано с уменьшением давления в ВЧ драйвере с 1,8 Па до 0,55 Па за первые 2 с импульса. Мощность охлаждения всех элементов вышла на стационарный режим за 20 сек и составила 4,5 кВт.

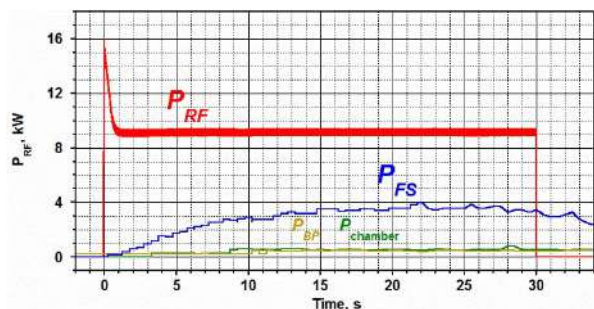


Рисунок 12. Оциллограмма ВЧ мощности на выходе генератора и мощности, отводимой с элементов драйвера в 30 секундном импульсе. P_{RF} – выходная мощность ВЧ генератора, P_{FS} – мощность, отводимая водяным охлаждением с защитного экрана, P_{BP} – мощность, отводимая водяным охлаждением с молибденовой пластины, $P_{chamber}$ – мощность, отводимая водяным охлаждением с переднего и заднего фланцев, узла поджига и антенны.

Получение и ускорение пучка отрицательных ионов в рамках работ по высокоэнергетичному инжектору нейтралов в корпусе ДОЛ.

В 2023 году на ускорительном стенде высокоэнергетичного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ были проведены работы по модернизации конструкции и систем питания источника отрицательных ионов, а также проведены эксперименты по получению и ускорению сильноточных пучков током более 1 А в импульсах продолжительностью 10 - 20 с.

Для повышения тока и энергии пучка была увеличена мощность ВЧ генератора, изменена конструкция вводов ВЧ напряжения, позволившая увеличить напряжение на антенне с 8,5 кВ до 13 кВ, проведена модернизация ВВ выпрямителей, обеспечившая подачу стабилизированных напряжений до 15 кВ на вытягивающий и до 110 кВ на ускоряющий электроды источника.

Для увеличения продолжительности импульсов были усилены системы защиты и охлаждения элементов конструкции источника. Для защиты керамической камеры ВЧ драйвера источника от эрозии плазмой внутрь драйвера был установлен активно охлаждаемый экран. Для усиления систем водяного охлаждения и обеспечения стационарной работы источника при повышенных мощностях разряда были установлены дополнительный водяной насос и водяной изолирующий контур («дроссель»), позволяющие снимать тепловую нагрузку до ~100 кВт на потенциале платформы источника 120 кВ.

В 2023 году были проведены сравнительные исследования четырех вариантов защитных экранов, устанавливаемых в ВЧ драйвер источника отрицательных ионов. Исследовалась максимальная длительность работы ВЧ драйверов в условиях максимальной мощности, выдаваемой ВЧ генератором и максимальный ток пучка, полученный на выходе из источника. Ограничение максимальной длительности импульса определялось нагревом их рабочих поверхностей. Стандартный

тонкий щелевой экран с толщиной 0,5 мм и прозрачностью 20%, не имеющий собственной системы охлаждения, позволял работать в импульсах длительностью до 20 с при мощности ВЧ генератора 17 кВт. Экраны из пластин толщиной 1 мм и 2 мм с охлаждением по торцам успешно работали в импульсах длительностью до 17 сек и 20 сек соответственно при мощности ВЧ генератора 60 кВт. Экран толщиной 6 мм с z-образными щелями: экран с молибденовыми пластинами, припаянными к охлаждаемым нержавеющей трубкам (по технологии, разработанной в производстве ИЯФ), оставался достаточно холодным в течении 20 с импульса при мощности ВЧ генератора 60 кВт.

На Рис.13 показаны зависимости тока пучка отрицательных ионов, получаемые из ионного источника с различными вариантами защитного экрана ВЧ драйвера при изменении мощности ВЧ генератора. Пустыми маркерами показаны зависимости для режима с активированным цезиевым покрытием, который достигался путем нагрева защитного экрана ВЧ драйвера разрядом и активации цезия на плазменном электроде источника частицами плазмы. Заполненными маркерами показаны зависимости для режима с пассивированным цезиевым покрытием.

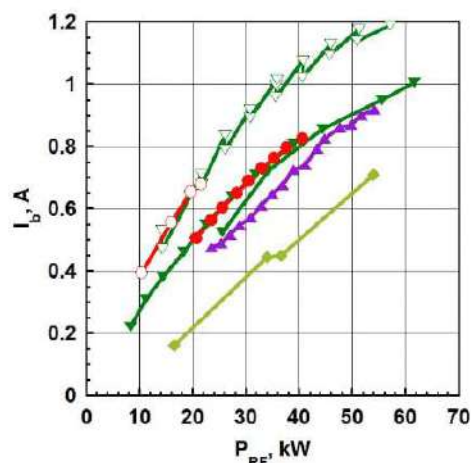


Рисунок 13. Зависимости тока пучка отрицательных ионов I_b от мощности ВЧ генератора. Круги - защитный экран с толщиной стенок 0,5 мм, зеленые треугольники - экран с толщиной стенок 1 мм, фиолетовые треугольники - экран с толщиной стенок 2 мм, салатные ромбы - экран с толщиной стенок 6 мм. Пустые маркеры – режим с активированным цезиевым покрытием; заполненные маркеры – режим с пассивированным покрытием.

В режиме с пассивированным покрытием при подаваемой в ВЧ разряд мощности 55 кВт из источника с защитным экраном толщиной 1 мм был получен пучок отрицательных ионов током до 0,9 А, а с экраном с толщиной 6 мм – до 0,7 А. Наблюдаемый для более толстого экрана 20% спад тока пучка хорошо соответствует уменьшению плотности плазмы ВЧ разряда, измеренному сеточным зондом на отдельном стенде.

В режиме с активированным цезиевым покрытием ток пучка увеличивается более чем на 25% в сравнении с режимом с пассивированным покрытием. В частности, при ВЧ мощности 55 кВт из источника с защитным экраном толщиной 1 мм был получен пучок отрицательных ионов током до 1,2 А.

Для экрана с толщиной 6 мм необходимый для активации цезиевого покрытия нагрев поверхностей экрана не был достигнут из-за эффективного охлаждения экрана дистиллированной водой. Для получения активно-цезиевого режима в этом случае требуется

осуществлять нагрев экрана прокачкой горячего теплоносителя. Насыщение тока пучка при токах пучка более 0,8 А вызвано оседанием пучка на апертуре вытягивающего электрода диаметром 12 мм.

С помощью программ COMSOL и IBSIMU было проведено численное моделирование формирования и ускорения пучка, определена оптимальная геометрия электродов ИОС, обеспечивающая формирование пучка при повышенной до 45 мА/см² эмиссионной плотности в апертурах плазменного электрода, а также необходимый перехват сопутствующих электронов.

РАБОТА КОМПЛЕКСА ВЭПП-2000 В 2023 ГОДУ

Набор интеграла светимости на ВЭПП-2000 в соответствии с планом детекторов

Физическая программа на коллайдере ВЭПП-2000 в 2023 году подразумевала набор интеграла светимости $0,24 \text{ фб}^{-1}$ на каждый детектор в диапазоне энергий пучка 525–790 МэВ при сканировании энергией вниз.

К началу календарного 2023 года ускорительный комплекс подошёл в фазе остановки ввиду проведения капитального ремонта кровли в защищенном зале блока №3 главного здания ИЯФ, который производился в период с сентября по декабрь 2022 года. После окончания ремонта был произведен запуск систем ускорительного комплекса (январь 2023 г.), после чего был начат набор интеграла светимости в соответствии с программой эксперимента (сканирование по энергии в диапазоне 540–790 МэВ), а сам набор длился с февраля по конец декабря 2023 г. с перерывом на плановую летнюю остановку для профилактики инженерных коммуникаций в ИЯФ.

При работе коллайдера обязательным требованием является сохранение числа фоновых событий в детекторах ниже определенного порогового значения, иначе живое время детекторов резко уменьшается, и ухудшается качество набранной статистики. Настройка режима работы ВЭПП-2000 осуществляется последовательными шагами, когда параметры магнитной системы изменяются на малые величины при постепенном увеличении токов пучка так, чтобы фоновые условия в детекторах оставались приемлемыми. Выбор рабочей точки бетатронных колебаний важен для достижения высокого уровня светимости. Экспериментально выявлено драматическое увеличение фона детекторов даже при небольших (порядка нескольких тысячных) смещениях рабочей точки от оптимальной. В последние годы выбран и хорошо оптимизирован режим работы с дробной частью частоты бетатронных колебаний вблизи 0,18, а также ведутся исследования и оптимизация режимов работы с более низкими величинами бетатронной частоты.

В первой половине сезона окончена замена источников питания всех квадруполей кольца ВЭПП-2000, что позволило свободно, без ограничений, накладывать источники, настраивать оптику на высокой энергии. Во второй половине сезона произведена модернизация системы питания импульсных магнитов впуска в коллайдер. Стабильная и продуктивная работа ИК, который поставлял в избытке электроны и позитроны, способствовала работе в режиме предела по эффектам встречи, даже с не всегда оптимальной полной эффективностью их доставки на ВЭПП-2000. Это позволило достичь максимальный суточный интеграл, но главное — позволило оператору постоянно оптимизировать машину для повышения пиковой светимости.

Результаты работы приведены на рисунках ниже для детектора КМД-3. Данные с детектора СНД при различных энергиях отличаются не более чем на 5–10% и обусловлены эффективностью регистрации и производительностью считывающей электроники разных подсистем детектора.

Набор данных стартовал успешно, после начала работы оперативно был достигнут хороший темп набора интеграла светимости, порядка $2 \text{ пб}^{-1}/\text{сутки}$ на энергии выше 650 МэВ и $1,3 \text{ пб}^{-1}/\text{сутки}$ — ниже 650 МэВ (см. Рис. 1 и Рис. 2). Это позволило до конца года выполнить не менее 95% программы, запрошенной детекторами.

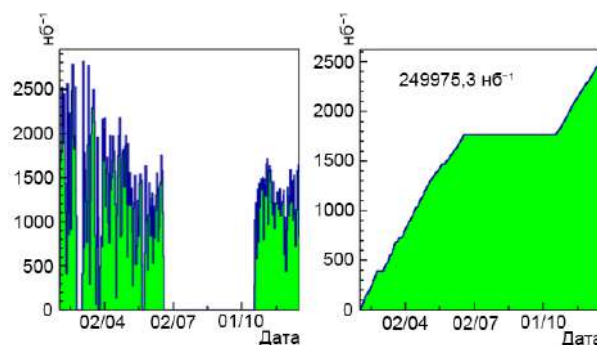


Рисунок 1. Суточный (слева) и суммарный (справа) интеграл светимости в первую (до июля) и вторую половину 2023 г.

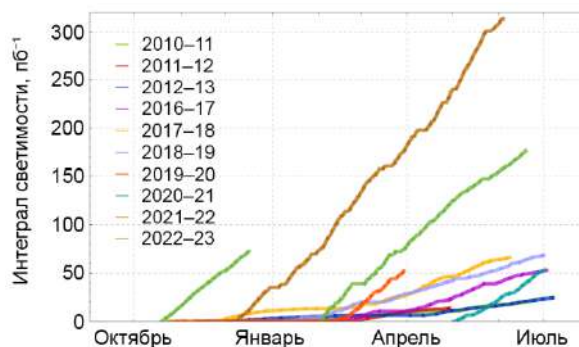


Рисунок 2. Динамика набора данных по годам.

Распределение интеграла светимости по энергии, набранного за всю историю работы ВЭПП-2000 приведено на Рис. 3. Работа в 2023 году значительно добавила экспериментальных данных в области выше порога рождения ϕ -мезона. Величины средних светимостей по 10% лучших заходов для всех энергий за 2023 экспериментальный год представлены на Рис. 4. Общий интеграл данных, набранных в сезоне 2023 (см. Рис. 5), к сожалению, не превысил показателей прошлого года, однако за первые 4 месяца работы набрано чуть более 180 пб^{-1} . Полученные интегралы, за первую и вторую половину сезона, как в сумме, так и по отдельности составляют вместе с прошлым 2023 годом тройку лучших интегралов за все сезоны. В целом, за последний сезон набраны интегралы светимости $0,26 \text{ фб}^{-1}$ (КМД-3) и $0,265 \text{ фб}^{-1}$.

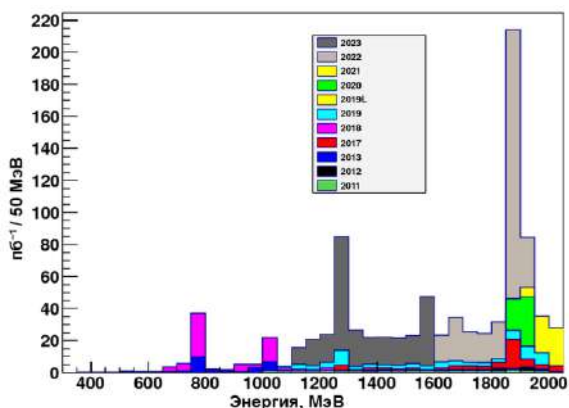


Рисунок 3. Распределение набранного интеграла светимости по энергии.

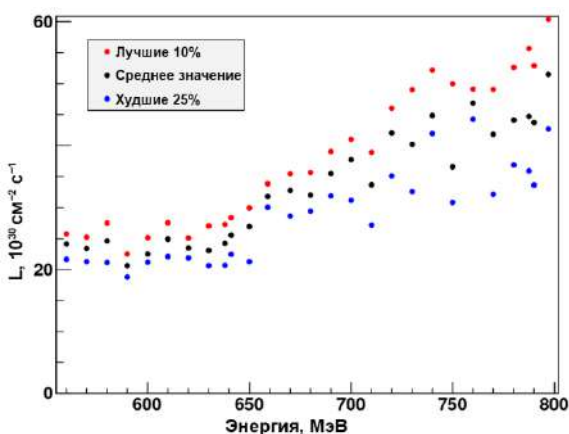


Рисунок 4. Величины средних светимостей по 10% лучших за 2023 год.

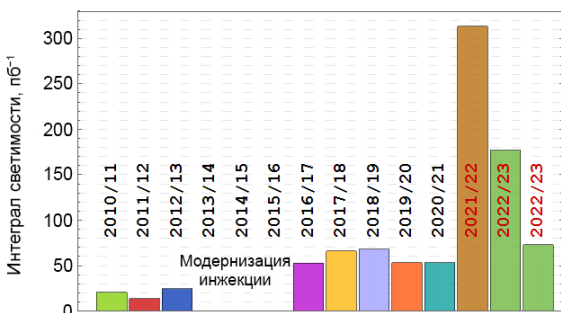


Рисунок 5. Интеграл светимости по годам.

Запуск системы оптической диагностики на основе двухщелевого интерферометра для регистрации малого вертикального размера пучка в БЭП

На ускорительном комплексе ВЭПП-2000 развиваются и активно используются системы оптической проекционной регистрации распределения частиц в пучке с использованием ПЗС камер.

В накопительном кольце БЭП пучок плоский, и его вертикальный размер мал по сравнению с горизонтальным. Поэтому в случае с его измерениями в БЭП используемые проекционные методы обеспечивают

недостаточное пространственное разрешение из-за влияния дифракционного предела. Расчетный дифракционный предел составляет ~25 мкм без учета ненулевой апертуры медного зеркала, которая дает ограничение минимально измеримого размера ~50 мкм. Поэтому для измерения была предложена и реализована схема с двух щелевым интерферометром (Рис. 6), которая обеспечивает большее пространственное разрешение и лишена ограничений, связанных с дифракционным пределом, и с наличием не нулевой апертуры.

На одном из выводов СИ внутри кольца бустера БЭП в экспериментальном зале ускорительного комплекса была установлена платформа с оптической скамьей, снабженной шаговыми двигателями с возможностью дистанционной юстировки.

Были сделаны теоретические расчеты предполагаемого размера и набора щелевых пластин с разным расстоянием между щелями. Длина волны, обеспечиваемая узкополосным светофильтром, была выбрана 500 нм.

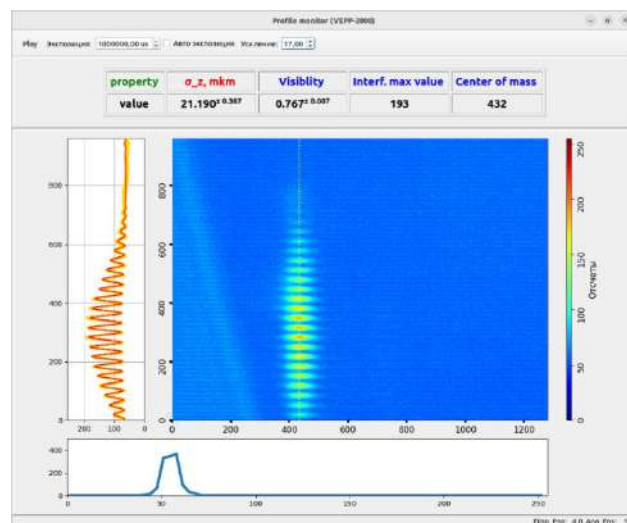


Рисунок 6. Вид окна ПО интерферометра (реальные измерения, ток пучка 0,3 А, расстояние между щелями ~6,2 мм, расстояние отточки излучения СИ пучка до щелей 2265 мм).

в работе использовалась ПЗС камера с диагональю 1/3 дюйма MER 131 75GM с большим динамическим диапазоном по интенсивности света (покрывала уровни интенсивности света для величин тока пучка от 0,1 до 250 мА).

В экспериментальном зале был размещен компьютер и налажен удаленный доступ с пультовой комплекса ВЭПП-2000. ПО было основано на наработках, используемых ранее на синхротроне Сибирь-2, модернизировано и интегрировано в общую систему управления комплексом ВЭПП-2000, был автоматизирован сбор и журналирование данных (значения видности и размера пучка). После отладки и тщательной юстировки был проведен эксперимент, заключающийся в измерении зависимостей размеров пучка в БЭП от тока пучка (вертикальный размер измерялся как раз

интерферометром, который показал лучшую разрешающую способность по сравнению с проекционным методом). Результаты измерений представлены на Рис. 7 и Рис. 8.

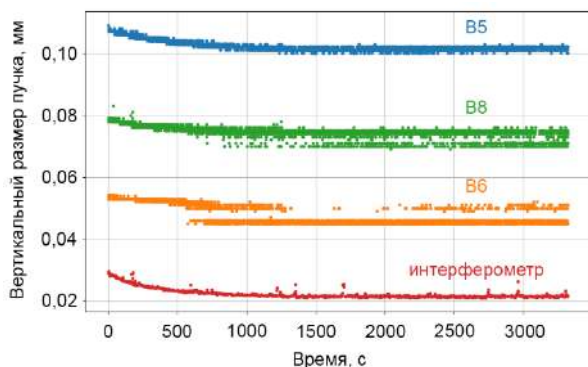


Рисунок 7. Вертикальный размер пучка при естественном вымирании пучка со временем (интерферометр и три ПЗС-камеры: B5, B6, B8).

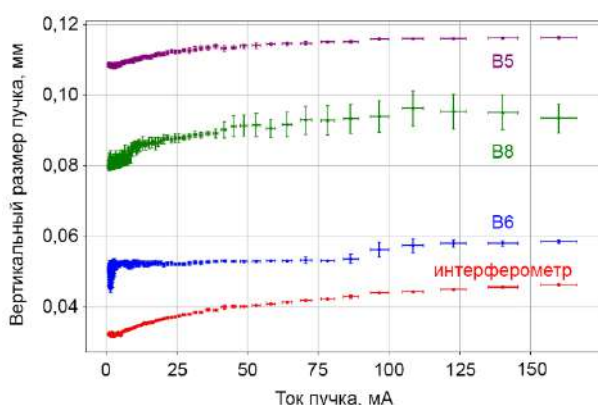


Рисунок 8. Зависимость вертикального размера пучка от тока (интерферометр и три ПЗС-камеры: B5, B6, B8).

Различие размеров на разных выводах СИ (B5, B6 и B8), регистрируемое ПЗС-камерами, обусловлено качеством отдельных элементов оптических трактов и их юстировки. Минимум вертикального размера, зарегистрированный интерферометром, составлял ~ 20 мкм. Горизонтальный и продольный размеры пучка регистрировались синхронно, как и давления остаточного газа (степень вакуума) внутри БЭП, чтобы при постобработке вычислить вклады во время жизни пучка двух эффектов: эффекта Тушека и рассеяния частиц пучка на остаточном газе при фотостимулированной десорбции газа с внутренней поверхности вакуумного объема.

Модернизация системы питания инфлекторов системы впуска ВЭПП-2000

Для впуска частиц в кольцо коллайдера ВЭПП-2000 применяется система полосковых инфлекторов (кикеров), для компенсации горизонтального импульса пучка частиц. Чтобы не воздействовать на впускаемый

пучок на следующем обороте, необходимо иметь длительность импульса по основанию не более двух периодов обращения частиц в кольце. Для стабильного воздействия на пучок импульсы генератора инфлекторов должны иметь форму, близкую к прямоугольной и длительность полочки импульса не менее 25 нс. Также высокие требования предъявляются к временной стабильности и крутизне фронтов генерируемых импульсов.

Для стабильной работы источники питания кикеров должны производить импульсы амплитудой до 75 кВ на согласованную линию 50 Ом, с неравномерностью плоской вершины менее 5% и её длительностью в пределах от 25 до 50 нс. Временная стабильность генератора должна составлять не более ± 2 нс, а крутизна фронтов выходных импульсов — менее 40 нс. Кроме того, необходима возможность регулировки амплитуды выходного напряжения в диапазоне 10–100%. На низком напряжении удар кикера применяется для диагностических целей, возбуждая поперечные колебания пучков.

Инфлекторы выполнены в виде полосковой линии, встроенной внутри вакуумной камеры поворотного магнита, каждый инфлектор запитывается импульсами разной полярности для каждого типа пучков и работает в режиме встречной бегущей волны. Время нарастания и время спада этих импульсов (Рис. 9) менее периода оборота, который равен 82 нс. Питающий инфлекторы генератор выполнен по схеме компрессии мощности с быстрым обрывом тока в индуктивности. SOS-диод выступает прерывателем тока и коммутацией запасенной в магнитном поле энергии на нагрузку. В качестве высоковольтных коммутаторов используются водородные тиратроны ТГИ1-1000/25.

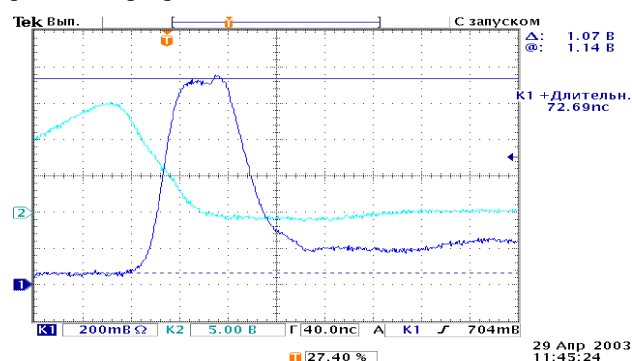


Рисунок 9. Осциллограмма импульса напряжения кикера.

Существенными недостатками этого генератора является проблема джиттера тиратронов вследствие температурной нестабильности и большой перестройки по напряжению, а также малое время жизни и отсутствие производства таких тиратронов. В процессе изменения уровня зарядного напряжения значительно меняется форма импульса, вследствие нелинейности цепей коррекции и самого SOS-диода.

Длительность импульса по основанию позволяет воздействовать на пучок однократно, но колебания после импульса (так называемый хвост) воздействует на

пучок на следующем обороте. Не обязательно при этом удар по пучку приходится на максимум полочки импульса. Такое действие характерно тем, что даже небольшая нестабильность по времени, дает ошибку отклонения прямо пропорциональную длительности пучка и крутизне фронта/спада импульса.

С целью повышения стабильности инъекции пучков в коллайдер, а также ликвидации указанных недостатков используемой на данный момент схемы, производимой отечественной компанией «ФИД-техника» (г. Санкт-Петербург) был разработан источник прямоугольных импульсов напряжения на основе быстрых полупроводниковых ключей для питания инфлекторов. Форма импульса близка к прямоугольной (Рис. 10), а длительность полочки позволяет отклонять частицы с большим допуском на стабильность задержки относительно пучка.



Рисунок 10. Осциллограмма импульса напряжения источника питания ГИН-75-50.

Для интеграции новых источников питания были разработаны и изготовлены в ИЯФ высоковольтные разъемы для кабеля РК50-24-17 использующегося с элегазовой (SF₆) изоляцией центральной жилы (Рис. 11). Это позволяет применять его для импульсных напряжений до 100 кВ. Также для вводов мощности внутрь вакуумной камеры необходимо увеличивать электрическую прочность проходных керамических изоляторов. Используется общий объем элегазовой системы включающий кабели, вводы и разъемы с контролем давления в системе по количеству источников питания и пластин кикеров.



Рисунок 11. Высоковольтный разъем с элегазовой изоляцией.

Источники питания были смонтированы в одну стойку и размещены в помещении для питания кикеров и интегрированы в общую систему управления. Управление источником возможно в трех режимах: 1 — полностью ручной с заданием выходных параметров с лицевой панели; 2 — аналоговое с заданием уровня зарядного напряжения сигналом от 0 до 10 В; 3 — по CAN-шине с набором необходимых команд на задание параметров, чтением статуса и блокировок. Переключение режимов трехпозиционным тумблером на лицевой панели. Работа возможна от внешнего запуска и встроенного задающего генератора.

Три месяца непрерывной работы показывают достаточную надежность, долговременную стабильность ± 1 нс, отсутствие температурного дрейфа в ждущем и рабочем режимах, неизменную форму импульса в пределах перестройки напряжения 30–100%. Для воздействия на пучок при экспериментах мы задаем уровень зарядного напряжения 10–20% от максимального, форма импульса при этом искажается, но для однократного незначительного удара этого достаточно. По прошествии наработки оборудования на отказ, мы сможем отказаться от дублирующей системы, сохраненной для продолжения непрерывной работы в случае аварии.

КОМПЛЕКС ВЭПП-4

Введение

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

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-4M), а также основные экспериментальные установки: универсальный магнитный детектор КЕДР (KEDR), предназначенный для проведения экспериментов по физике элементарных частиц, установка Дейтрон (Deuteron) для проведения экспериментов по ядерной физике, экспериментальные залы для проведения экспериментов с использованием СИ (SR), экспериментальный зал для исследований с использованием пучков гамма квантов обратного комптоновского рассеяния (ROKK-1M), где также расположен стенд «Выведенный пучок» и установка «Лазерный поляриметр».

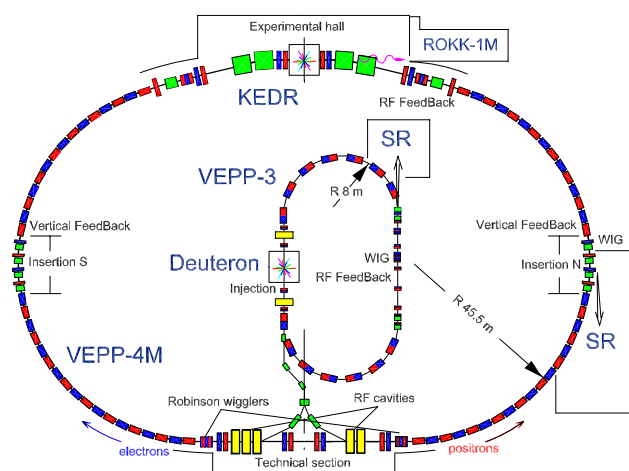


Рисунок 1. Схема комплекса ВЭПП-4.

На Рис. 2 показана диаграмма распределения времени работы комплекса в 2023 году.

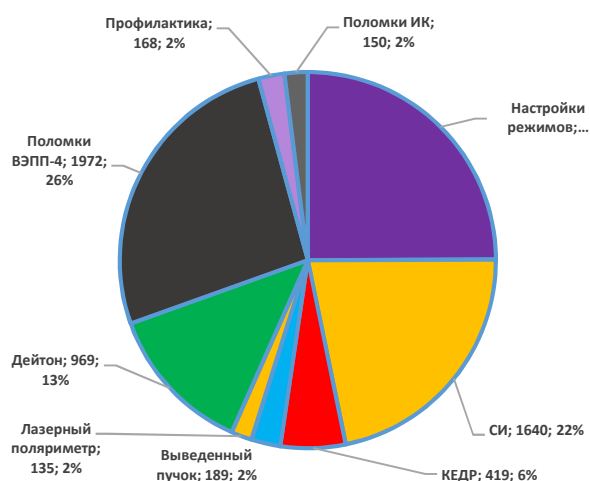


Рисунок 2. Процентное соотношение работ по различным экспериментальным программам на комплексе ВЭПП-4 в 2023 году.

Статус экспериментальных программ

Физика элементарных частиц

В 2023 году на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М совместно с универсальным магнитным детектором КЕДР продолжался набор статистики для двухфотонной физики. Основные цели эксперимента: (а) измерение полного сечения рождения адронов в двухфотонном канале рождения с инвариантной массой $1 \div 4$ ГэВ и изучение физических характеристик событий (множественность, спектры, проч.), (б) изучение эксклюзивных двухфотонных процессов, с малой инвариантной массой (< 1 ГэВ). Требуемый интеграл светимости — $50 \div 100$ пб⁻¹. Увеличение статистики до 200 пб⁻¹ позволит изучить резонансное рождение адронов (η_c , $\chi_{0,2}$, $\eta_c(2S)$, др.). Эксперимент проводится на энергиях частиц 3,5 ГэВ в режиме 2×2 сгустка. Измерение энергии частиц для данного эксперимента не требуется. Контроль за энергией осуществляется по измерению магнитного поля методом ЯМР, датчик которого расположен в специальном калибровочном магните. Произведен интеграл статистики $1,75$ пб⁻¹, записан интеграл – $1,25$ пб⁻¹. Всего с 2020 года на этой энергии было набрано $14,5$ пб⁻¹.

Следующим пунктом физической программы детектора КЕДР с электрон-позитронным коллайдером ВЭПП-4М является эксперимент по измерению параметров (масса покоя, лептонная ширина, бранчинги распада, так далее) $\Upsilon(1S)$ -мезона в области энергий $2 \times 4,75$ ГэВ. Табличное значение погрешности измерения массы $\Upsilon(1S)$ -мезона, после переобработки экспериментов МД-1 и CUSB, на основе уточнённых массы электрона, радиационных поправок и интерференции, составляет 100 кэВ. В новом измерении планируется в два раза улучшить этот результат. Для этого требуется система измерения энергии пучка ВЭПП-4М с точностью ~ 10 кэВ. В эксперименте будет использоваться метод резонансной деполяризации. Для измерения поляризации на энергии $\Upsilon(1S)$ используется установка

«Лазерный поляриметр». Метод измерения основан на определении асимметрии рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на вертикально поляризованном релятивистском электроном.

В рамках подготовки к эксперименту по измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона в 2023 году было выполнено предварительное сканирование $\Upsilon(1S)$ резонанса (Рис. 3) с интегралом светимости 28 нб^{-1} , целью которого являлось отработка измерения энергии лазерным поляриметром совместно набором данных с детектором КЕДР.

На Рис.4 показаны измерения энергии во время набора данных детектором КЕДР. Все четыре измерения энергии сделаны на одном электронном пучке. Поляризация частиц происходит непосредственно в ВЭПП-4.

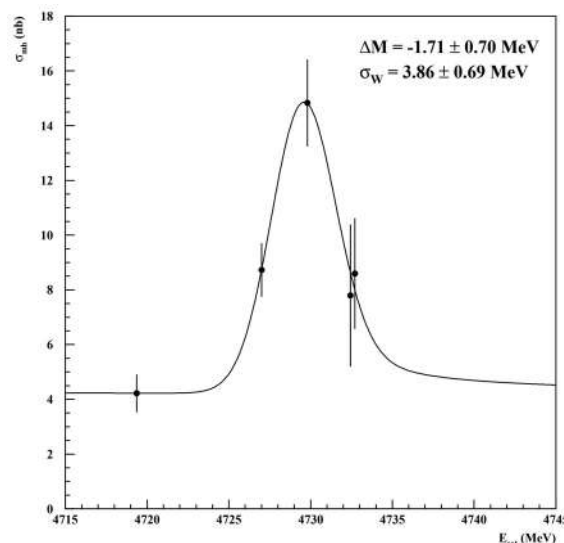


Рисунок 3. Сканирование $\Upsilon(1S)$ резонанса для проверки системы измерения энергии лазерным поляриметром.

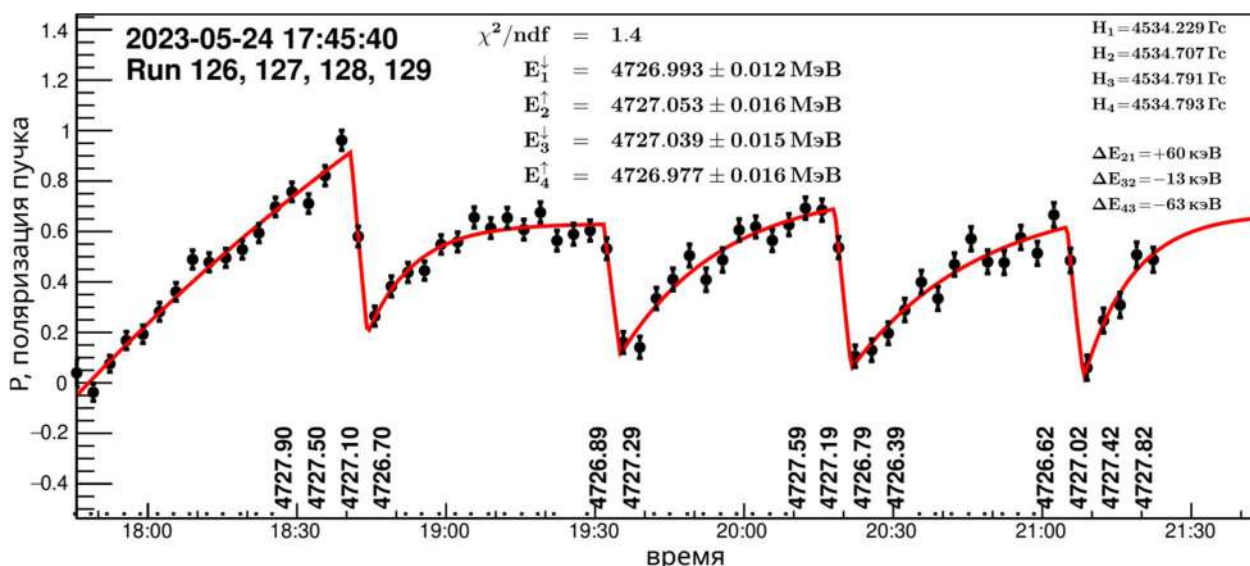


Рисунок 4. Прецизионные измерения энергии во время набора данных детектором КЕДР.

Синхротронное излучение

Эксперименты с использованием синхротронного излучения проводятся на ВЭПП-3 на энергиях пучка 1,2 и 2 ГэВ и на ВЭПП-4М на энергиях 1,9÷4,5 ГэВ. Возможна одновременная работа обоих накопителей в требуемых пользователям режимах, в том числе и на максимальной энергии. На ВЭПП-3 СИ выводится из поворотного магнита и 3-полусного вигглера (шифтера), а на ВЭПП-4М — из поворотного магнита и 9-полусного 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 6 станций, использующих излучение из трех каналов вывода СИ. На одной из станций ВЭПП-4М проводятся лабораторные работы для подготовки кадров в нуждах экспериментов СИ ВЭПП-3/ВЭПП-4М, а также будущего

источника СИ поколения 4+ ЦКП «СКИФ», который в настоящее время создается в наукограде Кольцово Новосибирской области.

В 2023 году на эксперименты с пучками СИ было отработано (см. рис. 5):

- на ВЭПП-4М 550 часов (около 45 смен), из них на 4,5 ГэВ 400 часов (около 33 смен), на 1,9÷3,5 ГэВ 150 часов (около 12 смен);
- на ВЭПП-3 отработано 800 часов (около 66 смен), из них на 2 ГэВ 770 часов (около 64 смен), на 1,2 ГэВ 24 часов (2 смены).

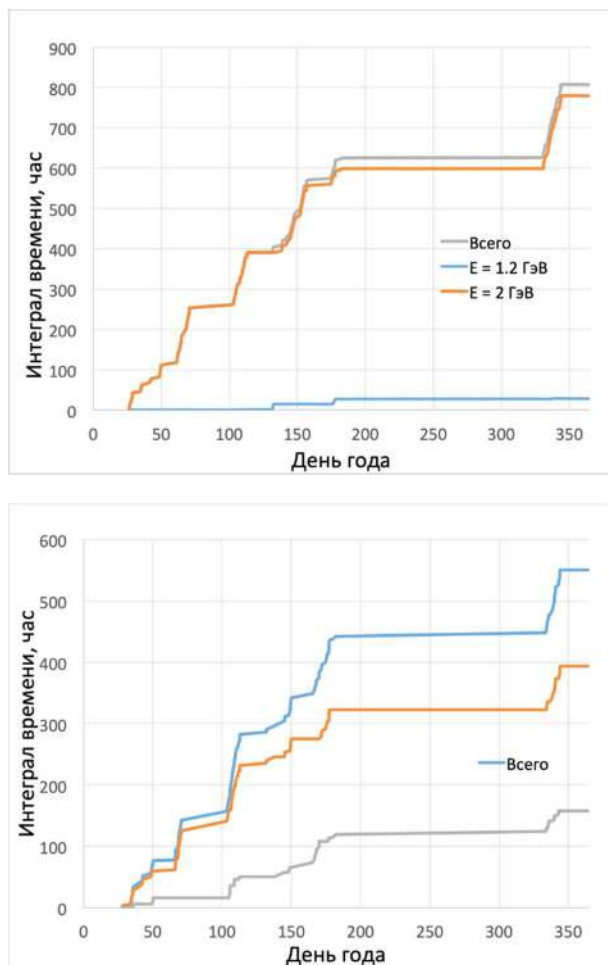


Рисунок 5. Интеграл времени работы на СИ ВЭПП-3 (вверху) и ВЭПП-4М (внизу).

В 2023 году было продолжено изучение характеристик прототипа детектора для исследования быстропротекающих процессов на пучке СИ в режимах максимально приближенных к условиям источника СИ ЦКП «СКИФ», создаваемого в настоящее время в наукограде Кольцово Новосибирской области. На ВЭПП-4М для этого был реализован режим с 16÷17 сгустками, расположенными через 10 сепаратрис (55 нс), что соответствует одному из специальных пучковых режимов для станции 1-3 «Быстропротекающие процессы» ЦКП «СКИФ». В этом режиме изучалась стабильность работы детектора и зависимость точности измерения сигнала от отдельных сгустков от фазы начала измерения, по отношению к началу последовательности сгустков. Было получено подтверждение принципиальной возможности работы детектора в таком режиме. Кроме того, была подтверждена возможность стабильной работы при наличии зазора в последовательности сгустков. Требования к величине этого зазора еще до конца не сформулированы, измерения будут продолжены в 2024 году.

Выведенный пучок

В 2023 году на тестовом пучке установки «Выведенный пучок» в общей сложности было проведено 16 смен. Список проводимых экспериментов приведен

ниже, в скобках указан процент пучкового времени для конкретной задачи.

1. Технические работы на тестовом пучке, настройка и выставка оборудования, отладка программного обеспечения (5,9%).

2. Исследование прототипа порогового черенковского детектора для космической дозиметрии в рамках работ с РОСКОСМОС (5,9%). Измерения проводились на энергии накопителя ВЭПП-4М 4,5 ГэВ.

3. Измерения аэрогелиевых радиаторов черенковского света на прототипе системы идентификации частиц ФАРИЧ (35,3%). Измерения проводились на энергии накопителя ВЭПП-4М 4,5 ГэВ.

4. Сканирование прототипа аэрогелиевого счетчика АШИФ для детектора СНД (17,6%). Измерения проводились на энергии накопителя ВЭПП-4М 4,5 ГэВ.

5. Исследование прототипа калориметра на основе кристаллов чистого CsI (35,3%). Измерения проводились на энергиях первичных электронов 1,9; 2,5; 3,5; 4,5 и 4,75 ГэВ. Соответствующая энергия краев спектра ОКР составила 64, 111, 225, 361, 402, 441, 730 и 812 МэВ. Одним из важных пунктов выполнения данной программы является исследование отклика прототипа на пучках частиц, параметры которых хорошо известны. В качестве таких пучков было решено использовать жесткие гамма-кванты. Для их получения применялся лазер, способный генерировать фотонные пучки с длинами волн 527 нм и 1064 нм. Полученные, при взаимодействии этих фотонов с пучком первичных электронов ВЭПП-4М, обратные комптоновские рассеянные (ОКР) гамма-кванты имеют характерный спектр, края которого (максимальная энергия гамма-квантов) можно использовать для калибровки энергетической шкалы и разрешения калориметров поскольку энергетический разброс пучка первичных электронов ВЭПП-4М составляет 3×10^{-4} .

Дейтрон

В 2023 году был проведен набор экспериментальных данных по измерению одной из компонент тензорной анализирующей способности T_{20} реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. T_{20} является функцией энергии фотона и угла вылета протона. В эксперименте ориентирующее магнитное поле было направлено вдоль импульса γ -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, σ_0 – сечение на неполяризованной мишени. Тензорную анализирующую способность T_{20} можно извлечь, измерив асимметрию скорости счета событий при смене знака поляризации мишени. В сеансе 2023 года энергия пучка электронов в накопителе была 800 МэВ, при этом диапазон энергий квазиреальных фотонов, определяемый акцептансом системы мечения фотонов (СМФ), составил 400÷640 МэВ. Знак поляризации менялся каждые 30 секунд в течении всего эксперимента.

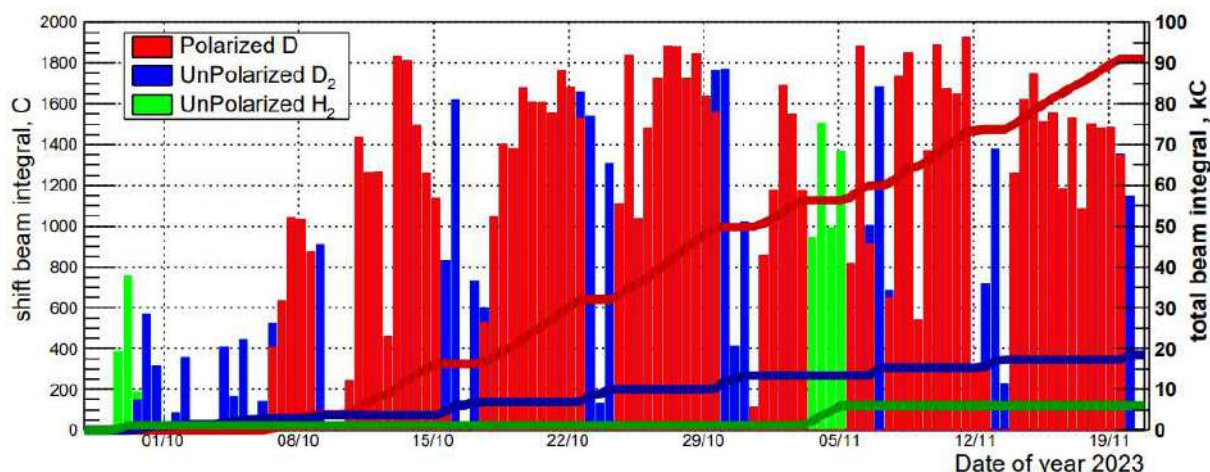


Рисунок 6. График набора интеграла тока электронов в накопителе ВЭПП-3 в эксперименте Дейтрон в 2023 году.

В течение 2-х летних месяцев была осуществлена установка экспериментального промежутка на ВЭПП-3, проведена сборка и запуск детектора, источника поляризованных атомов, триггерной и оцифровывающей электроники, программ набора данных и медленного контроля.

Далее три недели ушли на отладку режимов работы накопителя ВЭПП-3 с измененной магнитной структурой. Набор экспериментальных данных проходил с 30 сентября по 19 ноября 2023 года. На Рис.6 представлен временной график набора интеграла тока электронов в накопителе ВЭПП-3 за весь период экспериментального захода. Красным цветом отмечен набор на поляризованной мишени, синим — набор на неполяризованной мишени, который проходил во время плановой «переморозки» источника поляризованных атомов. Помимо этого, для контроля были набраны данные с неполяризованной водородной мишенью (помечены зелёным цветом на Рис.6), а также события тормозного излучения для калибровки трековой системы СМФ. В результате, измеренный интеграл тока при работе с поляризованной мишенью составил 91 килокулон. Этот интеграл равномерно распределен между двумя состояниями мишени с разными знаками тензорной поляризации. Помимо этого, для контроля были набраны данные с неполяризованной водородной мишенью (помечены зелёным цветом на Рис.6), а также события тормозного излучения для калибровки трековой системы СМФ.

Ускорительная активность

На электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М идёт подготовка к эксперименту по измерению параметров $\Upsilon(1S)$ -мезона. Ключевой особенностью эксперимента является точное знание энергии сталкивающихся частиц, а также стабильность энергии во время набора статистики. Предъявляются жесткие требования, которые в конечном итоге определяют систематические ошибки измеренных параметров $\Upsilon(1S)$ -мезона (масса покоя, лептонная ширина, проч.). Рассматриваются систематические ошибки: влияние 50 Гц пульса-

ций ведущего поля, вклад асимметрии спинового распределения из-за квадратичной нелинейности, влияния паразитных радиальных электрических полей, измерение вертикальной электростатической дисперсии в месте встречи.

Кроме того, проводится дальнейшее развитие метода резонансной деполяризации для измерения энергии циркулирующих частиц в ВЭПП-4М. На высокой энергии для этих целей применяется лазерный поляриметр. Метод измерения основан на определении асимметрии рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на вертикально поляризованном релятивистском электроны. Проводится отладка оборудования, программного обеспечения, изучения разного рода систематик.

На накопителе ВЭПП-4М разрабатываются несколько методик измерения и коррекции оптики. Фурье-анализ пообортных измерений когерентных колебаний пучка, которые могут возбуждаться либо однократным воздействием кикеров, либо периодическим сигналом деполяризатора, позволяет достаточно быстро измерить бета-функции в местах датчиков положения пучка. Данная методика уже много лет используется на ВЭПП-4М и с вводом в строй новой пикапной электроники существенно повысилась точность измерений. Дальнейшее развитие этого метода предполагает измерение набегов фазы между датчиками положения пучка, определение связи бетатронных колебания и оптических функций связанной оптики. Для более точного измерения различных параметров структуры накопителя ВЭПП-4М разрабатывается метод основанный на измерении матриц отклика орбиты пучка на вариацию магнитных элементов. Данный метод позволяет восстановить не только оптику ускорителя, но также получить данные о геодезических смещениях магнитов и пикапов, определить зависимости полей от токов ИП и так далее. В дальнейшем эти методики предлагается перенести на ВЭПП-3, а также использовать на установках ЦКП «СКИФ».

Модернизация комплекса

На комплексе ВЭПП-3 продолжаются работы по модернизации оборудования.

Для улучшения контроля за стабильностью работы импульсных устройств транспортного канала ВЭПП-3 – ВЭПП-4М была создана новая система измерения величин магнитных полей в импульсных магнитах канала. К стабильности отработки импульсных полей в момент пролета пучка предъявляются высокие требования: величины полей в некоторых магнитах должны воспроизводиться от перепуска к перепуску с точностью не хуже, чем 0,01%. Чтобы измерить импульсное магнитное поле с такой точностью, применяется специально разработанная электроника, реализующая метод интегрирования токового сигнала, подаваемого с измерительной петли, помещенной в апертуру магнита. Данная электроника (БИИП) была разработана в стандарте КАМАК еще в 80-е годы прошлого века, в настоящее время она устарела, неремонтопригодна, и зачастую уже не обеспечивает требуемой стабильности и точности измерений.

Для выполнения подобных измерений в ИЯФ в лаборатории 6-1 разработана новая серия модулей, реализующая другой способ измерения импульсных полей: измерение полного интеграла напряжения с измерительной петли, подаваемого на вход измерительного модуля. Для канала ВЭПП-3 – ВЭПП-4М собрана система, состоящая из крейта VME и 15 установленных в нем четырехканальных измерительных модулей VsDC-4. Данная система обеспечивает одновременную оцифровку всех сигналов, поступающих от всех импульсных магнитов канала. В настоящее время система установлена в помещении импульсного питания и находится в стадии интеграции в работающую систему управления: написано программное обеспечение (ПО) для взаимодействия с модулями, подготовлена конвертация и передача данных в существующее ПО, которое также доработано для приема данных. Система будет запущена в работу в ближайшую длительную остановку ускорительного комплекса.

Продолжается модернизация системы управления комплекса ВЭПП-4. На базе управляемых коммутаторов создана изолированная локальная сеть Ethernet, что обеспечивает связь между существующими элементами системы управления и открывает возможность интеграции в систему новой современной контрольно-измерительной электроники и компьютеров.

В главной пультовой ускорительного комплекса в качестве операторских машин установлены новые компьютеры Lenovo, позволяющие подключать до 6 мониторов.

В систему управления внедрены серверные компьютеры Supermicro, на которых развернута система виртуализации под управлением Proxmox 7, что позволило оптимизировать использование вычислительных ресурсов путем распределения задач управления, архивирования и визуализации между виртуальными машинами, работающими в этих серверных компьютерах.

На серверных компьютерах установлены и интегрированы в систему несколько плат в формате PCI и PCIe, применяемыми со следующими целями:

- обеспечение связи с существующими контроллерами КАМАК и VME, с контроллерами, подключаемыми по RS-485, что дало возможность перевести многие компоненты ПО со старых компьютеров на виртуальные машины, работающие в новых серверах,
- оцифровка различных сигналов (платы Spectrum), поступающих с новых датчиков измерения тока пучка, установленных на кольце ВЭПП-4М.

Кроме того, на базе PLC Wago создана защитная система по температуре (включая монтаж электронных блоков и написание ПО) для элементов магнитной системы ВЭПП-4М, которая в настоящий момент готовится к включению в работу.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС

Стенд для измерения электродинамических характеристик ускоряющих структур.

Измерительный стенд

Регулярная ускоряющая структура (Рис.1) состоит из двух полуструктур, которые после их изготовления объединяются через соединительную диафрагму с помощью сварки. Каждая полуструктура состоит из ускоряющих ячеек, одной переходной ячейки и трансформатора типа волны. Первая полуструктура состоит из 42 ускоряющих ячеек, вторая из 41 ускоряющей ячейки. Для охлаждения и поддержания рабочей температуры предусмотрена рубашка термостабилизации.

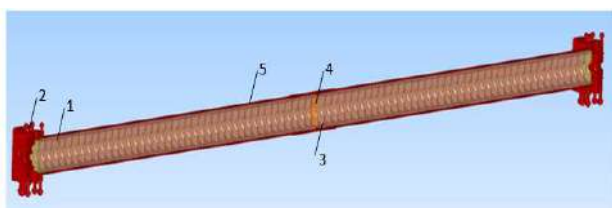


Рисунок 1. Ускоряющая структура типа диафрагмированный волновод: 1 – резонатор (регулярная ускоряющая ячейка), 2 – трансформатор типа волны, 3 – переходная ускоряющая ячейка, 4 – соединительная диафрагма, 5 – рубашка термостабилизации.

Отклонение характеристик структур от допустимых показаний может привести к изменению параметров пучка: недобору энергии, увеличению эмиттанса, увеличению энергетического разброса. Поэтому был создан стенд для измерения отдельных элементов ускоряющих структур и структур целиком. Измерительный стенд включает в себя две площадки: Первая - для измерения собственных частот ускоряющих ячеек до пайки, вторая - для измерения ускоряющих секций после пайки полуструктур.

Первый стенд (Рис.2) на основе резонансного макета предназначен для измерений отдельных ускоряющих ячеек до пайки. Для этих целей собирается макет, состоящий из двух полуячеек и двух регулярных ячеек. Полуячейки имеют СВЧ вводы для возбуждения макета. Одна из регулярных ячеек является фиксированной эталонной ячейкой, а вторая меняется в процессе измерения. Сборка макета происходит всегда при фиксированном давлении, что подтверждается манометром.

В таком макете могут возбуждаться 4 моды: 0 , $\pi/3$, $2\pi/3$, π . Частота моды $2\pi/3$ измеряется, после чего происходит замена рабочей ячейки. При значительном отличии частоты какой-либо ячейки на величину более, чем на ± 200 кГц, происходит их доработка. Ячейки с меньшей ошибкой располагаются в правильном порядке для компенсации суммарной фазовой ошибки. После этого из отобранных ячеек паяется ускоряющая структура.



Рисунок 2. Вертикальный измерительный стенд.

Второй измерительный стенд (Рис.3) предназначен для измерения полуструктур до пайки и готовых ускоряющих секций. Он основан на методе нерезонансного возмущения.



Рисунок 3. Горизонтальный измерительный стенд.

Методика измерений

Методика измерения набега фазы на ускоряющую ячейку состоит в перемещении металлического возмущающего тела, закрепленного на тонкой нерастяжимой нити, по продольной оси ускоряющей структуры и измерении комплексной амплитуды отраженного сигнала при фиксированной частоте (Рис.4). Перемещение шара происходит с помощью контроллера, а управление перемещением с помощью контроллера и программного обеспечения.

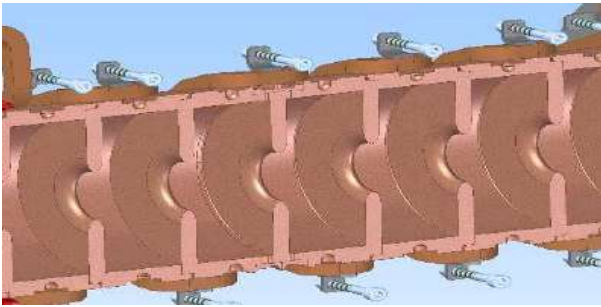


Рисунок 4. Схема ускоряющей структуры с возмущающим телом.

Определив комплексную амплитуду отраженного сигнала можно определить сдвиг фазы на ускоряющую ячейку, а также распределение поля:

$$\frac{E_{zmax}}{\sqrt{P}} = b\sqrt{|\Gamma| - |\Gamma_0|}. \quad (1)$$

Здесь E_{zmax} – максимальная амплитуда поля на оси структуры, P – мощность генератора, Γ и Γ_0 – коэффициенты отражения при возмущающем теле и без него, b – коэффициент, зависящий от возмущающего тела. Фазовый сдвиг на ячейку определяется как фаза отраженного комплексного сигнала φ_{ref} , уменьшенная в 2 раза из-за двойного пробега волны от входа до возмущающего тела:

$$\theta = 0.5\varphi_{ref}. \quad (2)$$

В результате работы стендов были отобраны ускоряющие ячейки, из которых были произведены ускоряющие структуры.

На Рис.5 показана фазовая диаграмма измеренного сигнала. На основе данных результатов было получено отклонение фазы в ячейке от необходимых 120° . На Рис.6 показан сдвиг фазы вдоль структуры, а на Рис.7 – диаграмма с ошибками. На Рис.8 показана нормализованная амплитуда поля в ускоряющей структуре. На основе полученного распределения можно получить полосу пропускания ускоряющей структуры (Рис.9).

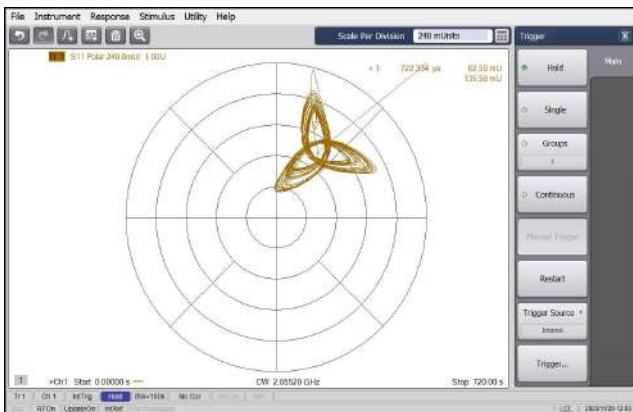


Рисунок 5. Фазовая диаграмма измеренного отраженного сигнала.

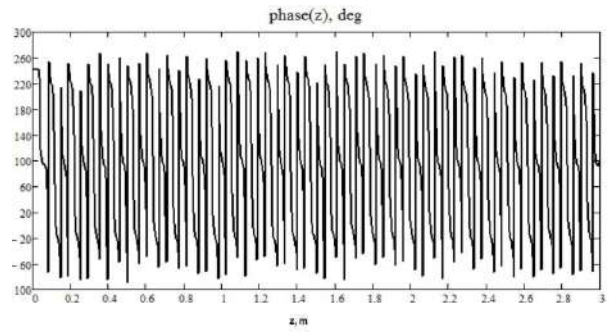


Рисунок 6. Фазовая диаграмма измеренного отраженного сигнала.

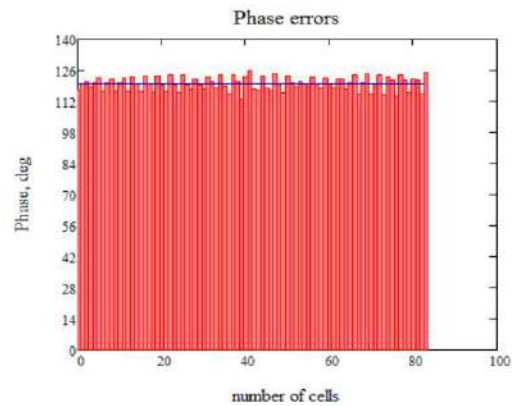


Рисунок 7. Отклонение сдвига фазы в ускоряющей ячейке от необходимых 120° .

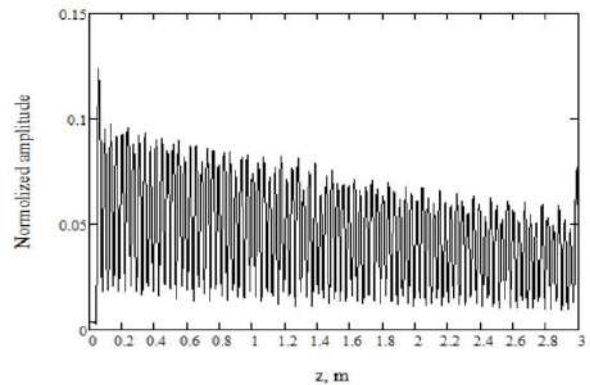


Рисунок 8. Измеренная нормализованная амплитуда поля в ускоряющей структуре.

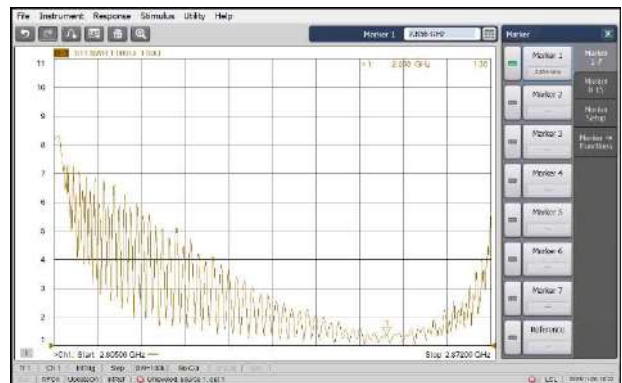


Рисунок 9. Полоса пропускания ускоряющей структуры.

Обработка результатов

С помощью и полученных измерений можно привести следующие результаты (таблица 1):

Таблица 1. Результаты измерения ускоряющих структур.

Параметр	Значение
Суммарная фазовая ошибка	0,9 град
Средняя фаза	120,01
Среднеквадратичное отклонение	$\pm 1,5$ град
Относительная групповая скорость волны	0,018
Относительная фазовая скорость волны	0,998995
Коэффициент затухания по полю	0,1 1/м
Коэффициент связи	0,02
Шунтовое сопротивление	$50 \pm 0,15$ Мом

Проделанные измерения свидетельствуют, что ускоряющая структура пригодная для использования в линейном ускорителе.

В настоящее время разработанный стенд продолжает работать для измерения параметров различных ускоряющих структур линейных СВЧ ускорителей.

Модернизация позитронного источника инжекционного комплекса

Описание позитронного источника

В настоящее время в ИЯФ СО РАН ведется работа, направленная на увеличение возможностей производства позитронов. Проект такой системы, включая новый соленоид сопровождения, представлен ниже.

Позитронный источник состоит из:

- конверсионной мишени, предназначенной для производства позитронов,
- согласующего устройства – концентратора потока, предназначенным для согласования пучка позитронов в большом угловом расхождении с каналом линейного ускорителя,
- соленоида сопровождения, предназначенного для фокусировки низкоэнергетического позитронного сгустка,
- ускоряющей S-структуры, предназначенной для ускорения частиц.

Общий вид конверсионной системы представлен на Рис.10.

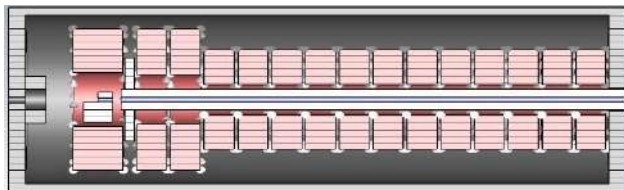


Рисунок 10. Общий вид конверсионной системы без вакуумной камеры концентратора потока и конверсионной мишени.

Соленоид состоит из отдельных катушек разного диаметра. Первая катушка расположена вокруг вакуумной камеры согласующего устройства и поэтому имеет увеличенный внутренний диаметр и увеличенную длину. Для гладкого согласования продольного поля соленоида согласования между первой катушкой и регулярными катушками, вторая и третья катушки тоже имеют увеличенный внешний и внутренний диаметры. В образовывавшееся пространство между катушками и ускоряющей структурой помещены два дипольных корректора орбиты – вертикальный и горизонтальный.

Концентратор потока изготовлен из меди и имеет две полости – коническую и цилиндрическую (Рис.11). Первая полость создает спадающее магнитное поле и предназначена для провозждения через нее позитронов. Во второй полости расположена катушка возбуждения концентратора. Обе полости соединены между собой тонким разрезом 0,3 мм для того, чтобы токи Фуко, индуцируемые в цилиндрической полости катушки возбуждения, могли свободно перетекать по внутренней поверхности в коническую полость и создавать в ней продольное поле. Такая конструкция концентратора потока позволяет создавать продольное поле вплоть до 10 Т и избегать механического разрушения конструкции при импульсном режиме работы от сильных механических вибраций.

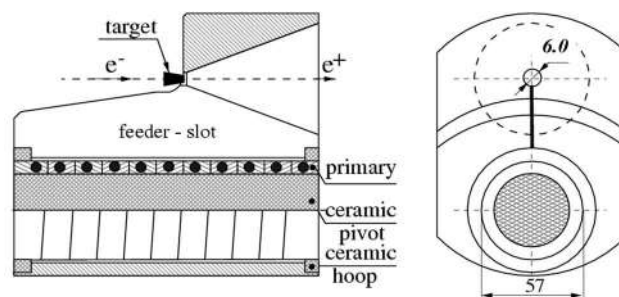


Рисунок 11. Эскиз концентратора потока.

Все типы концентраторов потока имеют одну общую конструктивную особенность – наличие тонкой щели, позволяющую тока Фуко свободно перетекать с одной поверхности на другую. Наличие такой щели приводит к появлению на продольной оси рабочей полости дипольной составляющей магнитного поля. Профиль продольного магнитного поля в рабочей полости и дипольная компонента приведена на Рис.12.

Наличие вертикальной дипольной компоненты в концентраторе приводит к тому, что при прохождении позитронов через концентратор позитронный пучок приобретает смещение от оси ускоряющей структуры как в вертикальном, так и горизонтальном направлении. Смещение составляет 1,4 мм в вертикальном направлении и 1,8 мм в горизонтальном. Для коррекции орбиты и выравнивания ее на ось ускоряюще-фокусирующего канала применяются два дипольных корректора, с воздушным охлаждением.

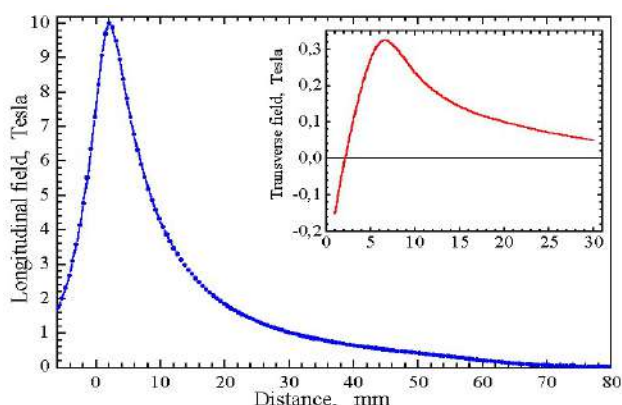


Рисунок 12. Профиль продольного магнитного поля на оси рабочей полости концентратора потока и дипольная компонента.

На Рис.13 приведена модель для численного моделирования поля соленоида. Концентратор потока и ускоряющая структура не приведены. Для наиболее эффективной коррекции диполи нужно размещать как можно ближе к месту появления искажения орбиты. Две катушки соленоида, расположенные за концентратором потока, имеют увеличенный диаметр для размещения системы коррекции.

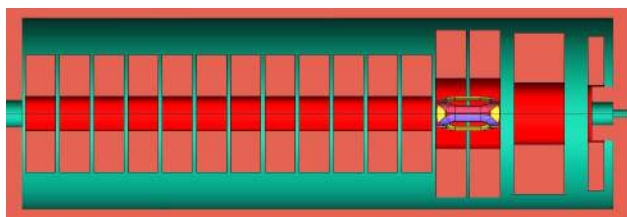


Рисунок 13. Общий вид конверсионной системы без вакуумной камеры концентратора потока и конверсионной мишени.

Для увеличения магнитного поля вблизи конверсионной мишени добавлена еще одна маленькая катушка. Расчеты магнитного поля вместе с экраном (без поля дипольных корректоров) приведены на Рис.14. Нулевая позиция соответствует крайнему правому торцу конверсионной мишени (выход позитронов).

Среднее поле составляет 0,5 Т, однородность магнитного поля соленоида составляет примерно $\pm 0,5\%$.

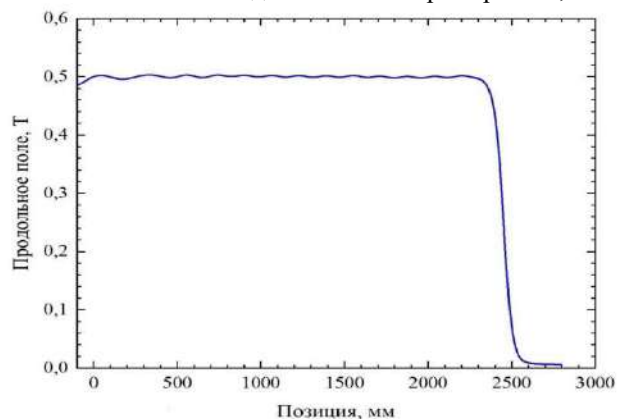


Рисунок 14. Распределение продольного магнитного поля соленоида на оси ускоряющей структуры.

Расчеты нового соленоида для системы конверсии

Магнитная линза (соленоид) предназначена для фокусировки пучка частиц в зоне расположения позитронной мишени. Необходимо обеспечить магнитное поле на оси в центре линзы не ниже, чем 0,45 Т. Длина всей системы 2,9 м.

Для расчетов предполагалось, что для изготовления соленоида будет применяться провод с сечением 12x12 мм с отверстием для охлаждения диаметром 6 мм. Магнитная система состоит из 16 соленоидов, которые могут запитываться независимо друг от друга. Также для обеспечения необходимого охлаждения соленоиды разбиты на 2 или 4 контура охлаждения. Также из-за необходимости расположить внутри системы саму мишень и коррекции катушки C0, Brc, C1, и C2 имеют больший внутренний диаметр в сравнении с остальными 12 соленоидами (Рис.15). Соленоид Brc – это уже имеющаяся на установке Инжекционный Комплекс ВЭПП-5. В качестве материала ярма для расчетов использовалась сталь 10. Для того чтобы ярмо могло обеспечить пропускание магнитного потока толщина стали в зоне расположения соленоидов C0, Brc, C1, и C2 была увеличена с 20 мм до 40 мм. Также торцевая часть ярма в этом месте имеет толщину 50 мм. На Рис.15 представлена модель такой соленоидальной линзы.

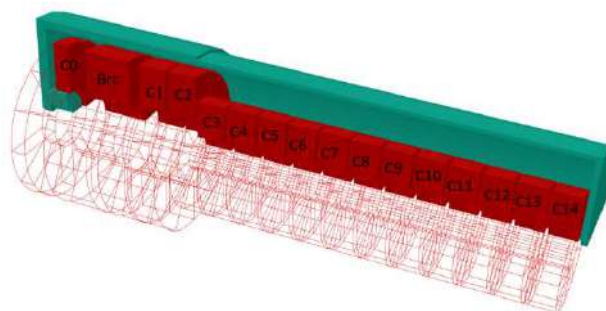


Рисунок 15. Модель магнитной линзы (соленоида).

Моделирование работы линзы было выполнено в программной среде Орега (Рис.16). В таблице 2 представлены основные параметры линзы. График магнитного поля на оси линзы представлен на Рис.17.

Таблица 2. Параметры магнитной системы.

Параметр	Значение
Материал брони	Сталь 10
Габариты по железу	R=540 мм; L=2880 мм
Апертура по железу	r =52,5 мм
Толщина брони	От 20 до 50 мм
Шина	12x12 (Ø 6 мм) мм ²
Кол-во соленоидов	16
Поле Bz в центре	0,5 Тд
Интеграл поля Bz на оси	1000 Тл×мм
Эффективная длина	2000 мм
Колебания поля на оси в центральной области	Менее 1%

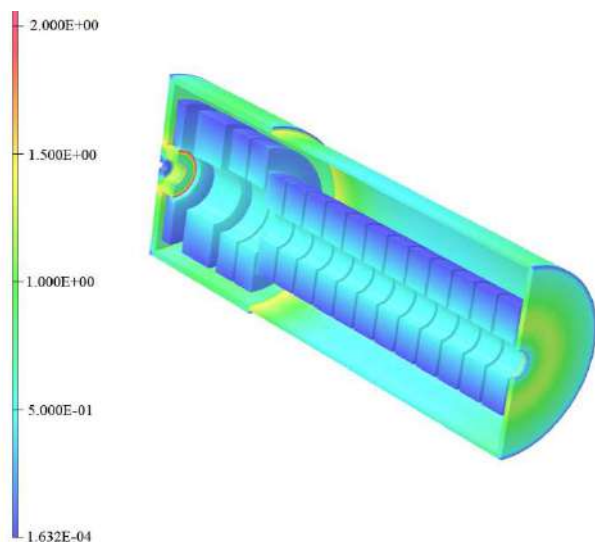


Рисунок 16. Магнитное поле [Тл] на поверхности ярма.

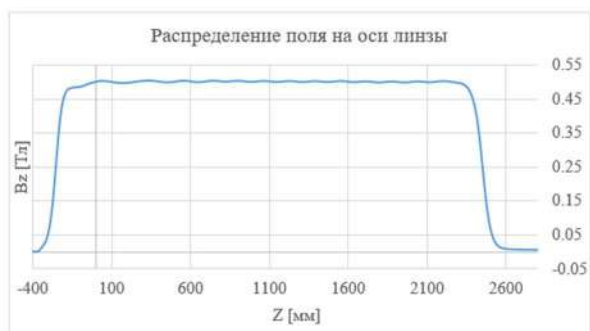


Рисунок 17. График магнитного поля на оси линзы ($z = -400$ начало линзы).

Заключение

За 2023 год был создан и запущен стенд для измерения отдельных элементов ускоряющих структур и структур целиком. Измерительный стенд включает в себя две площадки: для измерения собственных частот ускоряющих ячеек до пайки и для измерения ускоряющих секций после пайки полуструктур.

Помимо этого, был разработан проект модернизации позитронного источника инжекционного комплекса, направленный на увеличение возможностей производства позитронов.

Была выполнена модернизация оптической диагностики накопителя-охладителя инжекционного комплекса.

Планомерное развитие программного обеспечения включало в себя усовершенствования общего характера в скелет фреймворка CXv4, расширение его возможностей для взаимодействия с системами управления комплексов потребителей и расширение поддержки управляюще-измерительной электроники. Кроме того, изменениям подверглись также службы прикладного уровня, графические пользовательские интерфейсы и программная автоматика комплекса.

В рамках повышения стабильности работы началось внедрение новых импульсных источников питания инфлекторов накопителя-охладителя, осуществляющих компенсацию горизонтального импульса пучка с наименьшими потерями частиц при его инжекции. Источники ГИН-50-50 были смонтированы для питания инфлекторов позитронного предудара и интегрированы в общую систему управления.

ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Высоковольтная система электронного охлаждения для коллайдера НИКА

Расширение требований к параметрам пучков тяжелых заряженных частиц поставило ряд новых задач в физике и технике установок электронного охлаждения. Желание иметь высококачественные пучки с высокой энергией дало толчок к развитию проектов NICA (Россия), FAIR (Germany), HIAF (Китай). Получение электронного охлаждения ионов сгруппированным пучком электронов на ускорительном комплексе BNL (США) позволило увеличить светимость столкновений на низкой энергии от 30%-50% до 2 раз. Для этого использовались пучки электронов, ускоренные ВЧ системой до энергии 1,6 и 2 МэВ на частоте 703,5 МГц и зарядом 100 пКл. Демонстрация использования первого в мире охлаждения на действующем коллайдере открывает новые возможности в планировании уникальных физических экспериментов на адронных и ионных пучках с высокой энергией.

Реализация проекта NICA (Россия, ОИЯИ) позволит провести исследование фазовой диаграммы сильно сжатой барионной материи в лабораторных условиях. Для создания материи с такой высокой плотностью в лабораторных условиях используется столкновение тяжелых ионов, в которых значительная часть энергии пучка расходуется на возникновение новых адронов и возбуждение резонансов, свойства которых могут быть заметно модифицированы окружающей горячей и плотной средой. При очень высоких температурах или плотностях эта смесь адронов образует новое агрегатное состояние материи – кварк-глюонную плазму.

Установка СЭО для коллайдера NICA имеет классическую компоновку с продольным магнитным полем и двумя секциями для охлаждения встречных пучков с малым расстоянием между собой (32 см), что сильно осложнило ее техническое проектирование, производство и наладку. В 2023 году были продолжены работы по тестированию большого количества различных элементов СЭО в ИЯФ СО РАН.

В качестве примера на рисунке 1 показана сборка магнитных элементов, расположенных рядом с электростатическим ускорителем перед их отправкой в ОИЯИ.

Для сравнения результатов расчетов магнитных полей с помощью специализированной программы MAG3D и результатов измерений использовался набор элементарных направляющих, состоящий из прямолинейных отрезков различной длины и поворота на девяносто градусов по радиусу 100 см. С их помощью возможно измерение практически любых наборов магнитных элементов. На рисунке 2 показана фотография системы магнитных элементов для измерения поворотного магнита и результаты измерений для всех значимых поворотного и продольного магнитных полей.

Был проведен эксперимент по получению охлаждения ионов ксенона на энергии инжекции в присутствии ВЧ. Было получено время охлаждения ионов

$\text{Xe}124(+28)$ около 70 мсек. Достигнутое уменьшение размера пучка в Бустере привело к более эффективному переводу его в Нуклотрон, что не только примерно в 1,5-2 раза повысило интенсивность ускоренного пучка, но и позволило примерно в два раза увеличить счет детектора эксперимента Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N).



Рисунок 1. Магнитные элементы СЭО, расположенные в области электростатического ускорителя.

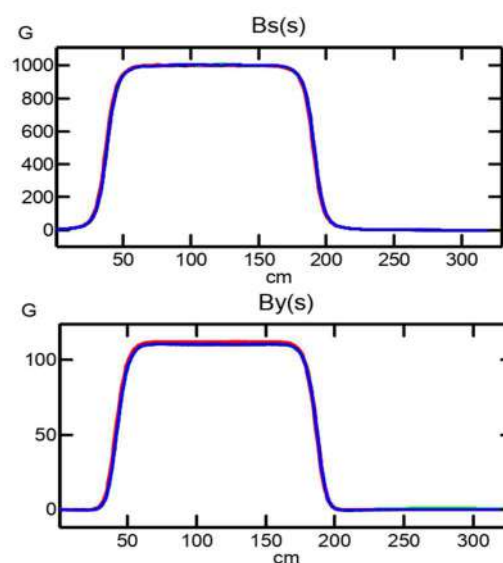


Рисунок 2. Фотография системы магнитных измерений в поворотном магните и сравнение результатов измерений с расчетными значениями для продольного и поворотного поля магнитного элемента.

ИССЛЕДОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИ ИЗ НАКОПИТЕЛЕЙ ВЭПП-3 И ВЭПП-4М

Введение

В отчете представлены результаты работ, связанных с генерацией и использованием синхротронного излучения (СИ) в центре коллективного пользования «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения» (ЦКП СЦСТИ) в 2023 г.

Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения обеспечивает возможность использования мощных аналитических методик с использованием синхротронного излучения для широкого круга исследовательских групп из научно-исследовательских институтов, университетов и производственных учреждений Сибирского региона и из других областей России.

Полученные в 2023 году и представленные в отчете результаты позволяют оптимизировать организацию проведения исследовательских работ на установках Центра и тем самым повысить общую эффективность использования дорогостоящего научного оборудования и операционного времени функционирования накопительных комплексов.

Суммируя результаты проведенных исследовательских работ, которые опубликованы в 57 научных статьях и тезисах конференций, можно сделать вывод, что государственное задание 2023 года по теме «Исследования по генерации и использованию синхротронного излучения» выполнено.

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 ВЭПП-4М. 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 первой половине 2023 году на данные работы выделялись полуторанедельные интервалы, которые принято называть «заходами». График одного из заходов представлен на Рис. 1.

Работы с использованием СИ на накопителе ВЭПП-3 проводятся в двух режимах с энергией пучка 2 ГэВ, для большинства пользовательских станций (на Рис. 1 данный режим выделен голубым цветом). Режим с энергией 1,2 ГэВ необходим для проведения специфических работ на станции LIGA, и не может использоваться для других станций.

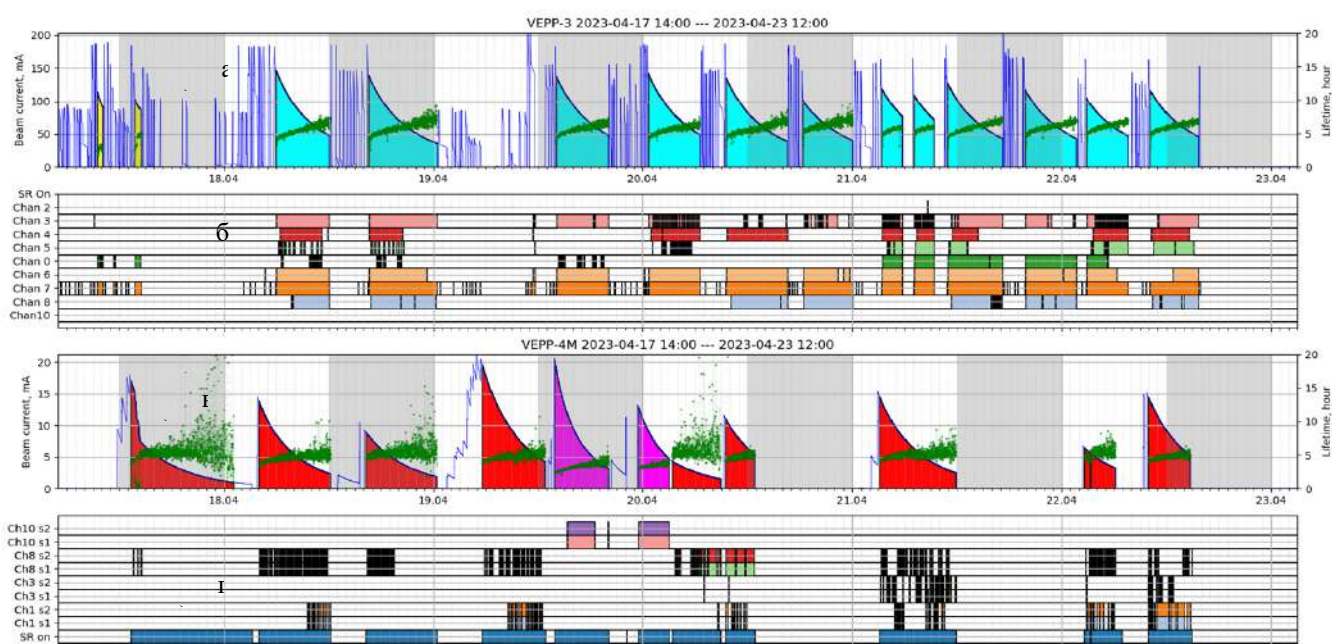


Рисунок 1. График захода по работам с использованием СИ в период с 24.02 по 5.03.2023 а) и в) графики токов пучков и времени жизни на ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно, б) и г) график отрывания радиационных затворов на пользовательских станциях ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно.

Аналогично для станций на каналах вывода СИ из коллайдера ВЭПП-4М для всех станций используется режим с энергией 4,5 ГэВ (на Рис. 1 данный режим выделен красным цветом), за исключением станции «Метрология» в мягком рентгеновском диапазоне работа которой происходит на энергии инжекции (1,9 ГэВ, на Рис. 1 данный режим выделен сиреневым цветом). Энергия пучков на рисунках в различных смещах 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 2023 году данные режимы также активно использовались для проведения данных работ (на Рис. 1 данный режим выделен сиреневым цветом).

В общем итоге в 2023 году на ВЭПП-3 полное операционное время работы установки, подходящее для проведения экспериментов, составило 800 часов. Данная сумма не включает в себя время, потраченное на подготовку пучков и аварийные простои. Аналогично, на ВЭПП-4М данное время составило 550 часов.

Во второй половине года, в связи с другими программами использования комплекса исключающие возможности работ с использованием СИ, общее время исследований было уменьшено по сравнению с 2022 г., которое составляло 1300 и 900 часов соответственно.

На Рис. 2 показаны наборы интегралов операционного времени ВЭПП-3/ВЭПП-4М для работ с использованием СИ в течении 2023 года.

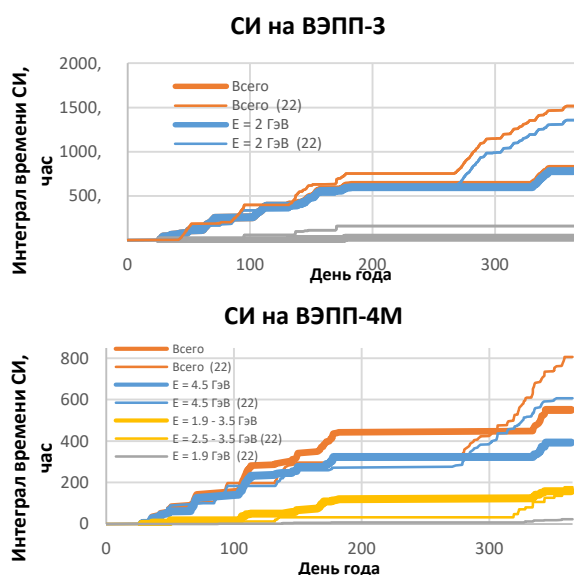


Рисунок 2. Распределение времени работы комплекса ВЭПП-3/ВЭПП-4М для работ с использованием СИ в течении 2023 года.

Технологическая станция СИ на накопителе ВЭПП-4М (учебная станция)

Технологическая станция функционирует на канале №1 вывода синхротронного излучения из накопителя ВЭПП-4М. Назначение станции - проведение учебно-

демонстрационных работ в целях подготовки студентов профильных специальностей, тестирования экспериментального оборудования, проведение исследований на СИ в диапазоне 3-25 кэВ. Доступный спектральный диапазон определяется радиусом кривизны орбиты в точке излучения в поворотном магните N10F и характеристиками channel-cut монохроматора.

На станции в 2023 г. были выполнены курсовые работы студентов 2-го курса ФФ НГУ (11 человек), выполняется дипломная работа бакалавров ФТФ НГТУ (3 человека).

Предлагаемые для курсовых работ тематики охватывают следующие направления:

- 1) Основы безопасной работы с синхротронным излучением.
- 2) Визуализация и контроль положения рентгеновского пучка СИ.
- 3) Изучение взаимодействия СИ с веществом.
- 4) Изучение основ элементного анализа методом РФА СИ.
- 5) Автоматизация эксперимента.

Студентам предоставляется возможность участвовать в подготовке, проведении экспериментов и обработке результатов, а также написать программы управления экспериментом, интегрирующие работу используемой аппаратуры – подвижки, детектор, АЦП и т.п.

На станции в 2023 году была отработана методика определения содержания легких элементов (Al, Si, P, S, Cl) в образцах растительного происхождения. Распределение в частях растений именно Si представляет наибольший интерес в исследованиях влияния кремнийсодержащих удобрений и регуляторов на рост и развитие растений. Целью работы было расширение возможностей использования РФА-СИ в области обнаружения «лёгких» элементов (см. Рис. 3).

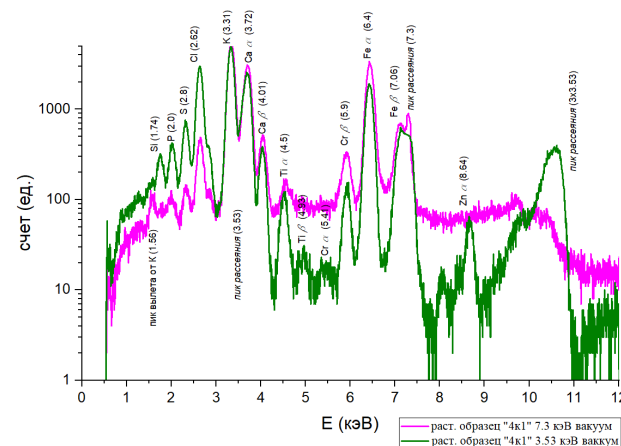


Рисунок 3. Сравнение спектров флуоресценции стандартного образца травосмеси TP-1 при энергии возбуждения 3,53 и 7,3 кэВ для сравнения.

Определены пределы обнаружения легких элементов в растительных образцах: для Al – 209 мкг/г, Si – 155 мкг/г, P – 113 мкг/г, S – 32 мкг/г, Cl – 15 мкг/г

Работы на станции «Прецизионная дифрактометрия-2» ВЭПП-3

В 2023 году в состав канала №6 источника СИ «ВЭПП-3» была интегрирована и успешно использовалась установка вакуумный электронно-ионно-плазменный стенд ВЭИПС-1 для проведения *in situ* мониторинга процессов при синтезе покрытий на поверхности материалов методами пучково-плазменной инженерии. Организация разработчик – Институт сильноточной электроники СО РАН.

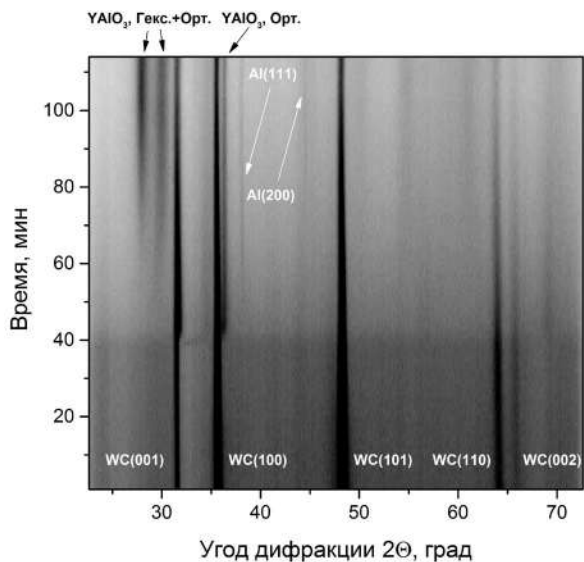


Рисунок 4. Установка ВЭИПС-1 для исследования процессов фазообразования при синтезе покрытий (а) и рентгенограмма образца YAlO₃ (покрытие)/WC-8 (подложка) в процессе синтеза покрытия (б).

Состав организаций проводивших исследования: Уфимский университет науки и технологий – 2 смены, Институт электрофизики УрО РАН – 4 смены, ИСЭ СО РАН в составе лабораторий пучково-плазменной инженерии поверхности, плазменно-эмиссионной электроники, прикладной электроники, плазменных источников, вакуумной электроники – 16 смен.

Перечень проводимых исследований включал плазменно-дуговое напыление различных покрытий (сложные оксиды Y-Al-O, YSZ; высокоэнтропийные сплавы TiNbZrHfTa; нитридов различного состава Al-Cr-N), магнетронное напыление оксидов и нитридов бора, формирование покрытий под ударом электронного пучка (см. Рис. 4).

Элементный анализ в жестком рентгеновском диапазоне на ВЭПП-4М

Биоиндикация экологического статуса ихтиофауны методом РФА-СИ

На станции РФА-СИ (рентгенофлуоресцентного анализа с использованием синхротронного излучения) накопительного кольца ВЭПП-4М выполнен тестовый количественный анализ химических элементов в мягких тканях рыб и проведено однокоординатное сканирование рыбьей чешуи. В исследованных образцах определены концентрации более 20 химических элементов и выявлены различия в зависимости от вида анализируемой ткани, условий роста (природные /аквакультурные), половой и таксономической принадлежности анализируемых особей.

Рыбы чешуйки облучались монохроматическим пучком с энергией возбуждения 45,4 кэВ. Шаг сканирования составлял 250 мкм по вертикали и 500 мкм по горизонтали. Время накопления спектров в каждой точке сканирования составляло 300 с. Диаметр чешуек составляет 10-12 мм, толщина 180-250 мкм. Изображение рыбьей чешуи и распределение Вг и К вдоль однокоординатного сканирования показаны на Рис. 5.

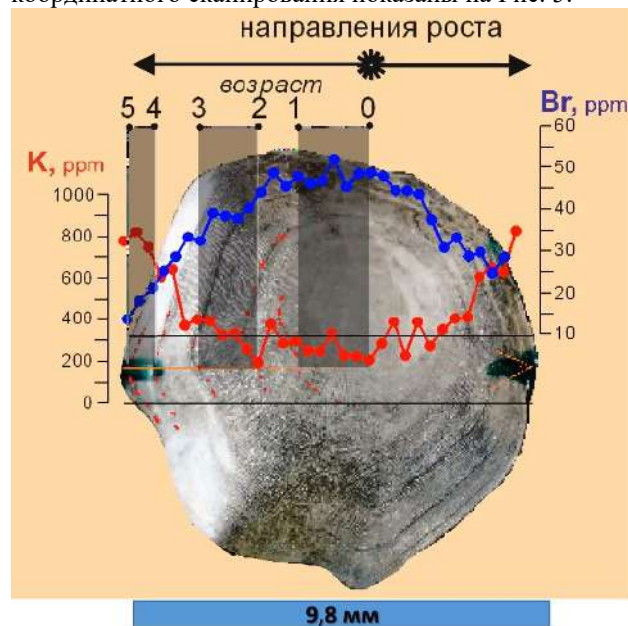


Рисунок 5. Изображение рыбьей чешуи и распределение Вг и К вдоль однокоординатного сканирования.

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Концентрация таких элементов как К, Са, Zn, Sb растёт к периферии чешуи. Возможно, эти элементы перераспределяются к периферии при росте рыбы. Концентрация Вг можно считать равномерной

при росте рыбы от годового слоя к слою. По таким элементам как Rb и Mo можно наблюдать годовую ритмику.

Станция «Локальный и сканирующий элементный анализ» на 3 канале ВЭПП-3

Методологическая работа по усовершенствованию существующих методик определения концентраций химических элементов методом РФА-СИ (подбор стандартных образцов с биологической матрицей для исследуемого материала)

1. Исследование химического состава стенок аорты при патологии аневризмы и атеросклероза (4 смены),
2. Исследования влияния кремне содержащего механического композита на изменение макро- и микроэлементного состава корней, листьев и плодов растений *Fragaria × ananassa* (исследование в рамках гранта Российского научного фонда и Правительства Новосибирской области № 22-26-20061) (1 смена),
3. Исследование микроэлементного состава гуминовых кислот (0,5 смены),
4. Исследование микроэлементного состава табака, пепла и дыма сигарет трех разных марок (0,5 смен), Исследование макро- и микроэлементного состава красного костного мозга больных лимфомой, лейкозом и железодефицитной анемией (снято около 500 спектров, 3,5 смены).

Работы по исследованию природных образцов для климатологического и экологического мониторинга

1. Одномерное сканирование кернов донных осадков озер тунгусского заповедника и Камчатки.
2. Двухмерное сканирование элементов в оптических шлифах донных осадков озер тунгусского заповедника с использованием сфокусированного микроручка.
3. Камеральные работы по определению элементного состава образцов атмосферных аэрозолей российского сектора Арктики. Было проанализировано 120 образцов, отобранных в ходе 90 рейса научно-исследовательского судна «Академик Мстислав Келдыш», арктической экспедиции «Северный Полюс – 41» и на арх. Северная Земля (о. Большевик).
4. В 2023 г. проанализировано 341 проба, в т.ч. 64 пробы почв и 277 – растений с использованием 9 смен для Изучение процессов миграции и аккумуляции биогенных и токсичных соединений в системе вода — почва — растение в рамках Государственного задания ИВЭП СО РАН по проекту «Оценка эколого-биогеохимической обстановки в речных бассейнах Сибири в условиях изменения климата и антропогенного воздействия» и х/д «Влияние туристско-рекреационной деятельности на состояние экосистем бассейна Телецкого озера».
5. Работы по грантам: РФФ № 21-17-00081 «Изменчивость климата и ледовых условий восточноарктиче-

ских морей РФ в последние тысячелетия: реконструкции по седиментационным записям, причины, периодичность и региональный прогноз. Суммарно исследовано 1,8 м кернов. В рамках работы был изучен керн донных отложений Чукотского моря, отобранный в 2021 году во время рейса LV-95 и 30 см керна донных отложений озера Иссык-Куль в рамках работы по изучению влияния микробиоты на накопление различных металлов в донных отложениях.

6. Работы с керном озера Пеюнга проводились с целью построения климатических реконструкций арктических и приарктических территорий Восточной Сибири. Реконструкция построена на основе литолого-геохимического исследования керна донных осадков оз.Пеюнга (Тунгусский природный заповедник). Возрастная модель строилась на основе данных врихронологии – подсчет годовых слоев. Результаты сравнения показаны на Рис. 6.

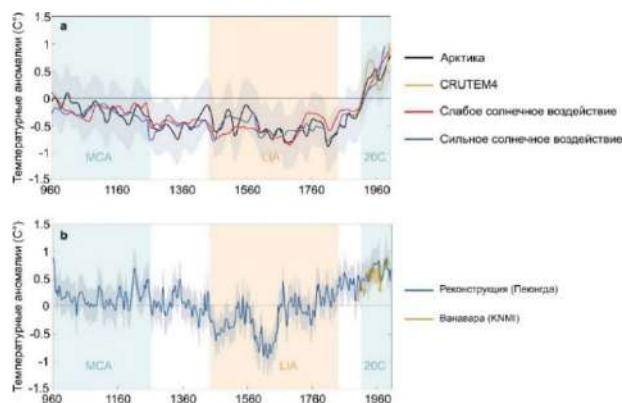


Рисунок 6. Региональные температурные реконструкции: а - сравнение литературных метеоданных (CRUTEM4 - набор данных глобальных исторических аномалий температуры воздуха с 1850 года) и реконструированных изменений температуры Арктики; б - сравнение средних десятилетних инструментальных метеоданных (п. Ванавара) и полученной нами температурной реконструкции в районе озера Пеюнга. Серым показан 95% интервал неопределенности.

На станции также проводились работы в рамках государственного задания ИГМ СО РАН и проекта РНФ (22-17-00185).

Работы на станции «Жесткая рентгенофлуоресценция (ВЭПП-4)»

Исследование лабораторных животных с рекомбинантным вирусом осповакцины, экспрессирующего симпортер йодида натрия, для тераностики злокачественных опухолей.

Тераностика — это наиболее эффективный путь для лечения многих заболеваний, в том числе онкологических. Цель ее — сначала увидеть, диагностировать мишень, а потом с помощью того же самого инструмента — поразить. При этом усвояемость и концентри-

рование йода опухолевыми клетками позволяет проводить визуализацию методами разностной радиогрaфии.



Рисунок 7. Разностная радиогрaфия мыши с инъекционно введенным йодсодержащим препаратом.

Для исследования распределения йода в живом организме подопытной мыши был инъекционно введен препарат с концентрацией 0,16 моль/л. Спустя 1 час после инъекции мышь была наркотизирована и получена ее разностная радиогрaфия (см. Рис. 7). Видно, что определяемый разностной радиогрaфией йод локализован в месте укола, обведено красным кружком. Концентрация йода в месте инъекции варьируется от 0,08 до 0,014 моль/л.

Томографическое исследование структуры литого и прессованного тротила.

Кинетика реакции, а также критические параметры энергетических материалов (ЭМ) очень чувствительны к микроструктуре заряда. Согласно общепринятому пониманию, детонация начинается на множестве локальных неоднородностей, обычно называемых горячими точками

Томографическое исследование структуры тротила проводилась на станции СИ «Микроскопия и томография» использующая излучение из вигглера установленного на накопительном кольце ВЭПП-3. Высокая интенсивность и малый угловой разброс СИ позволял получать изображение микроструктуры, в полихроматическом излучении (10-40 кэВ) с пространственным разрешением на уровне 2 мкм.

На Рис. 8 представлен пример томографических данных. Два сечения выбраны из томографической съемки соответствуют литому и прессованному тротилу. Литой образец крайне неоднороден. Можно увидеть многочисленные поры размером до десятков мкм.

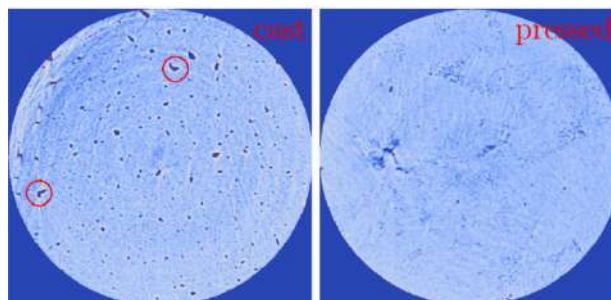


Рисунок 8. Микроструктура образцов тротила диаметром 1,5 мм, слева литой, справа прессованный.

Некоторые пустоты (отмечены кружками) имеют поверхность вогнутой формы. Прессованный образец более однороден, поры, как правило, меньше, хотя присутствуют крупные поры, но меньшем количестве. На срезе прессованного заряда видны трещины, образовавшиеся при манипуляциях с образцом в процессе изготовления и обработки до желаемой формы. Полости преимущественно компактной формы, близкой к идеальной сфере, хотя встречаются и поры с вогнутой внутренней поверхностью. В прессованном образце следы зерен не идентифицируются.

Поскольку тротил не очень прочный материал, зерна легко деформируются при прессовании, что приводит к лучшей однородности и сглаживанию границ зерен. Трещины, которые видны в прессованном заряде возникают предположительно при извлечении образца из формы.

Радиографическое исследование образования гидрата ксенона в водно-масляной эмульсии.

Газовые гидраты широко распространены в природе и являются одним из перспективных неконвенциональных источников природного газа.

Исследование газогидрата проводилось на станции СИ «Микроскопия и томография» ВЭПП-3. Радиографическая съемка выполнялась в полихроматическом СИ с использованием фильтра из никеля толщиной 100 мкм.

Первые результаты исследования гидратообразования в эмульсии воды в нефти радиографическим методом показывают, что данный процесс протекает в несколько стадий. Есть основания предполагать, что в образующейся на поверхности контакта эмульсия – газ гидратной корке зерна гидрата по крайней мере частично срашиваются.

Исследования, выполненные на 8 канале комплекса ВЭПП-3 (станция EXAFS спектроскопии)

Среди большого разнообразия работ можно выделить следующие направления.

Исследование спин-орбитального взаимодействия в комплексах осмия

Сегодня соединения осмия в октаэдрическом окружении с электронной конфигурацией $5d^4$ привлекают большое внимание в связи с влиянием спин-орбитального взаимодействия на возникновение магнитных

свойств в материалах. Спектроскопия XANES обладает возможностью получать информацию о величине спин-орбитального взаимодействия из измерения отношения интенсивности линий на краях поглощения.

Отработаны комплексные методики съемки XANES спектров, пригодные для измерений соединений осмия и массивных реперных образцов сравнения.

Показано, что магнитная восприимчивость в изолированных кластерах соответствует ванфлековскому парамагнитному состоянию.

Исследование Ni катализаторов на N-допированом углеродном носителе

В настоящее время водород является одним из наиболее перспективных источников энергии, который мог бы заменить используемые в настоящее время природный газ или нефть, поскольку он экологически чистый и может производиться из возобновляемых источников. В то же время использование водорода сопряжено с трудностями, связанными с его хранением и транспортировкой. Поэтому получение водорода из различных органических соединений с относительно высоким содержанием водорода является современной тенденцией в катализе. Никель способен образовывать одиночные атомы (катионы) на поверхности легированного азотом углерода, которые могут быть активными центрами в реакции разложения муравьиной кислоты для получения водорода.

Комплексный анализ данных позволяет сделать следующие предположения. В образцах катализаторов атом Ni находится в различном окружении: координирован четырьмя пиридиновыми формами азота, а также присутствует окисленная форма никеля. Образец, который синтезирован однократной пропиткой (3Ni/CN_INP) является в пределах точности используемых методов моноатомным (или мелкоразмерным) катализатором.

Исследование структуры наноматериалов на основе MoS₂

MoS₂ относится к семейству двумерных слоистых материалов и интересен для различных приложений благодаря большой площади поверхности, полупроводниковому поведению, возможности получения гетероструктур с графеном, химической и механической стабильности, а также доступности реагентов для синтеза. В частности, гетероструктуры на основе MoS₂ могут быть использованы для электрохимического получения электроэнергии (метал-ионные аккумуляторы и суперконденсаторы), детектирования газов и в каталитических процессах. Все эти приложения требуют наличия активных адсорбционных центров, которые будут создаваться посредством гетероатомного допирования и вакансионных дефектов. Детальное исследование структуры и электронного строения таких наноматериалов требует использования специфических методов, а именно, спектроскопии EXAFS для выявления координации элементов и спектроскопии XANES для определения электронного состояния элементов.

Согласно данным EXAFS в исследованных структурах кобальт не образует металлических наночастиц или кластеров (отсутствует координационная сфера металла Co-Co). Не обнаружено также межатомное расстояние Co-Mo, что говорит о том, что внедрение Co в структуру MoS₂ (в вакансии S или краевые участки Mo) также маловероятно (либо их доля очень мала).

Также на станции EXAFS-спектроскопии проводились работы по следующим проектам:

- Конкурс 2023 года по мероприятию «Проведение исследований на базе существующей научной инфраструктуры мирового уровня» Президентской программы исследовательских проектов, реализуемых ведущими учеными, в том числе молодыми учеными.
- Проект 23-73-00048 «Синтез, электронная структура и функциональные свойства наноматериалов на основе MoS₂ и WS₂». Булушева Любовь Геннадьевна, ИЯФ СО РАН.
- Проект Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, № 121031700314-5.
- Проект Российского Научного Фонда, грант 22-22-00683.

Работы по литографии в 2023 году.

Исследование свойств разработанного в ИЯФ ПММА

В качестве лигандов применялись широко известные протекторы ионизирующего излучения: циклические насыщенные углеводороды нафталин, антрацен, флюорен, а также бензил. Основной методикой характеристики являлось измерение дефекта массы после облучения полимера. Массу навесок определяли на лабораторных аналитических весах с точностью 0,1 г. Все исследуемые материалы показали близкую по величине к ПММА радиационную стойкость т.е. около 100 Дж/см³.

Исследование литографических свойств бензилметакрилата проведено методом определения характеристических функций скорости растворения исследуемого материала в зависимости от дозы поглощённого рентгеновского излучения для различной концентрации бензильного лиганда 5, 10, 15, 50%. Растворитель GG. Монотонная зависимость наблюдается для концентрации 5 и 10%, причём более высокой контрастностью обладает материал с 5% содержанием бензиллиганда, т.е. наиболее близкий по свойствам к прекурзору (ПММА).

Исследование термофизических свойств ПММА с молекулярной массой 10⁷ Да.

Поскольку операция рентгеновского экспонирования сопровождается одновременным радиационным и термическим воздействием на резист (ПММА), изучались термофизические свойства ПММА (величина деформации в зависимости от дозы поглощённого излучения).

ния, температуры, выход летучих продуктов, изменение структуры как методом рассеяния рентгеновских лучей, так и ИК-спектроскопии. В результате:

- изучена кинетика термического разложения ПММА с синдиотактической стереоизомерией после воздействия мощного рентгеновского синхротронного пучка фотонных энергий. Показано, что процесс разложения облученного полимера протекает в четыре стадии, причем энергия активации на 2-й и 3-й стадиях примерно в 10 раз ниже, чем на 4-й стадии, когда полимер переходит в газообразное состояние. При этом характерные температуры потери массы полимера на каждой стадии уменьшаются с увеличением дозы поглощенного излучения;

- молекулярная масса полимера монотонно уменьшается с увеличением дозы; до дозы ок. 100 Дж/см^3 , она довольно быстро спадает, генерируя молекулярные фрагменты с полидисперсностью, превышающей в два раза минимальные.

- подтвержден синергетический эффект в экспонированном ПММА, который проявляется в резком падении массы облученного полимера по сравнению с необлученным при малых дозах в диапазоне температур $250\text{-}400 \text{ }^\circ\text{C}$;

- определены энергии активации глобального процесса разложения. Установлено, что при поглощенных дозах радиации от 800 до 1700 Дж/см^3 дозовая зависимость носит немонотонный характер, что, вероятно, связано со структурной перестройкой облученного полимера;

- под действием облучения в полимере протекают конкурирующие процессы: при малых дозах происходит образование радикалов, которые участвуют в радиационно-инициируемой полимеризации, а вновь образовавшийся полимер отличается меньшей скоростью разрушения.

Работы в области мягкой рентгеновской области на станции СИ ВЭПП-4 «Космос»

Измерение XAFS спектров в мягкой рентгеновской области на станции СИ ВЭПП-4 «Космос»

На станции «Космос» продолжались работы по предоставлению пучкового времени в рамках функционирования СЦСТИ. Отработано 17 смен, снято более 330 XAFS спектров вблизи К и L - краев элементов, лежащих в мягкой рентгеновской области ($2\text{-}8 \text{ кэВ}$). Работы проводились со следующими элементами: P, Cl, S, Mo, Fe, Ti, Cr, Mn, Cu. Благодаря модернизации, проведенной в 2022 году, спектры снимались как в геометрии пропускания, так и в геометрии флуоресценции. Отработка методики исследования тонкой структуры предкраевых спектров, в частности, позволила наблюдать влияние спин-орбитального взаимодействия на электронную структуру хлоридов переходных 5d металлов.

Модернизация аппаратуры в экспериментальном объеме станции «Космос».

Разработка многокомпонентного рентгеновского детектора для измерения флуоресценции.

Также с текущем году проходила модернизация аппаратуры в экспериментальном объеме станции. Был разработан и запущен в эксплуатацию прототип широкоапертурного многокомпонентного детектора для измерения флуоресценции в мягкой рентгеновском диапазоне РМД.

Было предложено вместо двух детекторов установить матрицу из таких же фотодиодов. Матрица собирается из 20 однотипных чувствительных элементов фотодиода ФДУК-100УВ на единой плате. Первичный пучок синхротронного излучения проходит сквозь сквозное входное окно, находящееся по центру платы детекторов, и попадает на образец. В результате взаимодействия с первичным пучком СИ материал образца излучает флуоресцентные фотоны мягкого рентгеновского диапазона, которые попадают на чувствительные элементы детектора

Были разработаны и изготовлены прототипы платы детектора и его корпуса (Рис. 9)



Рисунок 9. Корпус РМД перед началом сборки и в собранном виде с платой чувствительных элементов.

Детектор РМД представляет собой печатную плату, на которой размещены токоведущие проводники и набор чувствительных элементов в количестве 20 шт. По центру платы расположено сквозное входное окно для прохода первичного пучка СИ. Были проведены тестовые измерения, которые продемонстрировали работоспособность всех 20 элементов платы и увеличение уровня сигнала приблизительно в 13 раз по сравнению с использованием предыдущей схемы измерения.

Модернизация механики

Поскольку при сканировании по спектру монохроматический пучок претерпевает смещение по вертикали, а новый детектор РМД имеет вертикальное проходное окно, ограниченное 5 мм, возникла необходимость установки дополнительного 2D манипулятора (Рис. 10). Кроме того, была проведена унификация креплений всех механических манипуляторов в экспериментальном объеме. Таким образом, в настоящее время в экспериментальном объеме располагаются три 2-координатных манипулятора, соответственно для держателя образцов, детектора РМД и детектора ФДУК-100УВ+ПЗС- детектора. Все три манипулятора установлены на едином жестком основании, что позволяет производить первичную юстировку всех элементов вне экспериментального объема по лазеру, экономя тем самым пучковое время.

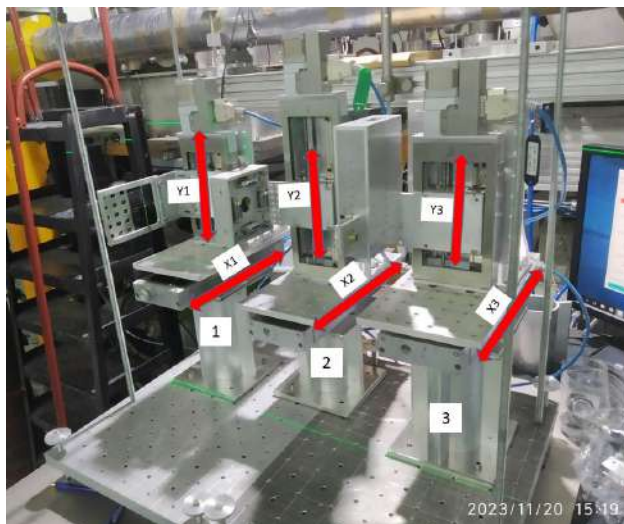


Рисунок 10. Внешний вид трех 2D манипуляторов для экспериментального объема.

В результате модернизации появилась возможность осуществлять автоматическую подстройку высоты одновременно всех трех компонентов в ходе сканирования по спектру, а также расширился диапазон перемещений держателя образцов, что позволило устанавливать большее количество образцов за одну загрузку.

Работы на экспериментальных станциях «Субмикросекундная диагностика» и «Экстремальное состояние вещества»

За 2023 год на станции Субмикросекундная диагностика (ВЭПП-3) проведено 40 экспериментов, на станции Экстремальное состояние вещества (ВЭПП-4) 11 экспериментов.

Экспериментальные результаты, полученные методом параллельной регистрации процессов методиками СИ, РИФ и манганиновыми.

Регистрация проводилась параллельно тремя невозмущающими методиками – синхротронной (СИ), радиоинтерферометрической методикой исследования быстропротекающих процессов (РИФ) (Рис. 11) и манганиновыми датчиками.

Передача излучения в волноведущей системе радиоинтерферометра осуществляется по фторопластовому волноводу, который представляет собой ленту с прямоугольным сечением (2×1) мм.

Как правило, волноведущая система состоит из одного участка, уничтожаемого в ходе эксперимента. В качестве излучателя антенно-фидерного тракта радиоинтерферометра использовался конический облучатель с диаметром основания 10 мм, который устанавливался по оси экспериментального образца.

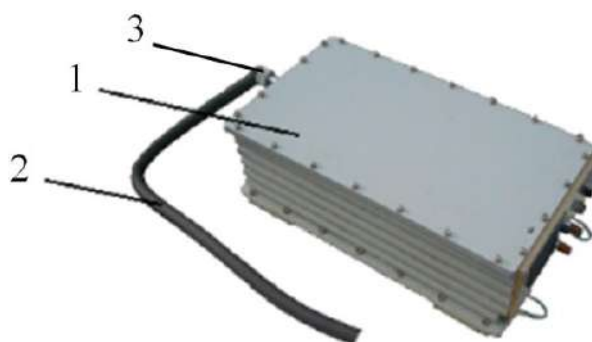


Рисунок 11. Внешний вид радиоинтерферометра. 1 – блок радиоинтерферометра, 2 - диэлектрический волновод в поролиновой трубке; 3 - стыковочный узел.

Фрагмент осциллограммы выходного сигнала радиоинтерферометра, зарегистрированного в эксперименте, представлен на Рис. 12.

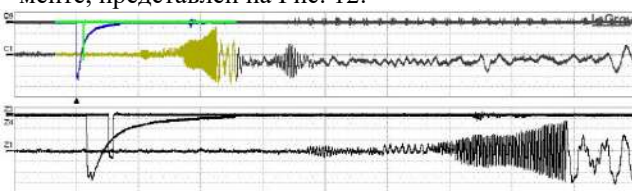


Рисунок 12. Фрагмент осциллограммы выходного сигнала радиоинтерферометра.

Последующая обработка экспериментальных данных позволяет построить V-t диаграмму протекающего процесса.

Фрагмент осциллограммы выходного сигнала манганиновых датчиков, зарегистрированного в эксперименте, представлен на Рис. 13.

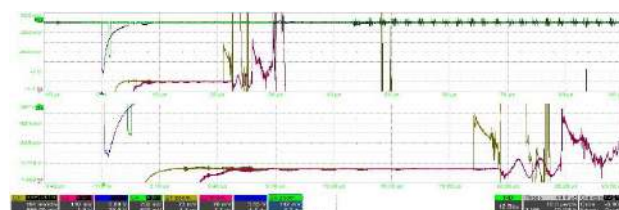


Рисунок 13. Осциллограмма выходного сигнала манганиновых датчиков.

Исследование ударно-волнового пыления с помощью синхротронного излучения

Опыты проводили на станции «Субмикросекундная диагностика» на ускорительном комплексе ВЭПП-3. Измерения проводили с использованием метода высокоскоростной регистрации быстропротекающих процессов с использованием синхротронного излучения (Рис. 14). Дополнительно в опытах применен метод лазерного гетеродин-интерферометра (PDV) и метод пьезодатчика.

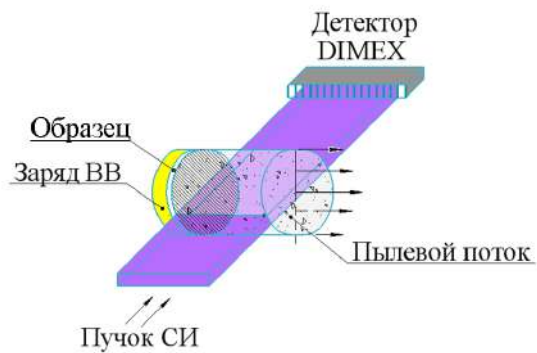


Рисунок 14. Схема проведения эксперимента.

На Рис. 15 в виде цветовой диаграммы показаны зарегистрированные в опыте интенсивности проходящего синхротронного излучения.

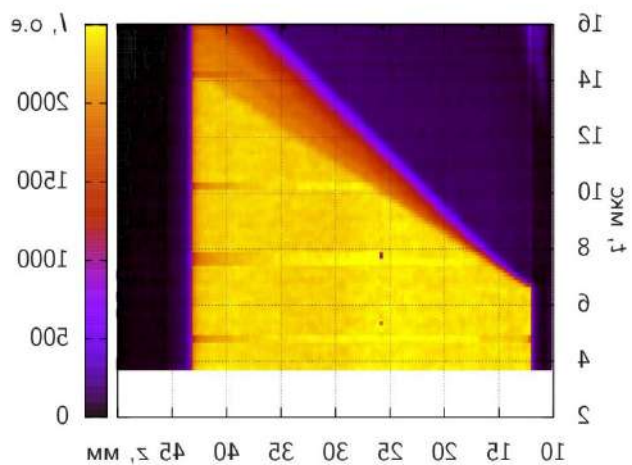


Рисунок 15. Интенсивности проходящего синхротронного излучения для опыта № 1647 с оловянным образцом при остаточном давлении воздуха 0,03 атм.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

Введение

Работа по теме сверхпроводящие магнитные системы проводилась для проектов:

- 1) Сверхпроводящие вставные устройства для синхротрона ЦКП СКИФ.
- 2) Создание прототипа двухапертурной линзы финального фокуса для С-Т фабрики по направлению № 6 научной программы НЦФМ «Ядерная и радиационная физика», шифр «НЦФМ-6-2325».

Сверхпроводящие вставные устройства для синхротрона СКИФ

В 2023 была продолжена разработка и изготовление сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ, которые будут использоваться как основные источники для генерации излучения. Всего 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 обеспечивает их долговременную автономную эксплуатацию в течение нескольких лет.

Таблица.1. Основные параметры сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ

	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

Полноразмерная 40-полюсная магнитная система сверхпроводящего вигглера с полем 4,5 Тл и периодом 48 мм для станции 1-5 была успешно испытана в криостате с жидким гелием, где в процессе тренировки было достигнуто магнитное поле величиной 5,0 Тл. Магнитная система вигглера в процессе сборки представлена на Рис.1. Запуск вигглера и проведение полного цикла испытаний в собственном криостате планируется провести в 2024 году.

Полноразмерная 148-полюсная магнитная структура вигглера с полем 2,7 Тл и периодом 27 мм для станции 1-3 СКИФ была испытана в жидком гелии. В процессе тренировки был достигнут рабочий уровень магнитного поля 3,1 Тл. Внешний вид вигглера в процессе сборки в собственном криостате представлен на Рис. 2. Параметры этого устройства являются на сегодняшний день рекордными с точки зрения достижения макси-

мально возможного уровня поля при минимальной величине периода. Ближайшим по этим параметрам является 119-полюсный сверхпроводящий вигглер с полем 2,1 Тл и периодом 30 мм, установленный на накопителе ALBA. В 2024 году планируется провести запуск вигглера в собственном криостате с проведением полного цикла испытаний.



Рисунок 1. Магнитная система сверхпроводящего вигглера с полем 4,5 Тл и периодом 48 мм для станции 1-5 в процессе сборки.



Рисунок 2. Процесс сборки 148-полюсного вигглера с полем 2,7 Тл и периодом 27 мм для станции 1-3 в собственном криостате косвенного охлаждения.

Прототип сверхпроводящей квадрупольной линзы финального фокуса для проекта С-Т фабрики

В 2023 году был изготовлен и проведены криогенные испытания прототипа двух-апертурной сверхпроводящей квадрупольной линзы финального фокуса с высоким градиентом величиной 40 Тл/м. Данная квадрупольная линза была создана на основе оригинальной технологии ССТ (Canted Cosine Theta), при которой в результирующем магнитном поле от двух вставленных друг в друга соленоидов с наклонными витками и противоположно направленными токами остаётся только чистая квадрупольная компонента. Все остальные компоненты поля (дипольная, секступольная и т.д.) отсутствуют или имеют минимальное значение. Использование ССТ технологии позволяет получить любую требуемую компоненту магнитного поля, применив синусную модуляцию формы витка с соответствующим периодом. К тому же линза такой конструкции имеет минимальные размеры, что позволяет разместить ее в малом объёме промежутка детектора в месте встречи. Были изготовлены оправки для прототипа квадрупольной линзы из алюминиевого сплава АД31 (аналог сплава 6063), обладающего высокой теплопроводностью при гелиевой температуре, что принципиально

важно для работы такой линзы в «сухом» криостате косвенного охлаждения. После намотки сверхпроводящего провода в канавки алюминиевых оправок и пропитки эпоксидным компаундом катушки были полимеризованы в автоклаве. Квадрупольная линза в процессе намотки представлена на Рис.3. Внешний вид прототипа квадрупольной двух-апертурной линзы финального фокуса перед установкой в криостат представлен на Рис. 4. В 2024 году будут проведены магнитные измерения для исследования взаимного влияния двух линз друг на друга и поиска методов устранения этого влияния.



Рисунок 3. Фотография прототипа квадрупольной двух-апертурной линзы финального фокуса.

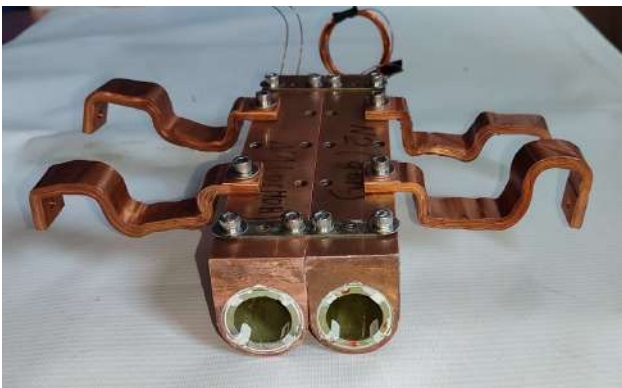


Рисунок 4. Внешний вид прототипа квадрупольной двух-апертурной линзы финального фокуса перед установкой в криостат косвенного охлаждения.

НОВОСИБИРСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Введение

В отчёте представлены результаты исследовательских работ 2023 года, которые были выполнены на уникальной научной установке «Новосибирский лазер на свободных электронах», как на самом лазере на свободных электронах (ЛСЭ), так и на экспериментальных станциях, использующих его излучение.

В 2023 году были разработаны режимы работы УР при пониженной энергии электронов и исследованы ограничения, препятствующие дальнейшему понижению энергии. Эти режимы использованы для стабильной работы первого ЛСЭ в длинноволновой части диапазона.

Был расширен до 158 микрон диапазон генерации когерентного излучения на втором ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ».

Были продолжены регулярная работа по обеспечению исследований с применением ТГц излучения сторонними и внутренними пользователями, а также модернизация экспериментальных станций.

Расширение длинноволновой части диапазона

Для многих работ с применением терагерцового излучения Новосибирского ЛСЭ желательное расширение доступного диапазона в низкочастотную область. Это необходимо, в частности, для экспериментов по зондированию атмосферы в субмиллиметровом диапазоне и интроскопии (например, разработке систем досмотра непрозрачных объектов). Для улучшения работы ЛСЭ в низкочастотном диапазоне были разработаны новые режимы работы ускорителя-рекуператора (УР) с пониженной энергией электронов. Это понижение энергии достигается понижением ускоряющего напряжения на высокочастотных резонаторах, что полезно для повышения надёжности работы высокочастотных генераторов и увеличения срока службы генераторных ламп.

Ограничения возможности понижения энергии

Было выяснено, что понижение энергии электронов ограничено двумя обстоятельствами.

Во-первых, это горизонтальная апертура вакуумной камеры во впускной и выпускной «змейках». При энергии электронов на первой дорожке УР ниже 7,7 МэВ отклонение пучка превышает апертуру вакуумной камеры, и пучок не проходит, а вакуумная камера быстро разогревается.

Во-вторых, с понижением энергии падает скорость движения электронов, из-за чего растёт время пролёта электронов от выхода из ускоряющей структуры до ЛСЭ, а затем до входа в ускоряющую структуру. Из-за роста времени пролёта электроны возвращаются в ускоряющую структуру позже и замедляются до энергии, отличающейся от расчётной.

Первое ограничение можно преодолеть заменой трёх компенсирующих магнитов змейки на более короткие

поворотные магниты с большим полем. Такие поворотные магниты можно сделать при использовании постоянных магнитов из сплава неодим-железо-бор. Второе – при помощи небольшого перемещения основных поворотных магнитов УР. Техническая реализация этих вариантов модернизации рассматривается.

Работа первого ЛСЭ при энергии электронов 7,7 МэВ

При увеличении длины волны растут поперечные размеры основной поперечной моды оптического резонатора TEM₀₀. Из-за этого растут дифракционные потери излучения на наиболее узких местах вакуумной камеры между зеркалами оптического резонатора ЛСЭ.

Самая большая длина волны, которую удалось получить составляет 400 микрон. Измеренный спектр излучения показан на Рис. 1.

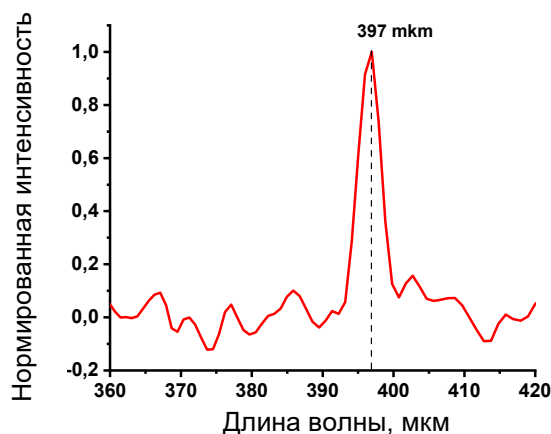


Рисунок 1. Измеренный спектр излучения.

Одним из признаков относительно хорошего качества электронного пучка и высокого усиления за пролёт является появление третьей гармоники в спектре излучения ЛСЭ. Так как ЛСЭ работает в режиме синхронизации продольных мод, когда частота следования электронных сгустков близка к частоте следования световых сгустков в оптическом резонаторе, то немного изменяя частоту следования электронных сгустков можно подавить генерацию излучения на основной гармонике. При этом ЛСЭ работает в режиме генерации на третьей гармонике со средней мощностью около 10 Вт.

Увеличение максимальной длины волны второго ЛСЭ

Второй ЛСЭ расположен на второй дорожке УР, где энергия электронов примерно равна 20 МэВ. Он использует оригинальный ондулятор с переменными периодом и числом периодов.

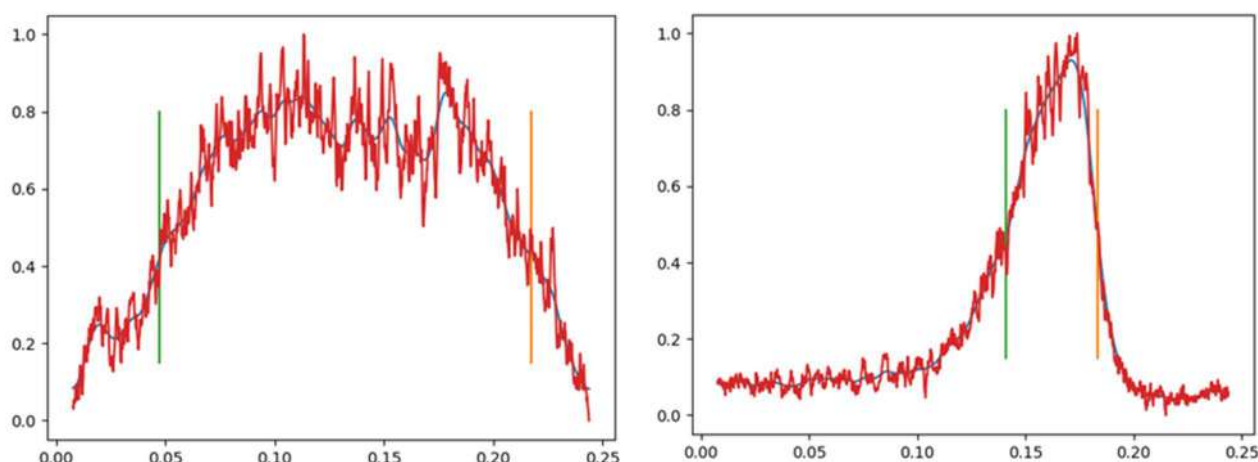


Рисунок 2. Измеренные зависимости тока электронного пучка (отн. ед.) от времени (нс) при ускорении электронов с фазой -5° (слева) и -20° (справа).

Поэтому для увеличения длины волны достаточно увеличить период ондулятора.

Так как конструкция ондулятора позволяет относительно легко удалять лишние или вставлять дополнительные полюса, то механических ограничений на длину периода ондулятора нет. Поэтому главным ограничением является снижение усиления ЛСЭ при уменьшении числа периодов ондулятора. В 2023 г. после удаления нескольких полюсов был получен режим генерации излучения на длине волны 158 микрон. При этом период ондулятора был около 11 см. Напомним, что минимальная длина волны, полученная на втором ЛСЭ с тем же ондулятором равна 15 микрон. Таким образом, мы показали, что один и тот же ондулятор с переменным периодом обеспечивает изменение длины волны на порядок без значительного изменения энергии электронов.

Для повышения стабильности работы второго ЛСЭ были модернизированы подвески зеркал его оптического резонатора. Было показано, что генерация в самом коротковолновом диапазоне достигается за счёт наклона оси оптического резонатора. При этом ось не проходит через центры отверстий, служащих для вывода излучения, в зеркалах. Для коротковолнового излучения потери на наружных диафрагмах резонатора пренебрежимо малы, а наклон оси резонатора сильно уменьшает потери на центральных отверстиях в зеркалах резонатора.

На втором ЛСЭ на 2024 год запланированы уникальные эксперименты по лазерной спектроскопии атомов фтора (длина волны 24,7 мкм) и NO_2 радикалов (длина волны 70,4 мкм).

Измерение длины электронного сгустка

Длина электронных сгустков сильно влияет на параметры излучения ЛСЭ. Для эффективного замедления использованных в ЛСЭ электронов ставосьмидесятиградусные ахроматические повороты УР сделаны неизохронными. Это позволяет получать различные длины сгустков и энергетические разбросы электронов

при разных фазах прохождения сгустков через ускоряющие резонаторы, а также уменьшать энергетический разброс отработанного электронного пучка. Поэтому измерение длин сгустков на разных дорожках ЛСЭ важно как для понимания работы ЛСЭ, так и для оптимизации продольной динамики электронов в УР.

Один из стандартных способов измерения длины пикосекундных электронных сгустков состоит в измерении длительности светового импульса, излучаемого электронами, при помощи так называемой стрик-камеры. Для получения излучения видимого диапазона можно применять переходное и черенковское излучение.

В ИЯФ СО РАН был разработан специальный черенковский излучатель для измерения длин электронных сгустков.

Для измерения длины сгустка в первом ЛСЭ излучатель был вставлен в промежуток между двумя секциями его ондулятора. Характерные измеренные зависимости мощности излучения (которая пропорциональна току электронного пучка) от времени приведены на Рис. 2.

На Рис. 3 показана измеренная зависимость среднеквадратичной длительности сгустка от фазы ускоряющего напряжения.

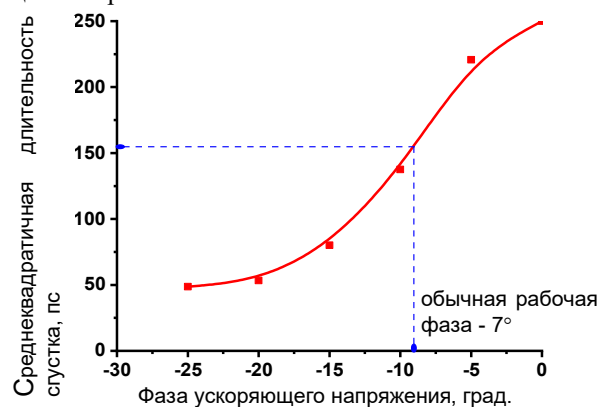


Рисунок 3. Измеренная зависимость среднеквадратичной длительности сгустка от фазы ускоряющего напряжения.

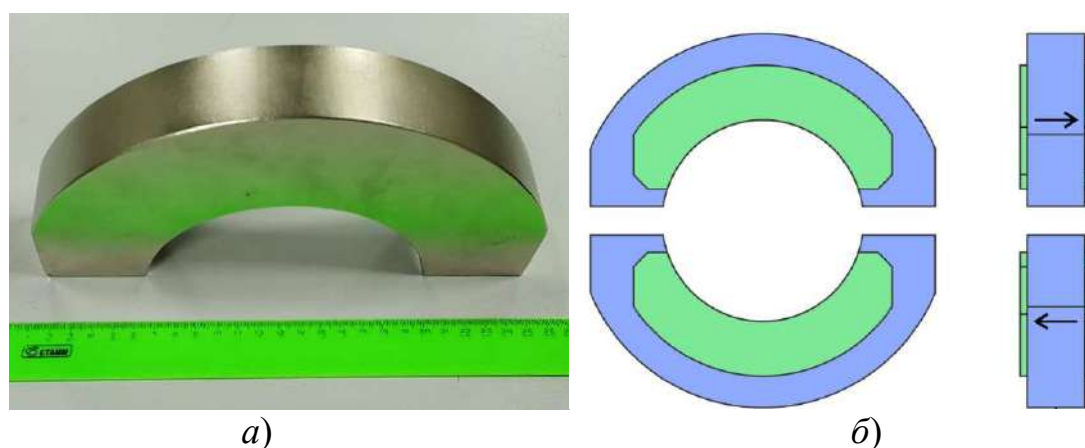


Рисунок 4. Фотография (а) магнита и схема (б) одного полупериода ондулятора (виды спереди и сбоку). Синим показаны постоянные магниты, зелёным – железные полюса. Стрелками показано направление намагниченности магнитов.

Как видно на Рис. 3, при фазе ускоряющего напряжения – 20° происходит группировка до минимального размера. Это объясняет характерную асимметрию распределения на Рис. 2 справа, связанную с нелинейной (косинусоидальной) зависимостью ускоряющего напряжения от времени. При ускорении передний и задний края сгустка получают меньшую энергию, чем центральные частицы, и, проходя участок (ахроматический поворот на 180°) от ускоряющих резонаторов до середины ондулятора за меньшее время, опережают центральные частицы и образуют плавный левый склон кривой на Рис. 2 справа.

Измерение параметров и сортировка постоянных магнитов для широкоапертурного ондулятора

Новосибирский лазер на свободных электронах (ЛСЭ) является уникальным источником когерентного излучения с общим диапазоном перестройки длины волны 8 – 400 мкм. В составе данного источника имеется три ЛСЭ, ондуляторы которых установлены на разных дорожках многооборотного ускорителя-рекуператора. Первый из этих ЛСЭ работает в терагерцовой области спектра 90 – 400 мкм. В своём спектральном диапазоне данный ЛСЭ имеет самую высокую в мире среднюю мощность излучения. Он был введён в эксплуатацию в 2003 году и с тех пор успешно используется для проведения исследований в различных областях науки, включая физику, химию и биологию.

В настоящее время в первом ЛСЭ установлен электромагнитный ондулятор, состоящий из двух секций. Подобный ондулятор ранее использовался и во втором ЛСЭ, но летом 2021 года он был заменён на ондулятор на постоянных магнитах с переменным периодом (ОПП). В результате такой замены диапазон перестройки длины волны второго ЛСЭ удалось увеличить с 35 – 80 до 15 – 158 мкм. Успешный запуск второго ЛСЭ продемонстрировал работоспособность новой конструкции ондулятора и подтвердил целесообраз-

ность установки ОПП на первый ЛСЭ. Работа по созданию такого ондулятора для первого ЛСЭ сейчас ведётся в ИЯФ СО РАН. В 2018 году ондулятор был сконструирован, чертежи сданы в экспериментальное производство ИЯФ СО РАН и начато его изготовление. Возможно, к 2028 г. все детали будут изготовлены. Новый ондулятор позволит расширить диапазон перестройки длины волны этого ЛСЭ в длинноволновую область.

Увеличение длины волны излучения приведёт к увеличению размера светового пучка в ЛСЭ, поэтому новый ондулятор имеет достаточно большую апертуру. В то же время, для сохранения коротковолновой границы диапазона перестройки, минимальный период ондулятора должен быть достаточно мал. Поскольку в новом ондуляторе необходимый минимальный период (10 см) получился меньше его минимально допустимой апертуры (14 см), была проведена оптимизация геометрии ондулятора с целью получения достаточно большой амплитуды магнитного поля на оси. По результатам данной оптимизации форма магнитов была выбрана в виде повёрнутой буквы «С» с довольно большими габаритами: высота – 120 мм (радиус внешней границы 130 мм), ширина – 240 мм, толщина – 40 мм (см. Рис. 4). Вес одного магнита составляет 6,25 кг. Основная компонента намагниченности направлена перпендикулярно большой плоской грани магнита. В процессе изготовления магнитов неизбежно появляются ошибки намагниченности, которые могут проявляться как в виде разброса величины основной (продольной) компоненты, так и в появлении дополнительных поперечных компонент. Для контроля качества магнитов был собран измерительный стенд, который позволяет находить все три компонента дипольного магнитного момента с необходимой точностью.

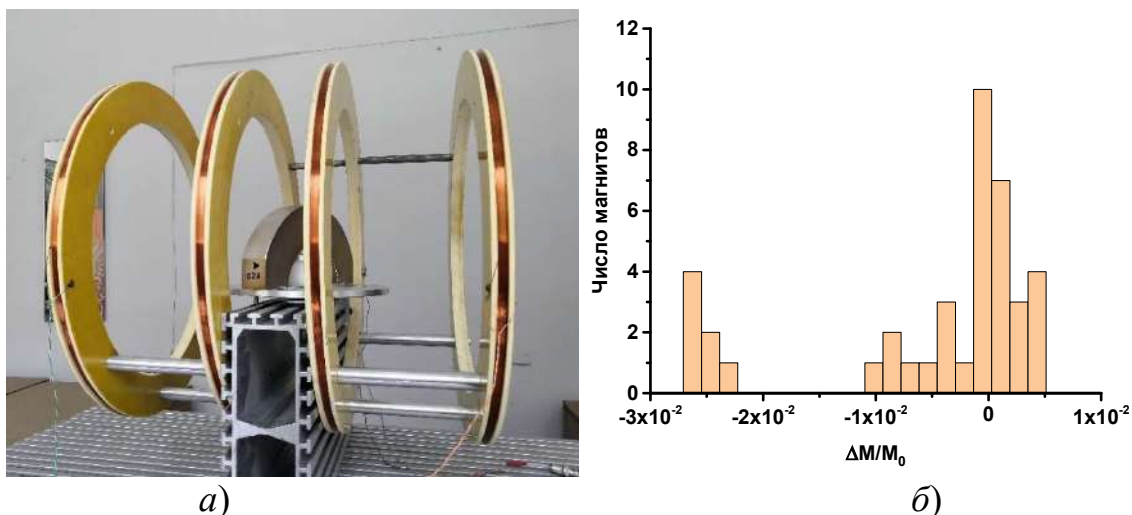


Рисунок 5. а) фотография измерительного стенда с установленным магнитом; б) гистограмма относительных отклонений измеренных величин основной компоненты намагниченности для 40 магнитов.

Конструкция измерительного стенда

Стандартный метод измерения намагниченности основан на использовании катушек Гельмгольца. В этом методе при помощи интегрирующего вольтметра измеряется интеграл электродвижущей силы, наводимой в катушке при извлечении магнита, либо его повороте на 180° . Величина измеренного интеграла пропорциональна проекции полного магнитного момента на ось катушек.

Метод измерения намагниченности с извлечением магнита из катушки был уже нами успешно использован ранее для сортировки магнитов ОПП второго ЛСЭ. Использование данного метода для новых магнитов осложнено тем, что магниты имеют большую массу и размеры, поэтому было принято решение использовать вариацию этого метода с поворотом магнита на 180° .

Для проведения корректного измерения магнит в своём начальном положении должен полностью помещаться в область однородности магнитного поля катушек. Чтобы уменьшить габариты измерительного стенда при сохранении размеров области однородности, вместо катушек Гельмгольца целесообразно использовать катушки Бэкера, которые представляют собой четыре соосных катушки одного диаметра, причём число витков во внешних катушках больше, чем во внутренних. При всех начальных положениях магнита, которые используются для измерений, магнит целиком находится в области однородности, внутри которой относительное отклонение поля катушек не превышает $2 \cdot 10^{-3}$, что обеспечивает достаточную точность измеряемых значений намагниченности.

На основе полученных в результате оптимизации размеров катушек был сконструирован измерительный стенд, показанный Рис. 5а.

Катушки намотаны тонким проводом на каркасах, сделанных из текстолита. Радиус катушек составляет 250 мм, ширина намотки - 10 мм, толщина - около 1 мм. Число витков во внешних катушках - 100, во внутренних - 44. Катушки соединяются последовательно и подсоединяются к интегрирующему вольтметру

VsDC3, разработанному в ИЯФ СО РАН. Каркасы катушек закреплены на алюминиевом профиле, на котором также расположен поворотный стол. На столе имеются упоры, однозначно фиксирующие положение магнита. Для измерения основной компоненты намагниченности магнит ставится вертикально, а для измерения поперечных компонент магнит кладётся на стол горизонтально. Для того, чтобы центр масс магнита находился как можно ближе к центру катушек, в случае вертикальной и горизонтальной ориентации магнита используются два разных стола, отличающиеся по высоте. В конструкции предусмотрена регулировка угла поворота, которая осуществляется за счёт точной подстройки ограничителей.

Результаты измерений

Фотография стенда с установленным магнитом представлена на Рис. 5а. Показанное на фотографии положение магнита использовалось для измерения основной компоненты намагниченности. Для измерения поперечных компонент магнит располагался горизонтально, причём измерения каждой поперечной компоненты выполнялись при двух положениях магнита с основной компонентой намагниченности, направленной вверх и вниз, а результат усреднялся. Это делалось для того, чтобы исключить вклад в измерение основной компоненты, который может возникать из-за наклона плоскости стола относительно оси катушек.

В 2022 г. были измерены намагниченности сорока магнитов. У всех магнитов величина поперечных компонент намагниченности оказалась в пределах допустимых значений:

$$\max |\Delta M_x / M_0| \leq 0,4\%,$$

$$\max |\Delta M_y / M_0| \leq 1\%.$$

Результаты измерений основной компоненты представлены на Рис. 5б. Из показанной на этом рисунке гистограммы видно, что параметры тридцати трёх магнитов удовлетворяют всем наложенным ограничениям.

После закупки остальных необходимых магнитов в 2023 году были измерены намагниченности всех магнитов, необходимых для прототипа ондулятора, с запасом для отбраковки образцов с наибольшим отклонением вектора магнитного момента от среднего значения.

Канал вывода с группирующей магнитной системой для электронов с энергией 2 МэВ

Для многих технологических и исследовательских целей требуется получение коротких (пикосекундных) электронных сгустков с большим зарядом. При этом нормализованный эмиттанс электронного пучка тоже должен быть невелик. Такие сгустки можно получать группировкой (продольным сжатием) электронных сгустков с меньшим пиковым током. Для преодоления кулоновского расталкивания группировку следует проводить при релятивистских энергиях электронов в специальной магнитной системе с сильной зависимостью времени пролёта от энергии частиц – т. н. магнитном группирователе. Несколько лет назад в ИЯФ СО РАН была предложена оригинальная схема такого устройства.

Группирователь (см. Рис. 6) состоит из двух тридцатиградусных магнитов с параллельными краями и двух магнитных зеркал.

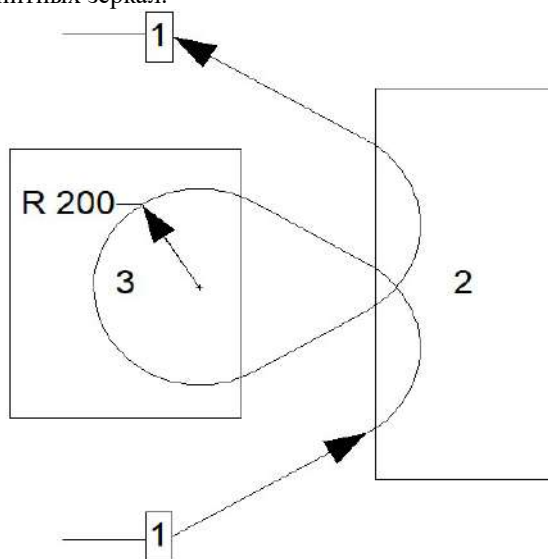


Рисунок 6. Схема группирующей магнитной системы с поворотом на 540 градусов: 1 – тридцатиградусные магниты, 2 – большое магнитное зеркало, 3 – малое магнитное зеркало. Опорная траектория электронов показана сплошной кривой.

Проходя последовательно через первый магнит с параллельными краями, большое магнитное зеркало, малое магнитное зеркало, большое магнитное зеркало и второй магнит с параллельными краями, электроны совершают поворот на $30 + 120 + 240 + 120 + 30 = 540$ градусов. Радиусы траектории в поворотных магнитах и расстояния между магнитами подобраны так, что поворот является ахроматическим. Это значит, что горизонтальный угол и координата электрона, выходящего

из последнего магнита поворота, не зависят (в линейном приближении) от отклонения энергии этого электрона от расчётной энергии (т. е. энергии опорной частицы). Группирователь предполагается установить в канал инжекции электронов с кинетической энергией около 1,5 МэВ на установке «Новосибирский ЛСЭ».

Для получения высокой стабильности магнитного поля и удешевления системы в конструкции магнитных зеркал использованы постоянные магниты из сплава неодим-железо-бор, имеющие остаточную индукцию B_r около 13 кГс и энергетическое произведение $(BH)_{\max}$ около 40 МГс·Э. При таких параметрах магнитов для минимизации их количества (полного объёма магнитного материала) надо получить индукцию в магнитах около 7 кГс. При этом необходимое поле в рабочем зазоре магнитов гораздо меньше (около 300 Гс). Поэтому для получения достаточно большой индукции в постоянных магнитах железный магнитопровод должен обеспечить концентрацию магнитного потока, проходящего через рабочий зазор, в объёме, занятом постоянными магнитами. При разработке геометрии магнитопроводов были выбраны стандартные плитки магнитного материала с размерами $40 \times 40 \times 20$ мм³ с намагниченностью вдоль коротких рёбер.

Большое и малое магнитные зеркала отличаются только некоторыми размерами и величиной поля в рабочем зазоре. Применение постоянных магнитов позволило существенно удешевить магнитные зеркала, так как отпала необходимость использования дорогостоящих источников постоянного тока с высокой стабильностью и изготовления медных обмоток. Кроме того, вес магнитных зеркал на постоянных магнитах значительно меньше, чем для электромагнитного варианта.

В 2022 году полные комплекты чертежей магнитных зеркал и вакуумной камеры группирователя были сданы в экспериментальное производство ИЯФ СО РАН. В 2023 г. выполнено почти сто нормочасов.

Работы на экспериментальных станциях

В 2023 г. продолжались работы на всех экспериментальных станциях. В них участвовали как сотрудники сторонних организаций (пользователи), так и сотрудники ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. Для проведения конкретных экспериментов станции модернизировались и дополнялись необходимыми приборами и оборудованием. Далее приведены описания некоторых из таких работ, в которых участие сотрудников ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН было определяющим.

1) Методически изучался модовый состав излучения НЛСЭ во всех рабочих режимах при помощи уникального прибора – резонансного сверхдлинного интерферометра Фабри-Перо. Эти работы, помимо полезной информации о сверхтонкой структуре спектра излучения Новосибирского ЛСЭ, стимулировали определение нового подкласса устойчивых открытых резонаторов – резонансных устойчивых открытых лазерных резонаторов, в которых при определённых геометрических параметрах резонатора в импульсно-периодиче-

ском режиме работы наблюдается резонансная раскачка колебаний оси моды внутри лазерного резонатора и появление вокруг продольных мод дополнительных мод на боковых резонансных частотах. При большой величине колебаний мощность мод на боковых частотах может превышать мощность основной моды, а мощности мод на правой и левой боковых частотах могут различаться из-за одновременного действия амплитудной и частотной модуляции внутрирезонаторного излучения.

2) Проводились плановые регулярные работы по двум грантам РФФИ. Один из грантов связан с развитием новых методов молекулярной терагерцовой спектроскопии, в особенности для изучения быстрых и неповторяющихся явлений типа взрывов, горений, неустойчивых химических реакций и т.д. Другой грант изучает уникальный непрерывный терагерцовый лазерный разряд на НЛСЭ. Такой разряд является мощным ярким точечным источником ультрафиолетового диапазона. При повышении температуры лазерной плазмы до 10 - 12 эВ он будет являться ярким источником экстремально вакуумного ультрафиолетового излучения (XUV), необходимым для современной коротковолновой фотолитографии.

3) На рабочей станции «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы» уникальной установки «Новосибирский лазер на свободных электронах» проводятся работы по изучению биологических эффектов воздействия терагерцового излучения на клетки фибробластов, опухолевые клетки различных линий и на глаза кроликов с различными временами экспозиции излучения: 10, 30 и 45 минут с частотой 2,3 ТГц. Исследуется цитотоксичность воздействия ТГц-излучения на клетки фибробластов (BJ-5ta, CFTE29o) и опухолевые клетки человека (SK-MEL-28) *in vitro* методом МТТ-теста (колориметрический тест для оценки метаболической активности клеток). Исследуются отдаленные цитотоксические эффекты ТГц-излучения на клетки фибробластов (BJ-5ta, CFTE29o) и опухолевые клетки человека (SK-MEL-28) *in vitro* методом клонотестов и *in vitro* методом иммуноцитохимии для поиска двухцепочечных разрывов ДНК. Проводится сравнительный анализ эффектов воздействия терагерцового излучения на фибробласты человека (BJ-5ta, CFTE29o) и опухолевые клетки (SK-MEL-28) *in vitro*. Изучаются метаболические изменения с помощью метода ВЭЖХ-МС/МС (Высокоэффективная жидкостная хроматография и тандемная масс-спектрометрия) с последующим аннотированием метаболических путей и построения по маркерным метаболитам генных сетей.

Также проводятся исследования влияния ТГц излучения на глаза кроликов линии «советская шиншилла». Кролики породы «советская шиншилла» являются наилучшими объектами для исследования роговицы, так как их роговица имеет наибольшее сходство с человеческой и удобна в исследовании.

Исследований проводятся для определения влияния ТГц-излучения на различные системы и среды глаза, в частности на клетки роговицы: оценка эффектов тера-

герцового излучения различной мощности и различного времени экспозиции излучения (10 и 30 минут) на глаза кроликов с дальнейшей оценкой клинических параметров с помощью различных тестов (биомикроскопия, электроретинография, офтальмоскопия, тест Ширмера, окрашивание флюоресцином, тонометрия, время разрыва слезной пленки, забор слезной жидкости, УЗИ глазного яблока).

Работы выполняются лабораторией ядерной и инновационной медицины ФФ НГУ в коллаборации с лабораторией молекулярной патологии ИМПЗ НГУ, лабораторией физиологически активных веществ НИОХ СО РАН, аналитической лабораторией ИНХ СО РАН, лабораторией генетики лабораторных животных SPF-виария ИЦиГ СО РАН, Межотраслевым научно-техническим комплексом «Микрохирургия глаза» им. акад. С.Н.Федорова и ИЯФ СО РАН.

4) Продолжались исследования физики поверхностных плазмонов.

Одним из широко используемых материалов в терагерцовой оптике является антимонид индия (InSb), плазменная частота которого зависит от степени легирования, температуры и освещенности поверхности. Была исследована [9] возможность генерации поверхностных плазмон-поляритонов - разновидности поверхностных электромагнитных волн - на поверхности образца InSb с использованием метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) (схема Отто). С помощью формализма матрицы рассеяния установлены условия наибольшей эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Если для этого используется терагерцовое излучение с частотой несколько меньше плазменной частоты, то длина распространения таких плазмонов и глубина проникновения их поля в окружающую среду (воздух) сравнимы с длиной волны излучения. Удаётся добиться поверхностного плазмонного резонанса в виде резкого уменьшения интенсивности монохроматического излучения, отражённого от основания призмы НПВО, при изменении угла падения и размера воздушного зазора. Проведены тестовые эксперименты по наблюдению поверхностного плазмонного резонанса на пластине InSb с использованием высокоомной кремниевой призмы и монохроматического излучения ($\lambda = 141$ мкм) новосибирского ЛСЭ. Исследована зависимость резонансного провала от размера воздушного зазора, отделяющего призму от поверхности образца, и установлено его оптимальное (в случае резонанса) значение для полупроводников с плазменной частотой терагерцового диапазона.

5) Продолжались эксперименты с новыми элементами терагерцовой оптики. В частности, испытаны кремниевая бинарная субволновая цилиндрическая линза терагерцового диапазона (дифракционная фазовая решётка с переменным периодом), а также бинарные и голографические аксиконы (дифракционные фазовые решётки с круговыми или спиральными канавками).

УСКОРИТЕЛИ ТИПА ИЛУ

Введение.

Мощные высокочастотные импульсные линейные ускорители типа ИЛУ разрабатываются в Лаб. 14 в тесном взаимодействии с Лаб. 6 и Лаб. 5-11. Эти мощные машины работают в исследовательских организациях и на промышленных предприятиях во многих странах мира.

Линейка ускорителей типа ИЛУ включает в себя компактную модель ИЛУ-8 с энергией ускоренных электронов до 1 МэВ и мощностью пучка до 20 кВт, ускоритель ИЛУ-10 с диапазоном энергии 3,5-5 МэВ и мощностью пучка до 50 кВт, а также многорезонаторные ускорители ИЛУ-12 и ИЛУ-14 с энергией электронов до 7,5 и 10 МэВ и мощностью пучка соответственно до 60 и 100 кВт.

На протяжении 2023 года были продолжены работы по совершенствованию ускорителей типа ИЛУ, расширению диапазонов их параметров по энергии и мощности, разрабатывалась новая система выпуска пучка, изучались процессы взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными материалами и соединениями.

На протяжении 2023 года шло изготовление ускорителя ИЛУ-14 для компании Anh Duong Irradiation Technology Joint Stock Company, Вьетнам, и велись работы по подготовке к производству ускорителя ИЛУ-12 по договору с дочерней компанией ГК Росатома "РосАтом Хэлскеа". Ускоритель ИЛУ-12 станет основой облучательного комплекса в Узбекистане.

Модернизация ускорителей серии ИЛУ и их систем питания и управления.

Срок службы ускорителей ИЛУ – десятки лет. Работа по их модернизации ведётся постоянно, с учётом технического прогресса в электронике и возрастающих потребностей пользователей. Каждый поставленный ускоритель несколько отличается от других, поскольку его необходимо сопрягать с оборудованием заказчиков.

Вывод электронного пучка в атмосферу является достаточно специфической задачей. Ускорители ИЛУ генерируют мощный импульсный электронный пучок с максимальным импульсным током 600 мА и частотой повторения до 50 Гц, который выводится в атмосферу. Возможности титановой фольги выпускного окна ограничивают максимально допустимую плотность проходящего через фольгу тока пучка значением 100 мкА/см².

Для вывода такого мощного электронного пучка из вакуума в атмосферу организуется его сканирование вдоль выпускного окна, закрытого титановой фольгой. Стандартная длина выпускного окна 980 мм, ИЛУ-14 оснащается сканирующим устройством с длиной выпускного окна 1500 мм.

Разработка устройств поворота и выпуска электронного пучка

В Лаборатории 14 ведётся постоянная работа по модернизации ускорителей серии ИЛУ и их систем. Ускоритель ИЛУ-10 используется для промышленной стерилизации медицинских изделий и обработки пищевых продуктов. Он генерирует идущий вертикально вниз пучок электронов с максимальной энергией от 3,5 до 5 МэВ и мощностью до 50 кВт. Однако, в некоторых производственно-технологических линиях для удобства облучения продукции более предпочтителен горизонтально направленный электронный пучок. В связи с этим, была поставлена задача разработать для ускорителя ИЛУ-10 магнитную систему поворота пучка, позволяющую осуществить его горизонтальный выпуск.

Поскольку ИЛУ-10 – высокочастотный ускоритель, то электроны в генерируемом им пучке имеют заметный разброс по энергии, спектр. Немонохроматичность пучка делает задачу его поворота достаточно сложной. Помимо этого, ускоритель не всегда работает на максимальной энергии 5 МэВ – диапазон его энергии от 3,5 до 5 МэВ. Поэтому система поворота и транспортировки пучка должна обеспечить не только эффективный поворот пучка, но и минимальные его потери в таком широком диапазоне энергии.

В 2023 году совместно с Лабораторией 5-11 была продолжена разработка новой магнитной системы поворота пучка, представляющей из себя так называемый альфа-магнит, в котором электронный пучок поворачивается на угол 270°, описывая при этом петлевую траекторию.

Было проведено моделирование траекторий движения электронов с энергиями в диапазоне от 2,5 МэВ до 5 МэВ внутри магнита, результаты показаны на Рис. 1.

Был выполнен расчет параметров магнитопровода и обмоток магнита, а также необходимой величины напряженности магнитного поля для поворота электронного пучка ускорителя ИЛУ-10 с максимальной энергией 5 МэВ.

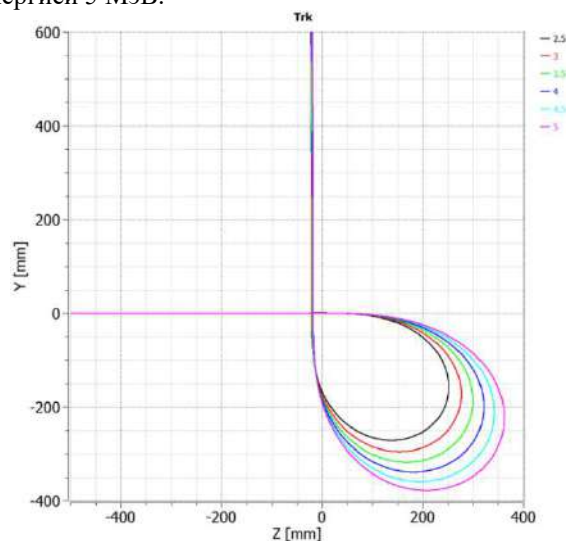


Рисунок 1. Траектории движения электронов внутри магнита, диапазон энергии от 2,5 МэВ до 5 МэВ.

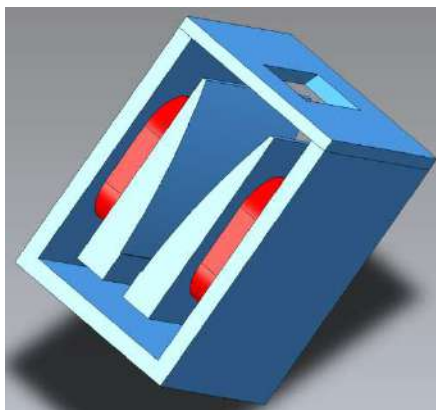


Рисунок 2. Модель альфа-магнита.

Изображение разработанного варианта альфа-магнита приведено на Рис.2.

Альфа-магнит системы поворота пучка состоит из магнитного экрана с отверстием для входа и выхода частиц, замыкающего ярма и полюсов сложной формы с переменной кривизной, на которые помещены обмотки, запитанные источником постоянного тока. Данный магнит позволяет поворачивать электроны на одинаковый угол вне зависимости от их энергий.

На основании произведенных расчётов была проведена конструкторская разработка чертежей поворотного магнита, а также вакуумной камеры, в которой будет производиться поворот пучка. Вакуумная камера будет располагаться в межполюсном зазоре магнита.

На Рис.3 показан общий вид разрабатываемой системы поворота и выпуска пучка. Будет использован стандартный для ИЛУ-10 раструб выпускного устройства.

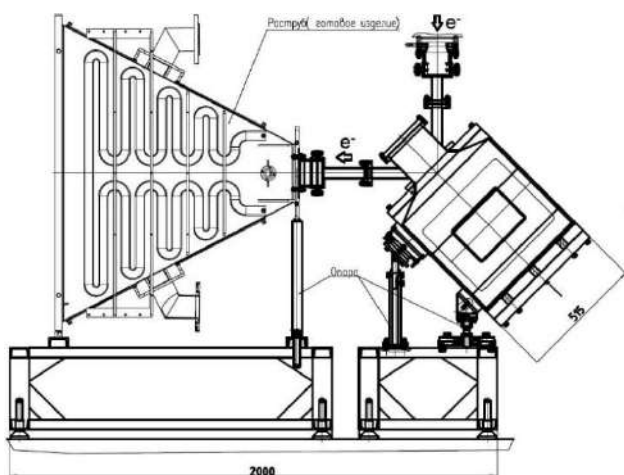


Рисунок 3. Общий вид разрабатываемой системы поворота и выпуска пучка.

Изучение взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами, материалами и изделиями.

В Лаборатории 14 ведётся постоянная работа по изучению взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами, материалами и изделиями.

Регулярно проводилось облучение мышей с целью проверки эффективности действия нового радиопротекторного препарата.

Совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН продолжены исследования воздействия интенсивного ионизирующего излучения на энергонасыщенные органические соединения, в частности, на гексанитрогексаазаизовюрцитан, продолжены работы по радиационной модификации раствора хитозана что позволяет использовать его как pH-чувствительный носитель различных органических соединений.

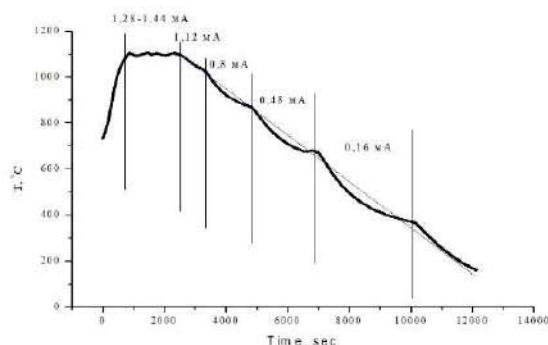


Рисунок 4. Температурный график процесса радиационно-термического спекания мембраны.

Совместно с Институтом катализа СО РАН в 2023 году была продолжена разработка оксидных и композитных материалов для водородной энергетики, мембран для селективного выделения кислорода или водорода и твердооксидных топливных элементов с применением радиационно-термического спекания нанесенных функциональных слоев. по радиационно-термическому синтезу мембран для топливных элементов. На Рисунке 4 показан температурный график процесса радиационно-термического спекания мембраны.

Совместно с Томским политехническим университетом продолжены работы по радиационно-термическому синтезу ферритов и изучению их свойств.

Продолжены работы по радиационной обработке имплантатов и протезов.

Совместно с Институтом химической биологии и фундаментальной медицины продолжают работы по разработке протезов кровеносных сосудов, которые способны формировать на себе стенки сосудов и впоследствии растворяться, оставляя новый участок сосуда.

Для изготовления протезов сосудов используется плёнка, полученная методом электроспиннинга из смеси полиуретана и желатина. Матрицы на основе полиуретана показали себя многообещающим материалом для тканевой инженерии. Стерилизация изготовленных из них изделий является обязательным этапом перед их медицинским применением.

НОВЫЕ МОДЕЛИ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛВ

В 2023 году произведены поставки 15 ускорителей ЭЛВ. Следует отметить, что возрос спрос на ускорители ЭЛВ со стороны зарубежных покупателей. Примечательно также увеличение заявок на закупку ускорителей ЭЛВ со стороны российских компаний.

В 2023 году исполнилось 50 лет с момента принятия межведомственной гос. комиссией ускорителя ЭЛВ-1, которая рекомендовала их к промышленному применению и массовому производству. За это время ускорители ЭЛВ прошли через множество модернизаций, разработку новых моделей, новых применений. Этот процесс продолжается и сегодня. Основной запрос со стороны пользователей ускорителей ЭЛВ - это увеличение энергии пучка ускоренных электронов. Первым шагом стала разработка и выпуск на рынок ускорителя ЭЛВ-15 с энергией до 3 МэВ и мощностью пучка 100 кВт, в активной фазе находится разработка и производство ускорителя ЭЛВ-16 с максимальной энергией до 4 МэВ. Одновременно с ускорителем ЭЛВ-15 был разработан и запущен в серию ускоритель ЭЛВ-18 (максимальная энергия 2 МэВ, ток пучка 67 мА, мощность пучка 120 кВт).

ЭЛВ-15

Разработка ускорителя ЭЛВ-15 началась в 2019 году, в 2020 началось изготовление, а в 2021 первый ускоритель был собран на испытательном стенде в институте ядерной физики в Новосибирске, а в декабре отправлен первому заказчику в Китай [1].

В качестве исходной модели был взят ускоритель ЭЛВ-8. Сосуд имеет схожую коническую геометрию, как и первичная обмотка. Измерение энергии производится роторным вольтметром. Оптика пучка – стандартная для всей серии ускорителей ЭЛВ с возможностью установки выпускных устройств различных размеров (с шириной до четырех метров вдоль выпускного окна), а также комплектацией четырехсторонней и кольцевыми системами облечения.

Впервые для расчета физических и геометрических параметров выпрямителя (размеры, количество витков первичной и вторичной обмоток, количество секций и пр.) мы применили метод параметрической экстраполяции, предположив, что сравнение расчетов, проведенных одним и тем же способом, параметров нового генератора и существующего аналогичного устройства значительно упростит процесс моделирования при сохранении достаточной точности. Само моделирование и сопутствующие ему расчеты были опубликованы в статье [2] и приводить их здесь будет излишним. Тем не менее хотелось бы отметить, что связка программного обеспечения SAM [3] и NL5 в очередной раз показала себя как замечательный инструмент для подобного рода моделирования.

По итогу расчетов было принято: высота первичной обмотки (состоящей из двух частей) – 3600 мм, коли-

чество секций вторичной обмотки – 80 (плюс три «пустые секции», состоящие только из экранов, без катушки), количество витков первичной обмотки – 33 (17 нижняя часть и 16 верхняя), количество витков катушки секции – 3000. Непосредственно ускорительная трубка состоит из четырех частей длиной 900 мм., с электронной пушкой выполненной по схеме Пирса наверху и LaV₆ катодом диаметром 10 мм.

В 2021 году производство компонентов ЭЛВ-15 было завершено, после чего сразу началась сборка на одном из стендов лаборатории в ИЯФ и, наконец, в третьем квартале того же года ускоритель был впервые запущен. Первые же включения оказались весьма обнадеживающими, поскольку благодаря «затвору» (созданию потенциальной «ямы» на первых электродах ускоряющей трубки), используемому практически на всех машинах, ускоритель менее чем за два дня вышел на свои предельные параметры, практически не потребовав процесса тренировки высоковольтных вакуумных зазоров. После чего в течении двух месяцев работал на максимальных энергии мощности и токе.

Стоит отметить, что в процессе тестирования была достигнута максимальная энергия 3,4 МэВ, в очередной раз подтвердив правильность расчетов и надежность полученного выпрямителя.

Таблица 1. Параметры ускорителя ЭЛВ-15.

Параметр	Значение
Максимальная энергия	3,0 МэВ
Минимальная энергия	1,5 МэВ
Максимальный ток пучка	50 мА
Мощность	100 кВт
Пульсации энергии	2,5%

Диаметр первичной обмотки был увеличен, за счет увеличения диаметра выпрямительной секции и высоковольтного зазора в верхней части выпрямителя (из-за возросшего напряжения и желания уменьшить напряженность). В свою очередь это привело к увеличению индуктивности рассеяния первичной обмотки. Во время первых запусков мы обнаружили, что индуктивности согласующего дросселя недостаточно для получения максимальной мощности во всем диапазоне энергий. Были предложены три варианта в качестве решения возникшей проблемы: а) установить дополнительную схему, которая бы подключала дополнительные емкости к схеме согласования; б) сделать переключаемой частоту преобразователя частоты; в) изготовить дроссель с большей индуктивностью. Несмотря на то, что у нас уже есть успешный опыт эксплуатации схем, подключающих дополнительные емкости, было решено доработать схемы и программное обеспечение до возможности переключения частоты инвертора на IGBT транзисторах, а также изготовить новый дроссель. Позже было установлено - разница в частотах составляет около 1-2%, т.е. на нижних энергиях ускоритель работает с частотой меньше чем на высоких (рабочая частота 400...500 Гц).

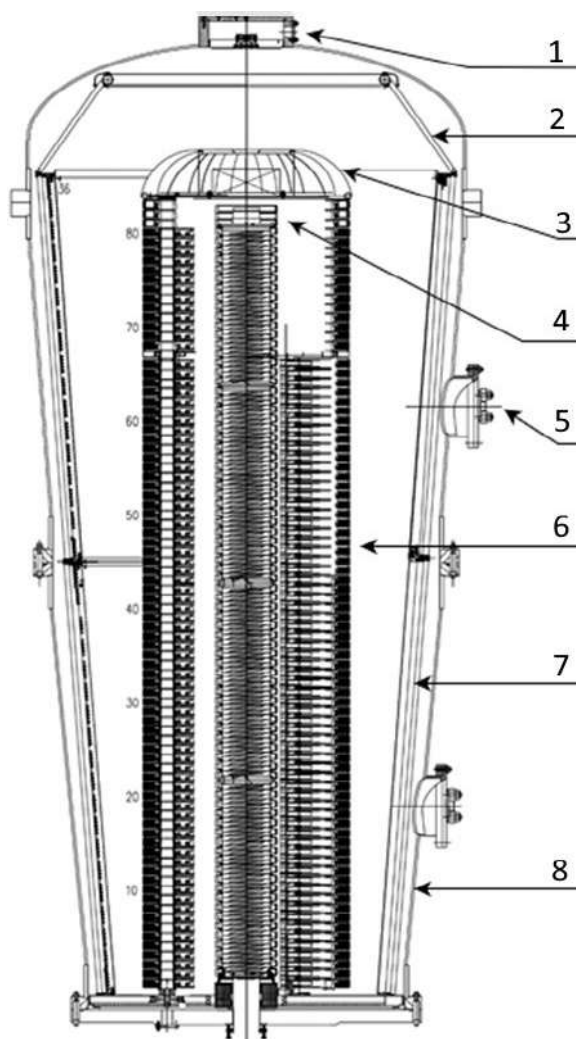


Рисунок 1. Ускоритель ЭЛВ-15 (без системы вывода пучка в атмосферу): 1 – Роторный вольтметр и оптическая система; 2 – Конический магнитопровод; 3 – Высоковольтный электрод; 4 – Ускорительная трубка, катод, блок управления инжектором; 5 – Вводы первичной обмотки; 6 – Секции вторичной обмотки; 7 – Первичная обмотка и магнитопровод; 8 – Сосуд, заполненный элегазом.

По итогам эксплуатации оказалось, что использование дросселя с увеличенной индуктивностью наиболее рационально, хотя схемная и программная реализация переключения частоты были сохранены в составе системы для возможных будущих ускорителей большой мощности и широким диапазоном энергии.

Первый ускоритель был отправлен заказчику осенью 2021 году, и в четвертом квартале того-же года был собран, запущен, выведен на рабочие параметры и передан в эксплуатацию. На сегодняшний день уже поставлено 5 таких ускорителей.

ЭЛВ-18

Из-за возросшей производительности линий (производство кабеля различных типов, термоусаживаемых трубок, вспененного полиэтилена), в современных

производствах число незапланированных отключений ускорителя должно быть минимизировано - не более одного за 8 часов работы. Под отключениями здесь подразумеваются отключения, связанные со срабатываниями блокировок и защит систем ускорителя: прохождение пучка, работа оптики пучка, работа высоковольтного выпрямителя, системы питания. В них не входят причины, связанные с внешними вспомогательными системами, такими как водяное охлаждение, воздушное охлаждение, вытяжка озона и прочее. Для сравнения: 20 лет назад допустимым считалось одно отключение ускорителя за 2 часа. Сейчас же требования стали гораздо строже.

Помимо вышесказанного, производительность напрямую зависит от мощности дозы получаемой продукцией, которая, в свою очередь, прямо пропорционально связана с током пучка. Повышение максимального тока и мощности ускорителей, напрямую увеличивает производительность линий.

Ускоритель ЭЛВ-18 является овестьствованным опытом эксплуатации ускорителей ЭЛВ-8 и ЭЛВ-4. Зачастую, для сшивки (полимеризации) изоляции кабельной продукции средних сечений, наиболее оптимальная энергия лежит в диапазоне 1,6-2,0 МэВ. Если раньше перекрытие этого диапазона было возможно только с применением ускорителей ЭЛВ-8 или ЭЛВ-15, то теперь мы можем предложить ускоритель с повышенной мощностью в 120 кВт и максимальным током в 67 мА. По сравнению с ускорителем ЭЛВ-8, в ЭЛВ-18 уменьшено количество секций до 58, и на 30 см короче ускорительная трубка.

ЭЛВ-16

Логичным шагом, после создания ускорителя ЭЛВ-15, стало проектирование ускорителя с максимальной энергией 4 МэВ. Пучки таких энергий позволяют еще больше расширить сферу применения ускорителей ЭЛВ, позволив более широко включить такие области как, например, стерилизация изделий и продуктов питания, установка гамма-конвертеров в качестве мишени, и конечно, радиационная сшивка кабельной продукции с изоляцией больших размеров, или вспененного полиэтилена большей толщины.

Модель, получившая название ЭЛВ-16, будет состоять из трех конических первичных обмоток, расположенных в цилиндрическом сосуде (в качестве изоляции по-прежнему используется SF₆). Вторичная обмотка состоит из секций большего диаметра (по сравнению со стандартными секциями ЭЛВ) в количестве 102 штук плюс три «пустые» секции (без катушки) в верхней части выпрямителя. Ускорительная трубка состоит из 5 частей длиной 90 см, причем апертура и диаметр керамических колец трубки увеличены.

В настоящий момент завершается проектирование узлов ускорителя. Ожидается, что в следующем году начнется производство пилотной модели.

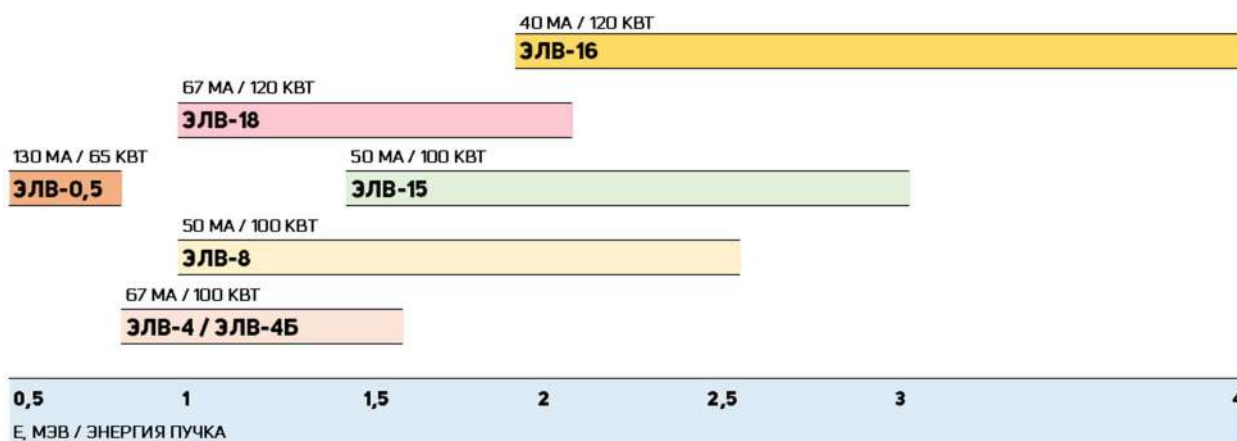


Рисунок 2. Диапазоны энергии ускорителей ЭЛВ.

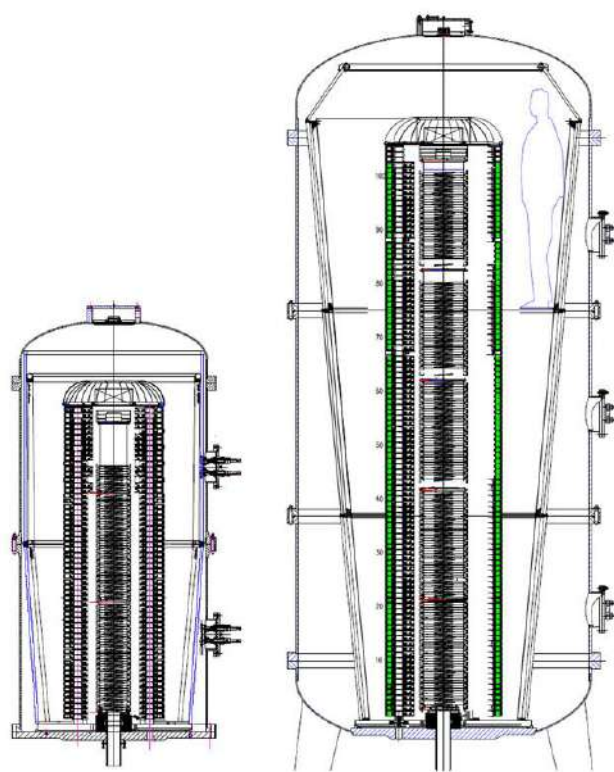


Рисунок 3. Ускорители ЭЛВ-18 (слева) и ЭЛВ-16 (справа).

Таблица 2. Параметры ускорителей ЭЛВ-18 и ЭЛВ-16

Параметр	ЭЛВ-18	ЭЛВ-16
Максимальная энергия	2,0 МэВ	4,0 МэВ
Минимальная энергия	1,0 МэВ	2,0 МэВ
Максимальный ток пучка	67 мА	40 мА
Мощность	120 кВт	120 кВт
Пульсации энергии	2,5%	2,5%

Заключение

Производство радиационной-сшитой продукции и сферы применения электронных пучков растут с каждым годом. Следуя за этим тенденциям и пожеланиями пользователей ускорителей ЭЛВ, Институт Ядерной Физики занимается разработкой новых моделей ускорителей и улучшением характеристик существующих. Повышение мощности, надежности, расширение диапазона энергий позволят расширить области использования радиационной модификации электронами.

Список литературы

- [1] D. Vorobev, E. Domarov, N. Kuksanov, et. al. ELV-15 – new accelerator for industrial applications // Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE–2022) | Tomsk, Russia, УДК 621.384.658, DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-1-23-33
- [2] Куksанов Н.К., Воробьев Д.С., Салимов Р.А., Фадеев С.Н. Источник высоковольтного питания ускорителя ЭЛВ-15 // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 1. С. 23–33. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-1- 23-33
- [3] В.В. Тарнецкий, М.А. Тиунов, В.П. Яковлев. Комплекс программ «SAM». Руководство пользователя. Новосибирск, 2002.

УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ БНЗТ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В ИЯФ СО РАН предложен, создан и функционирует источник нейтронов VITA на основе электростатического тандемного ускорителя заряженных частиц оригинальной конструкции (ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией) и тонкой литиевой мишени. В ускорителе получают стационарный пучок протонов или дейтронов с энергией до 2,3 МэВ при стабильности и моноэнергетичности 0,1 %, с током до 10 мА при стабильности до 0,4 %. На установке получают потоки нейтронов различного энергетического диапазона: холодных, тепловых, эпитепловых, надэпитепловых, моноэнергетических или быстрых, а также генерируют 478 кэВ или 511 кэВ фотоны, α -частицы, позитроны.

Источник нейтронов для БНЗТ клиники.

В рамках исполнения перечня поручений Председателя Правительства Российской Федерации М.В. Мишустина институт реализует мероприятия по разработке, изготовлению и поставке в НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина Минздрава РФ ускорительного источника нейтронов для клинических испытаний методики бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ) онкологических заболеваний. Эскизный вид установки представлен на Рис. 1.

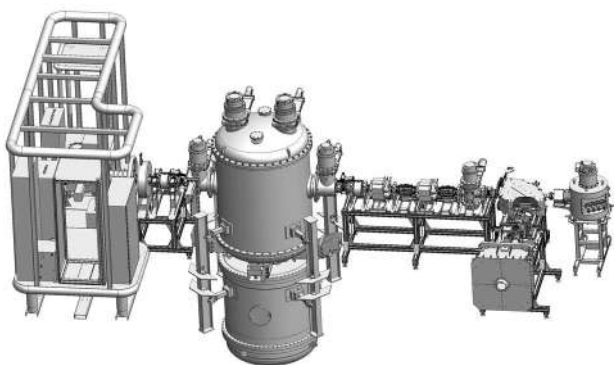


Рисунок 1. Эскизный вид ускорительного источника нейтронов VITA.

Все компоненты ускорительного источника нейтронов VITA изготовлены, закуплено необходимое оборудование и источники питания. В здании 18 ИЯФ СО РАН в специальном бункере с радиационной защитой ведется сборка и запуск узлов установки (Рис. 2). Получен пучок отрицательных ионов водорода с требуемыми энергией и током, измерен его фазовый портрет.

Из Федерального медико-биологического агентства Российской Федерации получен запрос на оснащение подобным источником нейтронов Федерального медицинского биофизического центра им. А.И. Бурназяна.



Рисунок 2. Фотография источника нейтронов VITA для НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина.

Литий-нейтронозахватная терапия.

Открыта эра литий-нейтронозахватной терапии, несущей новое качество – 100% доставку дозы в клетки опухоли. На лабораторных животных экспериментально показано, что литий можно накопить в клетках опухоли в концентрации, достаточной для проведения терапии, и такая однократная инъекция лития не приводит к повреждению почек. Уникальность проведенного исследования в том, что, несмотря на кажущуюся очевидность, такое исследование проведено впервые в мире.

Фундаментальные знания.

Измерены дифференциальное сечение, угловое и энергетическое распределение продуктов и полное сечение ядерных реакций ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$, and ${}^7\text{Li}(d,n\alpha){}^4\text{He}$ при энергии дейтронов до 2,2 МэВ с использованием α -, γ - и нейтронных спектрометров. Большинство данных получены впервые в мире. Высокая точность и достоверность результата достигнута использованием независимых диагностических методик определения толщины лития и учетом содержания примесей. Для примера на Рис. 3 приведено измеренное сечение реакции ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ в сравнении с сечением, представленным в базе данных ENDF/B.

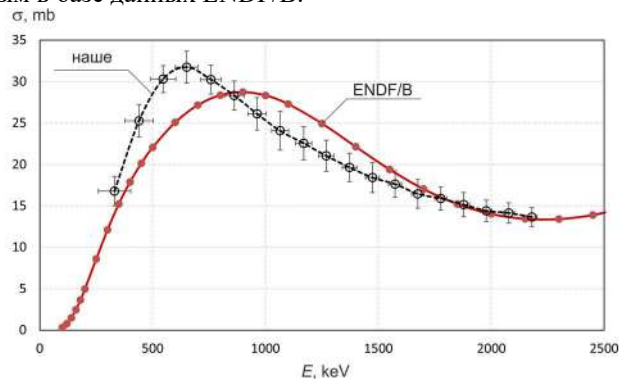


Рисунок 3. Сечение реакции ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$.

Школа молодых ученых по БНЗТ.

Проведена 5-я Всероссийская Школа молодых ученых по бор-нейтронозахватной терапии, в которой приняло участие 91 участник, из них: 7 российских и 4 зарубежных ученых-лекторов, 78 российских ученых, в том числе 57 молодых, из Гатчины, Москвы, Пущино, Обнинска, Воронежа, Архангельска, Нижнего Новгорода, Челябинска, Новосибирска, Томска, Иркутска, и 11 зарубежных ученых из Испании, Сирии, Казахстана, Китая, Кореи, Беларуси и Японии.

Представление научных результатов.

По результатам проведенных исследований опубликовано 15 статей в научных журналах, в том числе 7 в журналах Q1; получен патент Китая на изобретение; представлен 41 доклад на международных и всероссийских конференциях. Результаты исследований отдельной главой вошли в книгу "Advances in Boron Neutron Capture Therapy", изданную Международным агентством по атомной энергии.

Доклады студентов, аспирантов, молодых ученых награждены дипломами на Алмазовском молодежном медицинском форуме-2023 (Санкт-Петербург), на Международной научной конференции "Инновационные технологии ядерной медицины и лучевой терапии и диагностики" (Москва), на 61-й Международной научной студенческой конференции (Новосибирск), на 5-й Всероссийской школе молодых ученых в области бор-нейтронозахватной терапии (Новосибирск), на II Школе молодых ученых по синхротронным методам исследования в материаловедении (Новосибирск).

А.И. Касатова успешно провела предзащитный семинар на соискание учёной степени кандидата медицинских наук на тему "Анализ цитотоксичности, накопления в органах и нефротоксичности лития для его применения литий-нейтронозахватной терапии" по специальности 1.5.22. Клеточная биология.

М.И. Бикчурина успешно провела предзащитный семинар на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук на тему "Исследование генерирующих свойств литиевой мишени" по специальности 1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника.

Результаты проведенных исследований по достоинству оценены Российским научным фондом, отметившим 10-летний юбилей: они вошли в список пяти лучших научных результатов фонда за десятилетие.

Финансовое обеспечение.

Научные исследования поддержаны грантом РФФИ № 19-72-30005 (лаборатория мирового уровня) и государственными заданиями FWGM-2022-0023 и FWGM-2022-0024.

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:

Кулипанов Геннадий Николаевич
Тихонов Юрий Анатольевич

Учёный секретарь:

Резниченко Алексей Викторович

Члены-корреспонденты РАН:

Винокуров Николай Александрович
Левичев Евгений Борисович
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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН)

Юридический/фактический адрес:
630090, Новосибирская область,
г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 11
ИНН/КПП 5408105577/540801001

Приемная: (383) 330-60-31, 329-47-60

Факс: (383) 330-71-63

Электронная почта: inp@inp.nsk.su

Сайт: www.inp.nsk.su

Справочная служба института: (383) 329-40-00

Электронный телефонный справочник: <https://irma.inp.nsk.su/db/phbook/>

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА
Сибирского отделения Российской академии наук

ЕЖЕГОДНЫЙ ОТЧЕТ
2023

Обложка Е.Д. Бендер

Ответственный за выпуск А.В. Резниченко

Работа поступила 1.03.2024 г.

Сдано в набор 1.04.2024 г.

Подписано в печать 10.04.2024 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 14 печ.л., 12 уч.-изд.л.

Тираж 120 экз. Бесплатно.

Отпечатано в Типографии ООО «Техноком-Сибирь»
Новосибирск, 630090, ул. Демакова, 27, корп. 1, оф. 11.