

Исследование гиперядер в пучках Нуклотрона

А.В.Аверьянов, С.А.Авраменко, В.Д.Аксиненко, М.Х.Аникина, С.Н.Базылев, В.П.Баландин, Ю.А.Батусов, Ю.А.Беликов, Ю.Т.Борзунов, О.В.Бородина, А.И.Голохвастов, Л.Б.Голованов, А.Б.Иванов, Ю.Л.Иванов, А.Ю.Исупов, А.Г.Литвиненко, В.Н.Лысяков, А.И.Малахов, П.К.Маньяков, В.Т.Матюшин, И.И.Мигулина, Г.П.Николаевский, О.В.Охрименко, А.Н.Парфенов, Н.Г.Парфенова, В.Ф.Переседов, С.Н.Пляшкевич, П.А.Рукояткин, И.С.Сайтов, Р.А.Салмин, В.М.Слепнев, И.В.Слепнев, Е.А.Строковский, В.В.Терещенко, Ю.А.Ченцов, А.А.Фещенко, И.П.Юдин

ОИЯИ

С.Поспишил, К.Гранха, В.Сопко

Институт экспериментальной и прикладной физики, ЧТУ, Прага

Л.Майлинг

Институт ядерной физики ЧАН, Ржеж

Б.Сопко, З.Кохоут, О.Майлингова, М.Солар, Д.Хрен

Чешский технический университет (ЧТУ), Прага

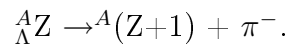
Руководитель проекта Ю.Лукстиньш

1 Введение

Цель настоящего проекта – получить данные для теории взаимодействия странных частиц с ядерной материей. Для достижения этой цели предлагается провести эксперименты на спектрометре ГИБС-НИС в пучках ядер, ускоренных на сверхпроводящем ускорителе Нуклотрон. В предложенных экспериментах будут исследованы гиперядра – ядра, содержащие Λ -гиперон. Цель наших исследований: обнаружить гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, измерить его массу, время жизни и сечение рождения, получить такие же данные для малоизученного гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, получить матричные элементы слабого взаимодействия ΛN , изучая распады гиперядер бора и бериллия, измерить энергию связи слабосвязанного гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$.

Гиперядра были открыты в 1952 году, потом в течение длительного времени основным инструментом исследований были фотоэмульсии, облученные космическими лучами или пучками каонов (K^-). Поскольку эмульсия была и мишенью и трековым детектором, а характеристики гиперядра (тогда обычно говорили "гиперфрагмент") измерялись, например, по его пробегу в эмульсии, набор возможных гиперядер и статистики событий были весьма ограничены. Но в 1963 М.И.Подгорецкий существенно изменил ситуацию. Он обратил внимание на то, что можно выбрать такой импульс пучка (530,5 МэВ/с) отрицательных К-мезонов, что в реакции обмена странностью, в которой странный К-мезон превращается в нестранный пион, импульс образовавшегося гиперона будет равен нулю (рождение без отдачи) и существенно увеличится вероятность двухчастичной реакции $\text{K}^- + \text{A} \rightarrow \pi^- + {}_{\Lambda}\text{A}$ с захватом гиперона ядром мишени и, следовательно, рождения гиперядра [1]. Выбирая мишень, можно выбрать, какое гиперядро будет образовано. Этот способ рождения гиперядер и его вариации на многие годы был одним из основных источников набора экспериментальных данных. Использовались и другие реакции – облучение мишени пионным пучком, захват медленных каонов и др.

Когда на протонных ускорителях в Беркли и Дубне были ускорены ядра, рассматривались возможности использовать пучки этих ускорителей для получения гиперядер. В Беркли даже был проведен короткий эксперимент [2] в пучке кислорода. Оказалось, что для постановки гиперядерных экспериментов в пучках ускоренных ядер самой сложной проблемой был триггер. Например, попытку в качестве триггера [2] использовать детектор медленных каонов, трудно считать удачной. Каонный триггер не давал никакой информации о рождении гиперядер. Он позволял надеяться только на то, что в набранном материале имеются события с рождением странных частиц. В конце 80-их годов в ЛВЭ нами был разработан и применен уникальный подход в изучении гиперядер с применением оригинального триггера, предназначенного для регистрации двухчастичных распадов гиперядер с испусканием отрицательного пиона:



Триггер настроен на выделение распадов гиперядер достаточно высоких энергий. Эти гиперядра образовались при возбуждении ускоренного ядра, а не ядра мишени, как во всех остальных экспериментах. Настоящий проект предусматривает изучение проблем физики гиперядер с использованием и развитием созданного в ЛВЭ именно этого оригинального метода эксперимента. Во всех других экспериментах гиперядра рождаются при возбуждении покоящихся ядер мишени и распадаются внутри мишени. В нашем эксперименте энергия гиперядер того же порядка, что энергия выведенного пучка, поэтому лабораторное время жизни в такой постановке из-за Лоренц-фактора (порядка 4-7) увеличивается до наносекунды вместо 200 пикосекунд и гиперядра

распадаются относительно далеко, в десятках сантиметров за пределами мишени. Именно это обстоятельство позволило нам разработать оригинальный и эффективный триггер для отбора нужных событий и подавления фона, в первую очередь, для исследования тех реакций, в которых гиперядра распадаются с испусканием отрицательного пиона. В ряде случаев предложенный нами метод обеспечивает преимущества из-за хорошей идентификации или отсутствия источников систематических ошибок. Такой же метод исследований будет использован на спектрометре, создаваемом в Дармштадте, проект [3] НурНИ.

Исследования гиперядер и постановка экспериментов весьма сложны. Как правило, необходимо выделить редкие события на фоне, сравнимым с эффектом или превышающем на несколько порядков. Для проверки тонких эффектов, предсказанных теорией, необходимы точные измерения энергий связи, времени жизни, скоростей распада для разных каналов, уровней возбуждения гиперядра и дочернего ядра. Поле для таких исследований настолько обширно, что несколькими исследовательскими центрами (например, Фраскати и КЕК) составлены программы гиперядерных экспериментов на многие годы. Метод исследований, разработанный в Дубне, существенно отличается от применяемых в других экспериментах, поэтому предоставляет уникальные возможности, но, естественно, ограниченной применимости. Тем не менее, возможности метода весьма обширны, поэтому важно выбрать наиболее рациональные и эффективные задачи. Исходя из проектных параметров Нуклотрона нами рассматривалась возможность проведения таких экспериментов [4, 5], которые могут внести весомый вклад в решение проблем физики гиперядер и которые невозможно получить в других лабораториях. Например, при определении энергии связи слабосвязанных гиперядер и времен жизни легчайших гиперядер нами могут быть получены данные такой точности, которая практически недоступна в других лабораториях. Комплексное изучение распадов гиперядер ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ дает уникальную возможность определить все матричные элементы четырехбарионного слабого взаимодействия $\Lambda N \rightarrow NN$. Время жизни гиперядер при достаточной статистике можно измерить с точностью несколько пикосекунд, поскольку ожидаемые систематические ошибки минимальны.

Однако, на данном этапе, когда возможности Нуклотрона ограничены, мы выбрали другую стратегию – на первом этапе исследований концентрироваться на поисковые эксперименты, возможные при относительно непродолжительной работе Нуклотрона. Такими задачами являются исследование гиперядра ${}_{\Lambda}^6\text{He}$ и поиск нейтроноизбыточного гиперядра ${}_{\Lambda}^6\text{H}$. По мере увеличения доступной энергии и длительности вывода нуклотронного пучка можно будет оптимизировать расписание следующих экспериментов – например, выбирать в качестве следующего эксперимента либо измерение энергии связи слабосвязанных гиперядер ${}_{\Lambda}^3\text{H}$, ${}_{\Lambda}^6\text{He}$ или исследование гиперядер ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$.

Задачи для проекта отбирались таким образом, чтобы обеспечить:

1. актуальность для теории;
2. преимущество перед другими лабораториями по ожидаемой точности или возможности реализации эксперимента;
3. надежность результата (минимальные систематические ошибки, выборки, зависимость от неизвестных параметров и т.д.);

4. достаточно высокую вероятность достижения ожидаемого результата. Приходится констатировать, что оценки вероятности реализации проекта оказались неточными. Мы исходили из предположения, что сроки достижения проектных параметров Нуклотрона будет достаточно близким к планам. К сожалению, до 2006 года развитие Нуклотрона было весьма медленным.

1) Для теории весьма важны экспериментальные данные о свойствах малонуклонных систем – легчайших ядер, поскольку расчеты и предсказания в этом случае наиболее точны. Также среди легких гиперядер достаточно много специфических гиперядер, свойства которых определяются необычной структурой. Например, ядра с гиперонным гало (${}^3_{\Lambda}H$), нейтроноизбыточные гиперядра, ядра с нестабильным кором, в которых гиперон является своеобразным клеем, обеспечивающим устойчивость. Наши эксперименты существенно дополняют экспериментальные данные в этой важной области физики. Особо следует выделить эксперимент по изучению эксклюзивных каналов распада гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}Be$ и ${}^{10}_{\Lambda}B$ – это единственная возможность определения матричных элементов слабого взаимодействия странного бариона с нуклонами. Предложенная нами программа исследований обсуждалась с наиболее заинтересованными и компетентными теоретиками (М.Евланов, Т.Мотова, Э.Осет).

2) В наших экспериментах ожидается точность, недоступная другим лабораториям. Это обусловлено методическими преимуществами, в том числе наличием пучков релятивистских ионов и оригинальным способом решения задачи. При взаимодействиях релятивистских ионов образуются гиперядра, которые за свое время жизни пролетают десятки сантиметров, то есть их можно рассматривать как пучок гиперядер и исследовать взаимодействия этого пучка с различными поглотителями. Таким образом, в нашем эксперименте энергия связи будет определена на основе **впервые проводимых измерений электромагнитных и ядерных взаимодействий гиперядер** в поглотителях с различным атомным весом. Следует заметить, что методы и подходы, используемые нами в гиперядерных экспериментах не универсальны и, например, совершенно не пригодны для поиска возбужденных состояний первичных гиперядер.

3) Постановка всех предложенных экспериментов выбрана такой, чтобы свести к минимуму источники систематических ошибок, необходимость учета фона, введения поправки на компенсацию неоднородной эффективности регистрации и т.д.

Время жизни гиперядер будет определено по распределению точек распада в вакууме. В нашем эксперименте эти точки распада распределены в интервале десятков см, поэтому не составляет труда измерить координату каждой точки с хорошей точностью. Другими словами, отсутствуют источники систематических ошибок, например, из-за калибровки и нестабильности электроники (часов), влияющие на результат при измерении коротких временных интервалов в экспериментах с гиперядрами. Если в других экспериментах по исследованию времени жизни гиперядер выделение фона является наиболее трудной проблемой, то в нашем эксперименте эта проблема решена просто и надежно: распады гиперядер будут исследованы в вакууме как единственный возможный процесс.

4) Оценки запрашиваемых ресурсов в значительной степени основаны на успешном опыте предыдущих экспериментов (за исключением безмезонных распадов гиперядер), что позволяет ожидать хорошую вероятность достижения результатов. Оценки для

гиперядерных экспериментов основаны на измерениях сечений рождения гиперядер [6] и на нашем опыте измерения времени жизни [7]. К сожалению, для первых экспериментов, которые будут проведены при энергии меньше той, что была на синхрофазотроне, для оценки сечений рождения гиперядер приходится пользоваться экстраполяцией наших измерений и расчетов японских и чешских физиков (см. [8, 9])

2 Физическое и методическое обоснование исследований гиперядер

Нами ставятся следующие основные цели: поиск не наблюдавшегося нейтроноизбыточного гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, измерение его времени жизни и энергии связи, исследование малоизученного гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, а в дальнейшем – измерение энергии связи лямбда-гиперона в легчайшем из известных гиперядер – гипертритоне с точностью, в несколько раз превосходящей имеющуюся на сегодняшний день, измерение времен жизни легких гиперядер – с точностью 1–2 % и исследование безмезонных распадов гиперядер с массовым числом порядка десяти.

Программа исследований гиперядер опубликована в работах [4, 5, 10] и обсуждалась на конференциях и совещаниях [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. На синхрофазотроне в пучках ионов (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$) нами были измерены сечения рождения и время жизни гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ при облучении стримерной камеры ГИБС [6, 7, 18]. Как преимущество этих экспериментов следует отметить безукоризненную идентификацию гиперядер, незначительный фон и хорошую эффективность триггера. Однако эксперименты были приостановлены из-за малой скорости набора статистики при работе стримерной камеры в пучках синхрофазотрона. Так как при достижении проектных параметров Нуклотрона и при использовании пропорциональных камер вместо стримерной скорость набора событий может быть увеличена более чем в 200-300 раз, нами была предложена новая программа, а в настоящем проекте внесены изменения и дополнения, учитывающие новые актуальные проблемы и реальный статус Нуклотрона.

Ниже приводятся результаты эксперимента, проведенного с использованием стримерной камеры. Были измерены времена жизни гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ $\tau=220^{+50}_{-40}$ пс и для ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ $\tau=240^{+170}_{-100}$ пс .

Результаты измерений сечений рождения [6, 7] и теоретических расчетов [8, 9], проведенных для наших экспериментов, приведены в таблице. Видно, что эксперимент и теоретические расчеты по модели коалесценции хорошо согласуются. Для проверки модели и для планирования новых экспериментов желательно определить энергетическую зависимость сечений рождения. Из-за ограниченной скорости набора статистики и небольшого времени, выделенного на эту задачу, нами были получены только верхние пределы сечений при пониженной энергии (2.2 ГэВ/нуклон) пучка гелия синхрофазотрона. Эти пределы не противоречат расчетам.

Таблица 1

Пучок	Гипер-ядро	Энергия (ГэВ/нуклон)	Сечения рождения ($\mu\text{б}$)	
			Теория	Эксперимент
${}^3\text{He}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	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

Исследование нейтроноизбыточных гиперядер.

Уже в то время, когда для поиска и исследования гиперядер использовались только эмульсии и список исследуемых ядер был ограничен, у первооткрывателей был интерес и появились идеи, как расширить возможности и найти нетривиальные объекты. В 1963 году Далитц призывал [19] искать нейтроноизбыточное гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в эмульсии, обогащенной ядрами ${}^6\text{Li}$ или ${}^7\text{Li}$. Это гиперядро до сих пор не обнаружено, его поиск – среди первых задач нашего эксперимента. В 1967 году Гаевски и др. [20] пытались обнаружить трехчастичный распад ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, но результат был отрицательный. В эксперименте ФИНУДА во Фраскати поиск гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^7_{\Lambda}\text{H}$ продолжается уже несколько лет. Среди нейтроноизбыточных гиперядер можно выделить ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, остов (кор) которых нестабилен к испарению нуклонов. Но присоединение гиперона увеличивает энергию связи. Исследования нейтроноизбыточных гиперядер могут дать данные для уточнения параметров теории в этой области. С другой стороны, рост энергии связи гиперядер выявил наличие A-зависимости. Дополнительные экспериментальные данные об энергии связи ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, полученные в нашем эксперименте, помогут уточнить эту зависимость. Отметим, что в конечном счете эти данные могут быть связаны с астрофизическими эффектами [24], в том числе с возможным уменьшением минимальной массы черных дыр. Очень важно получить данные о сечении рождения ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Имеются предположения (см., например, [21]), что у этого гиперядра могут быть два времени жизни. По нашим оценкам при регистрации 3000-5000 гиперядер (если энергия выеденного пучка 4^*A ГэВ, то такое количество событий легко набрать) можно проверить такую гипотезу и получить прямое подтверждение существования изомерных состояний в гиперядрах. Отметим также, что, рассматривая возможные каналы реакций для рождения гиперядер в пучках ускоренных ядер, Бандо и др. [8, 9] обратили внимание на возможность рождения очень экзотических гиперядер. Наблюдение ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ может служить подтверждением модели, описывающей этот процесс рождения гиперядер.

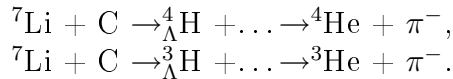
Гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, предмет наших экспериментов, являются интересными также по другой классификации - это ядра с гало (нейтронным или гиперонным), т.е. ядра из области предела стабильности (dripline nuclei). Интересные свойства и проблемы,

связанные с такими системами, подробно рассматриваются в обзоре Йонсона [25]. Добавим, что к перечисленному выше ряду нейтроноизбыточных гиперядер с нейтронным гало примыкает и протоноизбыточное гиперядро ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ как ядро на границе нестабильности. Проблемы исследования слабосвязанного гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, имеющего гиперонное гало, рассмотрены в разделе об уникальном способе измерения энергии связи этого ядра.

Гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ привлекательны еще и тем, что они до сих пор не наблюдались (${}^6_{\Lambda}\text{H}$) или почти не наблюдались – зарегистрировано всего 31 гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$. Как уже отмечалось, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ вызывало интерес уже за 40 лет до того, как мы предложили искать его в пучке ${}^7\text{Li}$, в цепочке реакций



Первая задача эксперимента по поиску ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ – надежная идентификация, измерение времени жизни, определение массы (энергии связи). Отметим, что во Фраскати для поиска этого гиперядра используется мишень ${}^6\text{Li}$. В такой постановке рождение гиперядра водорода ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ подавлена необходимостью двойной перезарядки. В пучке ${}^7\text{Li}$ рождение гиперядра водорода происходит за счет более вероятного процесса – фрагментации лития со стриппингом протона. Конечно, во взаимодействии ${}^7\text{Li}$ с мишенью будут рождаться и другие гиперядра водорода:



Конечно, возможны и другие каналы распада, но в нашем эксперименте триггер настроен на выделение распадов с испусканием отрицательного пиона и изотопа гелия в качестве дочернего ядра (такой триггер нечувствителен к безмезонным распадам). Расчеты показывают (см. рис. 1), что импульсы дочерних ядер (${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$), соответствующих разным изотопам гиперядер, концентрированы в достаточно узких областях и легко могут

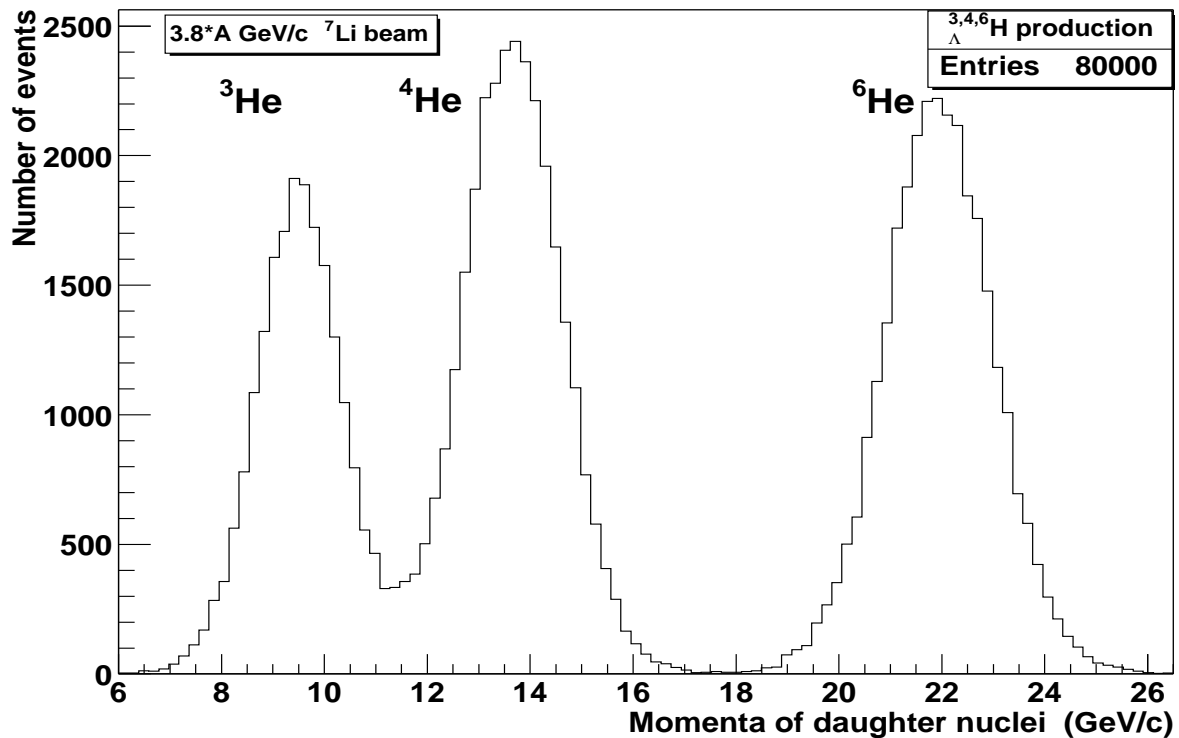


Рис. 1: Импульсы дочерних ядер изотопов гелия от распадов гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Расчеты для пучка ${}^7\text{Li}$, импульс которого $3,8^*A$ ГэВ/с.

быть разделены спектрометром, применяемом в нашем эксперименте.

Сложнее с оценкой ожидаемой статистики. Из вышеприведенной Таблицы 1 наших экспериментальных данных видно, что расчеты сечений рождения и эксперимент хорошо согласуются. Расчеты делались по нашей заявке, в то время мы не планировали эксперименты поиска неизвестных гиперядер, поэтому расчетов сечения рождения для ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ нет. Однако анализ имеющихся оценок [8, 9] для пучка ${}^7\text{Li}$ (см. Таблицу 2) позволяет надеяться на сечение того же порядка, как для гиперядер ${}^{4,5}_{\Lambda}\text{H}$ или ${}^{4,5}_{\Lambda}\text{He}$. Действительно, все сечения порядка десятых долей микробарна, несколько выделяются каналы с атомным номером $A=7$ (рождение без фрагментации исходного ядра несколько подавлено) и слабосвязанным гиперядром ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Поэтому разумно ожидать, что сечение рождения ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ порядка 0,1-0,2 $\mu\text{б}$.

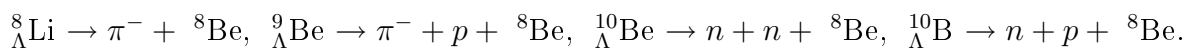
Таблица 2

Гиперядро	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^5_{\Lambda}\text{H}$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$	${}^6_{\Lambda}\text{He}$	${}^6_{\Lambda}\text{Li}$	${}^7_{\Lambda}\text{He}$	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$
Сечения рождения ($\mu\text{б}$)	0,07	0,68	0,10	0,05	0,84	0,25	0,09	0,07	0,11

Для экспериментов при полной энергии Нуклотрона мы рассчитывали на регистрацию порядка 400 гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ за сутки работы ускорителя. Величину сечений рождения для доступных в настоящее время энергий Нуклотрона можно оценить только приблизительно. С другой стороны, начинать эксперименты следует именно с исследований гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$. При скорости набора данных порядка 30-60 событий в сутки даже в коротком эксперименте мы существенно увеличим мировую статистику этих ядер и измерим их время жизни. Этот эксперимент также будет полной проверкой спектрометра и триггера в пучках Нуклотрона и провести его можно уже при энергии 15 ГэВ выведенного пучка ${}^6\text{Li}$. В то время, как для гиперядерных экспериментов в пучке ${}^7\text{Li}$ энергию выведенного пучка надо увеличить хотя бы на 15 процентов, чтобы компенсировать влияние дополнительного нейтрона в ядре. Гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ тоже является слабосвязанным (энергия связи 0,17 МэВ), поэтому экспериментальные данные о сечении рождения, полученные в пучке Нуклотрона, могут быть полезными в дальнейшем при оценке возможности точного измерения энергии связи [26] по той же методике, как и в нашем предложении для ${}^3_{\Lambda}\text{H}$.

Безмезонные распады ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ и теория слабого взаимодействия.

В безмезонных распадах можно получить очень важные данные для теории слабого взаимодействия $\Lambda\text{N-NN}$, поэтому предлагается провести ряд таких исследований несмотря на сложность и технические трудности. Для идентификации нескольких каналов распадов гиперядер было предложено [27] использовать каскадные реакции, в которых промежуточным состоянием является ядро ${}^8\text{Be}$, которое тут же распадается на две альфа частицы. Таких реакций четыре:



Комплексное исследование безмезонных распадов ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ позволяет определить все нужные матричные элементы четырехбарионного взаимодействия $\Lambda\text{N-NN}$ и провести феноменологический анализ для всех гиперядер р-оболочки. Ввиду того, что пока не видно, как выделить распад ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$, в котором образуются два нейтрона, можно попытаться

найти матричные элементы, измерив парциальные ширины четырех каналов распада ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ (в эксперименте эти каналы могут быть выявлены как четыре пика эффективной массы пары альфа частиц соответственно от возбужденных уровней ${}^8\text{Be} - E^{\alpha}=0 \text{ MeV}, 3 \text{ MeV}, 16,6 \text{ MeV}, 16,9 \text{ MeV}$). В нашем эксперименте разрешение спектрометра достаточно, чтобы выделить как разные состояния сумму уровней 0 и 3 МэВ и, соответственно – сумму уровней 16,6 и 16,9 МэВ. Сопоставление извлеченных из экспериментальных данных матричных элементов с расчетами (например, по модели однобозонного обмена) позволит найти причину расхождения теоретических расчетов и экспериментальных данных для соотношения ширин безмезонных распадов с испусканием протона и распада без протона в конечном состоянии.

Энергия связи слабосвязанных гиперядер.

Одной из важнейших характеристик гиперядер является B_{Λ} – энергия связи лямбда-частицы в ядре, но измерение этой величины для гипертритона особенно ценно, поскольку это легчайшее и наиболее однозначно рассчитываемое гиперядро (см.[28]). В проекте для определения B_{Λ} предлагается метод, основанный на **измерении сечения электромагнитной диссоциации гипертритона**. В работе В.Любошица [29] показано, что сечение электромагнитной диссоциации слабосвязанных ядерных систем обратно пропорционально энергии связи и прямо пропорционально квадрату заряда ядер мишени. Аналогичный результат получен в подробных и точных расчетах (см. рис. 2), проведенных для подготовки и реализации настоящего предложения М.Евлановым с сотрудниками [30, 31, 32]. Проведенные нами оценки [4] показывают, что измерение сечения диссоциации гипертритона с точностью около 10 % является вполне реальным и достаточным для поставленной цели.

Действительно, сечение диссоциации вырастает от барна до десятков барн, если предположить, что энергия связи уменьшается от 200 кэВ до 10 кэВ. Столь сильная зависимость сечения диссоциации от энергии связи позволяет определить B_{Λ} достаточно точно даже при весьма грубых измерениях сечений кулоновской диссоциации. Отметим также, что метод наиболее чувствителен при малых значениях B_{Λ} , когда традиционные методы становятся нечувствительными. Таким образом, предложенные эксперименты основаны на реалистичных оценках, что обеспечивает высокую вероятность реализации. Будут получены данные для проверки моделей структуры гиперядер и впервые исследованы взаимодействия гиперядер (диссоциация).

Выделение из измеряемого в эксперименте сечения поглощения сечения кулоновской диссоциации предлагается провести, используя резко различающуюся зависимость ядерного и электромагнитного сечений от заряда ядра-мишени (приблизительно квадратный корень из заряда ядра-мишени для ядерного поглощения и квадрат заряда ядра-мишени – для электромагнитного). При этом очень важно, что имеющиеся экспериментальные оценки энергии связи гипертритона (около 100 кэВ) показывают, что сечение кулоновской диссоциации должно быть одного порядка или даже в несколько раз больше ядерного сечения поглощения гипертритонов.

Время жизни и сечения рождения гиперядер.

Время жизни гиперядра является одной из важнейших характеристик, вносимой в таблицу свойств гиперядер. На Нуклотроне в пучках релятивистских ядер время жизни

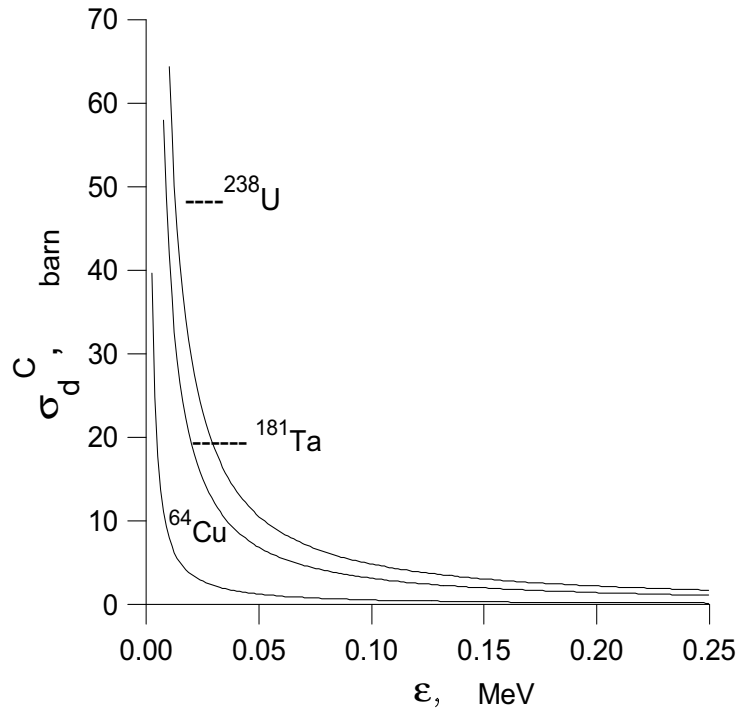


Рис. 2: Расчетные значения зависимости сечений кулоновской диссоциации от энергии связи ϵ для различных поглотителей. Расчеты М.Евланова, А.Соколова и М.Тартаковского.

гиперядер можно измерить с точностью 1-2 %, т.е. значительно лучшей, чем в предыдущих экспериментах [6, 33] или с такой же статистической точностью, которая достигнута в других экспериментах. Например, для ${}^5_\Lambda\text{He}$ и ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ статистические ошибки [34] порядка 7-12 %. Для ${}^3_\Lambda\text{H}$ до сих пор время жизни измерено с точностью около 50 %. В отличие от всех других экспериментов используемый нами **метод позволяет измерять времена жизни практически без систематических ошибок**. Действительно, в длительных электронных экспериментах весьма сложно определить нестабильность электронных часов. Поскольку мы измеряем время жизни по пространственному распределению точек распада, то всегда можно выбрать такой ансамбль данных, в котором источников ошибок нет или можно ввести точные поправки. Например, в большинстве случаев мы не сможем измерить импульс гиперядра, который нужен для учета Лоренц-фактора. Однако расчеты показали, что если при этом использовать измеренный импульс дочернего ядра, то нужна небольшая коррекция, которая достаточно точно определяется. Соответствующая проверка иллюстрируется рис. 3.

Время жизни гиперядер отличается от времени жизни свободного гиперона ввиду того, что открываются новые (безмезонные) каналы распада, а распады с испусканием пиона подавлены из-за принципа Паули, но подавление частично компенсируется искажением пионной волны (рассеяние, поглощение).

Все эти эффекты весьма чувствительны к структуре ядра и характеру взаимодействия гиперона с нуклонами. Количественно эти вопросы рассмотрены, например, в работах [35, 36, 37, 38, 39, 40, 41]. Из упомянутых теоретических работ и имеющихся экспериментальных данных следует, что свойства легких гиперядер существенно отличаются от свойств средних ($A=10-20$) или тяжелых ($A>50$) гиперядер. В данном

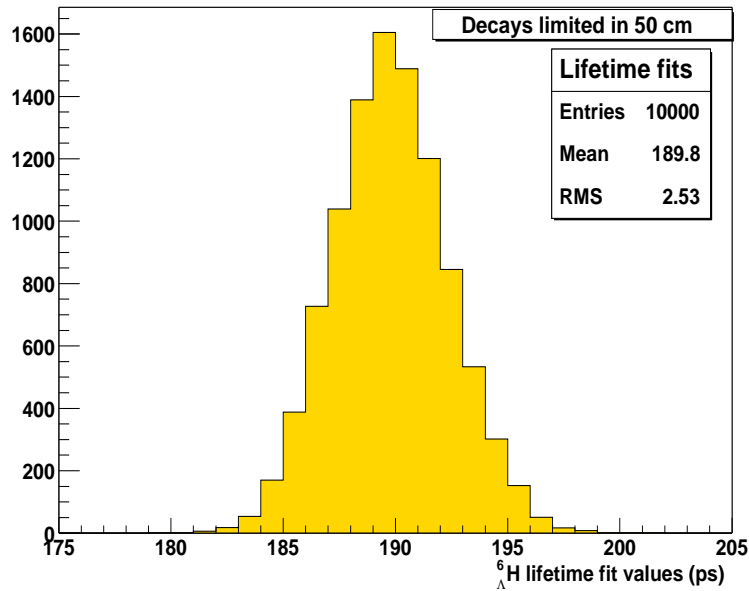


Рис. 3: Время жизни гиперядра гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ вычислялось с учетом Лоренц-фактора, полученного из импульсов дочерних ядер ${}^6\text{He}$ и соответствующей поправки. Изначальное время жизни - 190 пс, восстановленное – 189,8 пс.

проекте предполагается измерить с высокой точностью (1–2 %) время жизни легчайших гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, что позволит в разработанных моделях выбрать ряд параметров, уточнить волновую функцию Λ частицы или создать новые модели. Таким образом, измерение времени жизни гиперядер может быть интересной самостоятельной задачей. Но для получения хорошей точности потребуются значительная время работы ускорителя, порядка 300-400 часов для гиперядра и точности порядка 2-5 пс. Поэтому в настоящее время мы такую задачу не предлагаем как специальный пункт, но необходимо отметить, что в любом нашем эксперименте время жизни будет измерено с точностью, определенной статистикой событий.

К сожалению, в нашем эксперименте со стримерной камерой для определения сечений рождения гиперядер получены только два значения и несколько верхних пределов. В предложенных экспериментах будут получены новые данные о сечениях. Весьма полезными были бы сведения об энергетической зависимости сечений. В настоящее время данных нет, но они весьма нужны как для экспериментов на Нуклотроне, так и для Дармштадта.

Преимущества и недостатки подходов и методов.

Отметим ряд преимуществ предложенных экспериментов по исследованию гиперядер. Стандартный метод измерения энергии связи слабосвязанных гиперядер полностью исчерпал свои возможности (см., например, обзор Г.Бома и У.Креккера [42]). Первой особенностью предложенного метода измерения является увеличение точности измерения с уменьшением энергии связи, в то время как в стандартном методе точность падает вместе с уменьшением энергии связи. Вторая особенность метода заключается в том, что в предлагаемой постановке не требуется точное знание массы лямбда-гиперона, что, по крайней мере в принципе, позволяет найти энергию связи гипертритона с большей

точностью, чем в настоящее время известна масса лямбда-гиперона.

Важной особенностью предлагаемого метода является также то обстоятельство, что исследования проводятся с релятивистскими гиперядрами, образовавшимися при взаимодействии релятивистских ионов с ядрами мишени и имеющие пробеги до распада десятки сантиметров. (Во всех предшествующих и ведущихся в других научных центрах исследуются гиперядра, покоящиеся в лабораторной системе). То, что такой метод открывает принципиально новые возможности в исследованиях по физике гиперядер, давно и неоднократно отмечалось как российскими, так и зарубежными учеными, но была только одна попытка провести эксперимент (см., например, работу [2]).

Ключевой проблемой оказалось создание **высокоэффективной триггерной системы** с хорошим коэффициентом подавления фоновых событий, имитирующих реакцию образования и распада гиперядер. Эта задача впервые была решена нашей группой, что сразу позволило получить важные и интересные результаты. При этом было показано, что сечение образования гиперядер, приведенное в работе [2], завышено по крайней мере на два порядка. Причина ошибки в работе [2] – довольно слабые критерии идентификации исследуемой реакции и слишком большое количество зарегистрированных фоновых событий, что в свою очередь обусловлено использованием слишком "мягкого" триггера. Однако, следует признать, что разработанный и опробованный нами триггер хорошо работает для регистрации распадов, в которых испускается π^- -мезон. Для легчайших гиперядер доля таких распадов достаточно велика. При исследовании безмезонных распадов возникает ряд трудностей, которые обсуждаются отдельно.

Ожидаемый результат находится на высоком мировом уровне. В течение нескольких лет во Фраскати пытаются найти гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, но поиски затруднены уровнем фона в исследуемой области масс и низкой ожидаемой частотой рождения из-за сложного механизма образования ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в данной постановке. Измерения энергии связи гипертритона несколько лет назад планировались в Брукхейвене, но не были осуществлены частично из-за сложности измерений такой малой величины. Определение матричных элементов слабого взаимодействия гиперон-нуклон нигде не планируется. Отметим, что в Дармштадте в 2006 году начата программа исследований гиперядер, в которой за основу взят метод, разработанный в Дубне. Программа очень обширная и многосторонняя, но она и наши предложения дополняют друг друга. Обсуждается возможность после 2009 года часть экспериментов провести совместно на Нуклотроне, используя часть аппаратуры из Дармштадта.

Следует также отметить:

1. Распад гиперядер в вакууме практически гарантирует от примеси фоновых событий.
2. Оригинальный триггер для пионных распадов обеспечивает высокую эффективность регистрации и высокий коэффициент (порядка 10^5) подавления фоновых событий, которые имитируют процесс образования и распада гиперядер.
3. Точное измерение импульса дочернего ядра обеспечивает надежную идентификацию регистрируемых гиперядер.

Скорость набора статистики на выведенном пучке Нуклотрона по сравнению с пучком синхрофазотрона может быть увеличена в 20-30 раз за счет большей по времени растяжки пучка, а использование пропорциональных камер, имеющих время

памяти в десятки раз меньшее, чем стримерная камера, позволит получить выигрыш в скорости набора статистики еще приблизительно на порядок. Таким образом, скорость набора статистики в предлагаемом эксперименте может быть в 200-300 раз выше, чем в наших предыдущих исследованиях, если выведенные пучки Нуклотрона достигнут запланированных параметров. Например, за сутки работы Нуклотрона можно регистрировать (с учетом эффективности триггера, идентификации, вероятности распада с испусканием π^- и т.д.): 600 событий ${}^4\text{H}$ в пучке ${}^4\text{He}$ или 400 событий ${}^6\text{He}$ в пучке ${}^6\text{Li}$.

Однако, в ближайшее время, при низких энергиях пучка и относительно короткой растяжке выведенного пучка можно ожидать только десятки событий в сутки. Для поисковых экспериментов это все же достаточно. Например, для надежного обнаружения гиперядра ${}^6\text{H}$ в нашей постановке достаточно наблюдать порядка сотни событий.

3 Основные характеристики спектрометра ГИБС-НИС

Эксперименты будут проведены на спектрометре ГИБС-НИС. Спектрометр создавался двумя группами для разных экспериментов – для исследования гиперядер в пучках легких ядер и для исследования околопороговых явлений в пучках протонов. В 2006 и 2007 годах проведены тестовые сеансы, в которых опробованы все системы. О первом сеансе работы в октябре 2006 г. на международной конференции "Физика гиперядер и странных частиц" (Майнц, 2006) был представлен доклад [43].

Для наглядности в представленных схемах показаны только те элементы спектрометра, которые будут использованы для поиска и изучения гиперядер. Например, на рис. 4 показана схема расположения детекторов при поиске ${}^6\text{H}$.

Пучок ${}^7\text{Li}$, интенсивностью порядка $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ядер проходит через мишень Т (графит плотностью $1,7 \text{ г/см}^2$, длина мишени вдоль оси пучка – 12 см, сечение – $3 \times 3 \text{ см}^2$). Размер пучка фиксируется счетчиками монитора (S), площадь каждого равна $3 \times 3 \text{ см}^2$. Сразу за мишенью установлены четыре сцинтилляционных счетчика S_1 первой группы триггера, размеры которых $4 \times 4 \text{ см}^2$ – несколько больше, чем у мишени. Эти счетчики предназначены для того, чтобы по заряду выделить родившиеся гиперядра. Сразу за первой группой триггерных счетчиков установлен вакуумный сосуд цилиндрической формы, длиной 55 см, с тонкими торцевыми майларовыми окнами (диаметр 5 см и 36 см). За вакуумным сосудом находится первый блок PC_1 из четырех однослойных пропорциональных камер размером $38 \times 38 \text{ см}^2$ каждая. Во всех камерах спектрометра проволочки намотаны через 2 мм. Вторая камера повернута на 90 градусов относительно первой, а третья и четвертая камера соответственно повернуты на 20 градусов относительно первой и второй. В 110 см за первым блоком две камеры PC_2 размером $80 \times 130 \text{ см}^2$, проволочки вертикальные и горизонтальные (возможна установка третьей камеры, в которой проволочки наклонены под углом 20 градусов относительно вертикального направления). Между двумя блоками камер установлено шесть счетчиков S_2 второй группы триггера, выделяющие дочерние ядра (например, гелия при распадах гиперядер водорода) и отсекающие фон от фрагментации ядер. Размер счетчиков 8 см.

Направление вылета дочернего ядра He и π^- фиксируется пропорциональными камерами $PC_{1,2}$. В наших расчетах и оценках учтено, что при анализе придется отбросить те события, для которых угол разлета пиона и ядра слишком мал, чтобы точно определить точку распада предполагаемого гиперядра. Потерянными будут и те события, в которых

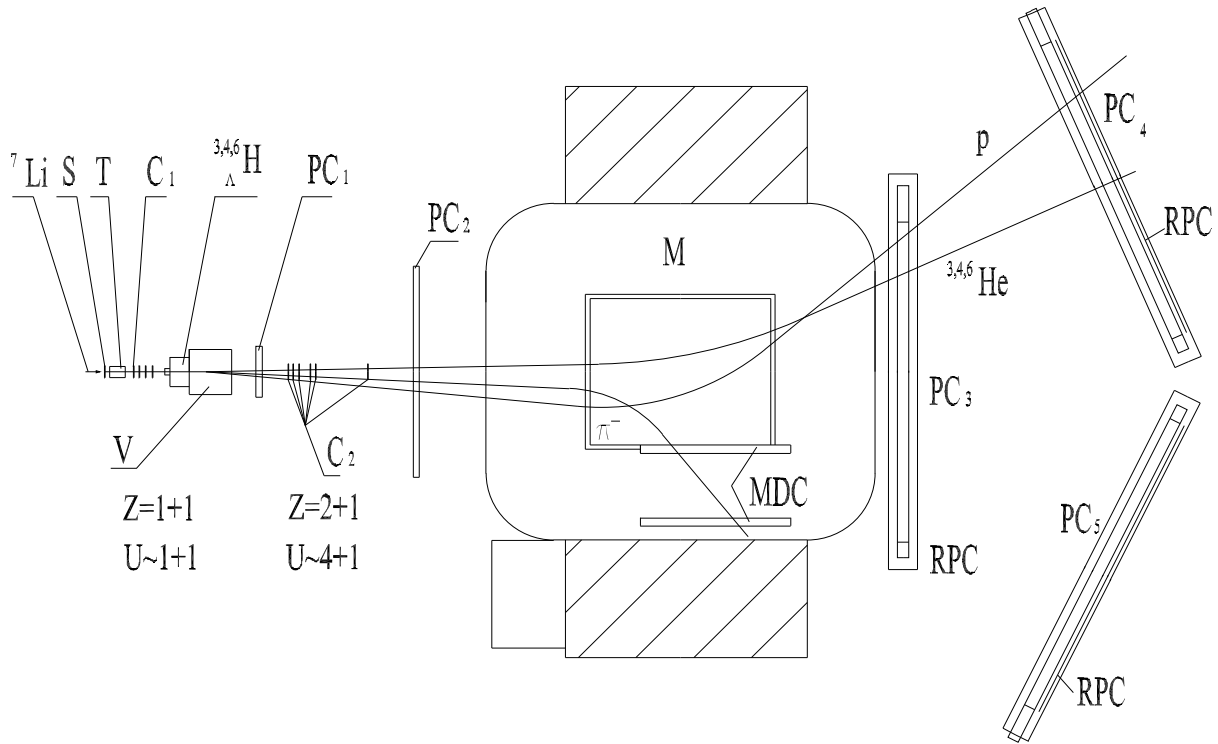


Рис. 4: Схема спектрометра для эксперимента по исследованию гиперядер водорода в пучке лития. S – сцинтилляционные счетчики монитора; T – мишень; C₁ и C₂ – счетчики для измерения заряда ядер; V – вакуумный сосуд; M – магнит; PC_{1–4} – блоки пропорциональных камер, MDC – минидрейфовые камеры, PC₅, RPC – камеры для эксперимента НИС. Z – заряд частиц, U – относительная амплитуда сигнала этих частиц в счетчиках C₁ и C₂.

обе частицы попадают в первые пропорциональные камеры настолько близко, что будут зарегистрированы как один кластер. Но в мезонных распадах легчайших гиперядер можно выбрать такое положение пропорциональных камер, что потери, как показало моделирование, составят не более 5%. Более сложной проблемой оказалась энергия пучка. Спектрометр разрабатывался для полной энергии Нуклотрона 6*А ГэВ, при которой имеющиеся камеры PC_{1,2} в распадах гиперядер могут регистрировать все пионы. Естественно, при меньшей энергии угловое распределение пионов шире и часть из них пролетают мимо камер.

За магнитом установлены три трехслойные двухметровые камеры [44] размером 200x100 см² двух-плечевого спектрометра проекта НИС. В нашем эксперименте будет использовано только одно плечо (PC_{3–4}) спектрометра, поэтому третья камера на схеме не показана. Отметим, что в разных экспериментах ожидаемые угловые распределения существенно отличаются, поэтому дальние пропорциональные камеры можно перемещать более чем на 70 см в направлении, перпендикулярном отклоненному в магните пучку. В конце 2008 года или в 2009 г. в магните будут установлены две минидрейфовые камеры размером 40x150 см². Основная их задача – регистрировать мягкие частицы, вылетающие из водородной мишени в эксперименте НИС. При этом можно выбрать такое положение этих камер, что в распадах гиперядер 15-25% пионов пройдут через эти камеры, что позволит измерить их импульс и, следовательно, определить массу гиперядра (импульс пионов, образовавшиеся при распаде гиперядер, не превышает 1,5 ГэВ/с и они не могут пройти через магнитное поле магнита СП-40 до пропорциональных камер PC_{3–4}).

Длина графитовой мишени оптимизировалась используя формулу, полученную С.А.Хорозовым.

$$w_t = \frac{\lambda\mu_1}{\lambda(\mu_2 - \mu_1) + 1} (e^{-\mu_1 L} - e^{-L(\mu_2 + 1/\lambda)}), \quad (1)$$

где w_t - это вероятность того, что гиперядро, родившееся в мишени, покинет мишень до распада и без неупругих взаимодействий, L - длина мишени, $\lambda = pc\tau/m$ - длина пробега гиперядра между точками рождения и распада (p - импульс, m - масса, τ - время жизни гиперядра, c - скорость света), μ_1, μ_2 - линейный коэффициент поглощения для ядер пучка и гиперядер соответственно ($\mu = \rho\sigma N_A/A$, где ρ - плотность мишени, σ - сечения поглощения ядер пучка и гиперядер, N_A - число Авогадро, A - атомный номер мишени). Как видно, надо считаться с противоположными эффектами. При увеличении длины мишени растет количество взаимодействий и должно расти количество родившихся гиперядер. Но этот рост тормозится тем, что больше гиперядер распадается внутри мишени или из-за неупругих взаимодействий покидают пучок, направленный на детектор. При большой длине мишени приходится учитывать и поглощение первичного пучка в толще мишени. Легко показать, что оптимальная длина мишени зависит от энергии пучка. Выбранная нами длина мишени 12 см меньше оптимальной для энергии $3,6^*A$ ГэВ, но больше оптимальной для энергии $2,5^*A$ ГэВ. Но данной мишени можно пользоваться во всем интервале энергий, поскольку кривая эффективности весьма плавная. Для энергии $2,5^*A$ ГэВ отличие от максимума несколько процентов.

Из рис. 4 можно понять принцип действия триггера при регистрации пионных распадов гиперядер. Если в мишени образовалось гиперядро водорода, то счетчики C_1 должны быть настроены на регистрацию сигнала (амплитуда $U=1+1$) от двух однозарядных ($Z=1+1$) частиц - гиперядра водорода и протона-спектатора, который появится из-за фрагментации ${}^7\text{Li}$. Очевидно, что сигнал этот легко отделить от большой амплитуды ($Z=3, U=3^2=9$) ядер лития. Эти счетчики могут пропустить сигнал от фрагментов лития, но следующая группа C_2 настроена на регистрацию дочерних ядер (гелия) $Z=2+1, U=4+1$. Конечно, протон-спектатор может пролететь мимо этих счетчиков, но сигнал от однозарядных фрагментов лития будет подавлен (первая группа счетчиков отбрасывает сигналы фрагментов с зарядом два). Мы полагаем, что систему можно настроить на уровень один фоновый триггер в секунду. Такой же принцип действия триггера для всех экспериментов с мезонными распадами гиперядер. Обратим внимание, что стриппинговый протон осложняет настройку и подавление фона. Эксперименты в пучке гелия или исследования гиперядер гелия в пучке лития более просты, поскольку в них нет лишнего протона. Но триггер для безмезонных распадов еще более сложный и требует особых усилий, которые обсудим ниже.

Длина вакуумного сосуда выбиралась для максимальной эффективности установки при энергии пучка $3,5^*A$ ГэВ. Как видно из результатов моделирования, внутри 55 см сосуда распадется значительная доля гиперядер (см. рис. 5). Если увеличить длину сосуда, несколько увеличится число распадов в вакууме, но меньше, чем растущие потери из-за удаления пропорциональных камер. При энергии пучка 6^*A ГэВ оптимальная длина сосуда 80 см. Все тесты по фитированию значений времени жизни проведены для эффективной длины регистрации 45 см. Мы убедились, что длина достаточна для точного измерения времени жизни гиперядер.

Одной из предложенных задач является измерение энергии связи слабосвязанных гиперядер, например, ${}^3_\Lambda\text{H}$ или ${}^6_\Lambda\text{He}$. Схема (детекторы, триггер) практически такая же,

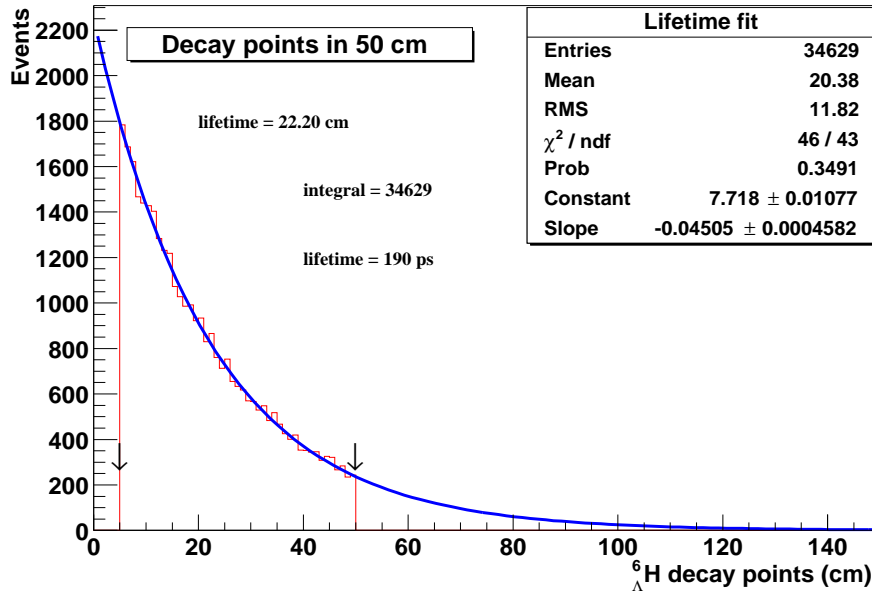


Рис. 5: Распределение точек распада гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в предположении, что время жизни 190 пс. Если длина вакуумного сосуда 55 см, то в пределах 5-45 см (5 см от торцевых окон сосуда считаем ненадежным для измерений), то в этот промежуток попадают 34629 из 50000 разыгранных распадов.

как в эксперименте с гиперядрами ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Лучше всего такой эксперимент проводить в пучке ${}^4\text{He}$, при этом будут рождаться гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{H}$. Задача в том, чтобы измерить сечение кулоновской диссоциации гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ в пластине с большим зарядом, например, в уране, вольфраме, свинце. Диссоциация проявится как ослабление гиперядерного пучка. Поскольку гиперядра от точки рождения в мишени Т до распада (за время жизни 200 пс) пролетают десятки см, гиперядра можно использовать как "пучок гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ " и, установив различные поглотители в "пучке", изучать взаимодействия этого "пучка" с поглотителями – диссоциацию ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ (см. рис. 6). Если поглотитель из урана заменить на пластину из алюминия, то кулоновское взаимодействие будет минимальным и мы сможем оценить сечение ядерного взаимодействия. В этом смысле гиперядра ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, которые в пучке ${}^4\text{He}$ рождаются в пять раз чаще, чем ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, являются отличным монитором интенсивности гиперядерного пучка и поглощения ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ из-за ядерных взаимодействий. Это очень важно для эксперимента, в котором измеряется разность поглощения в разных материалах. Более того, возможно, что не потребуются эксперимент с измерением поглощения в алюминии. Для предложенного метода измерения выгодно и то, что условия (геометрия) эксперимента при установки пластин-поглотителей почти не меняются, что существенно упростит анализ данных и вычисление энергии связи.

Распределение точек распада в вакуумном объеме (V) позволяет измерить время жизни. Таким образом в одном эксперименте можно измерить не только энергию связи, но и время жизни гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ (или ${}^6_{\Lambda}\text{He}$) и монитора ${}^4_{\Lambda}\text{H}$.

Намного более сложным является эксперимент по исследованию гиперядер ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$. Монте-Карло моделирование показало, что этот эксперимент не может быть выполнен, если использовать только пропорциональные камеры. Либо продукты распада (две альфа частицы) неразличимы, поскольку из-за небольшого угла разлета они

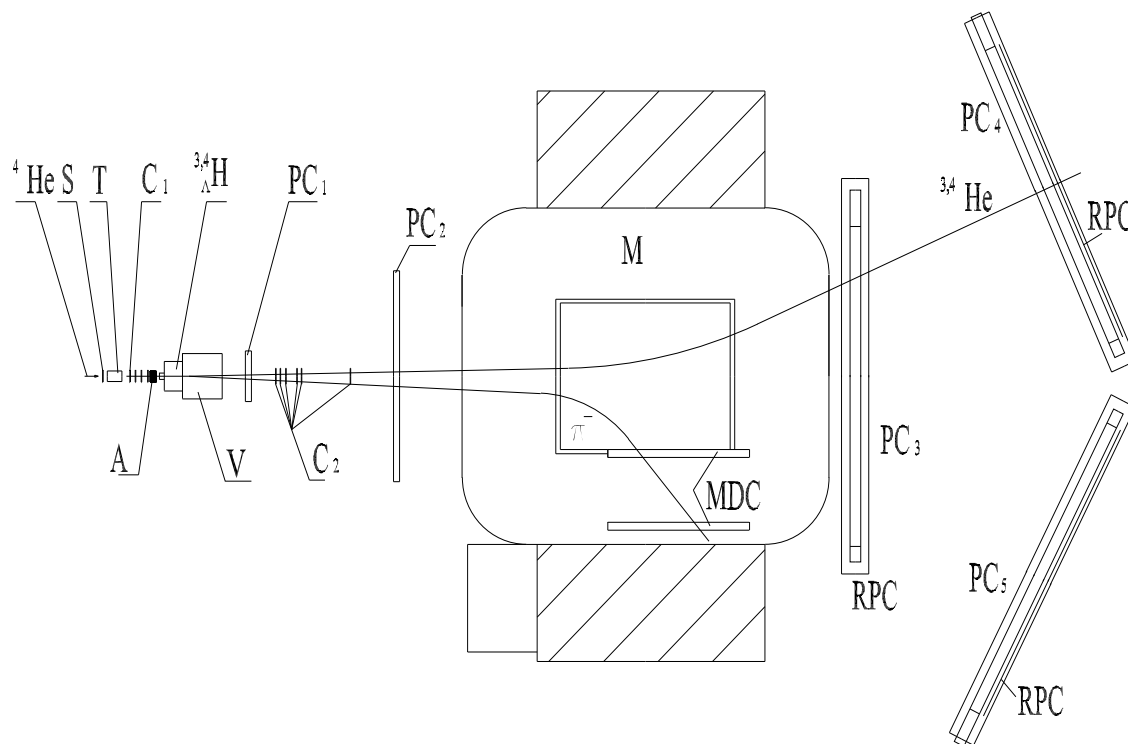


Рис. 6: Схема спектрометра для изучения кулоновской диссоциации в поглотителях (А). S – сцинтилляционные счетчики монитора; Т – мишень; С₁ и С₂ – счетчики для измерения заряда ядер; V – вакуумный сосуд; М – магнит; РС_{1–4} – блоки пропорциональных камер, МДС – минидрейфовые камеры, РС₅, RPC – камеры для эксперимента НИС.

будут зарегистрированы как один кластер, либо (если камеры установить на большом расстоянии от объема распада) нельзя достаточно точно определить точку распада. Потери событий в такой постановке порядка 90-100%. Те же расчеты, однако, показали, что для решения проблемы необходимо сразу за вакуумным объемом установить относительно небольшие детекторы высокого разрешения (0,2-0,5 мм). Если размер такого детектора 60x60 мм², то потери из-за выше упомянутых причин можно снизить до 40-60%. Те же расчеты показали, что на расстоянии 40-50 см следует установить второй детектор разрешением 1 мм и размером 11-12 см (см. рис. 3 и 3). На рисунках показано, что максимальная эффективность регистрации порядка 70%. Потери нельзя свести к нулю, поскольку часть ядер бериллия распадаются с основного уровня и угол разлета настолько мал, что разделить две альфа частицы чрезвычайно трудно. Для предложенного эксперимента в качестве детекторов высокого разрешения разработаны и изготавливаются счетчики из сцинтилляционных нитей. Первый блок представляет собой три счетчика (плоскости), сцинтилляционные нити двух плоскостей установлены под углом 90 градусов, а в третьей нити повернуты на 20 градусов относительно первой. Этот блок будет установлен в нескольких сантиметрах за вакуумным объемом. (см. рис. 7) Далее, на расстоянии 45-50 см будет установлен второй блок счетчиков с разрешением 1 мм, размеры этих счетчиков 120x120 мм². Световые сигналы со сцинтилляционных нитей с помощью световодов в каждом счетчике выводятся на 9 шестнадцати канальных фотоумножителей фирмы Хамаматсу. За основу детекторов взята разработка группы, участвующей в эксперименте ДИРАК (ЦЕРН), склеивание сцинтилляторов и световодов проводилось в Женеве с использованием оборудования, предоставленного группой ДИРАК (эти работы

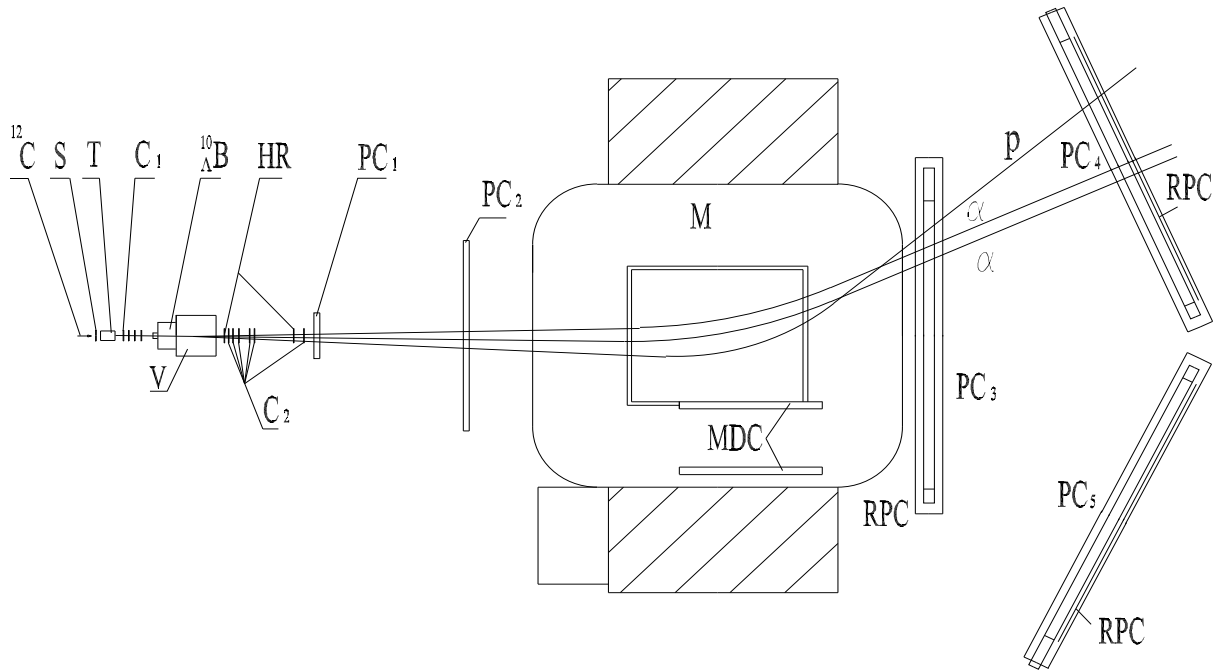


Рис. 7: Схема спектрометра для изучения безмезонных распадов гиперядер бериллия и бора на две альфа частицы и протон. S – сцинтилляционные счетчики монитора; T – мишень; C_1 и C_2 – счетчики для измерения заряда ядер; HR – детекторы высокого разрешения, V – вакуумный сосуд; M – магнит; PC_{1–4} – блоки пропорциональных камер, MDC – минидрейфовые камеры, PC₅, RPC – камеры для эксперимента НИС.

для всех пяти счетчиков выполнены). Счетчики изготавливаются совместно с Чешским техническим университетом. Пилотный экземпляр детектора 60x60 мм² готов.

Эти детекторы могут работать при высокой интенсивности пучка (вплоть до 10^7 с⁻¹), поэтому в эксперименте НИС они будут использованы для определения направления и точки попадания протонов в водородную мишень, что увеличивает импульсное разрешение при работе с водородной мишенью. При этом можно будет отбирать события с попаданием одного и только одного протона в мишени и отбросить одновременные взаимодействия нескольких протонов.

В эксперименте по поиску этих же распадов вероятность ложного триггерного сигнала (фоновый триггер) весьма велика. Если при мезонном распаде заряд дочернего ядра больше чем у гиперядра и фрагментация ядер пучка не может имитировать такое увеличение заряда, то безмезонные распады легко имитируются фрагментацией ядер пучка (например, углерода). Наша задача заключается в том, чтобы триггер от фрагментации подавить настолько, чтобы система считывания данных успевала записывать ложные триггеры и при этом потери полезных событий не были бы чрезмерными. К сожалению, в принципе нельзя исключить такую имитацию триггера, причиной которой является фрагментация ядер в триггерных счетчиках. Например, при поиске рождения и распадов $^{10}\Lambda\text{B}$ в пучке углерода достаточно высока вероятность того, что в мишени образуется ядро бора (фрагмент углерода), который в свою очередь при выходе из триггерного счетчика фрагментирует в протон и две альфа частицы. В таком случае сигнал от этого счетчика соответствует сигналу от бора, а счетчик, установленный за распадным объемом регистрирует сигнал от протона и двух альфа частиц, что соответствует сигналу распада гиперядра бора. Чтобы уменьшить

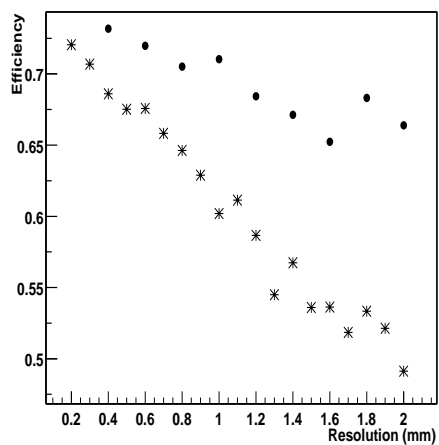


Рис. 8: Двухтрековая эффективность регистрации в зависимости от разрешения детектора. Для детектора, установленного непосредственно у вакуумного сосуда (●), эффективность быстро падает, для детектора (*) на расстоянии 45 см допустимо разрешение 1 мм.

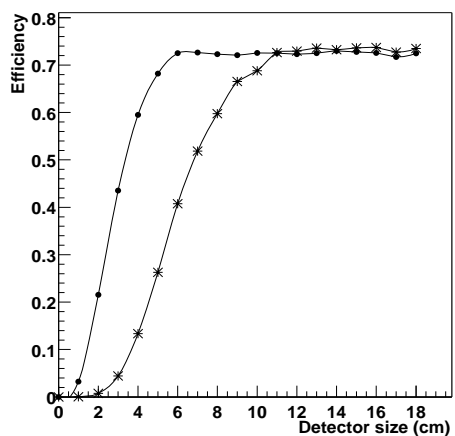


Рис. 9: Двухтрековая эффективность регистрации в зависимости от размера детектора. Для детектора, установленного непосредственно у вакуумного сосуда (●) и в 45 см от первого(*).

вероятность такого ложного триггера, необходимо повышать разрешение детекторов и подбирать пороги отбора. Для улучшения разрешения необходимо увеличить толщину счетчика. К сожалению, вероятность фрагментации пропорциональна толщине счетчика, а разрешение растёт лишь как корень от толщины (рис. 10). Решение было найдено в виде дополнительного тонкого счетчика. Точнее, двух таких счетчиков - по одному в каждом блоке триггера.

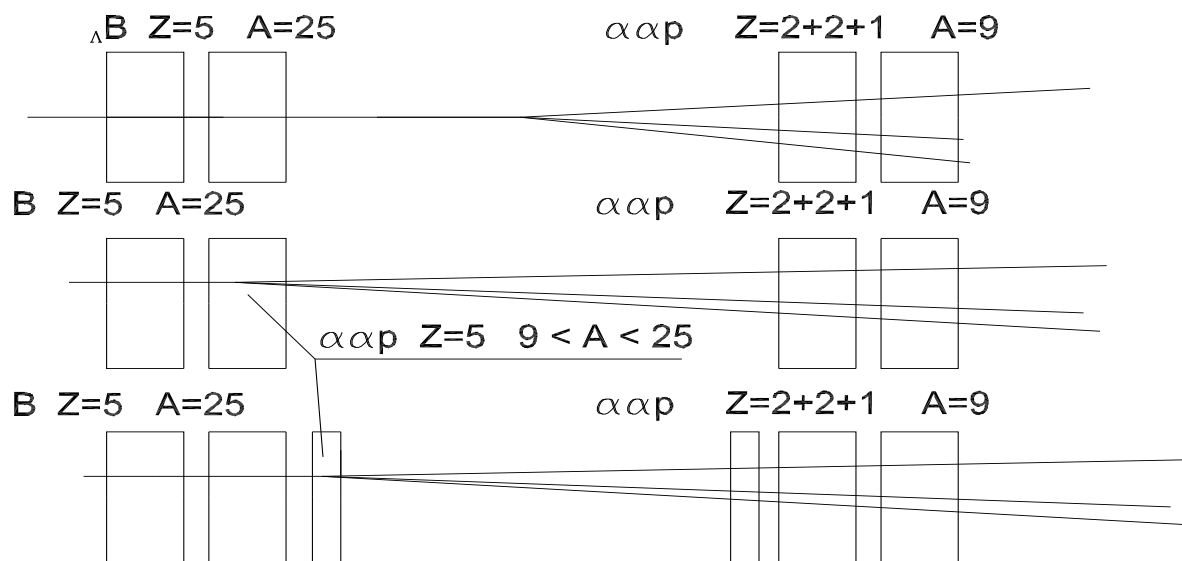


Рис. 10: 1) Схема триггера для безмезонных распадов гиперядра бора на протон и две альфа частицы (верхний ряд схемы). Через первый блок счетчиков пролетает ядро бора ($Z=5$, амплитуда сигнала пропорциональна квадрату заряда $A=25$), через второй блок – продукты распада ($Z=2+2+1$, $A=4+4+1=9$). 2) Если в счетчике первого блока ядро бора (не гиперядро!) фрагментирует в протон и две альфа частицы ($Z=2+2+1$, амплитуда сигнала между 9 и 25 в зависимости от места фрагментации), система триггера часто не может отличить этот процесс от распада гиперядра, потому что во втором блоке правильный сигнал. 3) К блокам счетчиков добавлен тонкий счетчик, вероятность фрагментации в котором относительно невелика.

Чтобы улучшить разрешение по заряду фрагментов, в триггере будут использованы черенковские счетчики с кварцевым радиатором и фотоумножителями Electron Tubes 9107QSB и 9813QKSB. В каждом блоке три радиатора толщиной 3-4 мм и один счетчик с радиатором 1мм.

Счетчик с радиатором 1 мм был опробован в пучке углерода при энергии $2,2^*A$ ГэВ. Полученные данные использовались для моделирования триггера и оценки возможности подавления фона от фрагментации в счетчиках. На рис. 11 приведены результаты моделирования (ожидаемый сигнал от тонкого счетчика) для фрагментации бора в тонком счетчике и для фрагментации в другом счетчике (рис. 12). Видно, что тонкий счетчик может отбросить только часть фоновых сигналов от фрагментации ядер, если порог выбрать так, чтобы не терять сигналы от гиперядер или чтобы потери были минимальными, например, не более 2% как показано на рисунках (порог отмечен стрелкой). Но решение проблемы в том, что в одном миллиметре кварца вероятность фрагментации небольшая. Можно ожидать порядка несколько десятков ложных триггеров в секунду.

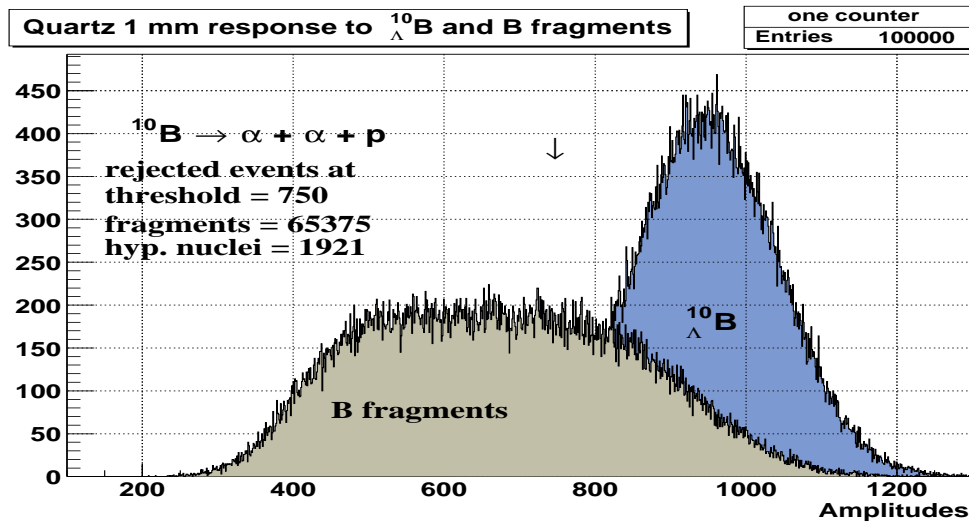


Рис. 11: Ожидаемые распределения сигналов от счетчика с кварцевым радиатором (1 мм) при прохождении гиперядер бора и при фрагментации бора в счетчике.

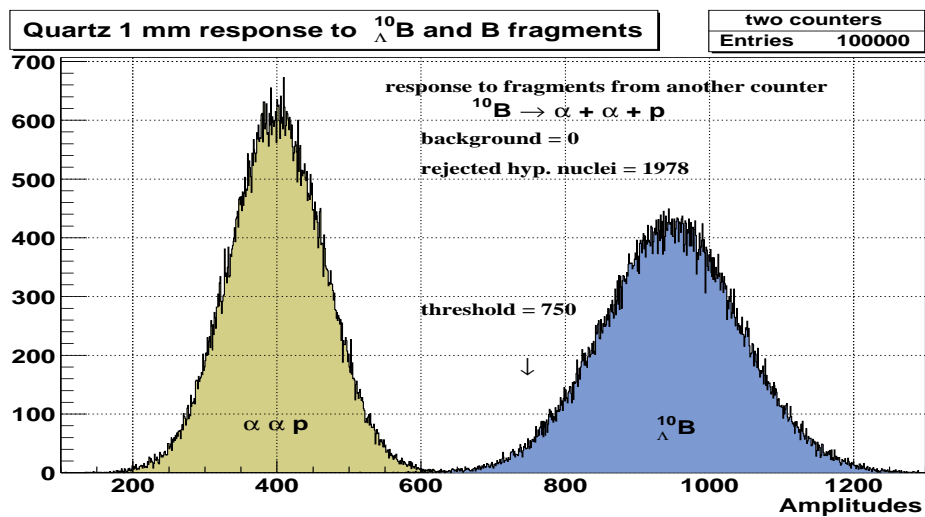


Рис. 12: Ожидаемые распределения сигналов от счетчика с кварцевым радиатором (1 мм) при прохождении гиперядер бора и при фрагментации бора в другом счетчике.

Отметим, что испытания кварцевого радиатора проводились с умножителем, параметры которого несколько хуже, чем у приобретенных нами Electron Tubes 9107QSB и 9813QKSB. Естественно, расчеты, аналогичные моделированию ожидаемого отклика на фон и гиперядра для тонкого счетчика, проводились и для различных участков ожидаемого спектра сигналов и различных толщин кварца. Оценки показывают, что толщина кварца 3 мм достаточна для хорошего выделения гиперядер. Как только будет завершено изготовление счетчиков, будут проведены испытания в пучке углерода.

Таким образом, основные технические проблемы исследования безмезонных распадов гиперядер в предложенных экспериментах преодолимы. Но на завершение детекторов высокого разрешения необходимы значительные средства – на приобретение 36 фотоумножителей Хамаматсу и электронику считывания данных. Как уже отмечалось, 8 умножителей для триггера и 9 фотоумножителей Хамаматсу уже приобретены.

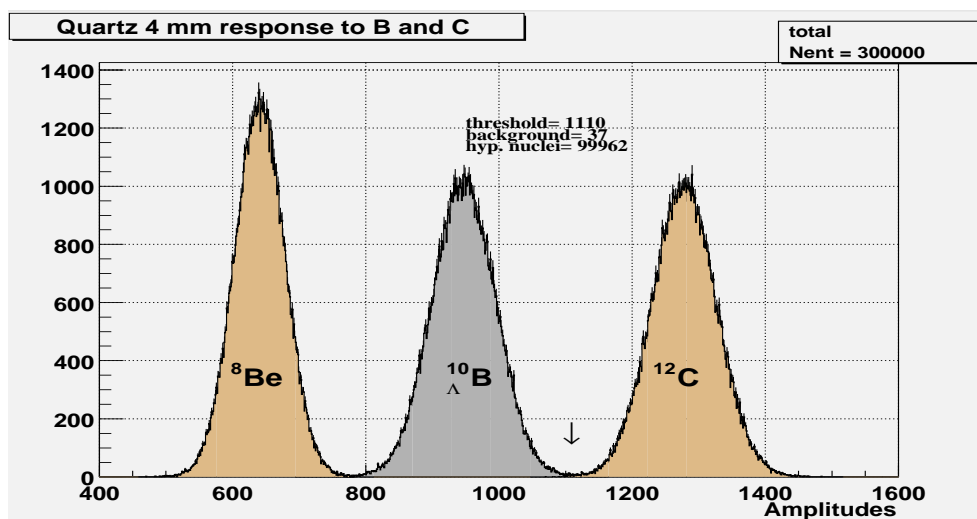


Рис. 13: Ожидаемое разрешение счетчика с радиатором толщиной 4 мм при прохождении углерода, гиперядра бора и фрагмента углерода бериллия.

Спектрометр, состоящий из пропорциональных камер (в дальнейшем будут добавлены и минидрейфовые камеры) и магнита М в нашем эксперименте будет использован для двух целей – определения точки распада гиперядра и измерения импульсов продуктов распада (см. рис. 1). Процедура измерения магнитного поля и результаты описаны в [45]. Поскольку минидрейфовые камеры будут установлены внутри магнита, поле измерено до стоек магнита, а в направлении размещения пропорциональных камер – до точки в 2,41 м от центра магнита, где поле уменьшается до 28,2 Гс. Точность измерения поля и составленной трехмерной карты поля лучше чем 0,1%. Во время эксперимента поле контролируется датчиком Холла.

Как уже отмечалось во введении, условия эксперимента по возможности выбирались такими, чтобы поправки на изменение эффективности регистрации, рассеяния и т.д. были минимальными. Это удалось соблюсти для всех предложенных экспериментов.

Планируя эксперименты по исследованию кулоновской диссоциации слабосвязанных гиперядер следует учесть, что время жизни гиперядра получается как дополнительный результат эксперимента, на что не требуется дополнительного набора статистики.

4 Сравнение с другими экспериментами (установками)

Очевидно, что основное отличие от других экспериментов и установок в том, что в предложенном нами эксперименте гиперядра имеют энергию близкую к энергии пучка Нуклотрона и распадаются не в мишени, а в десятках сантиметрах за мишенью. Поэтому в основном задачи, решаемые в нашей постановке, являются дополняющим исследованием, которые проводятся в других центрах. Угол вылета гиперядер составляет всего несколько миллирадианов, поэтому родившиеся гиперядра летят в том же направлении, как первичный пучок. Это позволяет:

1. установить в пучке гиперядер поглотители и впервые исследовать взаимодействия гиперядер;

2. хорошо определить точку распада и, следовательно, измерять время жизни с хорошей точностью;
3. быть уверенным, что исследуемый ансамбль не содержит примеси фона и что результат не зависит от систематических ошибок.
4. в ряде экспериментов достаточно регистрировать несколько десятков событий, чтобы быть уверенным в надежной идентификации наблюдаемых гиперядер, что очень важно в поисковом эксперименте, например, в поиске гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$.

Как уже отмечалось, есть такие задачи, которые в нашей постановке не могут быть решены. Например, спектрометрия рождения гиперядер. В то же время выбранные нами задачи либо не доступны другим установкам (определение матричных элементов слабого взаимодействия гиперон-барион), либо затруднены. Измерение энергии связи гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ с большей точностью на других спектрометрах в ближайшее время вряд ли возможно. Поиск гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ на установке ФИНУДА во Фраскати затруднен тем, что там для рождения этого гиперядра используется менее вероятная реакция и что для идентификации ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ нужно получить статистически значимое превышение над равномерной фоновой подложкой. Тем не менее, существенно то, что поиск гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ на установке ФИНУДА продолжается.

Задачи, выбранные для эксперимента в Дармштадте, в принципе могут быть такими же как в Дубне, поскольку выбрана такая же методика эксперимента. Но в Дубне основная цель – исследование легких ядер, в Дармштадте основная первая задача – гиперядра углерода. Но не исключено, что в качестве тестового эксперимента будет выбрано повторение нашего эксперимента измерения времени жизни гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$.

Список литературы

- [1] М.И.Подгорецкий, ЖЭТФ **44** (1963) 695.
- [2] Nield K.J. et al., Phys.Rev. C **13** (1976) 1263.
- [3] T.Saito, IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYPO6), 2006, Mainz, Germany, to be publ. European Physical Journal A, 2007.
- [4] S.A.Avramenko et al., Nucl.Phys. A **585** (1995) 91c.
- [5] Yu.A.Batusov, J.Lukstins, L.Majling and A.N.Parfenov, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, **36** (2005) pp. 169 – 190; EChAYA **36** (2005) pp. 319 – 357
- [6] S.Avramenko et al., XXIII Yamada Conf., Osaka, 1989, WS, Singapore, 1989, 468.
- [7] S.Avramenko et al., Nucl.Phys. A **547** (1992) 95c.
- [8] H.Bandō, T.Motoba, J.Žofka, Int. J. Mod. Phys., A **5**(1990) 4021.
- [9] M.Wakai, H.Bando and M.Sano, Phys.Rev. **C38** (1988) 748.
- [10] S.A.Avramenko et al., JINR Rapid Comm. **5[68]** (1994) 14-20.
- [11] J.Lukstins, Proc. of 7th Conf., Mesons and Light Nuclei '98, Prague-Pruhonic, 1998, WS (1999) 198-202.
- [12] J.Lukstins, Frascati Physics Series; Vol. XVI, PHYSICS AND DETECTORS FOR DAΦNE, Frascati 1999, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, SIS-Ufficio
- [13] L.Majling, Nucl.Phys. A **585** (1995) 211c. Pubblicazioni, Frascati (Roma) Italy, (2000), 719-725.
- [14] J.Lukstins, Nucl. Phys. A **691** (2001)491-496.

- [15] L.Majling et al., Nucl. Phys. A **754** (2005) 184c-188c.
- [16] S.Afanasiev et al., 8th Int. Workshop JINR, Dubna, May 23 - 28, 2005.
Relativistic Nuclear Physics: from hundreds MeV to TeV
JINR E1,2 - 2006 - 30, pp. 50 – 60
- [17] L.Majling et al., Proc. International Conference on Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions, Isle of Kos, Greece, September 12 – 17, 2005.
Eds.: S.Harissopoulos, P.Demetriou, R.Julin
AIP Conference Proceedings, New York, 2006, vol. 831, pp. 493 – 495.
- [18] A.U.Abdurakhimov et al., Nuovo Cim. A **102** (1989) 645.
- [19] R.H.Dalitz, R. Levi Setti, Nuovo Cimento, **30** (1963) 478.
- [20] W. Gajewski, et al. Nucl. Phys. B **2** (1967) 282.
- [21] R.Dalitz, A.Gal, Nucl. Phys. B **1** (1967) 1;
- [22] K.S.Myint, Y.Akaishi, Progr.Theor.Phys.Suppl., **146** (2002) 599.
- [23] S.Shinmura et al., J. Phys. **G28**, L1 (2002).
- [24] S.Balberg and A.Gal, Nucl. Phys. A **625** (1997) 435.
- [25] B.Jonson, Phys. Reports, **389** (2001) 1.
- [26] М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский, ЯФ **62** (1999) 1410-1419.
- [27] L. Majling and Yu. Batusov, Nucl. Phys. A **691** 1-2 (2001) 185-188.
- [28] К.Мiyagawa, W.Glockle, Nucl.Phys. A **585** (1995) 169.
- [29] В.Л.Любошиц, ЯФ, **51** (1990) 1013.
- [30] М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский, ЯФ, 60. (1997) 444,**61** (1998) 2181.
- [31] М.В.Евланов et al., Nuc.Phys. A **632** (1998) 624.
- [32] М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский, Изв. РАН Сер. физ. **62** (1998) 665, **62** (1998) 995, **63** (1999) 212.
- [33] H.Outa et al., Nucl.Phys. A **547** (1992) 109c.
- [34] S.Kameoka et al., Nucl. Phys. A **754** (2005) 173c-177c.
- [35] E.Oset, L.L.Salcedo, Nucl. Phys. A **443** (1985) 704.
- [36] K.Itonaga et al., Z. Phys, A **330** (1988) 209.
- [37] T.Motoba et al., Nucl. Phys. A **489** (1988) 683.
- [38] T.Motoba, Nucl. Phys. A **527** (1991) 485, A **547** (1992) 115.
- [39] J.Nieves, E.Oset, Phys. Rev. C **47** (1993) 1478.
- [40] W.M.Alberico et al., Phys. Rev. C **61** (2000) 044314.
- [41] D.Jido, E.Oset, J.E.Palomar, Nucl. Phys. A **694** (2001) 525-555.
- [42] Г.Бом, У.Креккер, ЭЧАЯ, **36** (1972) 318.
- [43] S.V.Afanasiev et al., IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP06), 2006, Mainz, Germany, to be publ. Euorepean Physical Journal A, 2007.
- [44] А.Н.Алеев и др., ПТЭ **38** 4 (1995) 8.
- [45] С.А.Авраменко и др., Письма в ЭЧАЯ, **3** 6 (2006) 47-57.
- [46] J.J.Szimanski et al., Phys. Rev. C **43** (1991) 849.
- [47] H.Bhang et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4321.

5 Проведение экспериментов и ожидаемые результаты

Важной особенностью спектрометра и организации экспериментов является то обстоятельство, что спектрометр создается двумя группами для двух экспериментов и эксплуатируется двумя группами.

Для всех предложенных экспериментов интенсивность пучка не превышает 10^6 ядер/с. Поэтому весьма высока вероятность совместить предложенные эксперименты с работой других установок. Таким образом, запрашиваемое время работы ускорителя (850 часов на пять лет) – верхний предел возможных затрат. Поскольку при плановых параметрах Нуклотрона сечение рождения гиперядер и эффективность спектрометра максимальны, желательно работать при максимальной энергии и растяжке выводимых пучков ядер. Мы уже отмечали, что на первый этап предлагаются поисковые эксперименты, в которых допустима энергия выводимого пучка лития порядка $2,5 \cdot A$ ГэВ. Опыт показывает, что настройка триггера для каждого эксперимента может занять 12-20 часов, поэтому для эффективной работы в сеансе Нуклотрона необходимо порядка 120 часов. Возможно участие группы из Дармштадта в совместных экспериментах на Нуклотроне. Программа будет обсуждаться 2008-2009 годах.

Институт экспериментальной и прикладной физики (ИЭПФ, Прага) предлагает поставить на спектрометре 8 пиксельных детекторов (20×20 мм²). Эти детекторы могут измерять направление вылета родившихся гиперядер, что упрощает отделение фона от случайных пересечений треков и открывают новые возможности для программы исследований, например, для определения относительной вероятности каналов распада гиперядер водорода. Для работы с детекторами, для участия в экспериментах и обработке данных предлагается участие студентов и аспирантов ИЭПФ. С этой целью мы просим с 2009 года увеличить расходы на международному сотрудничеству.

Ожидаемые результаты исследований.

1. Регистрация 100-250 событий рождения гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$. Впервые будет измерено время жизни ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ (точность 15-20 пс) и получена оценка сечения рождения.
2. Будет проведен поиск гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ (до уровня $0,02\mu\text{б}$). Если гиперядро будет обнаружено, будет измерено время жизни, сечение рождения. При достаточном времени работы ускорителя в 2009 г. будет измерена масса (энергия связи) гиперядра.
3. В 2010 г. будут проведены пробные сеансы для исследования безмезонных распадов и измерения энергии связи ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. По результатам пробных сеансов будет определена программа на 2011 и 2012 годы.

Table of requested JINR expenses for hypernuclear research in period of 2008-2010.

Items	2005		2006		2007		Total(2008-10)	2008	2009	2010
	*)	**)	*)	**)	*)	**)				
Accelerator (hours)	20	(0)	200	(27)	240	50	620	240	180	200
Materials (k\$)	3	4	4	0	3		42	4	35	3
Equipment	8	13	7	1	8		51	3	8	40
Operation expenses	1	0	1	0	1		6	2	2	2
Travelling expenses:	2.5	2.6	4	2	4		22	6	6	10
JINR direct exp.	14.5	4.5	16	2	16		121	15	51	55
Grants	5	0	5	11	12					

*) - request

***) - real

High expenses (35 k\$) in 2008 and 2009 (40\$) are requested to finish high resolution detectors (Hamamatsu Tubes and electronics).