

УТВЕРЖДАЮ

Директор Института

“ ____ ” _____ 202_ г.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ОТКРЫТИЯ/ПРОДЛЕНИЯ
ПРОЕКТА ПО НАПРАВЛЕНИЮ ИССЛЕДОВАНИЙ
В ПРОБЛЕМНО-ТЕМАТИЧЕСКОМ ПЛАНЕ ОИЯИ**

1. Общие сведения о проекте

1.1 Шифр темы (для продлеваемых проектов) – 02-1-1086-2009 Странность в адронной материи и исследование неупругих реакций вблизи кинематических границ

1.2 Шифр проекта (для продлеваемых проектов и подпроектов)

1.3 Лаборатория ЛФВЭ

1.4 Научное направление Физика элементарных частиц и релятивистская ядерная физика

1.5 Наименование проекта ГиперНИС-SRC

1.6 Руководитель(и) проекта Д.О. Кривенков, Ю. Лукстиныш

1.7 Заместитель(и) руководителя проекта (научный руководитель) М.А. Пацок

2. Научное обоснование и организационная структура

2.1 Аннотация

Экспериментальная программа объединенного проекта ГиперНИС-SRC состоит из двух разделов: ГиперНИС (а) и SRC (b).

(а) Программа ГиперНИС направлена на исследование роли странности в ядрах. Цель программы — исследование легчайших нейтронно-избыточных гиперядер. В частности, необходимо достоверно установить, действительно ли существует гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Следует отметить, что в этом же эксперименте будут исследованы времена жизни и сечения рождения ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Дальнейшим экспериментом станет изучение ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, ранее наблюдавшегося только в эмульсионных экспериментах. Следующий шаг этой программы направлен на определение энергии связи слабосвязанного гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, а так же поиск и изучение других легких нейтроно-избыточных гиперядер таких как ${}^8_{\Lambda}\text{H}$. Кроме того, в дальнейшем планируется экспериментально определить парциальные ширины распадов $\Gamma_{\alpha\alpha i}^{n(p)}$ для гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, которые зависят от различных комбинаций четырех матричных элементов $w_{\ell\tau}^{S,J}$. Их исследование открывает уникальную возможность определить все необходимые матричные элементы слабого взаимодействия.

(b) Мы представляем двухфазовую программу исследований Короткодействующих Двухнуклонных Корреляций (КДК) в ОИЯИ. Фаза 1, предполагающаяся к выполнению в ближайшие 2-3 года, нацелена на проведение измерений на зоне ГиперНИС. В измерениях предлагается задействовать поляризованный дейтронный пучок из Бустера/Нуклотрона и существующее оборудование. При этом предлагается исследовать жесткое рассеяние поляризованных дейтронов на жидководородной мишени в кинематике КДК. Используя пучок поляризованных дейтронов с импульсом 6 ГэВ/с/нуклон предлагается отбирать события с $|t, u| > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ и углом рассеяния в системе центра масс около 90 градусов. Регистрация совпадений в двухплечевом спектрометре позволит обирать события реакции $p(d, 2p)n$. Одновременная регистрация нейтрона отдачи, образующегося после жесткой реакции на дейтроне, тоже возможна. Двухплечевой спектрометр будет похож на тот, что использовался в измерениях на VM@N в 2022 году. Регистрация нейтрона отдачи потребует добавления нейтронного детектора. Важно отметить, что установка необходимых детекторных систем для измерений на площадке ГиперНИС в рамках Фазы 1 не мешает существующей установке ГиперНИС.

Измерения в рамках Фазы 2 нашей экспериментальной программы также планируется проводить на зоне ГиперНИС. Предлагается продолжить исследования квазиупругие реакции рассеяния в обратной кинематике и эксклюзивной постановке с одновременной регистрацией фрагмента/фрагментов отдачи. Эти измерения требуют значительной подготовительной работы, включающей разработку дизайна установки, инженерных работ на экспериментальной площадке, а также затраты на создание оборудования.

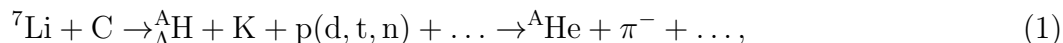
Обе предлагаемые фазы являются неотъемлемой частью программы исследований международной группы SRC по изучению плотных ядерных систем и нуклон-нуклонного взаимодействия на малых расстояниях, включающая использование различных проб, таких как электроны, реальные фотоны, протоны и ядра.

2.2 Научное обоснование (цель, актуальность и научная новизна, методы и подходы, методики, ожидаемые результаты, риски)

HyperNIS

Цели проекта

Целью проекта является изучение легчайших нейтронно-избыточных гиперядер, в частности, поиск и изучение свойств гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Параллельно в этом эксперименте будут изучаться времена жизни и сечение рождения таких гиперядер как ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ в реакции:



где $A = 3, 4, 6$. Рождение и распад гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ является точным эталонным сигналом, позволяющим убедиться в том, что ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ следует искать в том же наборе данных, если он существует, или что нет стабильных форм ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, если сигналов рождения и распада этого гиперядра наблюдаться не будет. Противоречивые результаты поиска этого гиперядра представлены в работах эксперимента FINUDA во Фраскати [1, 2, 3] и E10 в J-PARC [4].

Результат поиска гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ должен стать поворотным моментом в нашей программе. Если сечение образования ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ достаточно велико, можно продолжать изучение свойств ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ либо искать гиперядро ${}^8_{\Lambda}\text{H}$. Вероятно, поиск и возможное открытие гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ будет лучшим решением. Тем более, что поиск и исследование гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ с помощью пионных или каонных пучков является сложной задачей. Результаты этих двух экспериментов определят, изучать ли свойства новых гиперядер или переключиться на программу изучения гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$,

что станет логичным продолжением экспериментов на литиевом пучке. Через использование углеродного пучка программа может быть расширена для определения эффективного Гамильтониана слабого $\Lambda N \rightarrow NN$ взаимодействия.

Еще одна оригинальная и привлекательная идея — экспериментальная оценка энергии связи слабосвязанного гиперядра ${}^3_{\Lambda}H$. Здесь может быть использован подход, предложенный в Лаборатории высоких энергий (ОИЯИ, Дубна). В этом подходе исследуемые гиперядра образуются из ядер пучка, а распад наблюдается на расстоянии до десятков сантиметров за мишенью. Таким образом, прохождение “пучка” гиперядер через материалы с разными зарядами ядра Z и последующий электромагнитный развал гиперядер предполагается использовать для оценки энергии связи ${}^3_{\Lambda}H$. Для получения этого гиперядра можно использовать первичный пучок 4He .

Введение и физическое обоснование

Гиперядерная программа в Дубне [5, 6] стартовала в 1988 году с экспериментов на двухметровой стримерной камере. Было проведено измерение времени жизни и сечения рождения [6] таких легких гиперядер как ${}^4_{\Lambda}H$ и ${}^3_{\Lambda}H$. Показано, что подход, при котором импульс гиперядер, рождающихся в пучках релятивистских ионов, близок к импульсу ядер-снарядов, оказался весьма эффективным для таких измерений. Ключевым моментом этого подхода был специальный и очень эффективный триггер на основе двухчастичного распада гиперядер с образованием π^- . В результате точность измерений времени жизни ограничивалась главным образом статистическими ошибками. Полученные значения сечения рождения хорошо согласовывались с результатами расчетов [7] (см. также обзор [8]), выполненных с использованием модели коалесценции. Следует отметить, что определение времени жизни гиперядер до сих пор остается актуальной проблемой.

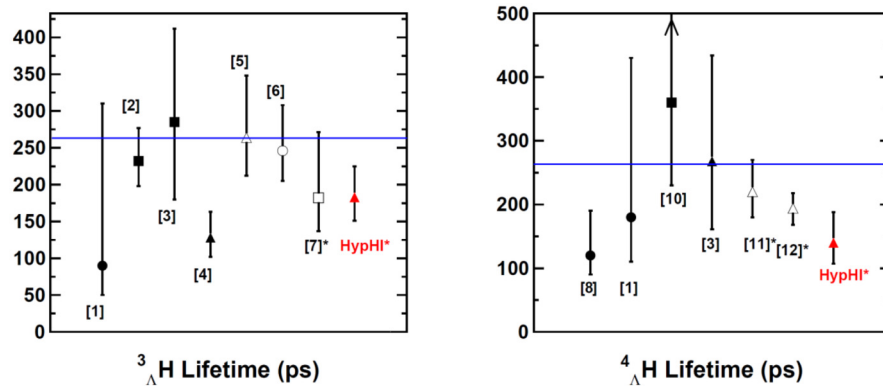


Рис. 1: Сравнение мировых данных о временах жизни ${}^3_{\Lambda}H$ и ${}^4_{\Lambda}H$, представленное в работе [10]. Значение времени жизни ${}^4_{\Lambda}H$, отмеченное как [11], является результатом нашего предыдущего эксперимента [20]. Значения, полученные в эксперименте НурНИ [10], обозначены как «НурНИ». Горизонтальная линия на 263,2 пс соответствует времени жизни Λ .

Во всех предыдущих гиперядерных экспериментах, за исключением проводимых в Дубне [17] и эксперимента с пучком тяжелых ионов в GSI, Дармштадт [18, 19], гиперядра рождались в мишени. Общей чертой всех подобных экспериментов является то, что импульс образованного гиперядра мал и оно распадается практически в точке рождения внутри мишени. В экспериментах в Дубне, напротив, энергия гиперядер лишь немного ниже энергии пучка, рис. 3. Поэтому время жизни гиперядер в лабораторной системе отсчёта увеличивается из-за лоренц-фактора и значительная часть гиперядер распадается далеко за пределами мишени. Таким образом, распределение вершин распада может быть использовано для идентификации распада гиперядра и для определения его времени жизни. Другими словами, время жизни "переводится" в длину свободного пробега, которую можно измерить с хорошей точностью.

New results: ALICE@LHC, PLB 2019

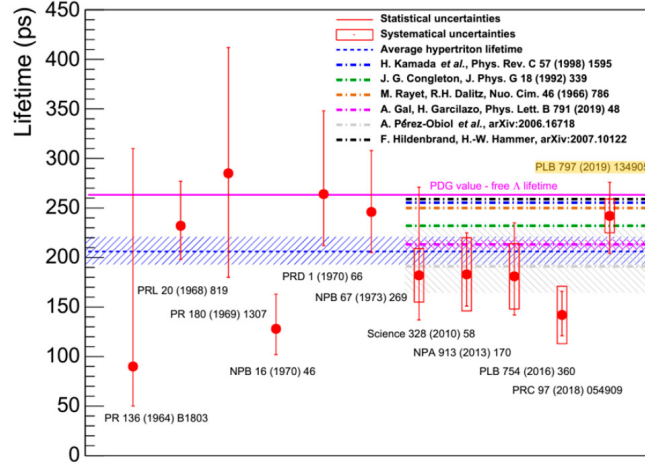


Рис. 2: Мировые данные по измерению времени жизни гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ в период с 1964 по 2022 год. Данные взяты из доклада А. Рамос на конференции Нур2022 в Праге [13].

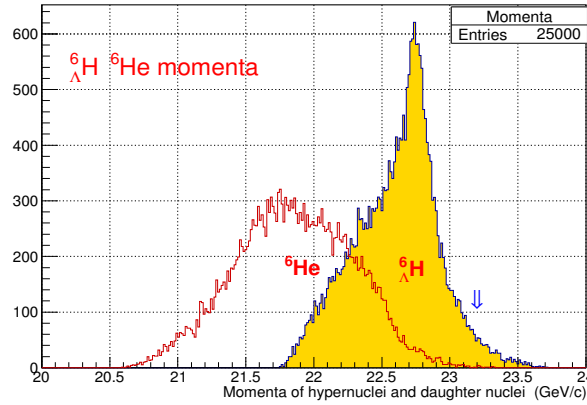


Рис. 3: Ожидаемые распределения импульсов гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ и дочерних ядер ${}^6\text{He}$. Импульс пучка 23,2 ГэВ/с указан стрелкой. Из-за ферми-движения и фрагментации пучка импульсы немногих гиперядер превышают среднее значение импульса для 6 нуклонов (пучок ${}^7\text{Li}$).

Программа эксперимента ГиперНИС сосредоточена на изучении свойств нейтроно-избыточных гиперядер. Ожидается, что свойства богатых нейтронами и двойных гиперядер позволят пересмотреть теорию нейтронных звезд. Распределение химического потенциала барионов в нейтронных звездах предсказывает, что часть барионов должна быть лямбда-гиперонами, но включение гиперонов ограничивает большинство предложений по уравнению состояния (EoS) так, что массы нейтронной звезды не превышает 1,4 – 1,5 массы Солнца, хотя известно, что нейтронные звезды с массами равными двум солнечным массам существуют [21]. Современные теоретические работы предлагают варианты решения проблемы [22], но новые экспериментальные данные о свойствах гиперядер могут помочь выбрать верный путь.

Первым шагом программы будет изучение гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в напучке ${}^7\text{Li}$:

$${}^7\text{Li} + C \rightarrow {}^A_{\Lambda}\text{H} + p(d, t, n) + \dots \rightarrow {}^A\text{He} + \pi^- + \dots \quad \text{где } A=3, 4, 6. \quad (2)$$

Пучок ${}^7\text{Li}$ выбран потому, что дополнительный протон из ${}^7\text{Li}$ может быть потерян в результате фрагментации, в то время как в случае пучка ${}^6\text{Li}$ необходима дополнительная реакция перезарядки для создания ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Вероятность фрагментации значительно выше, чем вероятность реакции перезарядки. Проблема двойной перезарядки при образовании гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ обсуждается, например в [23].

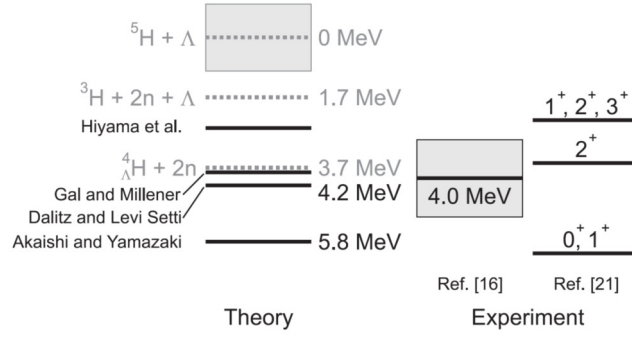


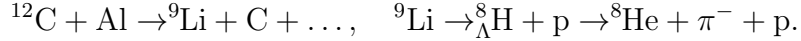
Рис. 4: Расчетные и экспериментальные значения энергетических уровней ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Слева показаны теоретически рассчитанные уровни энергии связи [29, 30, 25, 24]. Справа показаны уровни энергии связи, о которых сообщает коллаборация FINUDA в [1, 2]. Все уровни энергии связи отсчитываются от порога ${}^5\text{H} + \Lambda$.

Актуальность этой задачи определяется малой мировой статистикой обнаруженных гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, которая ограничивается тремя событиями-кандидатами, полученными в эксперименте FINUDA (Frascati [1, 2]). С другой стороны, коллаборация E10 в эксперименте в J-PARC не обнаружила ни одного события, соответствующего рождению ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ [4, 23] вместо ожидаемых 50. Однако, еще до эксперимента в J-PARC А. Гал предсказал, что вероятность увидеть сигнал ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в этом случае крайне мала. Причина в том, что спектрометр в J-PARC плохо подходит для этой задачи, поскольку энергия ядер отдачи слишком велика, а на пионном пучке рождаются гиперядра в состоянии возбуждения, что невозможно в случае низкой энергии связи гиперядра. Более того, для получения ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ с использованием мишени ${}^6\text{Li}$ необходима реакция двойной перезарядки, вероятность которой также не высока. В J-PARC поиск ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ был первой фазой эксперимента E10, который проводился на ускорителе протонов J-PARC с энергией 50 ГэВ. Однако поиск ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ с помощью реакции ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ при импульсе пионного пучка 1,2 ГэВ/с не дал никаких результатов [23]. По последним данным, поиск ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ не входит в исследовательскую программу J-PARC на период до 2030 года. В то же время теоретические предсказания сильно зависят от используемой модели и также противоречивы. Например, Э. Хияма и другие [24] показали, что ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ не является стабильным ядром и должно распасться на ${}^4_{\Lambda}\text{H} + n + n$, если принять во внимание параметры резонанса ${}^5\text{H}$, измеренные к настоящему времени. Но существуют оценки [25, 26], показывающие, что энергия связи ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ должна составлять порядка МэВ. Поэтому, необходимо провести эксперимент, который сможет однозначно проверить существование гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$.

Решающий эксперимент по поиску гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ можно провести в ЛФВЭ ОИЯИ. Для измерения времени жизни и сечения рождения необходимо провести поиск ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ на спектрометре HyperNIS, где можно обеспечить получение достаточно высокой статистики (несколько сотен зарегистрированных событий). Это поможет в решении вопроса о том, действуют ли гипероны как «нуклонный клей» вблизи границы стабильности. Также с помощью магнитного спектрометра ГиперНИС можно измерить массу изотопа ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. В предлагаемом эксперименте одновременно будут регистрироваться события рождения и распада сразу трех изотопов гиперядер водорода (${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$). Следует подчеркнуть, что ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ можно использовать в качестве реперных процессов для подтверждения образования и распада ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Времена жизни всех этих гиперядерных изотопов могут быть измерены в том же наборе данных, что позволит увеличить мировую статистику по изучению данных гиперядер.

Образование гиперядер с большим избытком нейтронов и нейтронным гало обсуждалось Л. Майлингом с 1994 [27, 28]. Указывалось на возможность изучения барион-барионного взаимодействия в системе с чрезвычайно большой величиной $N/Z = 6$. Также было подчеркнуто, что измерение массы ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ позволяет проверить предположения, что энергия связи нейтроно-

избыточных гиперядер увеличивается из-за специфического когерентного механизма $\Lambda - \Sigma$ смешивания [31, 32]. Следует отметить, что существует цепочка из четырех ядер с двумя нейтронными гало и разным составом S -оболочки ядра: с гипероном Λ и без него, а именно ядра ${}^5\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{He}$. Таким образом, изучение свойств ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ важно для теории ядра, а также понимания свойств гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$. Также было отмечено, что возможно существование гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$. Если первый эксперимент с ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ будет успешным, наиболее естественной следующей целью является поиск гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$. Мы предлагаем использовать для такого эксперимента пучок ${}^9\text{Li}$. Также отметим, что поиск ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ с помощью пионных или каонных пучков еще сложнее, чем исследование ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Пучок ${}^9\text{Li}$ может быть создан как вторичный пучок при ускорении углерода. Времена жизни ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ составляют порядка сотен миллисекунд, что вполне достаточно для эксперимента по цепочке возможных процессов:

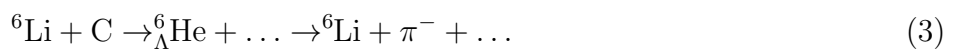


Ожидаемые сечения рождения легчайших гиперядер приведены в Таблице 1. Новые данные настоящего проекта значительно улучшат описание процесса образования гиперядер. С учетом значений из таблицы возможная скорость счета пионных распадов ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ оценивается примерно в 600 событиям в сутки, в случае идеальных условий работы Нуклотрона (длина сброса >5 с, отсутствие пульсации интенсивности и др.). Однако реальные тесты показали, что это значение следует снизить в несколько раз — до 150–200 событий в день. Если предположить, что энергия связи ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ мала, то можно ожидать, что сечение его образования будет того же порядка, что и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Тогда можно рассчитывать на регистрацию 30–40 событий ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в день. Но следует подчеркнуть, что все оценки основаны на идее о том, что процесс коалесценции одинаков для образования всех гиперядер водорода.

Пучок	Гипер-ядро	Энергия, А·ГэВ	Сечение, мкб	
			Теория	Эксп.
${}^3\text{He}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	5.14	0.03	$0.05^{+0.05}_{-0.02}$
${}^4\text{He}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	3.7	0.06	< 0.1
	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	2.2	0.08	< 0.08
		3.7	0.29	$0.4^{+0.4}_{-0.2}$
${}^6\text{Li}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	3.7	0.09	$0.2^{+0.3}_{-0.15}$
	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	3.7	0.2	$0.3^{+0.3}_{-0.15}$
${}^7\text{Li}$	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	3.0	0.11	< 1
	${}^6_{\Lambda}\text{He}$	3.0	0.25	< 0.5

Таблица 1: Измеренные [33] и оцененные [7] сечения рождения гиперядер. Для пучка ${}^7\text{Li}$ на углеродной мишени были измерены сечение реакции перезапядки $\sigma_{cc} = 650 \pm 20$ mb.

На следующем этапе эксперимента будет исследовано гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, которое может образоваться в пучке ${}^6\text{Li}$ при периферических взаимодействиях лития с углеродной мишенью. При этом триггер настраивается таким образом, чтобы отбирать пионные распады с π^- с дочерним ядром лития, испускаемым из области распада:



Известно, что гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ является слабосвязанным (энергия отделения нейтрона $B = 0, 17 \pm 0, 10$ МэВ). Но его время жизни и сечение рождения до сих пор не измерены. Эти данные могут быть получены на спектрометре ГиперНИС. Гиперядра ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ исследованы очень хорошо, так как их легко получить на каонных или пионных пучках, если использовать мишень ${}^6\text{Li}$. Наблюдение же гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ проводилось только в эмульсионных экспериментах, так как из-за слабосвязанного нейтрона получить ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ сложно.

Для экспериментальной оценки энергий связи ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ может быть использован метод кулоновского рассеяния, предложенный в [20, 34, 35, 36]. Он интересен с экспериментальной точки зрения, поскольку необходимо исследовать взаимодействия «пучка» гиперядер с мишенями из материалов с разным Z .

Для следующего этапа исследовательских задач, посвященных изучению безмезонных распадов гиперядер должны быть использованы более сложные экспериментальные техники и приборы. Хорошо известно, что удаление одного нейтрона из ${}^9\text{Be}$ приводит к образованию ${}^8\text{Be}^*$ с последующим двойным α -распадом. Благодаря этой характерной особенности ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ возможно идентифицировать конечные состояния остаточного ядра. В эксперименте необходимо зарегистрировать цепочку распадов, например, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, который распадается как ${}^{10}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow n + p + {}^8\text{Be}^*$ с последующим распадом ${}^8\text{Be}^*$ с испусканием двух α -частиц под очень малым углом. Мы предлагаем экспериментально определить парциальные ширины распадов $\Gamma_{\alpha\alpha i}^{n(p)}$ для гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$. Эту задачу можно выполнять одновременно с набором данных эксперимента SRC на установке ГиперНИС на углеродном пучке.

Энергия α -частиц определяет конечное состояние остаточного ядра ${}^8\text{Be}$, т.е. его квантовые числа, а значит, и действительный вес четырех возможных волновых функций $\text{N}\Lambda$ -пары: $p_{\frac{1}{2}}s_{\Lambda}$ с $J = 0, 1$ и $p_{\frac{3}{2}}s_{\Lambda}$ с $J = 1, 2$. парциальные ширины распадов $\Gamma_{\alpha\alpha i}^{n(p)}$ зависят от различных комбинаций четырех матричных элементов $w_{\ell\tau}^{SJ}$. В результате их исследование открывает уникальную возможность определить все необходимые матричные элементы слабого взаимодействия [17, 37]. Знание этих $w_{\ell\tau}^{SJ}$ откроет возможность расширить феноменологическую модель Блока-Далитца [38] до гиперядер с p -оболочкой.

Поскольку две α -частицы и продукты распада возбужденных гиперядер испускаются в очень узком конусе, то для их регистрации необходимо установить дополнительные детекторы высокого разрешения для разделения двойных α -частиц. Расчеты показали, что эта задача может быть решена с помощью детектора газового электронного умножителя (GEM) площадью 10×10 см². Также понадобится еще один дополнительный триггерный счетчик с тонким (1 мм) кварцевым радиатором, который позволит подавить фон, возникающий от фрагментации ядер пучка в самих триггерных детекторах в 30-50 раз.

Схема эксперимента

Конфигурация спектрометра представлена на рис. 5. Углеродная мишень длиной 12 см вдоль оси пучка, имеет сечение 3×3 см² и массу 20,4 г/см². После того, как гиперводород (${}^3_{\Lambda}\text{H}$ или ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ или ${}^6_{\Lambda}\text{H}$) рождается во взаимодействии ядер пучка ${}^7\text{Li}$ с углеродной мишенью, с достаточно высокой вероятностью его пионный распад происходит внутри вакуумного объема.



Черенковские и сцинтилляционные счетчики (триггерные детекторы групп В и С соответственно) настроены на измерение разности зарядов гиперядра и продуктов его распада. Поскольку разрешающая способность черенковского счетчика выше, чем у сцинтилляционного, в качестве детекторов группы В используется блок из четырех таких счетчиков. Блоки пропорциональных

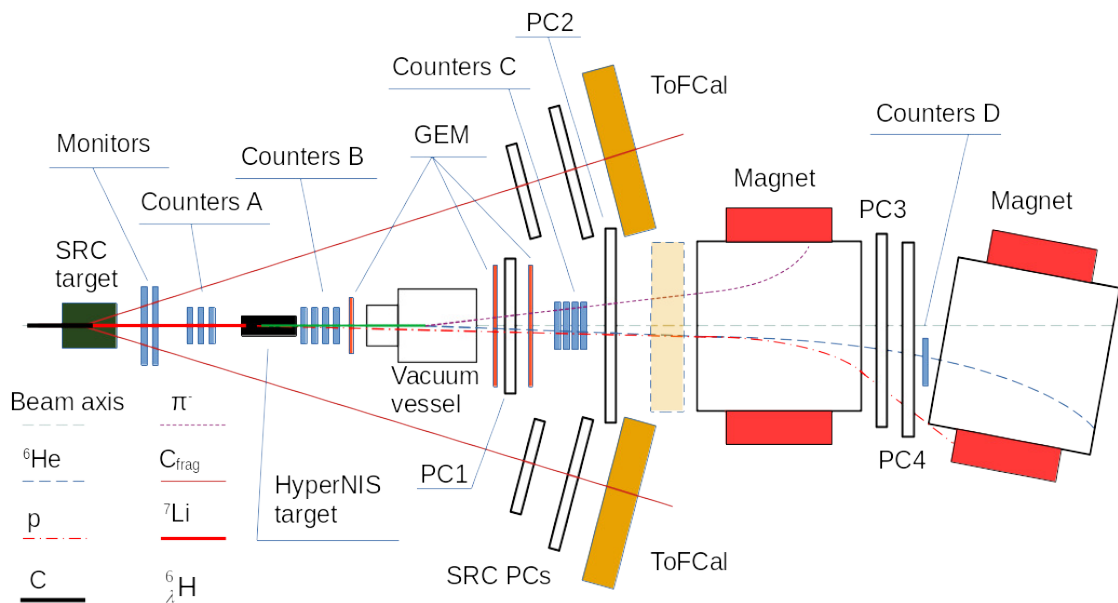


Рис. 5: Конфигурация спектрометра HyperNIS-SRC для поиска гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ пучком ${}^7\text{Li}$ (не в масштабе) содержит следующие компоненты: углеродную мишень; счетчики контроля пучка; группы триггерных счетчиков А, В и С; вакуумный объем длиной 55 см; 4 группы пропорциональных камер PC1-PC4; станция ToFCal (её ToF часть), которую необходимо установить перед первым магнитом (бледный прямоугольник на схеме); два анализирующих магнита с магнитным полем 0,6Тл (для гиперядерной программы используется только один); сцинтилляционный счетчик D, который подтверждает регистрацию ядер ${}^6\text{He}$, т.е. обнаруживает, что дочерним ядром является не ${}^3\text{H}$, а ${}^6\text{He}$. Углеродная мишень HyperNIS имеет размеры $12 \times 3 \times 3$ см и плотность $20,4$ г/см².

камер PC1 (четыре камеры 38×38 см²) и PC2 (две камеры 130×80 см²) регистрируют прохождение пиона и дочернего ядра He, что позволяет провести реконструкцию вершины распада. Кроме того, совокупность всех пропорциональных камер PC1-PC4 используется для измерения импульса ядра He. Полный набор камер позволяет определить импульс дочернего ядра, образующегося при распаде гиперядра. Сцинтилляционные счетчики группы D используются для регистрации амплитуды сигнала и отделения дочерних ядер ${}^6\text{He}$ от фрагментов трития, образующихся вместе с гиперядрами ${}^4_{\Lambda}\text{H}$.

Методика эксперимента

Основные особенности метода исследования гиперядер, разработанного в ОИЯИ:

1. В основе метода лежит идея исследования релятивистского гиперядра, рожденного в результате перезарядки налетающего ядра-снаряда.
2. Распады таких гиперядер происходят вне мишени, что позволяет организовать эффективный триггер и идентифицировать образующиеся изотопы, разделяя импульсы дочерних ядер.
3. Триггер настроен на обнаружение пионных распадов, когда заряд дочернего ядра больше заряда гиперядра, и никакие фоновые процессы не могут симулировать такое изменение заряда.
4. Угол разлета продуктов распада не превышает 260 мрад, что соответствует геометрическому акцептансу спектрометра.
5. Анализируются только события, когда вершина распада гиперядра наблюдается в вакууме, где не может происходить фоновых взаимодействий.
6. Импульсы разных изотопов гиперядер сильно различаются (как и импульсы дочерних ядер, которые измеряются спектрометром), поэтому легко разделять изотопы ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$.

Импульсные распределения из моделирования показывают, что изотопы ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ из реакции (1) хорошо разделяются даже в случае больших возможных ошибок измерения. Для

измерения импульсов относительно медленных пионов, испускаемых под достаточно большими углами, будет использован метод времени пролета ToF, что позволит определять массы гиперядер. Вершины распада можно надежно найти, если угол разлета фрагментов не слишком мал. Эффективность реконструкции вершин оценивается на уровне 90%, поскольку углы разлета сосредоточены в области высоких значений, см. рис. 7.

В 2022 году в ЦЕРНе были изготовлены два GEM-детектора размером 40×40 см. Они позволят уменьшить количество отброшенных из-за малого угла разлета событий (см. ниже) и повысить точность определения вершины распада гиперядра. Для выбора оптимальной геометрии мишени и пропорциональных камер проведены расчеты методом Монте-Карло (МК), которые показали, что можно зарегистрировать более 90% пионов от распада гиперядра, при этом, очевидно, что все дочерние ядра попадают в пропорциональные камеры.

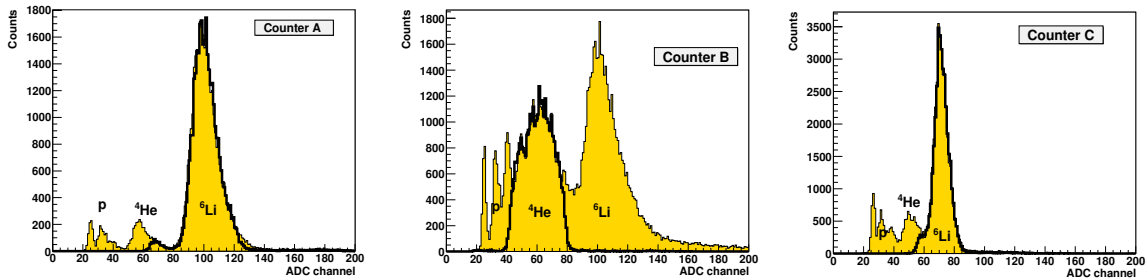


Рис. 6: Настройка триггерных (сцинтиляционных) счетчиков в пучке ${}^6\text{Li}$ на образование и распад ${}^6\text{He}$. Показаны примеры спектров амплитуды сигнала, полученных для счетчиков групп А, В и С соответственно. Пики амплитуды сигнала соответствуют литиевому пучку и его фрагментам от взаимодействия с Al-мишенью, введенной в пучок для получения различных фрагментов лития, т.е. изотопов гелия и водорода. Часть спектра, выделенная толстыми контурами линий, определяется счетчиками-дискриминаторами, настроенными на регистрацию лития для счетчиков групп А и С и гелия для счетчиков группы В. Как уже отмечалось, сцинтиляционные счетчики группы В были заменены черенковскими.

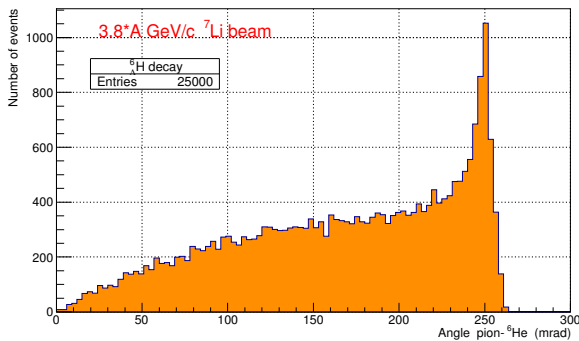


Рис. 7: Распределение рассчитанного угла разлета пиона гелия для распадов ${}^6\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^6\text{He}$. Около 10-16% распадов имеют углы разделения ниже разрешения пропорциональных камер, но могут быть обнаружены с помощью GEM-детекторов в будущих экспериментах.

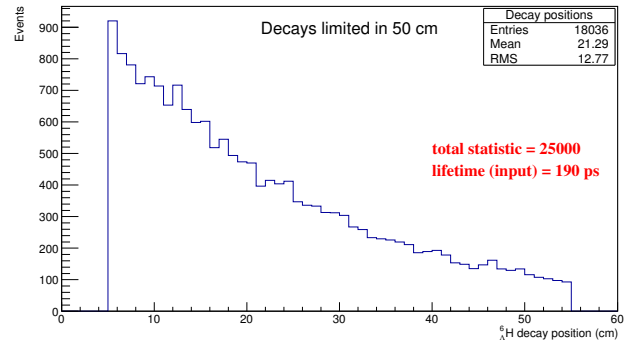


Рис. 8: Распределения ожидаемых точек распада внутри вакуумного объема. Из промоделированных 25000 событий распада гиперядер около 18000 распадов находятся внутри интервала длиной 50 см. Таким образом вероятность того, что гиперядро распадется внутри вакуумного объема около 70%, при условии, что начало вакуумного объема находится на расстоянии 5 см от мишени.

Триггерная система эксперимента ГиперНИС разработана для регистрации пионных распадов гиперядер и уже успешно использовалась в предыдущих экспериментах в Дубне [5, 6, 17]. Идея триггера заключается в следующем: при образовании гиперядра ${}^6\text{He}$ ядро ${}^7\text{Li}$ должно испустить протон-спектатор, в то время как оставшееся ядро ${}^6\text{He}$ переходит в ${}^6\text{He}$ за счет перезарядки одного из протонов в гиперон. Каждая из этих двух частиц (сорванный протон и гиперядро) имеет заряд, равный 1 (суммарный $Z = 1 + 1$), и попадает на блок черенковских счетчиков В. Отклик

счетчика пропорционален сумме квадратов зарядов Z^2 проходящих частиц. Обе частицы создают в черенковских счетчиках В сигналы, пропорциональные $U = 1^2 + 1^2 = 2$. Как показывают проведенные МК расчеты, менее 3% протонов отдачи или медленных связанных с ними K^+ попадают в черенковские счетчики группы В, которые нечувствительны к медленным частицам.

Результатом мезонного распада ${}^6_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^6\text{He} + \pi^-$ являются частицы с $Z = 2$ (He) и $Z = -1$ (π^-). Сцинтилляционные счетчики группы С используются для регистрации преимущественно дочерних ядер гелия. Большинство пионов в эти счетчики не попадают, и такое условие обеспечивает наилучшее амплитудное разрешение счетчиков группы С. Также ожидается, что значительная часть протонов-спектаторов попадет в эти счетчики. Однако желательно, чтобы эффективность триггера была максимальной, поэтому следует обеспечить эффективную работу триггера при наличии на счетчиках группы С сигнала, пропорционального $U = 2^2 = 4$ для случая, когда в счетчики группы С попадает только гелий; $U = 2^2 + 1^2 = 5$, когда протон или пион также попадают в счетчики; и $U = 2^2 + 1^2 + 1^2 = 6$, когда попадают все указанные частицы. Итак, счетчики группы С должны выдавать сигнал, пропорциональный $U \geq 4$, если имеет место распад гиперядра водорода, но меньший, чем $U = 9$, создаваемый пучковыми ядрами Li. Наконец, подчеркнем, что для случая пионных распадов сигнал, зарегистрированный в счетчиках группы С, выше, чем сигнал, полученный в группе В, тогда как для большинства фоновых событий ситуация противоположная. Счетчики ScHe, см. рис. 5, не являются частью триггера. Их сигналы регистрируются и используются для проверки того, что гелий-6, зарегистрированный в камерах РС3 и РС4, не является фоновым тритием. Некоторые результаты триггерных тестов представлены в [39, 40, 41].

Как отмечалось выше, значительная часть гиперядер распадается сразу за мишенью. Например, если принять время жизни гиперядра ${}^6_\Lambda\text{H}$ равным 190 пс, то в пучке ${}^7\text{Li}$ с импульсом¹ 26,6 ГэВ/с образуются гиперядра с временем жизни в лабораторной системе около 760 пс из-за фактора Лоренца. Как показано на рис. 8, указанный физический эффект позволяет ожидать распада 70% гиперядер в вакуумном объеме, расположенном на расстоянии 5 см от мишени.

Следует также проверить, не вызывает ли небольшое расстояние между мишенью и вакуумным объемом дополнительные потери полезных событий из-за малого угла между продуктами распада гиперядра (пионом и гелием). Оценки показывают, что наилучшим выбором является кратчайшее расстояние между мишенью и вакуумным объемом. Увеличивая это расстояние, теряется статистика не только из-за распадов, происходящих до вакуумного объема, но и по той причине, что пионы не попадают в акцептанс пропорциональных камер, а потери из-за узкого угла разлета остаются незначительными. Распределение углов разлета $\text{He} - \pi$ для случая распада ${}^6_\Lambda\text{H}$ представлено на рис. 7. Некоторые результаты расчета распределения пионов в пропорциональных камерах показаны на рис. 9 и 10.

Результаты, полученные за последние годы

Во время 50-го сеанса Нуклотрона пучок ${}^7\text{Li}$ был впервые выведен на установку ГиперНИС. Полученное пучковое время было использовано для испытаний и настройки модернизированной триггерной системы в новой комнате управления (корпус 205). Был достигнут коэффициент подавления фона, значительно превышающий 10^4 . В последнее время программное обеспечение было обновлено и стало более эффективным. Некоторые результаты моделирования представлены на рис. 11 и 12. Для калибровки спектрометра и проверки нового оборудования использовались пучки дейтонов. Были набраны данные для выравнивания пропорциональных камер. Некоторые результаты представлены на рис.13.

¹Максимальный импульс пучка на канале 4В составлял 3,8 ГэВ/с на нуклон.

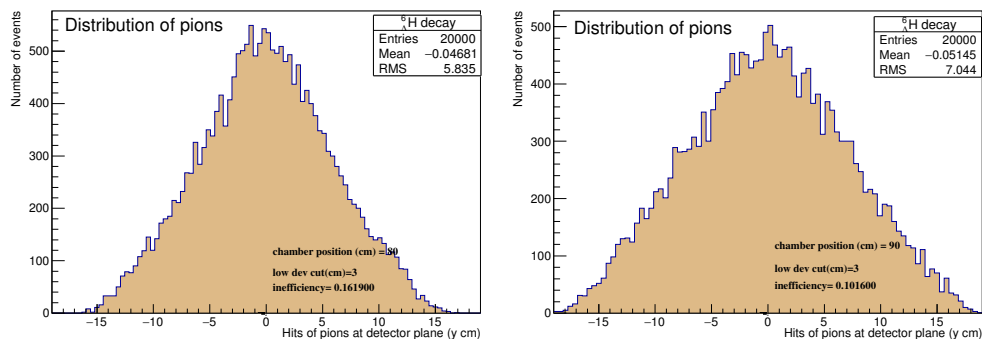


Рис. 9: Распределение пионов в пропорциональной камере, расположенной на расстояниях 80 см (слева) или 90 см (справа) от начала мишени. За пределами камеры пионов от распада нет. Например, в качестве предела неэффективности выбрано произвольное, достаточно большое значение минимального расстояния между сигналами гелия и пиона, равное 3 см. В реальном эксперименте это значение будет оптимизировано.

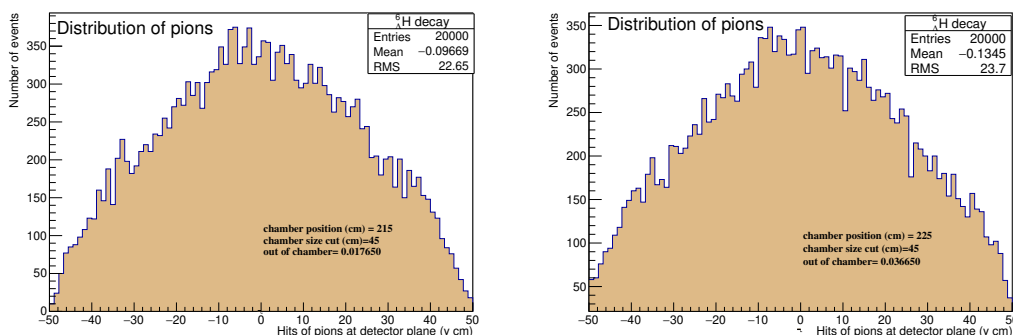


Рис. 10: Прохождение пионов через камеру PC2 (рис.5) для двух вариантов её размещения: на расстоянии 215 см от начала мишени (слева) и 225 см (справа). Сдвиг на 10 см приводит к потере нескольких процентов пионов. Положение для эксперимента – 215 см.

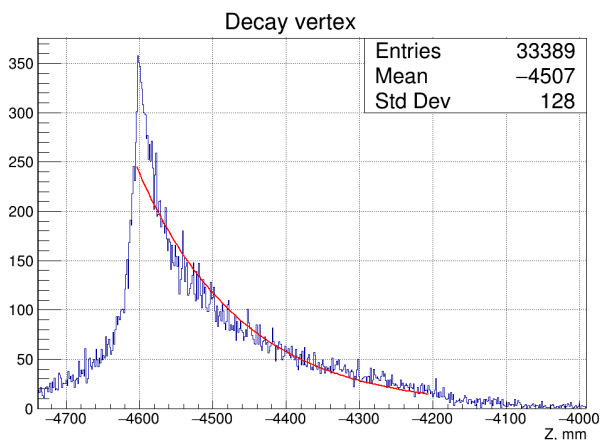


Рис. 11: Восстановленные точки распада позволяют изменить время жизни гиперядра. Левый край распадного объема находится в точке $Z = -4600$ мм.

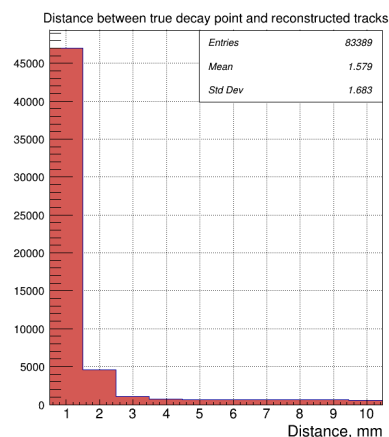


Рис. 12: Расстояния между промоделированными и восстановленными вершинами распада.

В настоящее время максимальная кинетическая энергия выведенного пучка увеличена до 4 АГэВ, что существенно выше порога образования гиперядер. В 2017-2022 годах пучок лития был доступен лишь для короткого (63 часа) тестового сеанса, который использовался для настройки триггера на обнаружение гиперядер и испытание камер. Продолжительность этого сеанса была недостаточной для набора данных. С другой стороны, за последние годы спектрометр был существенно модернизирован. Например, новая электронная система подачи газа позволяет стабилизировать работу пропорциональных камер. Главное улучшение заключается в разработке и производстве 200 новых аналоговых 32-х канальных плат для пропорциональных камер. Цифровая часть FEE, см. рис.14, спроектирована и протестирована в ОИЯИ.

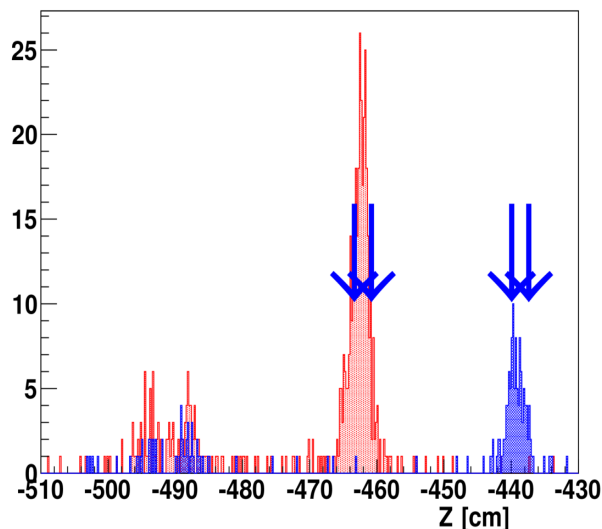


Рис. 13: Распределение восстановленных вершин взаимодействия пучка с Al вдоль оси пучка для двух положений (красная и синяя гистограммы) мишени. Границы мишени показаны стрелками. Также видно положение двух мониторинговых триггерных счетчиков. Позицией вершины является точка минимального расстояния между двумя треками ($d < 2$ мм).

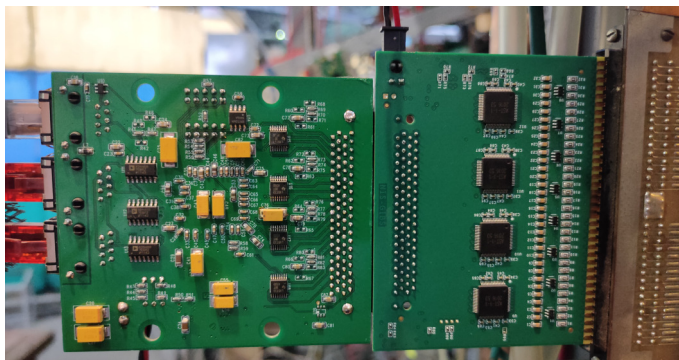


Рис. 14: Карты FEE. Слева — цифровая часть, справа — аналоговая.

Электронные модули триггерной системы также были заменены на новые. Все модули в кейте VME (DAQ), а также основной сервер сбора данных были обновлены. Следует подчеркнуть, что закуплен новый универсальный логический модуль DT5560S (32 канала, 14 бит) и начата разработка программного обеспечения для его интеграции в триггерную систему. Использование DT5560S позволит исключить большое количество кабельных соединений и зависимость от электронных модулей на базе КАМАК. Это позволит установить более мягкие пороги предварительного аппаратного триггера, чтобы в дальнейшем использовать цифровой финальный программный триггер и более тщательно выбирать события рождения и распада гиперядер. Разработаны, испытаны и применяются системы оперативного обслуживания, такие как мониторинг пучка, контроль эффективности камер, управление блоками высоковольтного питания и другими.

Введена в эксплуатацию новая система высоковольтного стабильного питания фотоумножителей, управляемых контроллером WIENER MPOD. Программное обеспечение для управления этим контроллером было разработано командой ГиперНИС. Питание пропорциональных камер осуществляется с помощью источников высокого напряжения CAEN. Также приобретены и установлены системы низковольтного питания электроники для пропорциональных камер. Углеродная мишень расположена внутри блока черенковских счетчиков вплотную к кварцевым радиаторам, чтобы минимизировать потери наблюдаемых гиперядер². Данный блок черенков-

²Примерно 20% гиперядер распадаются в первых пяти сантиметрах после мишени.

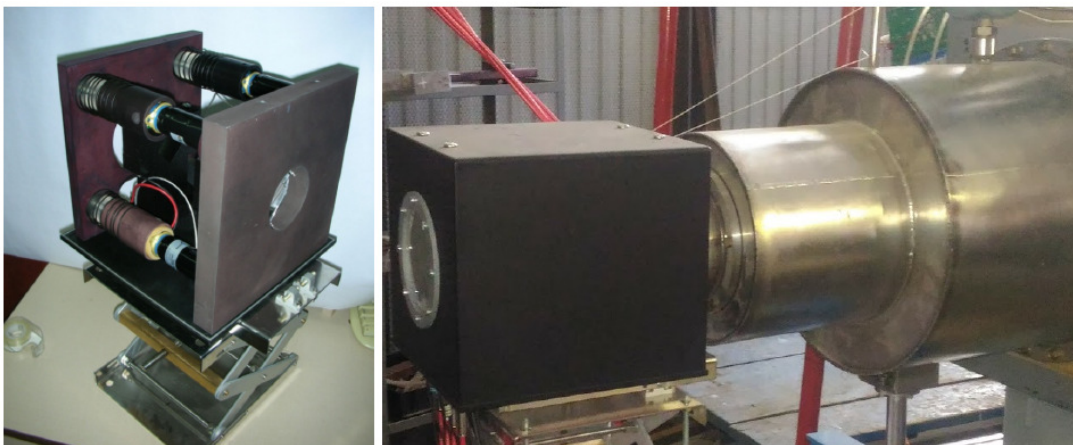


Рис. 15: Блок из четырех черенковских счетчиков с четырьмя последовательными кварцевыми радиаторами толщиной 4 мм каждый. Слева три из четырех фотоумножителей Electron Tubes 9107В. Мишень из графита высокой плотности ($1,7 \text{ г/см}^3$) расположена вплотную к радиаторам. Сам блок расположен рядом с вакуумным сосудом.

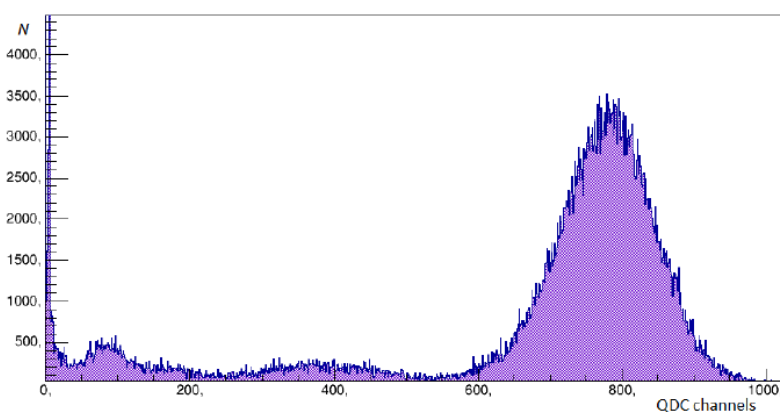


Рис. 16: Распределение фрагментов лития по амплитуде, полученное с помощью одного из черенковских счетчиков.

ских счетчиков был протестирован и получено лучшее амплитудное разрешение, чем для сцинтилляционных счетчиков, см. рис. 15 и 16.

Для исключения возможного фона ядерных фрагментов, образующихся в триггерных счетчиках, в первую очередь трития, было изготовлено и испытано несколько дополнительных сцинтилляционных счетчиков (группа D).

Планы на ближайшие годы

Для гиперядерного эксперимента оптимальный график может быть таким:

- Основное внимание будет уделено гиперядерной программе проекта NuclerNIS с использованием пучков d и ${}^7\text{Li}$ (пучок дейтронов необходим для методических целей). В первые два года будут установлены два детектора GEM для более точного восстановления вершин распада.
- Исследование гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в первый и второй год реализации проекта: поиск ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ с последующими измерениями времени жизни с точностью 10 – 15 пс, сечения рождения и массы с точностью 1 – 2 МэВ, если изотоп существует. Минимально необходимая статистика для этих целей — около 500 обнаруженных событий рождения и распада ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Если сечение рождения сравнимо с ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, необходимо примерно двести часов работы на пучке ${}^7\text{Li}$.

Если первый эксперимент с ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ окажется успешным, планируется продолжить набор статистики до 2000 обнаруженных событий образования и распада ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ для проверки предсказания о наличии

двух изомерных состояний ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ с разным временем жизни или начать новый эксперимент по поиску гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ с использованием пучка ${}^9\text{Li}$. Последний вариант предпочтительнее.

- Первый, второй и третий год будет также посвящен техническому проектированию и монтажу необходимых детекторов эксперимента SRC и, возможно, дополнительного магнита.
- Начиная с третьего года реализации проекта предстоит провести исследование малоизученного гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, включая измерения времени жизни и сечения рождения. Должно быть зарегистрировано не менее 500 событий образования и распада ${}^6_{\Lambda}\text{He}$.
- В четвертый и пятый годы планируется поиск гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{H}$, исследование безмезонного распада средних гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, которое требует высокой статистики из-за редких событий образования и распада гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$. Эту задачу можно решать одновременно с набором данных для эксперимента SRC. В эти годы возможны также эксперименты по измерению кулоновской диссоциации ${}^3_{\Lambda}\text{H}$.

Наиболее важным техническим результатом первой стадии проекта будет то, что новый многоцелевой магнитный спектрометр с современными детекторами и электроникой будет введен в эксплуатацию и будет готов к гиперядерным экспериментам на выведенных пучках Нуклотрона. Спектрометр также будет доступен для других экспериментов, например, тестирования детекторов, методических измерений и т.п.

Текущее состояние установки

После тестовых сеансов на пучке Нуклотрона, спектрометр ГиперНИС был введен в эксплуатацию. В тестовых сеансах были использованы выведенные пучки дейтронов, ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ с кинетической энергией 1.0 – 3.5 ГэВ/нуклон и интенсивностью $10^4 - 10^5 \text{ s}^{-1}$.

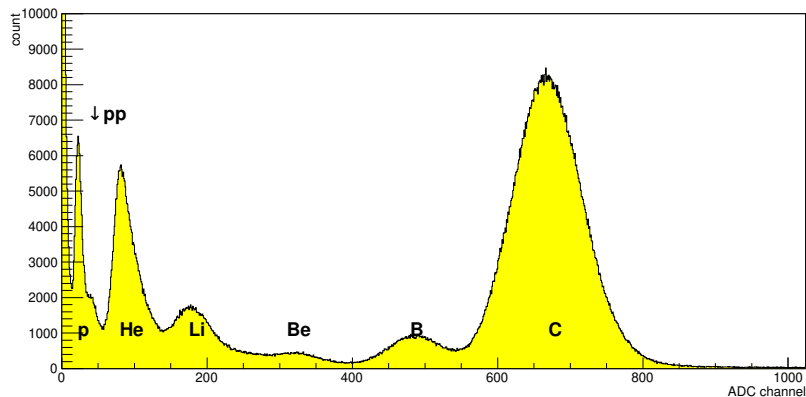


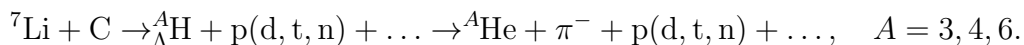
Рис. 17: Спектр сигналов сцинтиляционного счетчика от фрагментов углерода после алюминиевой мишени.

Чтобы получить частицы с различными электрическими зарядами для проверки работы триггера, пучок ${}^6\text{Li}$ пропускался через алюминиевую мишень. Состав полученного после мишени пучка показан на Рис. 6. Пример амплитудного спектра сигнала для углерода и его фрагментов показан на Рис. 17.

Следует еще раз отметить, что электроника триггерной системы была обновлена за последние несколько лет. Любая возможность получить пучок использовалась для тестирования триггера, предназначенного для изучения гиперядер, даже если пучок не подходил для гиперядерных экспериментов. Ранние тесты давали подавление фона порядка $2.5 \cdot 10^3$, см., например, [40]. В тестовом сеансе с пучком ${}^7\text{Li}$ был достигнут коэффициент подавления фоновых событий порядка 10^4 . Мы хотели бы подчеркнуть, что используются два триггера одновременно. Один из них предназначен для поиска рождения и распада гиперядер, в то время как второй настроен на

проверку качества работы спектрометра. Так как гиперядерный триггер имеет низкую частоту срабатывания, второй триггер настроен на детектирование событий каждые 100 мс, когда минимально ионизирующая частица проходит через счетчики и пропорциональные камеры. Этот триггер используется для проверки эффективности работы всех камер и для контроля работы всей установки в режиме реального времени.

Гиперядерный триггер отбирает события если обнаружено последовательное изменение амплитуды сигнала $U = 3 \rightarrow U = 2 \rightarrow 4 \leq U < 9$. Триггер выдает сигнал для реакции



Был проведен тестовый сеанс с обновленной триггерной системой, размещенной в новом помещении для счетчиков, и с пучком ${}^7\text{Li}$ при энергии 3 АГэВ. Этот сеанс показал, что триггер может быть настроен таким образом, чтобы подавлять фон в 10^4 раз и больше [41]. Производство GEM-детекторов было завершено, но они не были до сих пор доставлены в Дубну из-за проблем с логистикой. Преимуществом GEM-детекторов является то, что считывающая электроника аналогична той, которая используется в других экспериментах, проводимых в ЛФВЭ, и может быть интегрирована в нашу DAQ систему. Эти детекторы позволят точнее определить вершину распада гиперядер. Если установить GEM между триггерным блоком В и вакуумным объемом, и регистрировать три частицы, мы отбрасываем такие события, так как только две частицы могут вылететь из мишени, а третья должна появляться от распада в вакууме. В 2021 г. было предложено установить два современных GEM-детектора, произведенных в ЦЕРН, на спектрометр ГиперНИС. Эти детекторы, GEM1 and GEM2 с активной площадью размером 400×400 мм будут установлены перед первым блоком пропорциональных камер (GEM1), а GEM2 сразу за ним. Пространственное разрешение обоих GEM-детекторов около 400 мкм, что позволит увеличить точность измерения углов для треков в два раза. В дальнейшем, использование этих детекторов увеличит набор полезной статистики на 10%, так как около 15% событий приводят к трекам, заключенным в узкий конус, и не могут быть разделены пропорциональными камерами РС1. Добавление GEM-детекторов также улучшит локализацию вершин распада и, как следствие, точность измерения времени жизни.

Заключение

Изучение свойств легчайших гиперядер является интересной и актуальной задачей, которая может быть выполнена в ОИЯИ на пучках Нуклотрона. Оригинальная постановка эксперимента и его эффективная триггерная система, обладающая высокими коэффициентами подавления фона может дать ответы на открытые вопросы современной гиперядерной физики, которые очень трудно получить при помощи альтернативных методов и подходов. В настоящее время спектрометр ГиперНИС тестируется посредством бета-источников и космических мюонов.

Следует отметить, что спектрометр ГиперНИС и канал транспортировки пучка могут быть легко использованы для тестирования различных детекторов. Тестовые сеансы на установке ГиперНИС были использованы (и могут использоваться в будущем) для проверки работы, например, пиксельных детекторов TimePix из IЕАР, Прага, микростриповых детекторов для экспериментов на орбите Земли, и т.д. Тесты TimePix были выполнены совместно с пражской командой и позволили молодым чешским научным сотрудникам получить важный опыт работы на ядерных пучках. Обновление спектрометра, настройка новых модулей и счетчиков, и тестовые сеансы показали, что команда ГиперНИС готова обеспечить выполнение поставленных целей.

SRC

Введение

После успешных исследований, проведенных на экспериментальной установке BM@N в 2018 и 2022 гг., предлагается продолжить исследования КДК (Короткодействующих Двухнуклонных Корреляций) в ОИЯИ.

Измерения на первом этапе (Phase I) предлагается проводить в зоне установки ГиперНИС с использованием поляризованного пучка дейтронов и оборудования, имеющегося в ОИЯИ. В ожидании утверждения проекта мы полагаем, что Phase I может быть завершена в течение следующих 2-3 лет.

Второй этап нашего проекта (Phase II) посвящен эксклюзивным исследованиям КДК. Этот этап также будет проходить в зоне установки ГиперНИС, но потребует дополнительных исследований и инвестиций в плане проектирования и оборудования, а также подготовки экспериментальной зоны для этих измерений.

Оба этапа являются частью более широкой программы исследований эксперимента SRC, проводимой международной коллаборацией. Эти исследования проводятся в различных ускорительных центрах по всему миру с электронами, фотонами, протонами и ядрами. Основная цель эксперимента SRC состоит в том, чтобы расширить наше понимание многочастичной системы и нуклон-нуклонных взаимодействий на малых расстояниях, характеризующихся высокой ядерной плотностью, большими относительными импульсами и большой виртуальностью.

Измерения, проводимые в 2018 и 2022 гг.

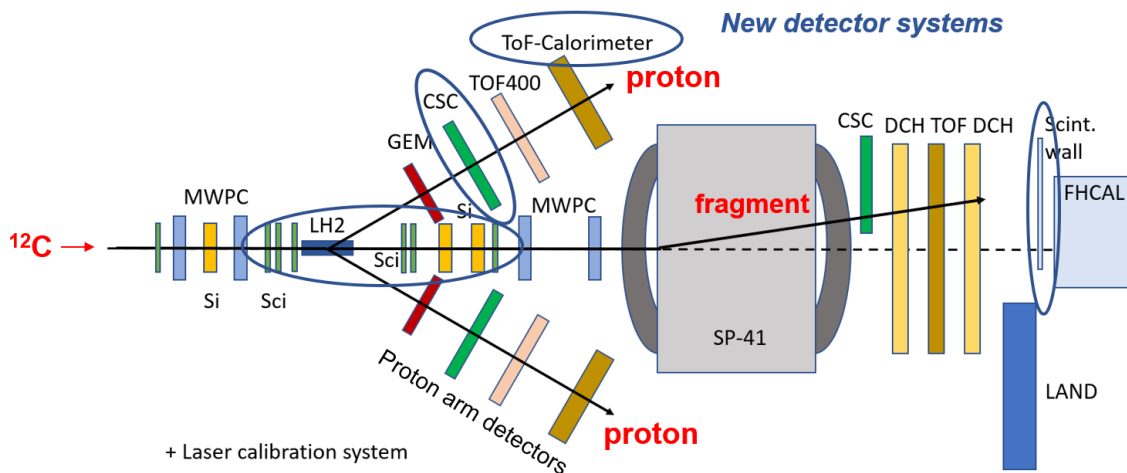


Рис. 18: Конфигурация спектрометра BM@N для проведения второго эксперимента SRC в 2022 году. Исследуемая реакция $^{12}\text{C} + p \rightarrow 2p + X$. Синим обведены новые детекторы, которые были добавлены и модифицированы после эксперимента 2018 года.

Результаты первого эксперимента SRC на установке BM@N (2018 г.) описаны в [42]. Второй эксперимент SRC был разработан для значительного увеличения статистики, как минимум на порядок. В его задачи входило получение абсолютных поперечных сечений для квазисвободного (QF) удаления одиночного протона и изучение КДК-пар в ^{12}C , включая фрагментацию остаточной системы A-2 после КДК выбивания. Для достижения этих целей экспериментальная установка была значительно модернизирована, как показано на рис. 18, включая добавление набора времяпролетных детекторов (TOF) и новых триггерных сцинтилляционных счетчиков. Кроме того, была интегрирована лазерная система, позволяющая проводить одновременную калибровку всех сцинтилляционных детекторов без использования пучка. Процесс сбора данных занял две недели после недельного периода калибровки. В настоящее время проводится анализ

данных, и предварительные результаты показаны на рис. 19 вплоть до идентификации квазиупругих взаимодействий, воспроизводящих результаты измерений 2018 года на ограниченном наборе данных.

На рисунке 19(a) показана идентификация пучковых ядер ^{12}C , в то время как на рисунке 19(b) показан спектр их фрагментов. При этом на рисунке 19(c) показаны восстановленные вершины взаимодействий по оси Z , что соответствует форме жидководородной мишени (LH). На рисунках 19(d+e) представлены результаты идентификации квазиупругих взаимодействий (QE) на основе измерения угла вылета протона и недостающей энергии, восстановленной с помощью двухплечевого спектрометра. Наложение событий с фрагментом ^{11}B (Рис. 19(e)) позволяет подавить взаимодействие в начальном/конечном состоянии и четко отделить квазиупругие взаимодействия. Соответствующее распределение недостающего импульса показано на Рис. 19(f), где, опять же, подобное наложение устраняет конечную фазу с высоким импульсом, который возникает из-за эффектов FSI. Это воспроизводит наши результаты за 2018 год.

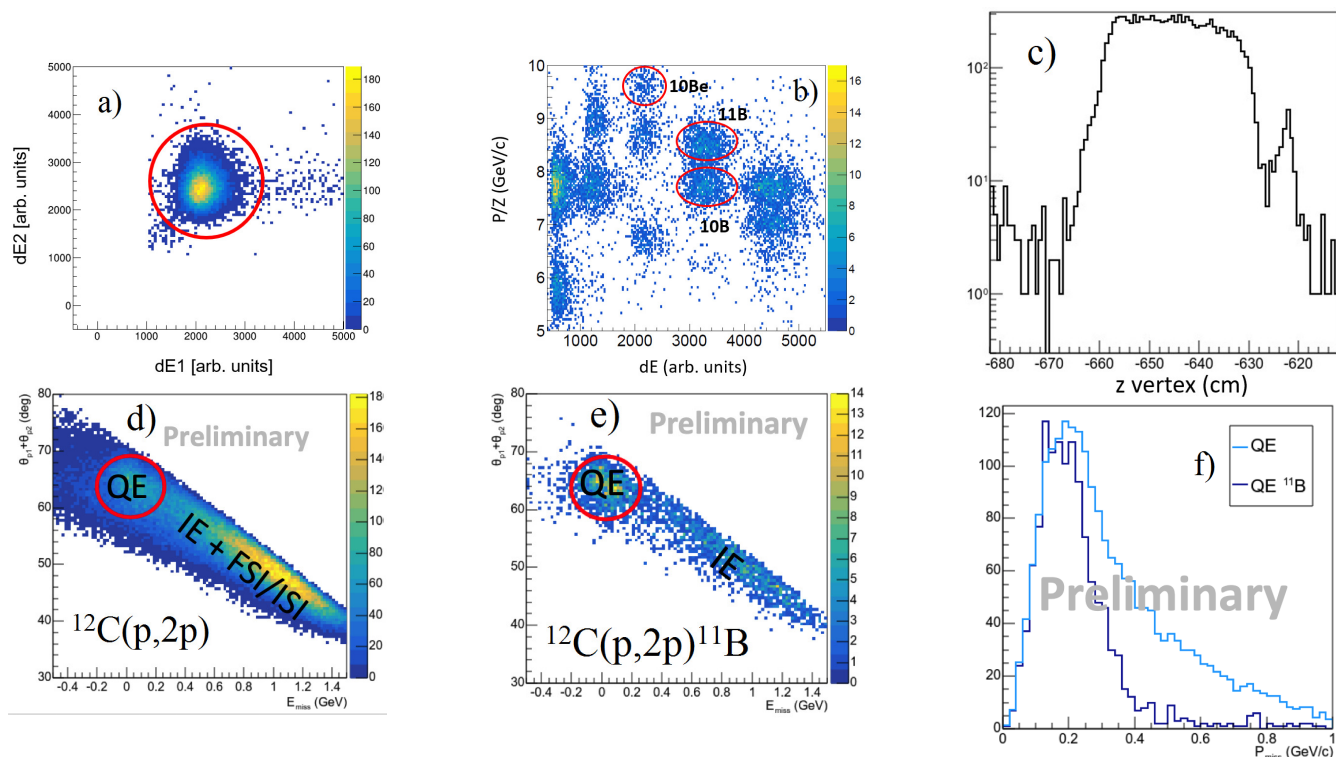


Рис. 19: Предварительные результаты анализа данных, полученных в марте 2022 года: а) идентификация пучковых ядер ^{12}C с помощью двух сцинтилляционных детекторов пучка, б) идентификация фрагментов в конечном состоянии, в) реконструкция координаты вершины взаимодействия вдоль пучка по трекам в двух плечах. d+e) Идентификация квазиупругих взаимодействий (QE), отличающихся от неупругих взаимодействий и взаимодействий в конечном состоянии (IE, FSI) с помощью наложения фрагментов ^{11}B . f) Предварительное распределение недостающих импульсов для $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ для ограниченного набора данных..

Специальные детекторы SRC были перемещены из зоны эксперимента BM@N в зону эксперимента ГиперНИС в корпус 205. Текущее предложение описывает продолжение программы исследований КДК в зоне установки ГиперНИС с использованием этих детекторов.

Phase 1: Измерения на пучках поляризованных дейтронов в КДК кинематике

Дейтроны как посредник для двухчастичных корреляций в ядрах

В атомных ядрах нуклоны часто объединяются в пары со значительными относительными импульсами, обладая при этом небольшими импульсами в системе центра масс (СМ). Здесь понятия "большой" и "малый" относятся к импульсу Ферми (k_F). Эти специальные пары называются

КДК-парами [43, 44, 45]. КДК-пары несут в себе ценную информацию о нескольких аспектах нуклонной и ядерной физики, включая распределение больших импульсов внутри ядра, особенности нуклон-нуклонного взаимодействия на малых расстояниях и внутреннюю кварк-глюонную структуру связанных нуклонов [46, 47, 48, 49, 50].

За последнее десятилетие мы добились заметного прогресса в понимании КДК благодаря эксклюзивным реакциям выбивания электронов, а именно $A(e, e'N)$ и $A(e, e'pN)$ [47, 48, 51, 52, 53], где "N" означает нейтрон или протон. Эти эксперименты были проведены на ядрах ($A = {}^4\text{He}, \text{C}, \text{Al}, \text{Fe}, \text{и Pb}$). В этих реакциях электроны взаимодействовали с протонами или нейтронами на ядре-мишени, что приводило к передаче большого импульса (реакция QF с $Q^2 > 1.5$ (ГэВ/с)²) и, как следствие, к выбиванию нуклонов с большим импульсом и, в некоторых случаях, к испусканию коррелированных нуклонов отдачи.

Эксклюзивные измерения реакций распада КДК-пар с использованием электронов [45, 47, 51, 52, 54, 55, 56], а также протонов [55, 56] на различных ядрах показали следующие результаты:

- Выбитые протоны с большим недостающим импульсом ($300 \leq p_{miss} \leq 600$ МэВ/с, где $\vec{p}_{miss} = \vec{p}_{probe} - \vec{q}$) почти всегда имеют связанный нуклон отдачи с импульсом, который уравнивает этот недостающий импульс.
- Эти нуклоны отдачи являются преимущественно нейтронами. КДК-пары нейтрон-протон (np) встречаются почти в 20 раз чаще, чем протон-протон (pp), как, впрочем, и пары нейтрон-нейтрон (nn). Это явление называется "np-доминированием" (Рис. 20).
- Относительные импульсы нуклонов внутри КДК-пары, восстановленные по недостающим импульсам и импульсам нуклонов отдачи, превышают импульс Ферми (k_F), в то время как импульсы в системе центра масс согласуются с суммарными импульсами двух нуклонов в среднем поле (обычно k_F составляет около 250 МэВ/с для ядер от средних до тяжелых).

С теоретической точки зрения, преобладание КДК-пар np над КДК-парами pp в ядрах было тщательно исследовано с использованием передовых многочастичных расчетов $ab - initio$ [45, 58, 59, 60, 61, 62]. Эти расчеты подчеркивают доминирование np-пар при относительных парных импульсах, превышающих 300 МэВ/с. Исследуя различные конфигурации нуклон-нуклонного взаимодействия, включая наличие или отсутствие существенной тензорной силы, мы определили уникальную роль последней в соответствующем диапазоне импульсов [45]. По существу, большинство КДК-пар напоминают дейтронноподобные состояния внутри ядра.

Подход "Обобщенного контактного формализма" (GCF), как показано на Рис. 21, использует лежащую в основе динамику КДК-пар внутри ядер [20, 21]. В этом плане многочастичная волновая функция на малых расстояниях распадается на две ключевые составляющие. Во-первых, существует универсальная функция двух тел, которая зависит исключительно от относительного импульса пары. Во-вторых, существует многочастичная функция с характеристиками, напоминающими среднее поле, зависящая от импульса в системе центра масс (p_{cm}).

Этот распад возникает в результате разделения масштабов внутри ядерной системы. Существует заметное различие между шкалой с большими импульсами на малых расстояниях, которая определяет относительный импульс пары (p_{rel}), и шкалой с малыми импульсами на больших расстояниях, которая влияет на коллективную многочастичную динамику, определяя общее количество пар и распределение импульсов их центра масс.

Этот формализм был тщательно протестирован на соответствие современным вычислениям VMC и Cluster-VMC для ядер в диапазоне от ${}^4\text{He}$ до ${}^{40}\text{Ca}$, как с точки зрения импульса, так и с точки зрения координатного пространства [65]. Результаты данного феноменологического

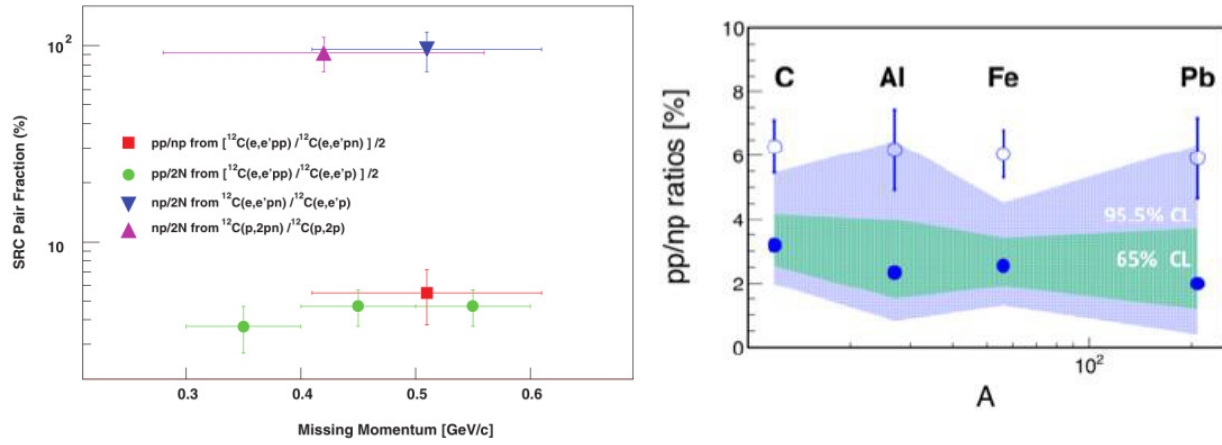


Рис. 20: Результаты различных измерений $A(e, e'p)$ и $A(e, e'pN)$, где A обозначает ядра от ${}^4\text{He}$ до Pb . Слева: часть выбитых протонов с коррелированным нейтроном (треугольники) и протоном (зеленый маркер), а также соотношение КДК-пар пр к рр (красный квадрат) в углероде, в измерениях $(p, 2pn)$ [55, 56] и $(e, e'Np)$ [47, 51, 52, 53, 54, 55, 56]; Справа: соотношение КДК-пар рр к рп для разных ядер в измерениях $(e, e'pN)$ [56] (незакрашенный маркер) и с поправками на механизм реакции (закрашенные области). Внутренняя и внешняя закрашенные области представляют 68%-ный и 95%-ный доверительные пределы извлеченных соотношений соответственно.

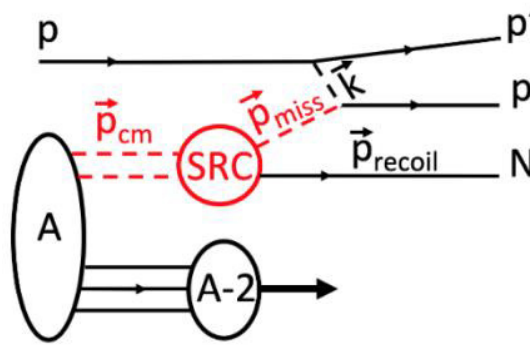


Рис. 21: Схематическое изображение и кинематика трехчастичной реакции $A(p, 2pN)$ в модели распада КДК. Пунктирные красные линии - частицы вне оболочки, а сплошные линии - наблюдаемые частицы.

подхода демонстрируют высокую степень соответствия с расчетами *ab initio*, подчеркивая его обоснованность и полезность при изучении ядерной динамики [66, 67].

В рамках подхода GCF поперечное сечение плоской волны $A(e, e'NN)$ может быть описано как [63, 64, 67]:

$$\frac{d^8\sigma}{dQ^2 dx_B d\Phi_e d^3p_{cm} d\Omega_{rec}} = K \times \sigma_{eN} \times n(p_{cm}) \times [\sum_{\alpha} C_{\alpha} \cdot |\tilde{\phi}^{\alpha}(|\vec{p}_{cm} - 2\vec{p}_{rec}|)|^2], \quad (5)$$

с аналогичным выражением для рассеяния протонов. Нижние индексы 'N' и 'rec' обозначают основной нуклон и нуклон отдачи соответственно. K – Якобиан, σ_{eN} – электрон-нуклонное сечение вне оболочки, а α представляет квантовые числа КДК-пар. $\tilde{\phi}^{\alpha}$, $n(p_{cm})$, и C_{α} , соответственно, описывают относительное движение и движение центра масс КДК-пар, а также их общее количество, так что:

- $\tilde{\phi}^{\alpha}$ это универсальные распределения относительного импульса КДК-пар, полученные путем решения уравнения Шредингера для двух тел с нулевой энергией для пары NN в квантовом состоянии α с использованием модели входного NN-потенциала.
- $n(p_{cm})$ распределение импульса центра масс КДК-пары, заданное трехмерной гауссовой функцией с шириной 150 ± 20 МэВ/с [68].

- C_α ядерные контактные члены, которые определяют относительное количество КДК-пар в квантовом состоянии α и получены из анализа *ab initio* многочастичных расчетов плотностей двух нуклонов. Эти контактные члены также согласуются со значениями, полученными из данных [50, 65, 69, 70].

Цели исследования и ожидаемые результаты

Изучение ядерной структуры на малых расстояниях требует релятивистского описания связанной системы. Однако не существует единого метода для достижения этой цели, и получение данных о поляризации дейтрона имеет решающее значение для понимания связанных с этим релятивистских эффектов [42, 43, 71, 72, 73].

Наличие в дейтроне D-волны возникает из-за конечного квадрупольного момента дейтрона, который непосредственно связан с тензорной составляющей нуклон-нуклонного взаимодействия (NN). Тензорная сила сохраняет не отдельный спин (S) или орбитальный угловой момент (L), а только общий угловой момент (J). В результате это позволяет смешивать преимущественно сферически симметричное S-состояние с конфигурациями, в которых $L = 2$ D-состояния.

Современные потенциалы взаимодействия NN позволяют предсказать общую вероятность возникновения D-волны в дейтроне, варьирующуюся примерно от 4,87% (например, CD Bonn) до 5,76% (AV18) [73, 74]. Хотя эта разница может показаться небольшой, эти параметризации демонстрируют существенно различную силу при высоких импульсах, особенно выше 400 МэВ/с, что в первую очередь связано с D компонентом КДК [75].

Знание соотношения S/D (S-волна/D-волна) при больших импульсах тесно связано с короткодействующей тензорной силой NN, которая также отвечает за сильное пр-доминирование КДК [52, 55, 66]. Отношение S/D не является наблюдаемым; однако на него можно наложить ограничение в рамках данных расчетов путем сравнения с экспериментальными данными. В настоящее время ограничения неточные в области волновой функции дейтрона, соответствующей большим импульсам. Предлагается измерение тензорной поляризации при кинематике КДК через наблюдаемую A_{zz} [76, 77, 78, 79, 80],

$$A_{zz} = \frac{(\sigma_- + \sigma_+ - 2\sigma_0)}{\sigma_{unpol}} \quad (6)$$

с выходами σ для различных состояний тензорной поляризации $(-, +, 0)$, входящих в состав дейтронов по PWIA [78]

$$A_{zz} \sim \frac{\frac{1}{2}w^2(k) - u(k)w(k)\sqrt{2}}{u^2(k) + w^2(k)}, \quad (7)$$

где $u(k)$ - волновая функция S-состояния, а $w(k)$ - волновая функция D-состояния. Было показано, что это нерелятивистское выражение корректно также в рамках формализма светового фронта путем выбора соответствующего значения для k , подробнее об этом в [80]. Здесь мы предлагаем набрать данные, которые являются очень чувствительными к соотношению D/S в области больших импульсов, как описано ниже. Теоретические расчеты и предсказания с использованием взаимодействий в конечном состоянии (FSI) для предлагаемой реакции и кинематики находятся в разработке [79, 80, 81].

Доминирующими КДК-парами из двух тел являются пары нейтрон-протон с квантовыми числами дейтрона. Измерение состояний поляризации в дейтроне с помощью уникального поляризованного пучка дейтронов, доступного в ОИЯИ, имеет решающее значение для понимания

КДК в ядрах. Наиболее важным достижением в этом отношении является возможность измерения состояний поляризации при фиксированных и больших значениях внутренних импульсов нуклонов в дейтроне.

Данные исследования позволяют ответить на несколько вопросов:

- Какова волновая функция дейтрона ниже порога неупругости?
- Как поляризационные состояния влияют на чувствительность к релятивистским эффектам?
- Существуют ли ненуклонные компоненты, которые можно наблюдать с помощью поляризации [82]?

Ожидаемые результаты и риски

Наибольший достижимый импульс пучка для поляризованных дейтронов в зоне ГиперНИС составляет 6 ГэВ/с/нуклон, при максимальной интенсивности пучка 10^{10} ионов/сброс. Нуклотрон позволяет получать различные режимы поляризации (тензорный, векторный, неполяризованный), чередуя поляризацию для каждого сброса. Однако из-за ограничений, налагаемых нашими детекторами, и других экспериментальных ограничений мы ожидаем, что реалистичная интенсивность пучка для набора данных при текущей конфигурации установки составит приблизительно 10^6 ионов в секунду.

Программа SRC предусматривает продолжение использования криогенной жидководородной мишени, которая использовалась в последних измерениях эксперимента SRC на BM@N в 2022 году, в зоне эксперимента ГиперНИС. Экспериментальной установке (как показано на Рис. 22) для изучения реакций распада дейтронов требуется двухплечевой спектрометр и расположенный дальше по пучку нейтронный детектор. Необходимое оборудование уже есть в ОИЯИ, оно использовалось во время последнего эксперимента SRC в 2022 году. Но нам необходимо модернизировать электронные системы считывания данных для проведения текущих запланированных исследований.

При указанной интенсивности пучка и конфигурации детекторов, описанной выше, мы предполагаем, что частота триггера составит примерно 4 кГц. Наша оценка основана на суммарных протон-протонных (pp) и протон-нейтронных (pn) сечениях, учитывая жидководородную мишень длиной 30 см. Кроме того, предполагается, что каждое плечо, охватывающее около 4% аксептанса, может независимо запускать систему сбора данных (DAQ).

Чтобы оценить частоту событий, относящихся к исследованию КДК, мы проводим реалистичное моделирование с использованием генератора событий на основе GCF (см. выше) и используем следующие параметры в ходе моделирования:

- $|t|$ и $|u| > 1 \text{ GeV}^2$
- $60^\circ < \theta_{cm}$
- Двухплечевой аксептанс: $200^\circ < \theta_{lab} < 45^\circ$; $-20^\circ < |\phi_{lab}| < 20^\circ$
- $p_{miss} > 0.25 \text{ GeV}/c$.

Волновая функция дейтрона сильно падает в зависимости от относительного импульса между нуклонами. Полученное смоделированное распределение p_{miss} с использованием волновой функции дейтрона AV18, параметризация поперечного сечения pp на основе данных и ограничения, перечисленные выше, представлены на Рис. 23 (справа). Также показано ожидаемое распределение протонов в каждом плече (Рис. 23, слева).

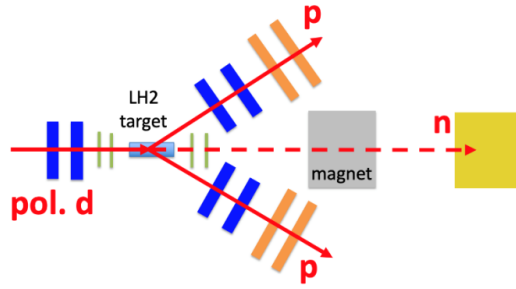


Рис. 22: Схема экспериментальной установки для исследований на поляризованном пучке дейтронов. Ключевыми компонентами являются сцинтилляционные детекторы пучка (зеленые), расположенные как до, так и после мишени; они нужны как для измерения времени, так и для контроля заряда пучка. Эти детекторы играют важную роль в иницировании и отслеживании пучка. Позиционно-чувствительные детекторы (синие) обеспечивают точное восстановление траектории входящего пучка и испускаемых протонов. Временные детекторы (оранжевые) очень важны для идентификации сигнальных протонов и определения их импульсов. Нейтронный детектор (желтый), расположенный дальше по пучку, используется для измерения (импульсов?) нейтронов отдачи.

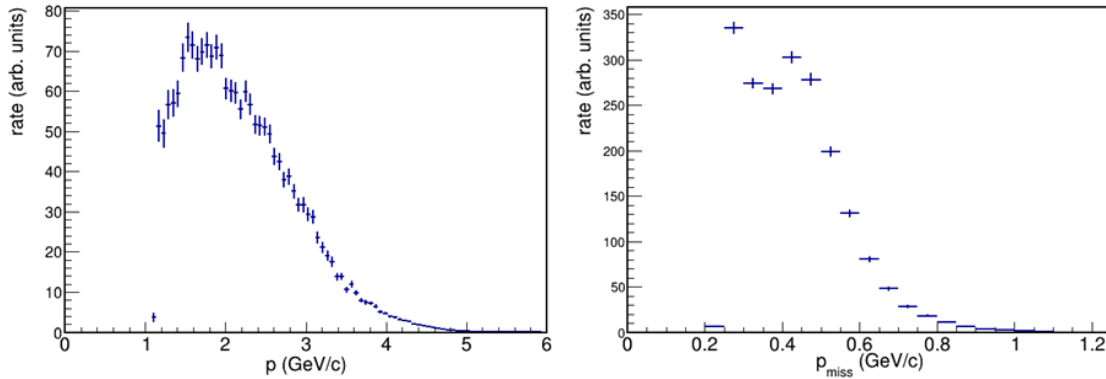


Рис. 23: Рассчитанное распределение импульса протона в каждом плече (слева) и распределение недостающего импульса p_{miss} (справа), измеряемое в $d(p, 2p)$.

При интенсивности пучка 10^6 дейтронов/с и двухнедельном наборе данных количество ожидаемых полезных событий показано в Таблице 2. Предполагая поляризацию 25% $\sigma+$, 25% $\sigma-$ и 50% $\sigma 0$, статистические неопределенности A_{ZZ} для p_{miss} также представлены ниже в Таблице 2.

На рисунке 24 показаны расчеты A_{zz} Мисака Саргсяна и Марка Стрикмана [80], а также Юрия Узикова вместе с предполагаемыми данными и статистическими ошибками (при большом импульсе), ожидаемые после двух недель набора данных. Рисунок показывает чувствительность расчета A_{zz} к релятивистскому формализму (световой конус LC [84] в сравнении с виртуальным нуклоном VNA [83]) и различным волновым функциям дейтронов (потенциалы CD Бонна и Парижа). Ожидаемые статистические ошибки показывают, что при достаточном пучковом времени не существует статистических ограничений для различения моделей.

Большой аксептанс с точки зрения недостающего импульса ($p, 2p$) и продольной и поперечной составляющих импульса нейтрона отдачи (α, pT) позволит нам выбрать и сравнить события, которые подавляют FSI, и другие события с относительно большим FSI для изучения этого важного эффекта.

Phase 2: Эксклюзивные измерения КДК Мы предлагаем продолжить в ОИЯИ нашу международную программу, направленную на исследование эффектов КДК [85, 86] с основной целью понимания холодной, плотной ядерной материи [52, 87]. Уникальные пучки ионов высокой энергии в сочетании со специальной установкой SRC/ГиперНИС дают возможность для дальнейшего изучения жесткого квазиупругого выбивания нуклонов из ионов пучка в условиях обратной кинематики, совпадающих с остаточным фрагментом/фрагментами.

Физическая программа

Таблица 2: Расчетные значения количества полезных событий для $d(p, 2p)$ (*) при 10^6 дейтронах/с и 2 неделях работы.

p_{miss} (ГэВ/с)	Количество событий	A_{zz} стат. ошибка
0.25 - 0.30	81.030	0.007
0.30 - 0.35	66.220	0.007
0.35 - 0.40	64.820	0.007
0.40 - 0.45	73.200	0.007
0.45 - 0.50	67.310	0.007
0.50 - 0.55	48.050	0.009
0.55 - 0.60	31.690	0.010
0.60 - 0.65	19.390	0.013
0.65 - 0.70	11.530	0.017
0.70 - 0.75	6.800	0.023
0.75 - 0.80	4.350	0.028
0.80 - 0.85	2.620	0.037
0.85 - 0.90	1.510	0.048
0.90 - 0.95	880	0.063
0.95 - 1.00	460	0.087
Итого	479.860	

Передовым направлением в области исследований КДК является изучение трехнуклонных КДК [88, 89, 90]. Эти исследования имеют первостепенное значение для получения точного представления о структуре ядра и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Одно из ключевых преимуществ ОИЯИ в изучении 3N-SRCs заключается в значительно большем поперечном сечении протон-протонного (pp) рассеяния по сравнению с электрон-протонным (ep) рассеянием. Это расширенное поперечное сечение обеспечивает благоприятные условия для поиска трехнуклонных SRCs. Обратная кинематика, позволяющая идентифицировать остаточную систему A-3, также является преимуществом, которое можно использовать при поиске сигналов 3N SRCs.

Для успешного проведения исследований 3N-SRCs должны быть выполнены определенные технические требования. Эти требования включают наличие высокоинтенсивного пучка углерода ^{12}C с интенсивностью 10^7 частиц в секунду и импульсом около 3,5 ГэВ/с на нуклон.

Концепция для зоны ГиперНИС

Концептуальная схема для изучения КДК на установке ГиперНИС показана на рис. 25. Эта конфигурация включает в себя как уже существующие компоненты, так и новые дополнения:

- Установлен второй анализирующий магнит, который значительно повышает общее импульсное разрешение.

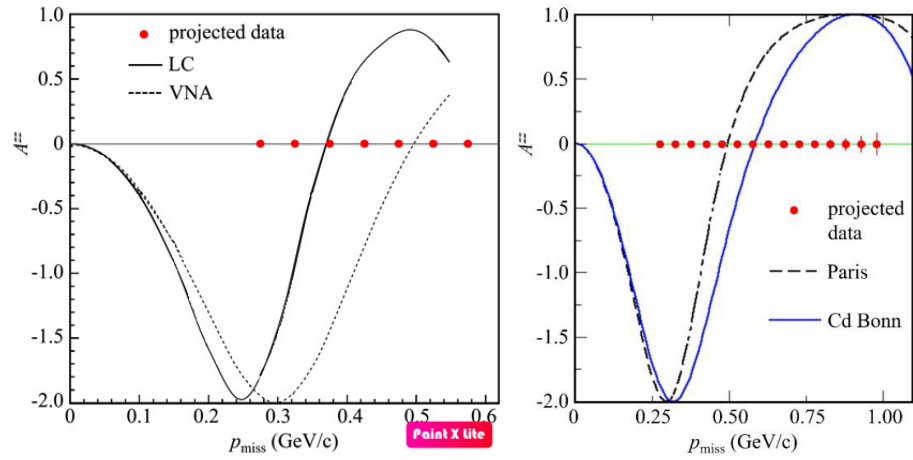


Рис. 24: A_{ZZ} как функция p_{miss} для двух релятивистских формализмов, светового конуса (LC) и виртуального нуклона (VNA) (слева) и для двух различных ядерных потенциалов (справа). Прогнозируемые данные представлены красными точками, ожидаемые статистические ошибки часто меньше размера точек.

- Интегрирован двухплечевой спектрометр, состоящий из двух станций координатных детекторов (GEM и CSC) и мощного TOF-калориметра на каждом плече. Эта система специально разработана для восстановления траектории выбитых протонов и точного измерения их импульсов.
- Координатные детекторы, расположенные между двумя магнитами и дальше по пучку, выполняют важнейшую функцию обнаружения, идентификации и измерения импульса ионов в конечном состоянии и отдачи.

Эти изменения установки ГиперНИС могут быть сделаны без существенных сбоев в работе существующего оборудования, тем самым облегчая одновременное проведение нескольких экспериментов в одной и той же зоне. Однако установка второго дипольного магнита требует технической оценки и подготовительных работ, включая укрепление пола в зоне установки ГиперНИС. Эти времязатратные задачи предлагается решать до получения результатов анализа данных 2022 года.

Если говорить о доступности детекторов, то конфигурация TOF совместно с FEE, требуемая для проведения исследований на установке SRC/BM@N, будет изменена, в то время как координатные детекторы для плечей могут быть приобретены в ЛФВЭ. Однако потребуются изготовить координатные детекторы, которые будут располагаться между магнитами и за ними. При этом, система сбора данных (DAQ) еще не готова.

Максимально достижимый импульс пучка для пучков ионов на установке ГиперНИС составляет 9 ГэВ/с/заряд, что эквивалентно 4,5 ГэВ/с/нуклон для пучков углерода. Для измерений КДК требуется импульс пучка в диапазоне 3-3,5 ГэВ/с/нуклон. Кроме того, использование пучков с интенсивностью до 10^7 ионов/с требует улучшения мер радиационной защиты в зоне установки ГиперНИС. Важно отметить, что мы намерены продолжить использование криогенной жидководородной мишени, которая ранее использовалась в рамках исследований SRC в эксперименте BM@N на установке ГиперНИС в 2022 году.

Предварительное моделирование

Мы провели предварительное исследование с помощью моделирования для установки ГиперНИС. Предполагая, что мы используем пучок ^{12}C , мы оценили импульсное разрешение для фрагментов, испускаемых вдоль пучка, и геометрический аксептанс двух магнитов.

С помощью VmnRoot анализирующий магнит BM@N (SP41) был адаптирован к магниту SP-40, который используется на установке ГиперНИС. Длина полюса магнита SP-40 составляет

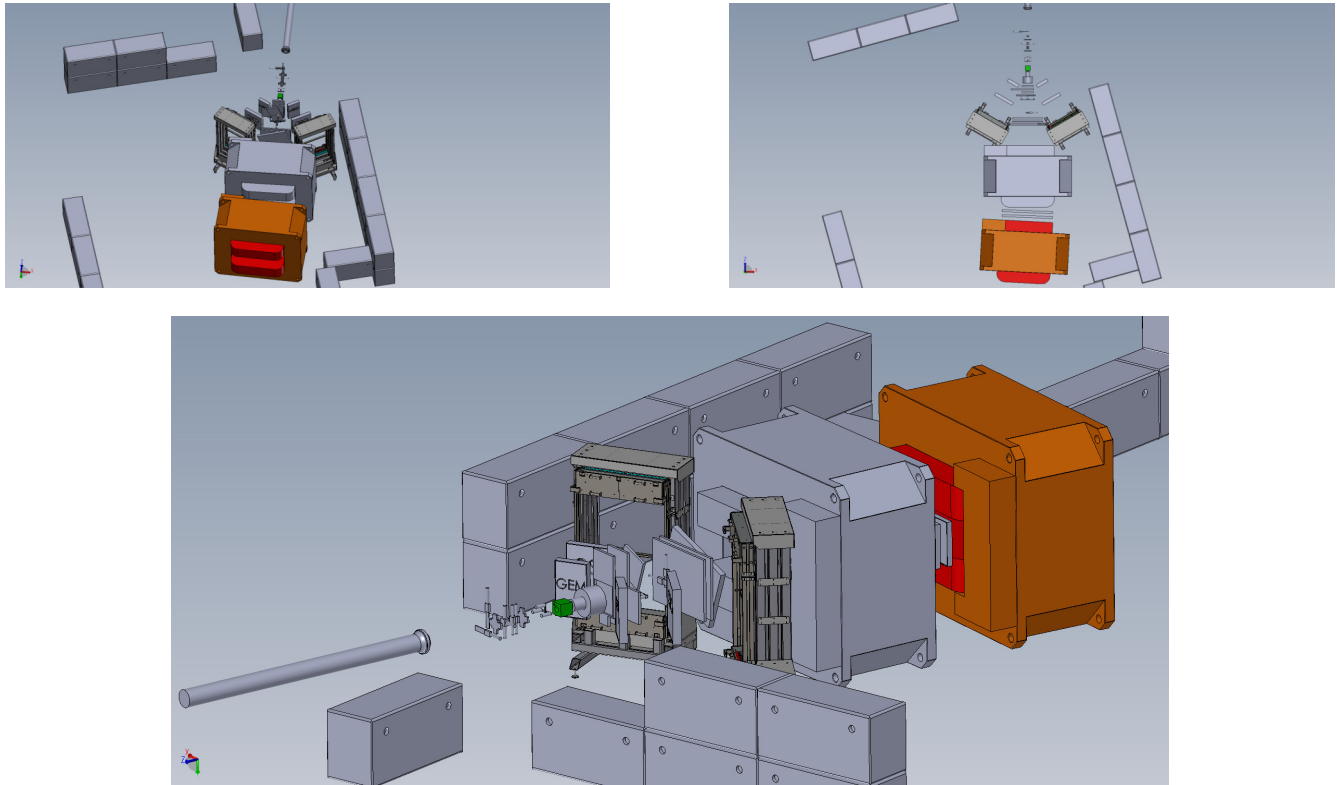


Рис. 25: CAD-модель, показывающая различные виды концептуального проекта комбинированного спектрометра для двух экспериментов: ГиперНИС и SRC. Основными модификациями для эксперимента SRC являются второй дипольный магнит (выделен оранжевым цветом) и двухплечевой спектрометр, расположенный перед магнитами. Эти дополнения для SRC совместимы с установкой ГиперНИС.

1,5 метра. Мы масштабировали карту магнитного поля, чтобы она соответствовала рабочему магнитному полю 0,6 Тл (при максимально возможном рабочем токе 1100 А). Мы ввели в моделирование второй идентичный магнит с расстоянием от центра до центра 375 см. Этот второй магнит был повернут на 4 градуса относительно первого магнита и глобальной оси z, чтобы улучшить перенос заряженных фрагментов (см. рис. 26).

Частицы генерировались на расстоянии 550 см от центра первого магнита. Траектории фрагментов, измеренные кремниевыми детекторами, находящимися перед магнитами, и общим набором детекторов, расположенном после магнитов, использовались для определения отношения P/Z (импульс на заряд) с использованием MDF-функции. Мы предположили, что пространственная неопределенность составляет 50 мкм для кремниевых детекторов и 200 мкм для набора стандартных детекторов.

Чтобы оценить импульсное разрешение для ионов ^{12}C и ^6He (как крайнее отношение P/Z), мы использовали пучок радиусом 4 см и направлением, определяемым гауссовыми распределениями p_x и p_y со стандартным отклонением 150 МэВ/с (эквивалентное 5 мрад). Абсолютный разброс импульса был определен как $(P/1.1, P1.1)$, где P - номинальное значение импульса. Итоговые значения импульса представлены в Таблице 2. Для сравнения, разрешение по импульсу, полученное в эксперименте SRC 2018 года в ОИЯИ на установке BM@N, составило 1,6 %.

Основным фактором, влияющим на геометрический аксептанс вторичных частиц, движущихся вдоль пучка, является вертикальный аксептанс магнитов SP-40. Каждый магнит SP-40 имеет размеры 3 м вдоль пучка. Учитывая расстояние между магнитами в 1 метр, общая длина двух магнитов вдоль пучка составляет 7 м. Двухплечевой спектрометр должен быть расположен перед первым магнитом, длина плеча - около 5 м. В результате общее расстояние от мишени до выхода второго магнита составляет около 12 м.

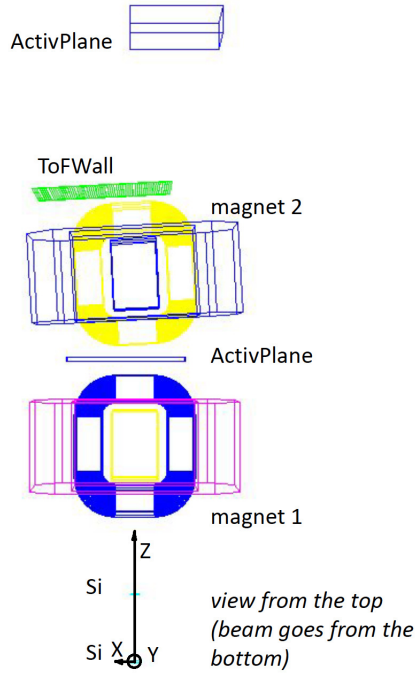


Рис. 26: (Вид сверху). Упрощенная экспериментальная установка, при этом пучок приходит снизу. Два магнита SP-40 обозначены как magnet 1 и magnet 2. Активная детекторная система содержит два кремниевых детектора, расположенных перед магнитами, и общий блок детекторов, находящийся после магнитов.

Таблица 3: Рассчитанное импульсное разрешение для различных ионов.

Ион	Импульс P , Гев/ c	Стандартное отклонение σ	σ/P [%]
^{12}C	3.5	0.25	0.6
^{12}C	2.5	0.16	0.55
^6He	3.5	0.13	0.9
^6He	3.5	0.18	0.8

Таблица 4: Геометрический аксептанс в вертикальном направлении для частиц, образующихся в мишени, для различных расстояний между полюсами второго магнита SP-40.

Вертикальный аксептанс магнита [м]	геометрический аксептанс [°]
0.4	1.01
0.5	1.26
0.68	1.73

Расстояние между полюсами по вертикали у второго магнита SP-40 составляет 40 см, но его можно увеличить. Геометрический аксептанс магнита довольно ограничен, как указано в Таблице 3. Горизонтальный аксептанс определяется горизонтальным размером отверстия магнита, которое составляет 2,6 м. Аксептанс в горизонтальном направлении для исследуемых частиц составляет 6,5 градусов.

Список литературы

- [1] M. Agnello *et al.* (FINUDA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 042501 (2012).
- [2] E. Botta, Nucl. Phys. A **914**, 119 (2013).
- [3] M. Agnello *et al.*, Nucl. Phys. A **881**, 269 (2012).
- [4] H. Sugimura *et al.* (J-PARC E10 Collaboration), Phys. Lett. B **729**, 39 (2014).
- [5] A. U. Abdurakhimov *et al.*, Nuovo Cim. A **102**, 645 (1989).
- [6] S. Avramenko *et al.*, Nucl. Phys. A **547**, 95 (1992).
- [7] H. Bandō *et al.*, Nucl. Phys. A **501**, 900 (1989).
- [8] H. Bandō, T. Motoba, and J. Žofka, Int. J. Mod. Phys. A **5**, 4021 (1990).
- [9] S. Piano, JPS Conf. Proc. **17**, 021004 (2017).
- [10] C. Rappold and T. Saito, JPS Conf. Proc. **17**, 021003 (2017).
- [11] H. Kamada *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 1595 (1998).
- [12] T. Motoba *et al.*, Nucl. Phys. A **534**, 597 (1991).
- [13] B. Donigus, AIP Conf. Proc. **2130**, 020017 (2019).
- [14] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **97**, 054909 (2018).
- [15] ALICE Collaboration, arXiv: 2209.07360 [nucl-ex].
- [16] M. S. Abdallah *et al.* (STAR Collaboration), arXiv: 2110.09513 [nucl-ex].
- [17] Yu. A. Batusov *et al.*, Phys. Part. Nucl. **36**, 169 (2005) [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **36**, 319 (2005)].
- [18] T. R. Saito *et al.*, *Proc. of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP06), 2006, Mainz*, ed. by J. Pochodzalla and Th. Walcher, Springer, Berlin, Heidelberg (2007), 171.
- [19] C. Rappold *et al.*, Nucl. Phys. A **913**, 170 (2013).
- [20] S. A. Avramenko *et al.*, Nucl. Phys. A **585**, 91 (1995).
- [21] Z. Arzoumanian *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **235**, 37 (2018); J. Antoniadis *et al.*, Science **340**, 1233232 (2013); H. T. Cromartie *et al.*, Nature Astronomy **4**, 72 (2019).
- [22] D. Logoteta, I. Vidana, and I. Bombaci, Eur. Phys. J. A **55**, 207 (2019) [arXiv: 1906.11722].
- [23] A. Sakaguchi, JPS Conf. Proc. **17**, 011007 (2017).
- [24] E. Hiyama *et al.*, Nucl. Phys. A **908**, 29 (2013).
- [25] A. Gal and D.J. Millener, Phys. Lett. B **725**, 445 (2013) [arXiv: 1305.6716].
- [26] B. F. Gibson and I. R. Afnan, Nucl. Phys. A **914**, 179 (2013); Few-Body Systems **55**, 913 (2014).
- [27] L. Majling, Nucl. Phys. A **585**, 211 (1995).
- [28] L. Majling, *Proc. of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP06), 2006, Mainz*, ed. by J. Pochodzalla and Th. Walcher, Springer, Berlin, Heidelberg (2007), 149.
- [29] R. H. Dalitz and R. Levi Setti, Nuovo Cimento **30**, 489 (1963).
- [30] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Frascati Phys. Ser. **16**, 59 (1999).
- [31] K. S. Myint and Y. Akaishi, Progr. Theor. Phys. Suppl. **146**, 599 (2003).
- [32] S. Shinmura *et al.*, J. Phys. G **28**, L1 (2002).
- [33] S. A. Avramenko *et al.*, JINR Communication P1-91-206, Dubna (1991).
- [34] J. Lukstins, Nucl. Phys. A **691**, 491 (2001).
- [35] S. V. Afanasiev *et al.*, *Proc. of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP06), 2006, Mainz*, ed. by J. Pochodzalla and Th. Walcher, Springer, Berlin, Heidelberg (2007), 165.
- [36] M. V. Evlanov *et al.*, Nucl. Phys. A **632**, 624 (1998); Part. Nucl. Lett. **105**, 5 (2001).
- [37] L. Majling and Yu. Batusov, Nucl. Phys. A **691**, 185c (2001).
- [38] M. M. Block and R. H. Dalitz, Phys. Rev. Lett. **11**, 96 (1963).
- [39] R. A. Salmin, O. V. Borodina, A. I. Maksimchuk, and V. L. Rapatsky, The talk at the LHE JINR Seminar on relativistic nuclear physics, June 06, 2007.

- [40] V. D. Aksinenko *et al.*, *Proc. of XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics”, Dubna, September 29 - October 4, 2008*, JINR, Dubna, 2008, 155.
- [41] A. V. Averyanov *et al.*, *Phys. Part. Nuclei Lett.* **16**, 826 (2019).
- [42] M. Patsyuk *et al.* (BM@N Collaboration), *Nature Physics* **17**, 693 (2021) [arXiv: 2102.02626].
- [43] A. Schmidt *et al.* (CLAS Collaboration), *Nature* **578**, 540 (2020).
- [44] I. Korover *et al.* (CLAS Collaboration), *Phys. Lett. B* **820**, 136523 (2021).
- [45] A. J. Tropiano, S. K. Bogner, and R. J. Furnstahl, *Phys. Rev. C* **104**, 034311 (2021).
- [46] M. Garcon and J. W. Van Orden, *Adv. Nucl. Phys.* **26**, 293 (2001).
- [47] L. Frankfurt and M. Strikman, *Phys.Rept.* **160**, 235 (1988).
- [48] M. M. Sargsian, *Phys. Rev. C* **89**, 034305 (2014).
- [49] M. McGauley and M. M. Sargsian, arXiv: 1102.3973 [nucl-th] (2011).
- [50] L. Frankfurt, M. Sargsian, and M. Strikman, *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, 2991 (2008).
- [51] J. Arrington *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67**, 898 (2012).
- [52] O. Hen *et al.*, arXiv: 1407.8175 [nucl-ex] (2014).
- [53] L. B. Weinstein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 052301 (2011).
- [54] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Nucl. Phys. B* **148**, 107 (1979).
- [55] W. W. Buck and F. Gross, *Phys. Rev. D* **20**, 2361 (1979).
- [56] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rep.* **76**, 215 (1981).
- [57] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rep.* **160**, 235 (1988).
- [58] L. C. Alexa *et al.* (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1374 (1999).
- [59] J. L. Forest *et al.*, *Phys. Rev. C* **54**, 646 (1996).
- [60] L. L. Frankfurt, G. A. Miller, and M. Strikman, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44**, 501 (1994).
- [61] P. Jain, B. Pire, and J. P. Ralston, *Phys. Rep.* **271**, 67 (1996).
- [62] D. Dutta, K. Hafidi, and M. Strikman, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **69**, 1 (2013).
- [63] D. Bhetuwal *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 082301 (2021).
- [64] S. Das, *Phys. Rev. C* **105**, 035204 (2022).
- [65] V. V. Anisovich, L. G. Dakhno, and M. M. Giannini, *Phys. Rev. C* **49**, 3275 (1994).
- [66] L. L. Frankfurt *et al.*, *Z. Phys. A* **352**, 97 (1995).
- [67] A. B. Larionov and M. Strikman, *Eur. Phys. J. A* **56**, 21 (2020).
- [68] A. B. Larionov, *Phys. Rev. C* **107**, 014605 (2023).
- [69] C. Cioffi degli Atti, *Phys. Rep.* 590, 1-85 (2015).
- [70] O. Hen *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* 89, 045002 (2017).
- [71] M. Duer *et al.* (CLAS), *Nature* 560, 617 (2018).
- [72] B. Schmookler *et al.* (CLAS), *Nature* 566, 354-358 (2019).
- [73] I. Korover *et al.* (JLab Hall A), *Phys. Rev. Lett.* 113, 022501 (2014).
- [74] R. Subedi *et al.*, *Science* 320, 1476 (2008).
- [75] O. Hen *et al.* (CLAS), *Phys. Lett. B* 722, 63 (2013).
- [76] R. Schneur *et al.* (JLab Hall A), *Phys. Rev. Lett.* 99, 072501 (2007).
- [77] E. Piassetzky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 97, 162504 (2006).
- [78] A. Tang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 90, 042301 (2003).
- [79] M. Duer *et al.* (CLAS), *Phys. Rev. Lett.* 122, 172502 (2019).
- [80] R. Schiavilla *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 98, 132501 (2007).
- [81] M. Sargsian *et al.*, *Phys. Rev. C* 71m 044615 (2005).
- [82] M. Alvioli, C. Cioffi degli Atti, H. Morita, *Phys. Rev. Lett.* 100, 162503 (2008).
- [83] M. Alvioli, C. Cioffi degli Atti, H. Morita, *Phys. Rev. C* 94, 044309 (2016).
- [84] M. Alvioli *et al.*, *Phys. Rev. C* 85, 201001 (2012).
- [85] R. Weiss, B. Bazak, N. Barnea, *Phys. Rev. C* 92, 054311 (2015).
- [86] R. Weiss, R. Cruz-Torres *et al.*, *Phys. Lett. B* 780, 211-215 (2018).

- [87] R. Cruz-Torres et al., *Nature Physics* 17, 306-310 (2021).
- [88] A. Schmidt et al. (CLAS), *Nature* 578, 540-544 (2020).
- [89] J. Pybus et al., *Phys. Lett. B* 805, 135429 (2020).
- [90] E. O. Cohen et al. (CLAS), *Phys. Rev. Lett.* 121, 092501 (2018).
- [91] K. Sh. Egiyan et al. (CLAS), *Phys. Rev. C* 68, 014313 (2003).
- [92] N. Fomin et al., *Phys. Rev. Lett.* 108, 092502 (2012).
- [93] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* 51, 38 (1995).
- [94] R. Machleidt, *Phys. Rev. C* 63, 024001 (2001).
- [95] L. Frankfurt, M. Strikman, *Nucl. Phys. A* 405, 557-580 (1983).
- [96] I. Paschier et al., *Phys. Rev. Lett.* 88, 102302 (2002).
- [97] E. Long, *J. Phys.: Conf. Ser.* 543, 012010 (2014).
- [98] M. Sargsian, M. Strikman, *J. Phys. Conf. Ser.* 543, 012009 (2014).
- [99] Alexey Larionov, private communication.
- [100] M. Sargsian, F. Vera, *Phys. Rev. Lett.* 130, 112502 (2023).
- [101] L. Frankfurt et al., *Phys. Rev. C* 48, 2451 (1993).
- [102] M. M. Sargsian, *Phys. Rev. C* 82, 014612 (2010).
- [103] O. Hen et al., *Rev. Mod. Phys.* 89, 045002 (2017).
- [104] J. Arrington et al., *Rev. of Nucl. and Part. Sc.* 72, 307-337 (2022).
- [105] L. Frankfurt et al., *Int. J. of Mod. Phys. A* 23, 20 (2008).
- [106] M. M. Sargsian et al., *Phys. Rev. C* 100, 044320 (2019).
- [107] R. Weiss et al., *Phys. Rev. C* 108, L021301 (2023).
- [108] D. B. Day et al., *Phys. REv. C* 107, 014319 (2023).

2.3 Предполагаемый срок выполнения 2025-2029 гг.

2.4 Участвующие лаборатории ОИЯИ ЛФВЭ

2.4.1 Потребности в ресурсах МИВК

Вычислительные ресурсы	Распределение по годам				
	1 год	2 год	3 год	4 год	5 год
Хранение данных (ТБ) -EOS -Ленты	0	0	0	0	0
Tier 1 (ядро-час)	0	0	0	0	0
Tier 2 (ядро-час)	0	0	0	0	0
СК «Говорун» (ядро-час) - CPU - GPU	0	0	0	0	0
Облака (CPU ядер)	0	0	0	0	0

2.5 Участвующие страны, научные и научно-образовательные организации

Организация	Страна	Город	Участники	Тип соглашения
TAU	Израиль	Тель-Авив	Калбов Дж.	Совместные работы
TAU	Израиль	Тель-Авив	Йохансон Г.	Совместные работы
MIT	США	Кембридж	Хен О.	Совместные работы
CTU	Чехия	Прага	Поспишил С.	Совместные работы
RCNP	Япония	Осака	Накано Т.	Совместные работы

2.6 Организации-соисполнители (те сотрудничающие организации/партнеры без финансового, инфраструктурного участия которых выполнение программы исследований невозможно. Пример – участие ОИЯИ в экспериментах LHC в CERN)

3. Кадровое обеспечение

3.1. Кадровые потребности в течение первого года реализации

№№ п/п	Категория работника	Основной персонал, сумма FTE	Ассоциированный персонал, сумма FTE
1.	научные работники	9.81	
2.	инженеры	5	
3.	специалисты		
4.	служащие		
5.	рабочие		
	Итого:	14.81	

3.2. Доступные кадровые ресурсы

3.2.1. Основной персонал ОИЯИ

№№ п/п	Категория работников	ФИО	Подразделение	Должность	Сумма FTE
1.	научные работники	Кривенков Д.О.	ЛФВЭ	начальник сектора	0.7
		Аверьянов А.В.	ЛФВЭ	нс	0.89
		Аксиненко В.Д.	ЛФВЭ	снс	1
		Атовуллаев Т.	ЛФВЭ	стажер- исследователь	1
		Герценбергер С.В.	ЛФВЭ		0.1
		Короткова А.М.	ЛФВЭ	нс	0.94
		Лукстиньш Ю.	ЛФВЭ	консультант	0.45
		Непочатых С.М.	ЛФВЭ		1
		Пацок М.А.	ЛФВЭ	снс	1
		Строковский Е.А.	ЛФВЭ	гнс	0.84
		Фещенко А.А.	ЛФВЭ	внс	0.69
		Хворостухин А.С.	ЛФВЭ	снс	1
		Терещенко В.В.	ЛЯП	начальник сектора	0.2
2.	инженеры	Атовуллаева А.	ЛФВЭ	инженер	1
		Бочкова А.Г.	ЛФВЭ	лаборант	0.5
		Охрименко О.В.	ЛФВЭ	инженер- электроник	1
		Парфенова Н.Г.	ЛФВЭ	инженер	0.5
		Пляшкевич С.Н.	ЛФВЭ	ведущий инженер	1
		Саламатин А.В.	ЛФВЭ	инженер	1
		3.	специалисты		
4.	рабочие				
	Итого:			14.81	

3.2.2. Ассоциированный персонал ОИЯИ

№№ п/п	Категория работников	Организация-партнер	Сумма FTE
1.	научные работники		
2.	инженеры		
3.	специалисты		
4.	рабочие		
	Итого:		

4. Финансовое обеспечение

4.1 Полная сметная стоимость проекта

Прогноз полной сметной стоимости (указать суммарно за весь срок, за исключением ФЗП). Детализация приводится в отдельной форме.

4.2 Внебюджетные источники финансирования

Предполагаемое финансирование со стороны соисполнителей/заказчиков – общий объем.

Руководитель проекта  Кравченко Д.А.

Дата представления проекта в ДНОД _____


Дата решения НТС Лаборатории: 21.11.23 номер документа: _____

Год начала проекта: _____

(для продлеваемых проектов) – год начала работ по проекту: _____

**Предлагаемый план-график и необходимые ресурсы
для осуществления проекта**

Наименования затрат, ресурсов, источников финансирования		Стоимость (тыс. долл.) потребности в ресурсах	Стоимость, распределение по годам				
			1 год	2 год	3 год	4 год	5 год
	Международное сотрудничество (МНТС)	75	15	15	15	15	15
	Материалы	125	25	25	25	25	25
	Оборудование и услуги сторонних организаций (пуско-наладочные работы)						
	Пуско-наладочные работы						
	Услуги научно-исследовательских организаций						
	Приобретение программного обеспечения	10	2	2	2	2	2
	Проектирование/строительство						
	Сервисные расходы (планируются в случае прямой принадлежности к проекту)						
Необходимые ресурсы	Нормо-час	Ресурсы					
		– сумма FTE,	15	15	15	15	15
		– ускорителя/установки,	360	360	360	360	360
		– реактора,...					
Источники финансирования	Бюджетные средства	Бюджет ОИЯИ (статьи бюджета)					
	Внебюджет (доп. смета)	Вклады соисполнителей Средства по договорам с заказчиками Другие источники финансирования					

Руководитель проекта  / Уфеев Д.О.

Экономист Лаборатории  Морозов В.В.

ЛИСТ СОГЛАСОВАНИЙ ПРОЕКТА

Странность в адронной материи и короткодействующий двухнуклонные корреляции

HyperNIS-SRC

Тема: 02-1-1086-2009

Кривенков Д.О., Лукстиныш Ю.

СОГЛАСОВАНО

ВИЦЕ-ДИРЕКТОР ИНСТИТУТА

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

ГЛАВНЫЙ УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ
ИНСТИТУТА

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

ДИРЕКТОР ЛАБОРАТОРИИ

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР ЛАБОРАТОРИИ

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ ЛАБОРАТОРИИ

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

РУКОВОДИТЕЛЬ ТЕМЫ

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА

ОДОБРЕН ПКК ПО НАПРАВЛЕНИЮ

ПОДПИСЬ

ФИО

ДАТА