

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*На правах рукописи*

Фомичёв Андрей Сергеевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР С  $Z < 20$   
НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ DRIBs

01.04.01 Приборы и методы экспериментальной физики

*Диссертация на соискание учёной степени*

доктора физико-математических наук

Дубна 2017

## Содержание

Введение.....	2
Цель, задачи, структура и апробация работы.....	7
Глава 1.	
Особенности проведения экспериментов с пучками радиоактивных изотопов.....	16
1.1 Методы получения пучков радиоактивных изотопов.....	16
1.2 Центры исследований с пучками радиоактивных изотопов.....	17
1.3 Основные характеристики комплекса DRIBs.....	18
1.4 Экспериментальные подходы в исследованиях с пучками радиоактивных изотопов.....	21
Глава 2.	
Эксперименты на ускорительном комплексе DRIBs.....	25
2.1 Гелий-6 и Литий-6 в реакциях полного и неполного слияния.....	25
2.2 Бериллий-6 в реакции перезарядки ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$ .....	34
2.3 Поиск ${}^{26}\text{S}$ . Определение $T_{1/2}$ и $Q_{2p}$ для ${}^{26}\text{S}$ .....	47
2.4 Изучение $\beta$ -задержанных распадов ${}^{26}\text{P}$ и ${}^{27}\text{S}$ с использованием ОБПК.....	55
2.5 Поиск $2p$ -распада для ${}^{17}\text{Ne}(3/2^-)$ в реакции ${}^1\text{H}({}^{18}\text{Ne}, d){}^{17}\text{Ne}^*$ .....	63
Глава 3.	
Перспективные проекты исследований на радиоактивных пучках.....	74
3.1 Программа исследований на фрагмент-сепараторах АКУЛИНА и АКУЛИНА-2.....	74
3.2 Совместные исследования в рамках проекта EXPERT.....	81
Приложение 1.	
Современное представление о границах стабильности легких ядер.....	85
Приложение 2.	
Блок-схемы электроники, используемые в экспериментах на комплексе DRIBs, используемые аббревиатуры и сокращения.....	89
Заключение.....	92
Литература.....	96

## Введение

Стремление достичь “края земли”, будь то открытие новых континентов, полет в космос, исследование микромира, обнаружение новых изотопов и так далее, во все времена стимулировало человечество к поиску адекватных способов для достижения поставленной цели. “Край земли” на карте изотопов ядер (Рис.1) определяется границами протонной и нейтронной стабильности, а также предположением об ограничении максимально возможного заряда ядер  $Z < 137$  [1]. На Рис.1 схематично указаны границы на карте ядер, внутри которых могут находиться около 5000 изотопов различных элементов согласно систематикам масс ядер [2,3]. Большинство из них мало изучены или вовсе ещё не наблюдались.



Рис.1. Карта ядер с указанием границ протонной и нейтронной стабильности. Полосами выделены ядра с замкнутыми оболочками по нейтронам или протонам. Цепочки ядер с одинаковыми значениями  $Z$ ,  $N$  и  $A$  являются изотопами, изотонами и изобарами; для  $Z=20$ ,  $N=82$  и  $A=100$  они обозначены горизонтальной, вертикальной и диагональной илиниями, соответственно.

Не всякая комбинации из протонов и нейтронов образует стабильную ядерную систему в силу ряда жестких ограничений. Как правило, эти ограничения определяются при столкновении ядер и сильно зависят от энергии. При энергиях порядка 10 МэВ/нуклон ядра могут образовывать составную систему [4], которая

начинает вращаться при столкновении. Быстро вращающиеся системы могут менять свою форму, сильно деформироваться и претерпевать в конечном итоге деление [5]. При более высоких энергиях система, не успев достигнуть температурного предела, в течение короткого промежутка времени ( $<10^{-22}$  с) разрушается в результате мультифрагментации [6]. В результате столкновения двух тяжелых ядер при еще больших энергиях, масштаба ГэВ/нуклон, создаются условия, когда протоны и нейтроны в ядрах перестают быть индивидуальными и образуется плазма, состоящая из кварков и глюонов [7].

Продвижение к границам ядерной стабильности в направлении изучения нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных ядер было и остаётся основным приоритетом ядерной физики на протяжении последних 50 лет. Исследование свойств этих ядер имеет важное значение для понимания ядерных сил, астрофизических процессов и формирования элементов, включая сверхтяжелые.

Представление о современном состоянии исследований легких экзотических ядер в области  $Z < 20$  дают Рис.2 и Приложение 1. На сегодняшний день лишь для самых легких ядер (из  $\sim 200$ , представленных на Рис.2) достигнуты границы стабильности, а свойства легких ядер вблизи этих границ ( ${}^7\text{H}$ ,  ${}^9,{}^{10}\text{He}$ ,  ${}^{11,13}\text{Li}$ ,  ${}^{16,18}\text{Be}$ ,  ${}^{17,19}\text{B}$  и др.) продолжают интенсивно изучаться в ведущих мировых центрах. Для более тяжелых изотопов с  $Z > 5$  информация о ядерной структуре и каналах распадов этих ядер оказывается весьма скудной и противоречивой, особенно с экспериментальной точки зрения. Вопрос о нахождении границы стабильности тесно связан с вопросом о пределах существования ядерной структуры. Считается, что граница ядерной стабильности определяется теми нуклидами, для которых энергия отделения ядерных фрагментов (одного нуклона, нескольких нуклонов, альфа-частицы, более тяжелого кластера) становится положительной. Согласно последнему изданию карты ядер [8] для границы стабильности используется определение: "Граница задаётся значениями  $Z$  и  $N$ , за пределами которых нуклоны становятся не связанными, и ядро распадается за время  $10^{-22}$  секунды или раньше". Между тем большинство теоретиков используют другое определение: "это ядра, для которых энергия отделения нуклона стремится к нулю" [9]. Для нейтроноизбыточных ядер граница определяется свойствами изотопов, а для нейтронодефицитных ядер – свойствами изотопов. Так, например,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$  оба лежат на границе стабильности, и определение теоретиков [9] однозначно задает эту границу. Подход в определении границ стабильности, исходя из условия пересечения нуля для энергии отделения нейтрона  $S_n$  или протона  $S_p$ , показан на Рис.2 (правая панель).

Когда величина  $S_n$  или  $S_p$  становится отрицательной, система нестабильна и претерпевает распад за счет испускания нейтрона или протона. В этих случаях говорят, что система нейтронно-(протонно-) несвязанная, как например  $^{21}\text{C}$  и  $^{21}\text{Al}$ , соответственно [10]. Однако, данное определение границы не означает, что за её пределами ядра не существуют, и здесь принято говорить о резонансных состояниях. Так, для нейтронодефицитных ядер испускание протона из несвязанного ядра может быть значительно затруднено наличием кулоновского барьера, преодоление которого ведет к увеличению времени жизни. Времена жизни  $p$ -несвязанных ядер (в основном для изотопов с  $Z > 50$ ) могут быть даже больше, чем характерные времена жизни по отношению к  $\beta^+$  распаду. В дополнение к этому, угловой момент ядра также ведет к образованию барьера, который препятствует испусканию нейтронов для  $n$ -несвязанных ядер. Мультинуклонные распады ( $2p$ ,  $4p$ ,  $2n$ ,  $4n$ ) отличает наличие дополнительного барьера.

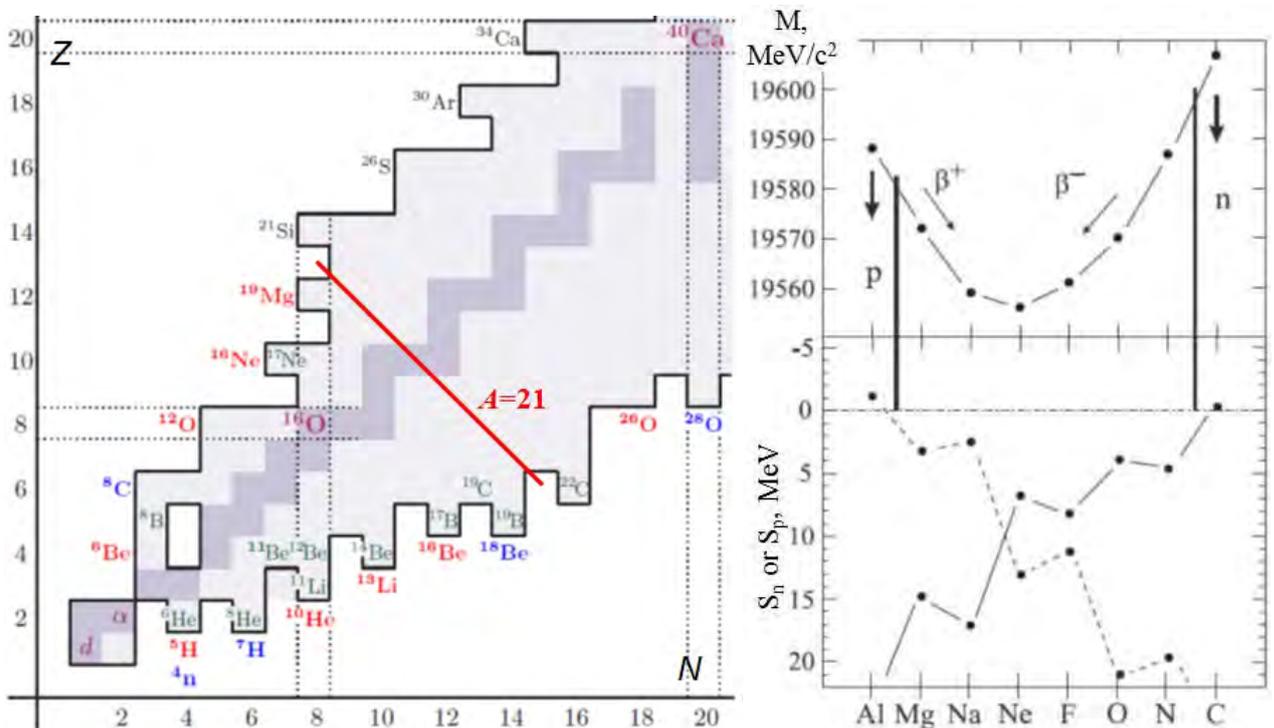


Рис.2. Границы ядерной стабильности для ядер с зарядом менее 20. Бледно зелёным цветом выделены ядра с гало структурой, красным – излучатели двух протонов или нейтронов, синим –  $4n/4p$  излучатели, серым и светло серым цветом выделены долина (стабильные изотопы) и область ядерной стабильности; замкнутые оболочки по нейтронам/протонам выделены пунктиром (левая панель). Массы ядер и энергии отделения нейтрона или протона для изобар с  $A=21$  от  $^{21}\text{Al}$  до  $^{21}\text{C}$  (правая панель).

В глобальном понимании существование ядра может быть установлено в рамках описания радиоактивности. Согласно работы Гольданского [11] время  $\sim 10^{-12}$  секунды соответствует нижнему пределу для процесса, называемого

радиоактивность. В дополнение можно привести определение IUPAC для химического элемента: “Открытием элемента является экспериментальная демонстрация о существовании нуклида с атомным номером  $Z$  с временем жизни как минимум  $10^{-14}$  секунды. Это время выбрано, исходя из оценки времени на формирование внешних электронных оболочек, носителей химических свойств”.

На протяжении многих десятилетий для описания свойств стабильных ядер успешно применяется модель жидкой капли [12]. Важными следствиями модели является формула Бете-Вайцзекера для энергии связи ядра, а также связь радиуса ядра с массовым числом. Однако, при приближении к границам ядерной стабильности эта модель дает заметный сбой (т.е. некорректно работает), поскольку для приграничных ядер важную роль начинает играть кластеризация. Кластеризация (спаривание нуклонов) наиболее выражена для нейтронно-избыточных ядер, чем для нейтронно-дефицитных (из-за кулоновского отталкивания). Этот эффект наглядно отображен характерными выступами на левой панели Рис.2. Для ядерных систем вблизи границ стабильности различают ядра с гало структурой (компактный кор и валентные нуклоны, находящиеся значительную часть времени в классически запрещенной зоне вдали от кора) и так называемые ядра с нейтронной кожей (характерно для ядер с большим избытком нейтронов, для которых есть кор, на поверхности которого находится «слой» нейтронов, как правило компактный). В таких системах возможна локализация степеней свободы, вследствие чего проявляются особые механизмы возбуждения ядер, не типичные для стабильных систем. Речь идет о мягких модах возбуждения, например, чаще всего говорят о мягкой дипольной моде (МДМ). Механизм возбуждения МДМ отличается от стандартных резонансных механизмов (подробнее в разделе 2.2).

Важно отметить, что явление спаривания нуклонов проявляется как на протонной, так и на нейтронной границах, о чем свидетельствуют характерные выступы на Рис.2. Качественно это означает, что два нейтрона или два протона находятся в коррелированном состоянии с суммарным спином равным нулю, образуя бозонную квазичастицу [13a]. Для таких ядер характерны особые формы ядерной динамики, которая получила свое название как динамика нескольких тел и имеет достаточно развитое теоретическое описание [14]. Здесь устоявшимися понятиями являются так называемые боромиевские ядра с двухнуклонным гало, *двухпротонная* радиоактивность<sup>1</sup> [13b] и демократические распады (истинно

---

<sup>1</sup> В работе [13b] название у радиоактивности было *двухпротонная*, в современном языке общепринятым выражением считается *двухпротонная* радиоактивность [16].

трехчастичные распады). Теорией предсказаны также такие явления как  $2n$ ,  $4n$ ,  $4p$  радиоактивные распады, требующие экспериментальной проверки [15].

Как уже говорилось, для ядер за границами стабильности типичное ядерное время жизни составляет  $\sim 10^{-21}$  с, что в терминах ширин состояний соответствует величине  $\sim 1$  МэВ (полное энергосвечение сильно зависит от типа распада, но в большинстве случаев в пересчете на один нуклон — это действительно  $\sim 1$  МэВ). Исследование таких короткоживущих систем возможно лишь в ядерных реакциях с пучками радиоактивных изотопов и предполагает использование самых современных экспериментальных методик. Детали этого можно найти в обзоре [16] и Приложениях 1, 2. Данная работа посвящена изучению экзотических систем, принадлежащих области изотопов с зарядом  $Z < 20$ . Это нейтроноизбыточное ядро с гало структурой  ${}^6\text{He}$ , нейтронодефицитные ядра  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{Ne}$ ,  ${}^{26}\text{P}$  и изотопы  ${}^{26,27}\text{S}$ . Для этих ядер была получена новая информация о свойствах, позволяющая внести коррекции в имеющиеся литературные общепризнанные данные. Определяющим фактором в этих исследованиях явилось применение *новых подходов и методик, специально разработанных и апробированных при проведении экспериментов на комплексе DRIBs*.

Следует подчеркнуть, что актуальность проводимых исследований и конкурентоспособность получаемых результатов обеспечены целым рядом обстоятельств:

- очевидно, что для легких систем ( $Z < 20$ ) границы ядерной стабильности более доступны для их экспериментального достижения на комплексе DRIBs, но несмотря на это обстоятельство, свойства этих систем остаются малоизученными и представляют интерес для широкого круга экспериментаторов и теоретиков;
- как показали недавние опыты, даже наиболее короткоживущие экзотические ядерные системы (например, такие как  ${}^{15}\text{F}$ ,  ${}^{16}\text{Ne}$  [88] и  ${}^{29}\text{Cl}$ ,  ${}^{30}\text{Ar}$  [89]), нестабильные относительно испускания нескольких нуклонов, всё ещё обладают структурой с индивидуальными квантовыми состояниями; свойства таких ядерных систем во многих случаях существенно отличаются от свойств известных стабильных ядер, и они изучены крайне недостаточно;
- плодотворное сотрудничество экспериментаторов с теоретиками (М.В. Жуков, Л.В. Григоренко, С.Н. Ершов и их ученики) позволило эффективно планировать и моделировать постановку опытов, а также анализировать и интерпретировать получаемые результаты;
- разработанные методики и проводимые исследования представляют повышенный

интерес не только для фундаментальной ядерной физики, но и для ядерных приложений астрофизики, материаловедения и др.;

- ускорительный комплекс DRIBs в ЛЯР ОИЯИ является единственной функционирующей экспериментальной площадкой в России (а также на территории СНГ и Восточной Европы), предоставляющей условия для исследований с радиоактивными пучками на мировом уровне;

- план долгосрочного сотрудничества с коллаборацией Super-FRS @ FAIR (в рамках проекта EXPERT), который открывает широкие перспективы для исследований изотопов вблизи и за границами ядерной стабильности (с  $Z > 20$  включительно), закрепляет приоритет Российских институтов в этой области знания, позволяет обмениваться современным оборудованием и электроникой, готовить профессиональные кадры.

### **Цели и задачи работы.**

Поставленные цели и реализованные для их достижения задачи тесно связаны между собой, они заключаются в следующем:

1. Создание экспериментальных условий, необходимых для проведения экспериментов с пучками радиоактивных изотопов на ускорительном комплексе DRIBs, ЛЯР ОИЯИ.

2. Развитие новых экспериментальных методик для регистрации продуктов ядерного взаимодействия при столкновении радиоактивных и стабильных ядер с мишенью.

3. Развитие алгоритмов анализа сложных корреляционных спектров и их использование для получения новой информации о структуре и свойствах экзотических ядер.

5. Исследование реакций с участием ядра  ${}^6\text{He}$ , имеющего гало структуру; изучение спектра возбуждений  ${}^6\text{Be}$ ; получение новых данных о слабых ветках распада возбужденных состояний ядер  ${}^{17}\text{Ne}$ ,  ${}^{26}\text{P}$ ,  ${}^{27}\text{S}$ , участвующих в астрофизическом *rp*-процессе нуклеосинтеза; поиск неизвестного изотопа  ${}^{26}\text{S}$  и исследование его основных свойств  $T_{1/2}$ ,  $Q_p$ ,  $Q_{2p}$ .

5. Разработка и реализация долгосрочной программы исследований с использованием пучков радиоактивных изотопов на новом фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2.

6. Разработка и тестирование детекторных систем, создаваемых для совместного использования в рамках проекта EXPERT коллаборации Super-FRS (NuSTAR, FAIR).

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из Введения, 3-х глав, Заключение, двух Приложений и списка цитируемой литературы. В конце каждой

главы сформулированы отдельные выводы. Полный объем работы составляет 111 страниц и включает в себя 52 рисунка, 8 таблиц и список из 133 библиографических источников.

**Введение** даёт представление о предмете исследований вблизи и за границами ядерной стабильности, а также об особенностях ядерной структуры экзотических систем и некоторых типах радиоактивности. Подчеркнута актуальность проводимых исследований и развиваемых методик.

**Первая глава** посвящена анализу особенностей проведения экспериментов с пучками радиоактивных изотопов. В ней кратко описаны методы получения изотопов, перечислены основные центры, где ведутся эксперименты с радиоактивными пучками, включая комплекс DRIBs в ЛЯР ОИЯИ, а также описаны наиболее распространённые подходы в экспериментальных исследованиях с радиоактивными пучками.

**Вторая глава** состоит из 5 разделов, в каждом из которых описаны детали экспериментов с радиоактивными и стабильными пучками на комплексе DRIBs, представлены новые результаты по структуре изотопов  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{Ne}$ ,  ${}^{26}\text{P}$ ,  ${}^{26,27}\text{S}$ .

В частности, были проведены исследования реакций полного и неполного слияния для систем  ${}^6\text{He}(64 \text{ МэВ}) + {}^{166}\text{Er}$  и  ${}^6\text{Li}(58 \text{ МэВ}) + {}^{165}\text{Ho}$  с идентификацией образовавшегося составного ядра по дискретным гамма переходам и выделением выходного канала реакций по совпадениям с заряженными частицами и нейтронами. Экспериментальные данные анализировались с использованием кода EMPIRE, в результате чего была получена информация о параметрах  $I_{\text{crit}}$ ,  $D_I$  и сечениях  $\sigma_{\text{xn}}$ ,  $\sigma_{\text{fus}}$  для двух реакций.

В реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$  при энергии пучка  $E({}^6\text{Li}) = 32.5 \text{ МэВ/нуклон}$  исследовался спектр возбужденных состояний  ${}^6\text{Be}$ . Были получены уникальные экспериментальные данные (кинематически полные во всем диапазоне углов  $\theta_{\text{цм}}=0-180^\circ$ , с большой статистикой, с высоким энергетическим разрешением и в широком энергетическом диапазоне  $E_T < 16 \text{ МэВ}$ ), позволившие утверждать о наблюдении изовекторной мягкой дипольной моды. Это нерезонансные переходы с отрицательной четностью  $J^\pi = \{0^-, 1^-, 2^-\}$ , заселяющиеся в диапазоне энергий  $E_T > 4 \text{ МэВ}$  с высоким сечением (около 60% всех событий спектре  $E_T$ ).

Проведен поисковый эксперимент по изучению  $T_{1/2}$ ,  $Q_p$  и  $Q_{2p}$  изотопа  ${}^{26}\text{S}$  методом имплантации продуктов реакции фрагментации  ${}^{32}\text{S}$  ( $50.3 \text{ МэВ/нуклон}$ ) +  $\text{Be}$  ( $92.4 \text{ мг/см}^2$ ) в телескоп из кремниевых детекторов. Экспериментально установлен

новый предел на время жизни  $^{26}\text{S}$ :  $T_{1/2} < 79$  нс, отличающийся от известных литературных данных более чем на 5 порядков ( $\approx 10$  мс). На основании данных эксперимента и теоретических расчетов в приближении релятивистского среднего поля, связывающих ширину и время жизни с энергией  $2p$  распада, была сделана оценка для величины  $Q_{2p}(^{26}\text{S})$ :  $Q_{2p} > 640$  кэВ.

С использованием метода имплантации продуктов реакции фрагментации  $^{32}\text{S}$  (50.3 МэВ/нуклон) + Ве в оптическую время-проекционную камеру были исследованы редкие ветки бета-задержанной эмиссии одного и двух протонов для нейтронно-дефицитных изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ . Экспериментально были установлены новые более точные значения для вероятностей ветвления по каналам  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $\beta_{tot}$  при распаде изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ , которые заметно (в 3 и более раз) отличаются от литературных данных, полученных другим методом (более чувствительным к фоновым условиям).

Был разработан и реализован новый эффективный метод исследования редких процессов при образовании экзотических систем в реакциях с радиоактивными изотопами и последующем распаде. Метод, получивший название «измерение комбинированной массы» или, более кратко, метод комбинированной массы, обеспечивал достаточно высокое энергетическое разрешение при высокой светимости. Так, для ветки  $2p$ -распада первого возбужденного состояния ( $J^\pi = 3/2^-$ ) изотопа  $^{17}\text{Ne}$ , образовавшегося в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}^*$ , был получен новый предел соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1.6(3) \times 10^{-4}$ , который оказался в  $\sim 50$  раз ниже, чем литературные данные, но ещё далёк до предсказанного теоретиками значения. Метод имеет перспективы для дальнейшего развития.

**Третья глава** посвящена реализуемым и планируемым проектам. В ней кратко изложена перспективная программа исследований на сепараторах АКУЛИНА, АКУЛИНА-2 и Super-FRS (в рамках проекта EXPERT), показаны перспективы исследований на радиоактивных пучках в ЛЯР ОИЯИ и ГСИ (Дармштадт, Германия).

**Приложение 1** даёт представление о современном статусе исследований радиоактивных изотопов с  $Z < 20$ , находящихся вблизи и за границами нуклонной стабильности.

**Приложение 2** содержит информацию о блок-схемах электроники и принципах работы детектирующей аппаратуры. В конце приложения есть список используемых в работе сокращений и аббревиатур.

**Научная новизна и практическая ценность работы.**

1. Созданы базовые условия для проведения экспериментов с радиоактивными пучками на комплексе DRIBs в ЛЯР ОИЯИ. Это: системы получения, очистки и мониторинга пучка радиоактивных ядер, детектирующие системы, системы сбора и визуализации данных.
2. Разработаны и реализованы новые методики экспериментов с радиоактивными и стабильными пучками в диапазоне энергий  $E \sim 10\div 35$  МэВ/нуклон. Среди них: а) реализованная на пучке ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  методика получения эксклюзивных данных о тяжелых продуктах ядерных реакций; б) методика исследования континуума высокой энергии в спектре возбуждения ядра  ${}^6\text{Be}$ ; в) метод определения выходов редких каналов протонного распада возбужденных состояний ядер, находящихся на пути астрофизического  $rp$ -процесса нуклеосинтеза, предложенный и реализованный для поиска ветви  $2p$ -распада первого возбужденного состояния  ${}^{17}\text{Ne}$ ; г) применение оптической время-проекционной камеры для изучения процессов эмиссии запаздывающих протонов ядрами  ${}^{26}\text{P}$ ,  ${}^{27}\text{S}$ ; д) методика поиска ранее неизвестных ядер на границе протонной стабильности, примененная для получения данных о радиоактивном распаде изотопа  ${}^{26}\text{S}$ . На основании полученных результатов были сделаны существенные коррективы имеющимся литературным данным.
3. Создана и продолжает развиваться методическая база для проведения экспериментов по изучению экзотических ядер на ускорительных комплексах У-400М/АКУЛИНА-2 и SIS-100/Super-FRS.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработка и применение новых методов при проведении экспериментов с радиоактивными и стабильными пучками с целью получения новой информации об экзотических ядрах, а именно:
  - а) изучение реакций полного и неполного слияния для систем  ${}^6\text{He}(64 \text{ МэВ}) + {}^{166}\text{Er}$  и  ${}^6\text{Li}(58 \text{ МэВ}) + {}^{165}\text{Ho}$  с идентификацией образовавшегося составного ядра в выходном канале реакции посредством регистрации двойных и тройных совпадений  $\gamma\text{-}\gamma$ ,  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}n$ ,  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\alpha$ ,  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}d$ ,  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$ ;
  - б) корреляционный анализ экспериментальных данных для продуктов распада ядерной системы  ${}^6\text{Be}$ , полученной в реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$ ;
  - в) прямая проверка теоретических предсказаний о времени жизни  ${}^{26}\text{S}$  путем имплантации фрагментов в кремниевый телескоп;
  - г) безфоновое изучение каналов  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $\beta_{tot}$  при распаде изотопов  ${}^{26}\text{P}$  и  ${}^{27}\text{S}$  в рабочем объеме оптической время-проекционной камеры;

д) метод комбинированной массы, примененный для регистрации продуктов реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$ , который позволил получить новый предел соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} < 1.6(3)\times 10^{-4}$  для уровня  $(3/2^-)$  ядра  $^{17}\text{Ne}$ .

2. Физические результаты о структуре ядер с  $Z < 20$  ( $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{Be}$ ,  $^{17}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{P}$ ,  $^{26}\text{S}$ ,  $^{27}\text{S}$ ), полученные с использованием развитых методик и оригинальных подходов.

3. Разработка и реализация долгосрочной программы исследований на комплексе У-400М/АКУЛИНА-2. Программа включает в себя поиск и изучение новых видов распада – это одновременная эмиссия 4-х нейтронов ( $4n$ ), двух протонов ( $2p$ ) и двух нейтронов ( $2n$ ) для ядерных систем, находящихся за границей стабильности ( $^7\text{H}$ ,  $^{13}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{O}$ ,  $^{17}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{S}$ ).

4. Формирование перспективной научной программы и изготовление новых инновационных детекторных систем (микростриповые кремниевые телескопы, радиационно-стойкие быстродействующие кремниевые детекторы, гамма-детекторы, нейтронный детектор высокого углового разрешения) для проведения первых совместных экспериментов на фрагмент-сепараторе Super-FRS в рамках проекта EXPERT.

#### **Личный вклад автора.**

Личное участие автора в работах, составляющих основу диссертации, является определяющим. Автор принимал непосредственное участие в разработке и реализации новых методов, используемых при проведении экспериментов с радиоактивными и стабильными пучками на комплексе DRIBs. Автор участвовал в планировании, организации и проведении экспериментов, обработке и интерпретации экспериментальных данных. Большой вклад был сделан в развитие различных детекторных систем и электроники, а также в систему сбора данных в стандарте VME. Под непосредственным руководством автора была построена новая установка фрагмент-сепаратор АКУЛИНА-2, на которой в 2017 году был проведен первый эксперимент с пучком  $^6\text{He}$ ; разработана программа исследований с радиоактивными пучками на этой установке. Автор принимал активное участие в развитии международного сотрудничества, в частности в рамках коллаборации Super-FRS была подготовлена техническая документация (TDR) для проекта EXPERT (этот документ был утвержден экспертным советом FAIR в июле 2017).

#### **Апробация диссертационной работы.**

Результаты диссертации были представлены автором более чем на 20 международных и национальных конференциях, сессиях ПКК ОИЯИ, совещаниях и семинарах, в том числе:

- R3B/EXL Calorimeter Working Group meeting, February 2-3, 2006, Orsay, France
- Международная конференция «ЯДРО-2006», 4-8 сент. 2006, Саров, Россия
- Int. Conference EURORIB'08, June 9-13, 2008, Giens, France
- The Fifth Int. Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM), September 7-13, 2008, Ryn, Poland
- Int. Conference "New Opportunities in the Physics Landscape at CERN", May 10-14, 2009, Geneva, Switzerland
- Dubna NuSTAR meeting, October 5-10, 2009, Dubna
- Int. Seminar at iThemba Labs, 22 октября 2009, ЮАР
- Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy", June 7 - 12, 2010, Kyiv, Ukraine
- Int. Conference on Advances in Radioactive Isotope Science (ARIS – 2011) May 29 – June 3, 2011, Leuven, Belgium
- KLFTP-BLTP Joint Workshop on Nuclear Physics, 6-8 сент. 2011, Пекин, Китай
- Int. Conf. EURORIB'2012, 20-26 мая 2012, Абано Терме, Италия
- Int. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics, July 2-7, 2012, Dubna
- VIII TOURS Symposium on Nuclear Physics and Astrophysics, September 1-8, 2012, Black Forest, Germany
- 6-th APCTP-BLTP JINR Joint workshop, October 8-10, 2012, Pohang, Korea
- R3B Collaboration meeting, December 10-15, 2012, CSIC, Madrid, Spain
- 7-th APCTP-BLTP JINR Joint workshop, 14-19 июля 2013, Большие Коты, Россия
- NuSTAR week 2013, October 6-10, 2013, Helsinki, Finland
- 5-th Int. Expert Meeting of Fragment Separators, Dec. 10-12, 2013, RIKEN, Japan
- Super-FRS Collaboration Meeting, October 23-25, 2013, Walldorf, Germany
- Super-FRS Collaboration Meeting, Feb. 27-28, 2014, Walldorf, Germany
- Int. Symp. on Exotic Nuclei (EXON-2014), 8-13 сент. 2014, Калининград, Россия
- Int. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics, July 14-18, 2015, Dubna
- JINR PACs for Nuclear Physics, January 21, 2016 and June 14, 2017. Dubna

Всего автором по теме диссертации опубликованы более 30 работ в изданиях, рекомендованных ВАК, из которых 17 работ вынесены на защиту.

1. V. Avdeichikov, A.S. Fomichev, B. Jakobsson, A.M. Rodin, G.M. Ter-Akopian, *Reaction losses of light charged particles in CsI, BGO and GSO scintillators*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **437** (1999) 424-431.
2. V. Avdeichikov, A.S. Fomichev, B. Jakobsson, A.M. Rodin, G.M. Ter-Akopian, *Range-energy relation, range straggling and response function of CsI(Tl), BGO and GSO(Ce) scintillators for light ions*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **439** (2000) 158-166.
3. W. Mittig, C.E. Demonchy, H. Wang, P. Roussel-Chomaz, B. Jorado, M. Gelin, H. Savajols, A. Fomichev, A. Rodin, A. Gillibert, A. Obertelli, D. Cortina-Gil, M. Gaamano, M. Chartier, and R. Wolski, *Reactions induced beyond the dripline at low energy by secondary beams*, Eur. Phys. J. A **25** (2005) 263-266.
4. C.E. Demonchy, M. Caamano, H. Wang, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, M. Chartier, D. Cortina-Gil, A. Fomichev, G. Fremont, P. Gangnant, A. Gillibert, L. Giot, M.S. Golovkov, B. Jurado, J.F. Libin, A. Obertelli, E. Pollaco, A. Rodin, Ch. Spitaels, S. Stepantsov, G. Ter-Akopian, R. Wolski, *MAYA: An active-target detector for binary reactions with exotic beams*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **583** (2007) 341-349.
5. K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, A. Fomichev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kus'mierz, M. Pfyzner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, *Optical Time Projection Chamber for imaging nuclear decay*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **581** (2007) 194-197.
6. L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, D.Y. Pang, V.Chudoba, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Soft dipole mode in  $^8\text{He}$* , Physics of Particles and Nuclei Lett., Vol. **6** (2009) 118-125.
7. A.S. Fomichev, I.G. Mukha, S.V. Stepantsov, L.V. Grigorenko, E.V. Litvinova, V. Chudoba, I.A. Egorova, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, G. Kaminski, S.A. Krupko, Yu.L. Parfenova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Lifetime of  $^{26}\text{S}$  and a limit for its  $2p$  decay energy*, Int. Journal of Modern Phys. E **20** (2011) 1-18.
8. Г.М. Тер-Акопьян, А.А. Безбах, Р. Вольски, М.С. Головков, А.В. Горшков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, И.А. Егорова, Г. Каминьски, С.А. Крупко, Ю.Ц.

- Оганесян, Ю.Л. Парфенова, С.И. Сидорчук, Р.С. Слепнев, Л. Стандыло, С.В. Степанцов, А.С. Фомичев, В. Худоба, *Программа исследований на радиоактивных пучках сепаратора АКУЛИНА-2*, Известия РАН Серия Физическая, том **76** (2012) с.1311-1315.
9. R.S. Slepnev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, A.V. Daniel, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, G. Kaminski, M. Mentel, P. Pluciński, S.I. Sidorchuk, *VME based DAQ in the experiments at ACCULINNA*, Instruments and Experimental Techniques, Vol. **55**, No. 6, (2012) pp. 645–650; *Система сбора данных в стандарте VME для многопараметровых измерений*, Приборы и Техника Эксперимента, № **5** (2012) с.1-6.
  10. A.S. Fomichev, V. Chudoba, A.V. Daniel, M.S. Golovkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, G.S. Popeko, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.I. Chepigin, D.E. Katrasev, O.N. Malyshev, A.I. Svirikhin, A.V. Yeremin, Ch. Briançon, K. Hauschild, A. Korichi, M.-H. Ha, F. Hanappe, O. Dorvaux, and L. Stuttge, *Study of complete and incomplete fusion for loosely bound projectiles  $^6\text{Li}$  on  $^{165}\text{Ho}$  and  $^{166}\text{Er}$  targets*, Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 9, No. 6–7, (2012) 496-501.
  11. A.S. Fomichev, V. Chudoba, I.A. Egorova, S.N. Ershov, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, S.A. Krupko, I.G. Mukha, Yu.L. Parfenova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, L. Standyło, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Isovector soft dipole mode in  $^6\text{Be}$* , Phys. Lett. B **708** (2012) 6-13.
  12. A.S. Fomichev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, S.N. Ershov, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S.A. Krupko, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, I.G. Mukha, Yu.L. Parfenova, P.G. Sharov, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, A.A. Yukhimchuk, S.V. Filchagin, A.A. Kirdyashkin, I.P. Maksimkin, O.P. Vikhlyantsev, *Recent results to excited states of  $^6\text{Be}$  and  $^{10}\text{He}$* , EPJ Web of Conference **38** (2012) 15002, pp.1-6.
  13. I. Mukha, L. Grigorenko, X. Xu, L. Acosta, E. Casarejos, A.A. Ciemny, W. Dominik, J. Duenas-Diaz, V. Dunin, J.M. Espino, A. Estrade, F. Farinon, A. Fomichev, H. Geissel, T.A. Golubkova, A. Gorshkov, Z. Janas, G. Kaminski, O. Kiselev, R. Knobel, S. Krupko, M. Kuich, Yu.A. Litvinov, G. Marquinez-Duran, I. Martel, C. Mazzocchi, C. Nociforo, A.K. Orduz, M. Pfitzner, S. Pietri, M. Pomorski, A. Prochazka, S. Rymzhanova, A.M. Sanchez-Benitez, C. Scheidenberger, P. Sharov, H. Simon,

- B.Sitar, R.Slepnev, M.Stanoi, P.Strmen, I.Szarka, M.Takechi, Y.K.Tanaka, H.Weick, M.Winkler, J.S.Winfield, M.V.Zhukov, *Observation and spectroscopy of new proton-unbound isotopes  $^{30}\text{Ar}$  and  $^{29}\text{Cl}$ : an interplay of prompt two-proton and sequential decay*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 202501, pp.1-7.
14. J. Äystö, K-H. Behr, J. Benlliure, A. Bracco, P. Egelhof, A. Fomichev, S. Galès, H. Geissel, T. Grahn, L.V. Grigorenko, M.N. Harakeh, R. Hayano, S. Heinz, K. Itahashi, A. Jokinen, N. Kalantar-Nayestanaki, R. Kanungo, H. Lenske, I. Mukha, G. Münzenberg, C. Nociforo, H.J. Ong, S. Pietri, M. Pfützner, W. Plaß, A. Prochazka, S. Purushothaman, T. Saito, C. Scheidenberger, H. Simon, I. Tanihata, S. Terashima, H. Toki, L. Trache, H. Weick, J.S. Winfield, M. Winkler, V. Zamfir, *Experimental program of the Super-FRS Collaboration at FAIR and developments of related instrumentation*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **376** (2016) 111-115.
15. Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А., Сидорчук С.И., Тер-Акопьян Г.М., Фомичев А.С., Худоба В., *Исследования легких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, Успехи физических наук Том 186 №4 (2016) 337-386; Studies of light exotic nuclei in the vicinity of neutron and proton drip lines at FLNR JINR, Physics – Uspekhi 59 (4) (2016) pp.321-366.*
16. Ł. Janiak, N. Sokołowska, A.A. Bezbakh, A.A. Ciemny, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, W. Dominik, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, Z. Janas, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Kuich, C. Mazzocchi, M. Mentel, M. Pfützner, P. Plucinski, M. Pomorski, R.S. Slepnev, and B. Zalewski, *Beta-delayed proton emission from  $^{26}\text{P}$  and  $^{27}\text{S}$* , Phys. Rev. C **95** (2017) 034315, pp.1-8.
17. P.G. Sharov, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, T.A. Golubkova, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Mentel, E.Yu. Nikolskii, Yu.L. Parfenova, P. Pluchinski, S.A. Rymzhanova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Search for 2p decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$* , Phys. Rev C **96** (2017) 025807, pp.1-8.

## Глава 1. Особенности проведения экспериментов с пучками радиоактивных изотопов

### 1.1 Методы получения пучков радиоактивных изотопов.

Изучение свойств ядер вблизи границ ядерной стабильности сопряжено с решением целого ряда экспериментальных задач. Прежде всего требуется получение пучков радиоактивных изотопов (РИ) высокого качества (интенсивность, очистка, энергетический разброс, поперечное сечение на мишени) для обеспечения приемлемой светимости эксперимента. В последние годы стало возможным существенное улучшение качества пучков РИ благодаря прогрессу в ускорительной технике и методах разделения изотопов, что дает возможность изучать самые экзотические ядра вблизи границ стабильности.

Для долгоживущих изотопов ( $T_{1/2} \geq 50$  мс) весьма эффективным методом производства и очистки пучков РИ является ISOL (Isotope Separation On-Line), впервые реализованный в CERN (Женева, Швейцария) и затем в исследовательских центрах TRIUMF (Ванкувер, Канада), GANIL (Кан, Франция) и ФЛЯР ОИЯИ. Характеристики пучков, получаемых методом ISOL, и соответствующие программы исследований с их использованием изложены в работах [17-22]. Принцип метода заключается в диффузии образовавшихся в результате ядерной реакции продуктов из вещества мишени или сборника, их дальнейшей сепарации (например, с помощью радиохимии, лазерной ионизации) и последующего ускорения. Высокое качество пучка (интенсивность и чистота 100%) достигается при использовании толстой мишени (как правило уран или графит), рассчитанной на полную остановку налетающих частиц ( $p, d, n, {}^6,7\text{Li}$ ) с достаточно высокой энергией.

Для проведения исследований с короткоживущими изотопами ( $T_{1/2} \geq 50$  нс) самым распространенным методом является in-flight separation (разделение на лету) [23]. Здесь ассортимент по  $Z$  и  $A$  получаемых изотопов гораздо шире, поскольку для их производства в зависимости от задачи могут использоваться всевозможные ядерные реакции – фрагментации, передачи, перезарядки, деления. Очистка нужного изотопа от примесей осуществляется при помощи ионной оптики фрагмент-сепараторов и дополнительных устройств (фильтр Вина, ВЧ-фильтр, магнитный спектрометр). Толщина мишени обычно выбирается, исходя из углового акцептанса сепаратора и потерь энергии в веществе (обычно выбирают толщину производящей мишени, в которой теряется 20-30 % от энергии первичного пучка).

## 1.2 Центры исследований с пучками радиоактивных изотопов.

На Рис.3 цветами выделены области в пространстве  $E$ - $Z$ , типичные для современных научных центров при получении пучков РИ. Видно, что в большинстве мест могут производиться изотопы вплоть до урана в очень широком диапазоне энергий ( $E_{\max} < 1500$  ГэВ/нуклон, проект FAIR). Лидерство пока принадлежит трем центрам GSI-FAIR (Дармштадт, Германия), RIKEN Beam Factory (Саитама, Япония) и NSCL-FRIB (Мичиган, США) [24-26]. Не исключена возможность, что к ним в ближайшие 10-20 лет вплотную приблизятся два амбициозных азиатских проекта – RISP (Тэджон, Ю.Корея) [27] и HIAF (Ланьчжоу, Китай) [28]. Стремление к повышению энергии первичного пучка продиктовано желанием иметь более высокую интенсивность пучков РИ, которая прямо пропорциональна толщине производящей мишени. Однако, извлекать прецизионную спектрометрическую информацию, необходимую для исследования структуры экзотической ядер, удается как правило при низких и промежуточных энергиях ( $E < 100$  МэВ/нуклон). Поэтому во многих центрах, включая ФЛЯР ОИЯИ, GANIL, CERN, TRIUMF, LNS-INFN (Леньяро, Италия) и у перечисленных лидеров, именно этому диапазону энергий уделяется особое внимание при проведении экспериментов с РИ. На Рис.3 не показаны менее известные мировые центры, работающие только в промежуточном диапазоне энергий – iTEMBL Lab (ЮАР), Ун-т Ювяскуля (Финландия), Ок-Ридже (США), Ун-т Сан Пауло (Бразилия) и др.

Кроме бóльшей интенсивности, достигаемой за счет высокой энергии первичного пучка (~1000 МэВ/нуклон), существует еще несколько преимуществ при проведении экспериментов с высокоэнергичными пучками РИ при их сепарации на лету: а) продукты реакции фрагментации вылетают в более узком конусе, иначе говоря образуется кинематическая фокусировка; б) в ряде случаев без потери качества данных можно воспользоваться очень толстой физической мишенью 4-5 г/см<sup>2</sup> [29]; в) при высоких энергиях для описания механизмов ядерных реакций приемлемы упрощенные теоретические подходы. Однако, кроме указанных преимуществ постановки экспериментов при высоких энергиях следует упомянуть ряд недостатков: а) сечения большинства прямых реакций при  $E > 100$  МэВ/нуклон стремительно уменьшаются; б) эффективность метода инвариантной массы заметно ослабевает при регистрации в совпадении трёх и более продуктов распада; в) как правило в образовавшихся при взаимодействии системах отсутствует выстроенность по угловому моменту, что препятствует реализации корреляционных методов, эффективно работающих при низких и промежуточных энергиях [16].

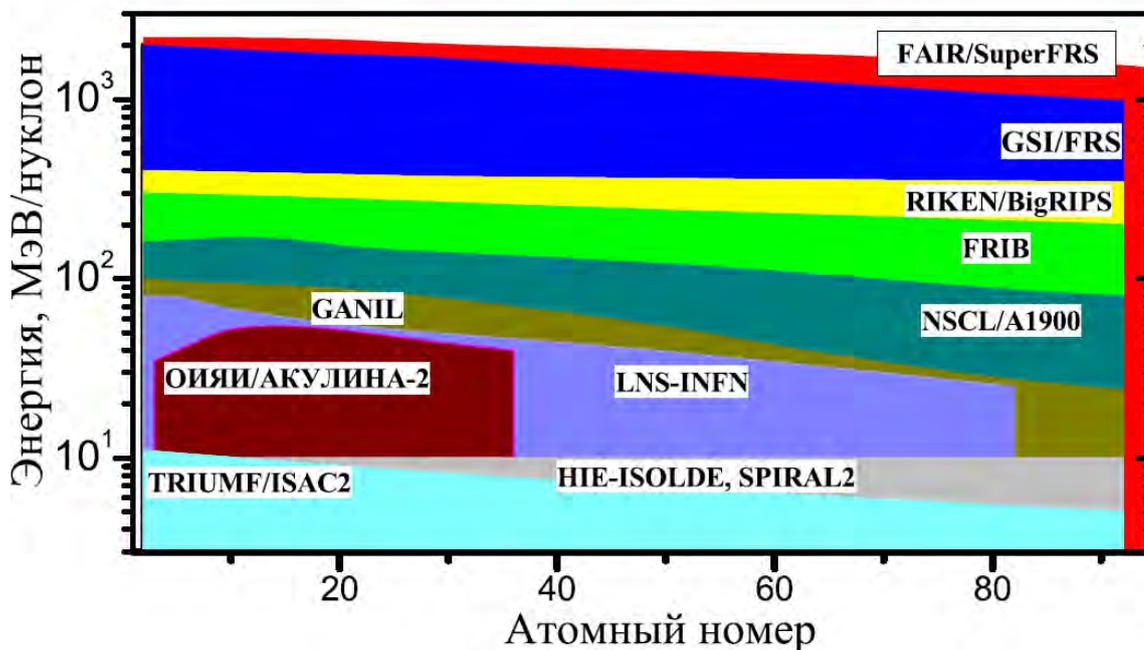


Рис. 3. Схематическое представление возможностей мировых центров по производству пучков РИ. Цветами выделены характерные центрам области в координатах  $E - Z$ .

### 1.3 Основные характеристики комплекса DRIBs.

Комплекс DRIBs (Dubna Radioactive Ions Beams) схематично показан на Рис.4. Он включает в себя три in-flight сепаратора АКУЛИНА, КОМБАС и АКУЛИНА-2 при ускорителе У-400М [22]. На сегодняшний день максимальные интенсивности пучков РИ достигаются при энергиях 25-35 МэВ/нуклон как следствие характерного диапазона энергий для выведенных первичных пучков тяжелых ионов на этом ускорителе 33-53 МэВ/нуклон. Основные характеристики этих установок и их зарубежных аналогов приведены в Таблице 1. Видно, что для установок АКУЛИНА-2 [23] и КОМБАС [29] импульсный аксептанс  $\Delta p/p$  сопоставим и даже превышает  $\Delta p/p$  для LISE, A1900 и RIPS. Однако, за счет меньшей энергии первичного пучка и соответственно толщины производящей мишени достигаемая интенсивность вторичного пучка в 5-8 раз меньше для отечественных установок по сравнению с западными. Повышение энергии первичного пучка на У-400М до значений 50÷80 МэВ/нуклон привело бы к значительному (в 10-15 раз) повышению интенсивностей РИ, см. Таблицу 2, в которой приводятся расчетные значения для некоторых пучков РИ на установке АКУЛИНА-2. Работы по реконструкции циклотрона У-400М с целью повышения энергии выводимых ионов запланированы на период 2017-2023.

Получение вторичных пучков ISOL-методом и проведение полноценных экспериментов на комплексе DRIBs было реализовано пока только для случая  ${}^6\text{He}$  ( $T_{1/2}=0.808$  с) [30,31]. Схема получения пучка, частично представленная слева на

Рис. 4., состояла из нескольких этапов: i) первичный пучок  ${}^7\text{Li}$  с энергией 33 МэВ/нуклон и интенсивностью до 5  $\mu\text{A}$  ( $\sim 10^{13}$  част/с) попадал в специальный сборник на основе пористого графита, где он полностью останавливался; ii) сборник дополнительно нагревался до температуры 500° С с целью испарения образовавшихся продуктов реакции и их попадания в ионный источник; iii) в ECR-источнике происходила избирательная селекция/ионизация ионов  ${}^6\text{He}^{1+}$  с последующей экстракцией при энергии 17 кэВ; iv) далее этот пучок транспортировался по специальному каналу ( $L \sim 60$  м) и инжектировался в ускоритель У-400 для пост-ускорения до энергии  $\sim 10$  МэВ/нуклон. Итоговая интенсивность выведенного моноэнергетического пучка  ${}^6\text{He}$  ( $DE/E=1\%$ , очистка  $P=100\%$ ) достигала  $10^8$  част/с. Для сравнения, измеренные характеристики пучка  ${}^6\text{He}$  из реакции  ${}^7\text{Li}(33 \text{ МэВ/нуклон} @ 5 \mu\text{A}) + \text{Be}(370 \text{ мг/см}^2)$  на установке АКУЛИНА таковы:  $I=2 \times 10^6$  част/с;  $E=25$  МэВ/нуклон;  $DE/E=6\%$ ,  $P=95\%$ .

Таблица 1. Основные характеристики in-flight сепараторов DRIBs в сравнении с некоторыми зарубежными установками. Условные обозначения:  $\Delta\Omega$  -- угловой акцептанс,  $\delta_p = \Delta p/p$  -- импульсный акцептанс,  $p/\Delta p$  -- разрешающая способность по импульсу частиц, получаемая в ахроматической плоскости при ширине объектной щели в плоскости производящей мишени 1 мм.

Установка Институт	ACC	ACC-2	COMBAS	LISE	A1900	RIPS	BigRIPS	FRS	SFRS
	FLNR, JINR			GANIL	MSU	RIKEN		GSI	
$\Delta\Omega$ , msr	0.9	5.8	6.4	1.0	8.0	5.0	8.0	0.32	5.0
$\delta_p$ , %	2.5	6.0	20	5.0	5.5	6.0	6.0	2.0	5.0
$p/\Delta p$ , a.u.	1000	2000	4360	2200	2915	1500	3300	8600	3050
$B_{p\text{max}}$ , Tm	3.2	3.9	4.5	4.3	6.0	5.76	9.0	18	18
Length, m	21	38	14.5	42	35	21	77	74	140
$E_{\text{min}}$ , AMeV	10	5	20	40	110	50		220	
$E_{\text{max}}$ , AMeV	40	50	80	80	160	90	350	1000	1500

Для дальнейшего развитие комплекса DRIBs предусматривается сочетание двух методов:

а) расширение ассортимента пучков РИ за счет сепарации на лету на установке АКУЛИНА-2, в фокальной плоскости которой может быть установлена газовая ячейка [32,33] с системой экстракции и последующей инжекцией частиц с энергией 15-50 кэВ в существующий канал, соединяющий два ускорителя У-400М и У-400, см.

Рис.4;

б) модернизация ускорителя У-400 до У-400Р («Р» - означает реконструированный, имеющий электростатический вывод ускоряемых ионов) позволит существенно расширить энергетический диапазон выводимых частиц до значений 5-20 МэВ/нуклон и обеспечить плавную регулировки энергии пучка РИ. Ожидаемые интенсивности для некоторых пучков РИ после такой модернизации комплекса приведены в Таблице 3.

Таблица 2. Ожидаемые характеристики некоторых пучков РИ на установке АКУЛИНА-2 при условии повышения энергии первичных пучков, выводимых ускорителем У-400М (выделены желтым цветом). Расчеты выполнены по коду LISE++ [124].

Первичный пучок	Энергия, МэВ/нуклон	Вторичный пучок	Энергия, МэВ/нуклон	Интенсивность, част./с	Чистота, %
$^{11}\text{B}$	34	$^8\text{He}$	25	$3 \times 10^5$	98
$^{11}\text{B}$	56	$^8\text{He}$	35	$5 \times 10^6$	98
$^{15}\text{N}$	47	$^{11}\text{Li}$	35	$8 \times 10^4$	40
$^{15}\text{N}$	67	$^{11}\text{Li}$	49	$1 \times 10^6$	90
$^{18}\text{O}$	33	$^{14}\text{Be}$	28	$6 \times 10^3$	30
$^{18}\text{O}$	50	$^{14}\text{Be}$	35	$1 \times 10^5$	70
$^{36}\text{S}$	33	$^{24}\text{O}$	20	20	0,1
$^{36}\text{S}$	64	$^{24}\text{O}$	43	300	1
$^{16}\text{O}$	42	$^{13}\text{O}$	25	$7 \times 10^5$	2
$^{16}\text{O}$	62	$^{13}\text{O}$	37	$7 \times 10^6$	10

Таблица 3. Ожидаемые интенсивности некоторых пучков РИ при их получении смешанным способом на комплексе DRIBs после его модернизации. Степень очистки всех РИ 100%. Доступный диапазон энергий 5 – 20 МэВ/нуклон с возможностью плавной регулировки энергии за счет электростатического вывода пучка на ускорителе У-400Р.

RIB	$^6\text{He}$	$^8\text{He}$	$^9\text{Li}$	$^{12}\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{16}\text{C}$	$^{17}\text{F}$	$^{34}\text{Si}$	$^{46}\text{Ar}$
Инт., част./с	$1 \times 10^8$	$3 \times 10^5$	$5 \times 10^5$	$7 \times 10^5$	$3 \times 10^5$	$6 \times 10^5$	$7 \times 10^6$	$2 \times 10^5$	$3 \times 10^5$

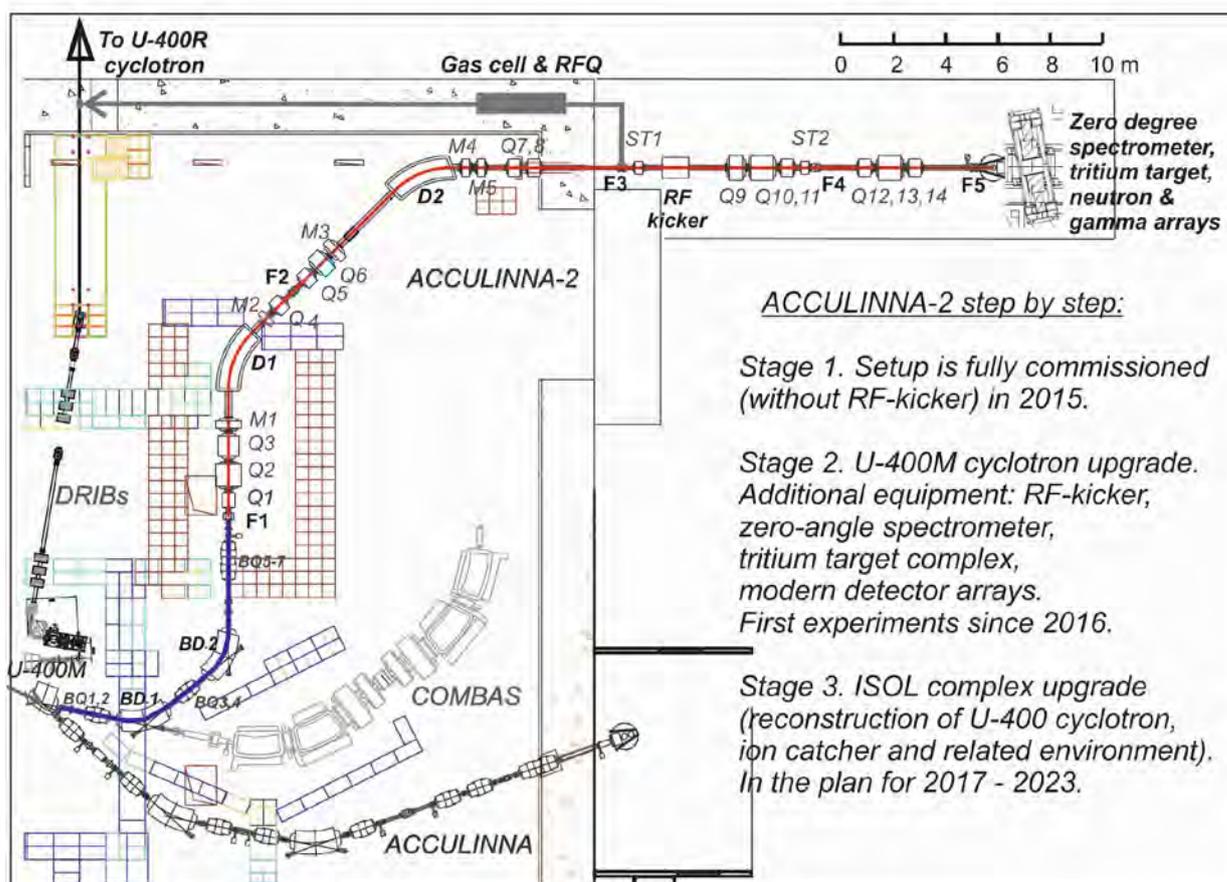


Рис. 4. Схематичное представление комплекса DRIBs и перспективы его развития за счет сочетания двух методов получения и очистки пучков РИ. Подразумевается использование реакций фрагментации и очистки на лету на установке АКУЛИНА-2, полная остановка РИ в газовой ячейке [32,33], установленной в фокальной плоскости сепаратора, и последующая экстракция пучка (при помощи дифференциальной откатки и RFQ системы) для его пост-ускорения на циклотроне У-400.

#### 1.4 Экспериментальные подходы в исследованиях с пучками РИ.

Очевидно, что самое первое знание об изотопе напрямую связано с фактом его существования. По мере приближения к границам стабильности времена жизни изотопов стремительно уменьшаются, следовательно, основным методом их получения и обнаружения является использование фрагмент-сепараторов. Стандартная процедура идентификации продуктов фрагментации по ионизационным потерям в тонком слое вещества и времени пролета на фиксированной базе позволяет установить заряд РИ и его массовое число. Зная базу (обычно не менее 15 м) и типичный диапазон скоростей ( $v > 0.2 \cdot c$ ,  $c$  – скорость света в вакууме) можно оценить доступный предел этого метода:  $T_{1/2} > 50$  нс.

После обнаружения РИ немедленно возникает вопрос о его массе и как она согласуется с предсказаниями теории. Безусловно, требуется высокая точность

измерения массы, которая на сегодня может составлять  $\Delta m \sim 100$  кэВ (относительная величина  $\Delta m/m \sim 10^{-5}$  для легких ядер и  $\sim 10^{-6}$  для тяжелых). Для достижения этих целей используют магнитные ловушки [34а,35], накопительные кольца при их работе в изохронном режиме [36,37] и так называемые времяпролетные масс-спектрометры с многократным отражением от электромагнитных зеркал [38]. За счет большой базы эти методы являются достаточно медленными и применимы для изучения РИ с  $T_{1/2} > 1$  с.

Вблизи границ стабильности изотопы могут испытывать  $\beta^-$  и  $\beta^+$  распады или электронный захват, в результате чего они переходят в более стабильные системы. Как правило происходит заселение возбужденных состояний этих дочерних систем. Если возбужденные состояния находятся выше порогов испускания нуклонов, то будет происходить бета-задержанное испускание нуклона, кластера или даже нескольких нуклонов. Одним из наиболее эффективных методов для изучения этих процессов является имплантация РИ в детектирующую систему, например, в активную газовую мишень [39,40], в массив кремниевых детекторов [41,42], оптическую время-проекторную камеру [43,44] и даже в пластины с фотоэмульсией [45]. Более подробную информацию о современном статусе исследований подобных процессов и редких видов радиоактивных распадов ядер на границах стабильности можно найти в обзорах [46,47].

Наконец самым информативным и наиболее гибким подходом в исследовании свойств РИ является экспериментальный метод с использованием ядерных реакций. Это прежде всего реакции полного и неполного слияния, выбивания одного или нескольких нуклонов, срыв, подхват, зарядовый обмен нуклонов, кулоновское возбуждение, упругое рассеяние и квазисвободное рассеяние. Выбор реакции зависит от нескольких факторов – физической задачи, энергии пучка РИ, кинематики, параметров установки и др. Так, например, весьма популярными являются реакции срыва нуклона(ов) при взаимодействии РИ с легкой мишенью. Из анализа импульсных распределений образовавшихся ядер-остатков зачастую извлекается однозначная информация о свойствах валентных нуклонов (спин, четность, энергия основного и возбужденных состояний), поскольку проявляется отбор по угловым моментам и энергии отделения. Реакции срыва идут с большими сечениями, а постановка опытов по измерению импульсных распределений относительно несложная [48].

При изучении ядерных реакций с пучками РИ чаще всего используются методы измерения инвариантной массы и недостающей массы. В частности, так

были открыты изотопы  $^{10}\text{Ne}$  [49],  $^5\text{H}$  [50] и исследованы спектры состояний для систем  $^{5-8}\text{He}$  [51]. На Рис.5 схематично показана суть методов на примере реакции передачи одного нуклона  $^{18}\text{Ne}+^1\text{H}\rightarrow^2\text{H}+^{17}\text{Ne}^*(\rightarrow^{15}\text{O}+p+p)$ . В первом случае предполагается идентификация всех продуктов распада изучаемой системы  $^{17}\text{Ne}^*$ , т.е.  $^{15}\text{O}+p+p$ , и измерение их импульсных распределений (кинетические энергии и углы вылета). Метод непрост в реализации, однако позволяет определить спектр возбуждённых состояний с очень высоким энергетическим разрешением ( $\sigma_E \sim 50\div 100$  кэВ). Метод недостающей массы сводится к измерению энергетических и угловых распределений дейтрона, из которых извлекается информация об основном состоянии  $^{17}\text{Ne}$  и первым возбужденным состояниям (положения уровней и сечения их заселений). Метод более прост в реализации и обладает высокой светосилой (поскольку измеряется одна частица). Энергетическое разрешение метода сильно зависит от ряда причин (кинематики реакции, толщины мишени, углового разрешения и др.) и как правило составляет  $\sigma_E \sim 100\div 200$  кэВ или хуже. В ряде случаев лучшие результаты дает так называемый метод комбинированной массы, когда высокое энергетическое разрешение можно достигнуть, комбинируя, например, данные от метода недостающей массы с информацией об импульсных распределениях протонов (выделено красным на Рис. 5). Метод комбинированной массы был детально разработан нами и применен с целью поиска слабой (т.е. маловероятной) ветки  $2p$ -распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  ( $J^\pi = 3/2^-$ ,  $E^* = 1228$  кэВ) [104,105]. В разделе 2.5 будет показано как это работает и каковы перспективы метода.

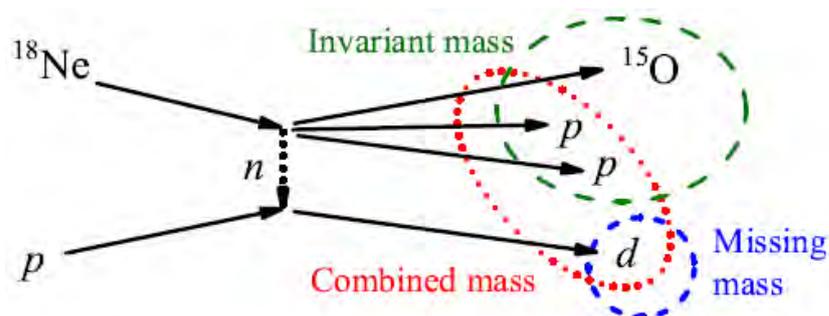


Рис.5. Схематичное изображение методов изучения ядерных реакций с пучками РИ на примере  $^{18}\text{Ne}+^1\text{H}\rightarrow^2\text{H}+^{17}\text{Ne}^*(\rightarrow^{15}\text{O}+p+p)$ . Цветами обозначены частицы, регистрируемые разными способами.

Как уже упоминалось в разделе 1.2, ключевую роль при выборе ядерной реакции играет энергия пучка РИ. Так, например, при более высоких энергиях ( $> 50$  МэВ/нуклон) нейтронно-избыточные системы  $^{9,10}\text{Ne}$  преимущественно заселяются посредством выбивания из ядра-снаряда дейтрона, одного, двух и трех протонов, а

также альфа-частицы, см. Рис.6. В диапазоне энергий  $< 40$  МэВ/нуклон количество открытых каналов реакций ограничивается перезарядкой, реакциями передачи нуклонов и кластеров.

Следует заметить, что для извлечения достоверной информации о структуре и свойствах экзотической системы, заселившейся в результате ядерных реакций необходимо учитывать ряд важных факторов: 1) исходную ядерную структуру снаряда и мишени; 2) механизм ядерной реакции и 3) взаимодействие фрагментов в конечном состоянии. Первый и второй факторы неплохо описываются в рамках современных теоретических подходов, в то время как не существует точного описания сложных механизмов ядерных реакций, сопровождающихся взаимодействием продуктов в конечном состоянии. Лишь для прямых реакций механизм оказывается относительно простым и в ряде случаев его удастся адекватно описать с помощью хорошо развитых теоретических моделей - PWIA (Plane-Wave Impulse Approximation), DWBA (Distorted Wave Born Approximation), модели Глаубера и др. К прямым реакциям относятся те, в которых задействовано ограниченное число степеней свободы для нуклонов, что характерно для формирования кластеров. Предполагается, что взаимодействие по выделенным степеням свободы происходит очень быстро, вследствие чего внутриядерная перестройка не успевает произойти (процесс адиабатичный). Для таких реакций характерными особенностями являются существование выделенного направления, заданного вектором переданного импульса, и формирование выстроенности в этом направлении, а также выполнение критерия Треймана-Янга [16].

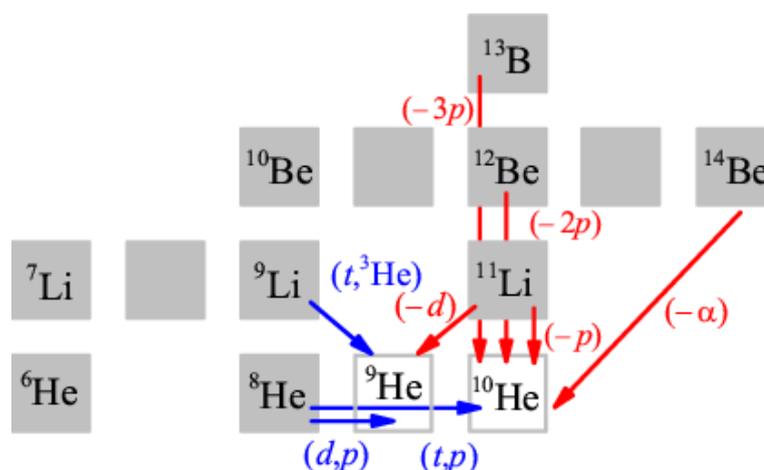


Рис.6. Заселение изотопов гелия  $^9\text{He}$  и  $^{10}\text{He}$  в различных ядерных реакциях в зависимости от энергии пучка РИ. При энергиях до 40 МэВ/нуклон преимущественно идут реакции перезарядки и передачи одного или двух нуклонов (синие стрелки). По более высоких энергиях открываются и превалируют каналы срыва заряженных частиц (красные стрелки).

## Глава 2. Эксперименты на ускорительном комплексе DRIBs

### 2.1 Гелий-6 и Литий-6 в реакциях полного и неполного слияния.

Реакции полного и неполного слияния представляют большой интерес при изучении слабосвязанных систем таких как  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$ ,  ${}^{9,11}\text{Be}$ , поскольку они идут с высоким сечением и достаточно хорошо описываются теоретическими моделями [52,53]. При выборе типа реакций для изучения свойств  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  на комплексе DRIBs было решено взять для сравнения данные, полученные на пучках  ${}^4,{}^6\text{He}$  [54-56] и  ${}^{6,7}\text{Li}$  [57] в широком диапазоне энергий при взаимодействии с различными мишенями, включая редкоземельные элементы. В приведенных работах исследовались отличия слабосвязанных снарядов и альфа-кластерных систем  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  в реакциях полного и неполного слияния вблизи кулоновского барьера. Сечения реакций слияния и испарения нескольких нейтронов ( $x = 2,3,4$ ) для системы  ${}^{166}\text{Er}({}^4\text{He}, xn){}^{170-x}\text{Yb}$  были хорошо измерены и проанализированы в работе [54]. Поскольку в нашем случае энергия пучков  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  была фиксирована значением  $\sim 10$  МэВ/нуклон, то наибольший интерес представляли каналы испускания 5 и 6 нейтронов в реакциях  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He}, 6n){}^{166}\text{Yb}$  и  ${}^{165}\text{Ho}({}^6\text{Li}, 5n){}^{166}\text{Yb}$ , ведущих к образованию хорошо изученного остаточного ядра  ${}^{166}\text{Yb}$ , см. Рис.7. Кроме того, дополнительный интерес представляла реакция  ${}^6\text{Li}+{}^{166}\text{Er}$ , для которой характерен развал  ${}^6\text{Li}$  на  $\alpha+d$  с высокой вероятностью. Продуктами развала являются две заряженные частицы, которые относительно легко можно идентифицировать кремниевым телескопом и, тем самым, проанализировать более детально каналы неполного слияния (Рис.7б). Для системы  ${}^6\text{He}+{}^{166}\text{Er}$  анализ более затруднителен, поскольку образующаяся система  ${}^{166}\text{Yb}$  может формироваться в реакциях полного и неполного слияния (Рис.7а).

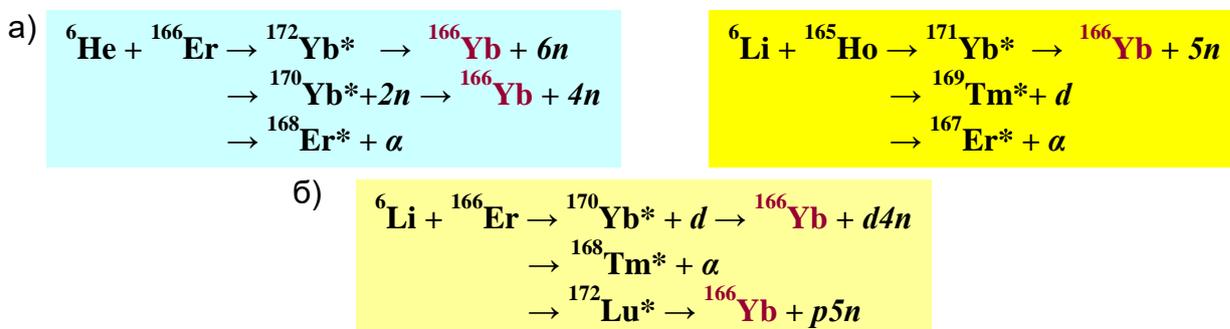


Рис.7. Реакции полного и неполного слияния с  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ , ведущие к заселению хорошо изученной системы  ${}^{166}\text{Yb}$  при её образовании в реакциях с  ${}^4\text{He}$   ${}^{166}\text{Er}({}^4\text{He}, xn){}^{170-x}\text{Yb}$  [54].

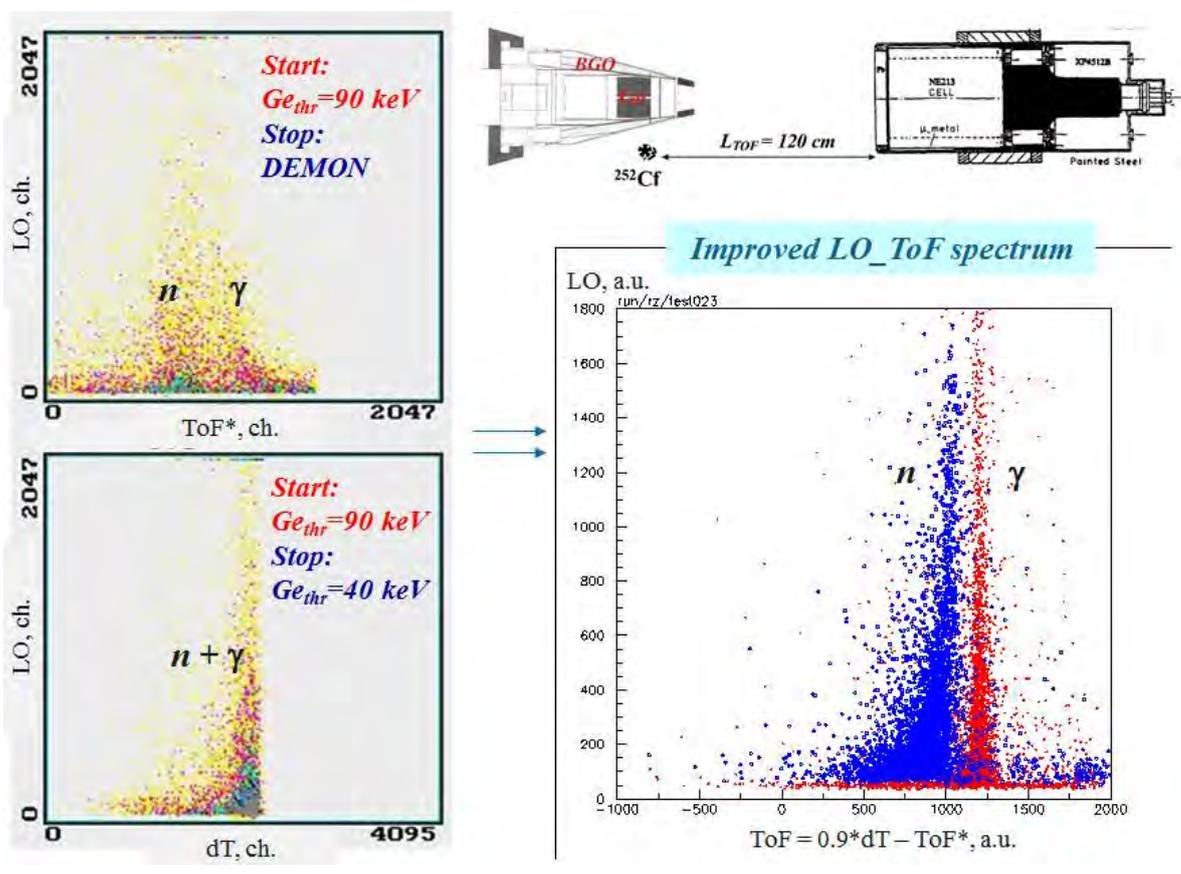
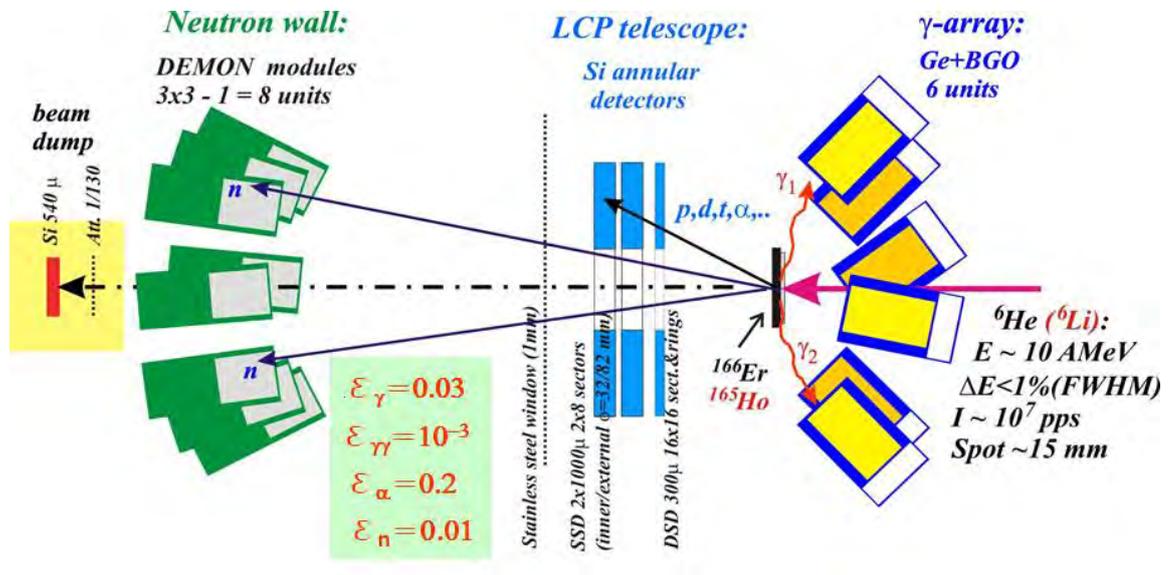


Рис.8. Схема экспериментов по изучению свойств слабосвязанных снарядов  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  в реакциях полного и неполного слияния, ведущих к образованию составного ядра  ${}^{166}\text{Yb}$ . Эффективности регистраций одиночных  $\gamma$ ,  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений,  $\gamma$ - $\alpha$  и  $\gamma$ - $n$  совпадений составляли 0.03, 0.001, 0.2 и 0.01, соответственно (верхняя панель). Двухступенчатая схема измерения времяпролетных  $n$ - $\gamma$  спектров (ToF), обеспечивающая итоговое временное разрешение 3 нс (ПШПВ) при работе с источником  ${}^{252}\text{Cf}$  (нижняя панель). LO – полный световыход нейтронного детектора, ToF\* - измеряемое время пролета с грубой временной привязкой от Ge-детектора (временное разрешение ~12 нс), dT – одновременно измеряемый временной разброс Ge-детектора, учитывающий амплитудную зависимость. Итоговый времяпролетный спектр, полученный как  $\text{ToF} = 0.9 \cdot \text{dT} - \text{ToF}^*$ , коэффициент 0.9 выбран из условий нормировки двух шкал время-амплитудных преобразователей.

Схема эксперимента и электроники приведены на Рис.8,51, а детали опыта описаны в работах [31,58]. Для получения пучка  ${}^6\text{He}$  с полной энергией 64 МэВ были задействованы два ускорителя У-400М (как драйвер сильноточного первичного пучка  ${}^7\text{Li}$  @ 33 МэВ/нуклон) и У-400 (как пост-ускоритель), в то время как  ${}^6\text{Li}$  с энергией 58 МэВ получался как первичный пучок на циклотроне У-400. Интенсивности каждого из пучков подбирались близкими по величине для обеспечения одинаковых фоновых условий, и их максимальные значения не превышали  $5 \times 10^7$  част./с на мишени.

В этих измерениях ключевую роль в определении вероятностей заселения высоко спиновых состояний составного ядра  ${}^{166}\text{Yb}$  играли гамма-детекторы из сверхчистого германия, окруженные анти-комптоновской сцинтилляционной защитой на основе ВГО-детекторов [59], см. Рис.8 и 11. Согласно данным [60] для ядра  ${}^{166}\text{Yb}$  кроме основной полосы (*yrast*) со спинами от  $0^+$  до  $18^+$  также должны заселяться уровни с более высокими спинами - вплоть до спина  $24^+$  (полоса N8). На Рис. 8 кроме 6-ти германиевых гамма-детекторов изображены также детекторы для регистрации заряженных частиц и нейтронов. Сегментированный кремниевый телескоп и нейтронные детекторы предназначались для идентификации выходного канала реакций и тем самым способствовали изучению процессов неполного слияния (посредством организации совпадений  $\gamma$ -*n*,  $\gamma$ - $\alpha$ ,  $\gamma$ -*d*,  $\gamma$ -*p*). Типичные спектры, наблюдаемые в реакциях  ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}) + {}^{166}\text{Er}$  с помощью перечисленных подсистем, показаны на Рис.9,10 и 11.

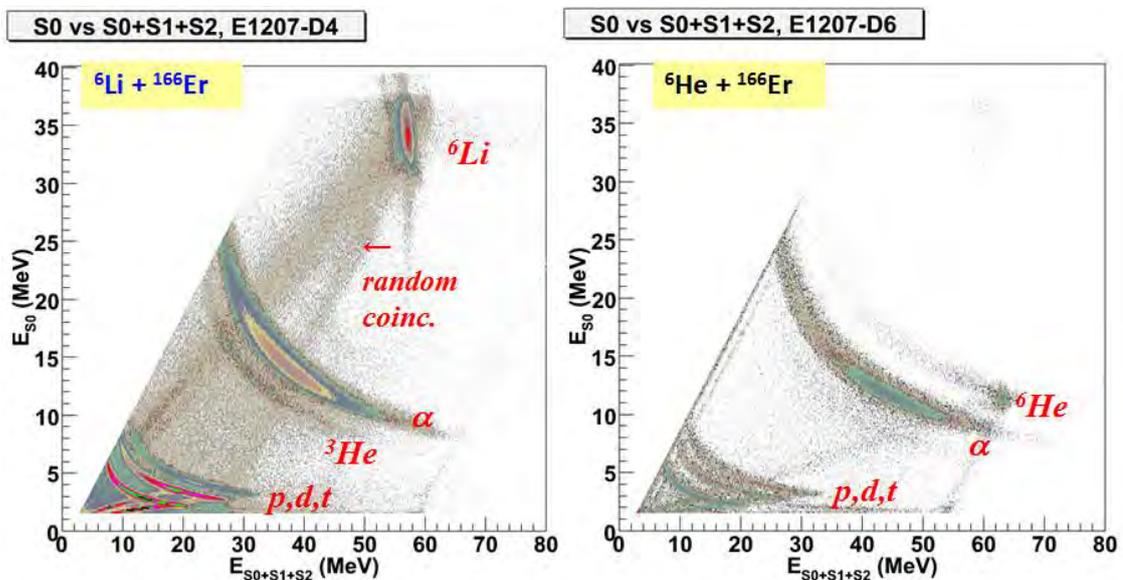


Рис.9. Типичные  $\Delta E$ - $E$  спектры для заряженных частиц, наблюдаемые кольцевым телескопом в реакциях  ${}^6\text{Li} + {}^{166}\text{Er}$  (слева) и  ${}^6\text{He} + {}^{166}\text{Er}$  (справа) при условии регистрации  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений. Данные не нормированы на интеграл пучка, разница составляет фактор 100. Символы S0, S1 и S2 означают слои кремниевого телескопа с толщами 0.3, 1.0 и 1.0 мм.

Используя алгоритм  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений (Рис.12), развитый в работе [61] для анализа сложных  $\gamma$ -спектров осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ , а также реперные данные для  $\gamma$ -переходов  $^{166}\text{Yb}$  основной полосы и полосы N8 [62] были получены относительные интенсивности гамма переходов для  $^{166}\text{Yb}$  из реакций  $^{165}\text{Ho}(^6\text{Li},5n)^{166}\text{Yb}$  и  $^{166}\text{Er}(^6\text{He},6n)^{166}\text{Yb}$ , см. Рис.13<sup>2</sup>. Эти данные анализировались при помощи кода EMPIRE [63] с целью извлечения информации о сечениях слияния, параметрах  $I_{crit}$  (критический угловой момент) и  $D_l$  (размытие углового момента), т.е. о свойствах слабосвязанных ядер-снарядов  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ . Для описания экспериментальных данных варьировались эти два параметра (относительно изначально заданных в коде EMPIRE, распределения для которых показаны пунктирными линиями на Рис.13), в результате чего была получена информация о сечениях  $\sigma_{xn}$  и  $\sigma_{fus}$  (Табл.4).

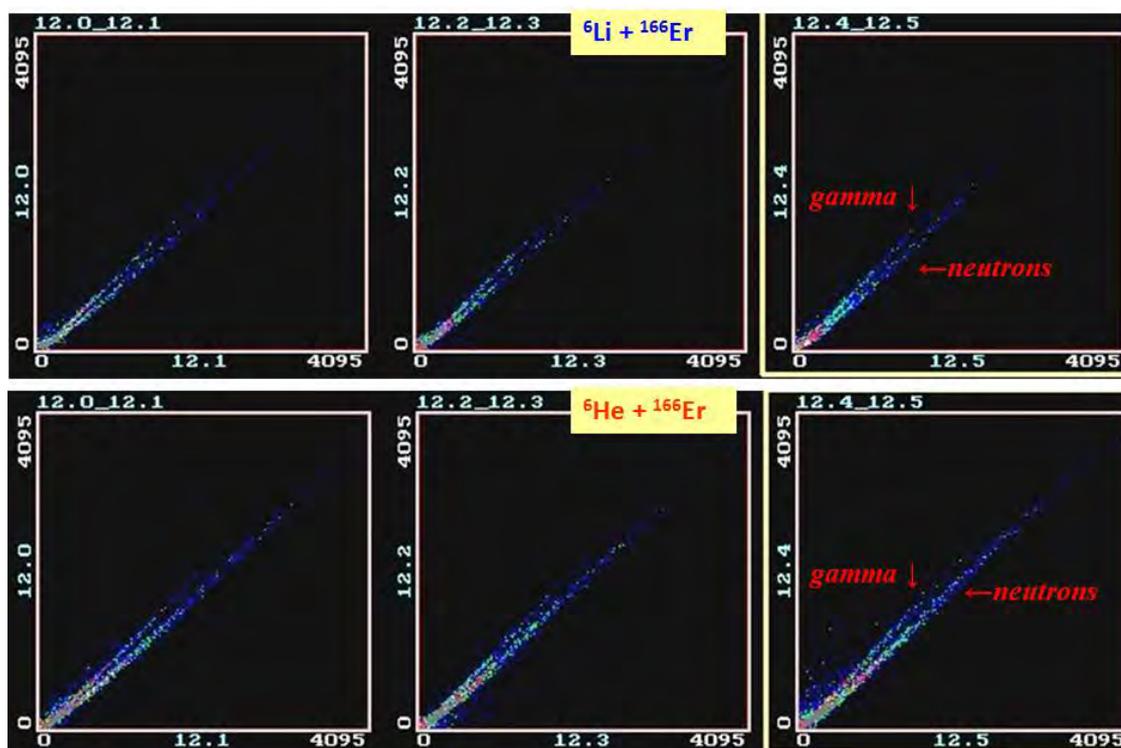


Рис.10. Типичные 2-D спектры для нескольких модулей DEMON, полученные в реакциях  $^6\text{Li} + ^{166}\text{Er}$  (сверху) и  $^6\text{He} + ^{166}\text{Er}$  (снизу). Спектры нормированы на одинаковый интеграл пучка. По оси ординат – сбор света на спаде вспышки высвечивания жидкого сцинтиллятора NE213, позволяющий осуществить идентификацию нейтронов и гамма-квантов по форме импульса высвечивания (отн. ед.), по оси абсцисс – полный светосбор (отн. ед.). Видно, что количество зарегистрированных нейтронов при облучении пучком  $^6\text{He}$  заметно больше, чем в случае  $^6\text{Li}$  (примерно в 3 раза), что свидетельствует о худших фоновых условиях для работы германиевых гамма-детекторов, см. Рис.11.

<sup>2</sup> Идеологом метода является Г.М. Тер-Акопьян; основной вклад в развитие алгоритма анализа сложных гамма-спектров внес А.В. Даниэль при поддержке Г.С. Попеко; в сочетании с кодом EMPIRE метод был впервые применен для анализа заселения высокоспиновых состояний составных ядер, образующихся в реакциях полного и неполного слияния.

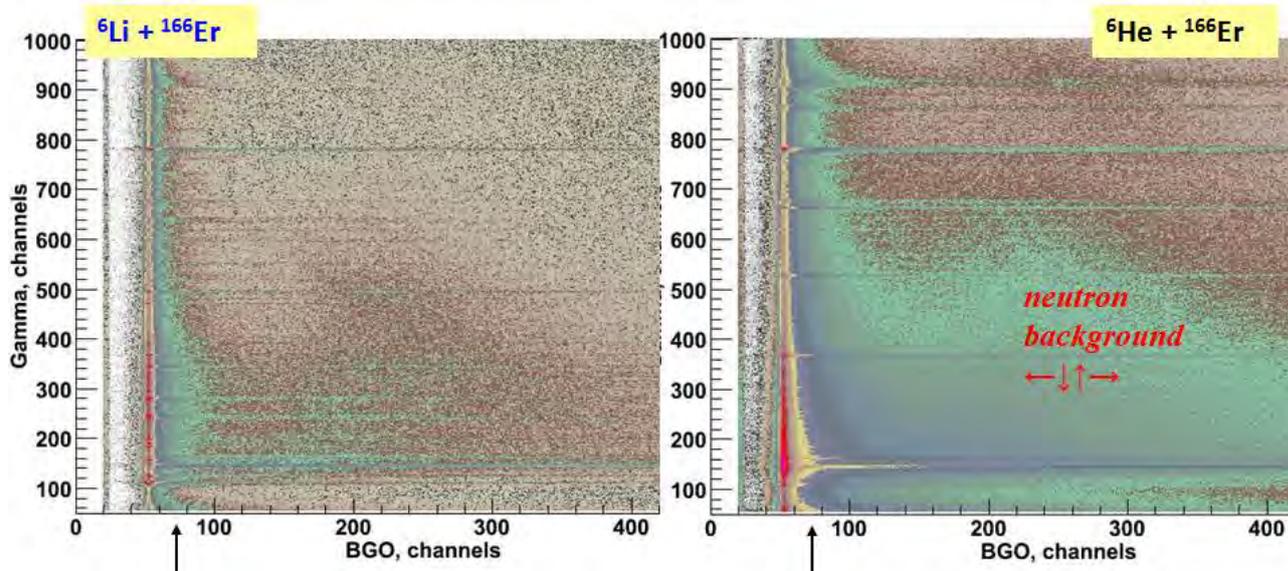


Рис.11. Инклюзивные гамма-спектры в одном из 6 модулей Ge-BGO, измеряемые в реакциях  ${}^6\text{Li} + {}^{166}\text{Er}$  (слева) и  ${}^6\text{He} + {}^{166}\text{Er}$  (справа). Стрелками указан порог  $E_{\text{BGO}} \sim 150$  кэВ, выше которого анализировались  $\gamma$ -спектры в германиевых детекторах; выполнение этого условия обеспечивало минимальный вклад от комптоновского рассеяния в измеряемые спектры дискретных гамма-переходов. Видно, что вклад нейтронного фона в случае  ${}^6\text{He} + {}^{166}\text{Er}$  заметно больше (фактор 2.5), чем для реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{166}\text{Er}$ , однако это не мешало анализу относительных выходов гамма-переходов методом гамма-гамма совпадений.

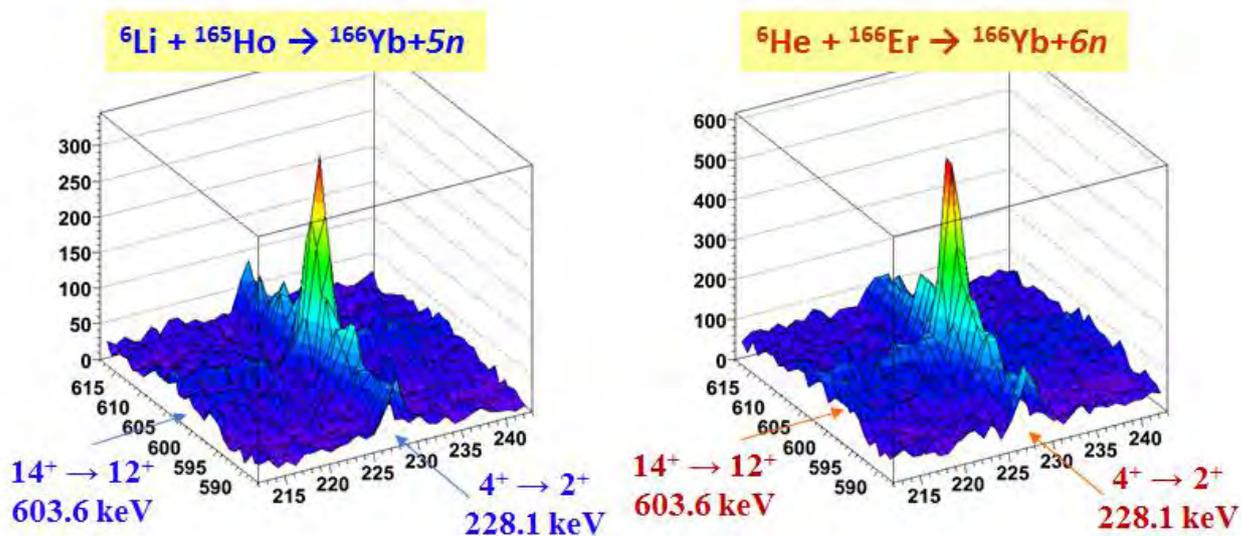


Рис.12. Метод гамма-гамма совпадений, позволяющий определить относительные интенсивности гамма-переходов для ядер  ${}^{166}\text{Yb}$ , образовавшихся реакциями  ${}^6\text{Li} + {}^{165}\text{Ho}$  (слева) и  ${}^6\text{He} + {}^{166}\text{Er}$  (справа). По горизонтальным осям отложены энергетические диапазоны (кэВ), стрелками обозначены характерные энергии гамма-переходов  $14^+ \rightarrow 12^+$  и  $4^+ \rightarrow 2^+$ , по вертикальной оси – количество отсчетов в интервале 1.5 кэВ.

В данных для реакции  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He}, 6n){}^{166}\text{Yb}$  проявляется вклад неполного слияния альфа кора ядра  ${}^6\text{He}$  с мишенью (пустотелые символы на правой панели Рис.13), учет которого проводился следующим образом. В реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{166}\text{Er}$  для

$^{166}\text{Yb}$  исследовались  $\gamma$ - $\gamma$  спектры, полученные в совпадении с дейтронами и протонами. Спектры получались чистыми, т.е. без фона от электронного захвата в результате распада изомеров  $^{166}\text{Lu}$ , которые могут заселяться в реакции  $^{166}\text{Er}(^6\text{Li},6n)^{166}\text{Lu}$ . Другим фоновым процессом могла быть реакция  $^{166}\text{Er}(^6\text{Li},p5n)$ , однако её вклад согласно оценкам по коду EMPIRE оказался незначительным. В результате комплексного анализа данных был определен вклад неполного слияния  $\alpha+^{166}\text{Er}$  во взаимодействиях  $^6\text{He}(^6\text{Li})+^{166}\text{Er}$  на уровне не более чем 10%. Эта поправка учтена в данных Рис.13 (заполненные символы на правой панели).

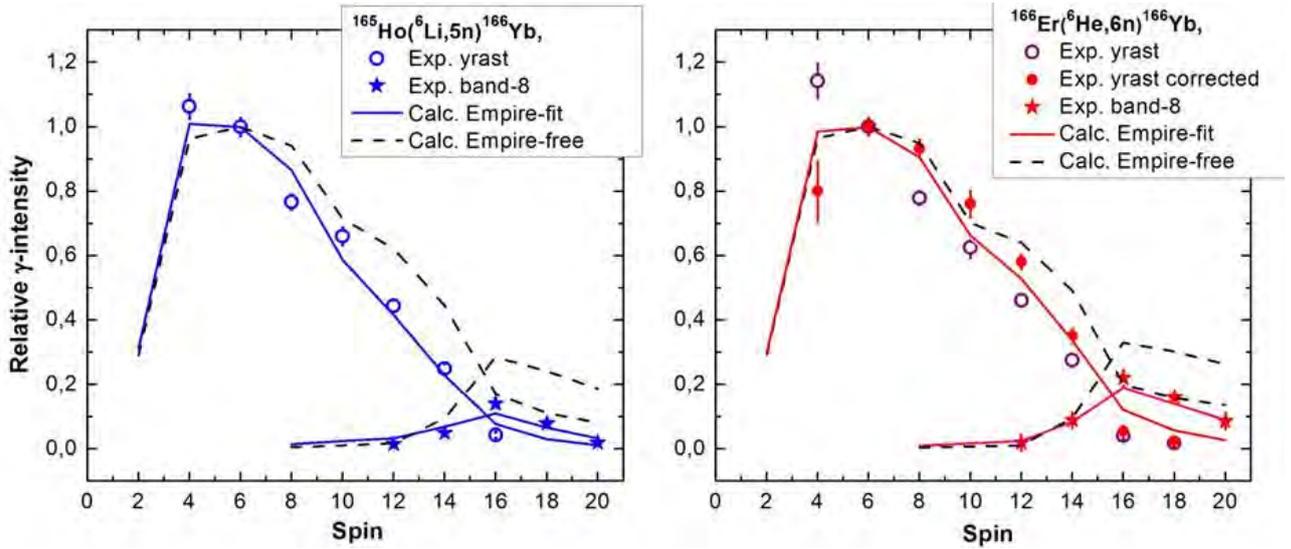


Рис.13. Результаты подгонки параметров  $I_{crit}$  и  $D_I$  для описания относительных интенсивностей гамма-переходов в реакциях  $^6\text{Li} + ^{165}\text{Ho}$  (слева) и  $^6\text{He} + ^{166}\text{Er}$  (справа) с использованием кода EMPIRE.

Таблица 4. Результаты анализа экспериментальных данных с использованием кода EMPIRE, на основе которого была получена информация о величине критического углового момента,  $I_{crit}$ , параметре диффузности  $D_I$  и сечениях  $\sigma_{xn}$ ,  $\sigma_{fus}$  для двух реакций. Так называемый фактор подавления процесса полного слияния для  $^6\text{He}$ , определенный из соотношения  $F = 2490 / 731 \cong 3.41$ , оказался в 1.42 раза больше, чем для  $^6\text{Li}$  ( $F = 2.40$ ). Это может быть объяснено бóльшей вероятностью неполного слияния в реакции  $^6\text{He} + ^{166}\text{Er}$ , чем в случае  $^6\text{Li} + ^{165}\text{Ho}$ .

Реакция @ Энергия пучка (МэВ)	$\sigma_{fus}$ (мб) / $I_{crit}$ (ед. $\hbar$ )		F - фактор подавления процесса полного слияния	$\sigma_{xn} / D_I$ (мб) / (ед. $\hbar$ )	
	EMPIRE по умолчанию	$\chi^2$ - фит эксперим. данных		EMPIRE по умолчанию	$\chi^2$ - фит эксперим. данных
$^{166}\text{Er}(^6\text{He},6n)^{166}\text{Yb}$ @ 64	2490 / 39.0	731 / 19.3	3.41	881 / 1.5	254 / 1.5
$^{165}\text{Ho}(^6\text{Li},5n)^{166}\text{Yb}$ @ 58	1770 / 32.5	737 / 18.6	2.40	656 / 0.2	244 / 0.4

Полученные значения  $I_{crit}$  и  $D_l$  для  ${}^6\text{He}$  (Табл.4) позволили сделать сравнительный анализ сечений  $\sigma_{xn}$ ,  $\sigma_{fus}$  с литературными данными [54] для системы  ${}^4\text{He}+{}^{166}\text{Er} \rightarrow {}^{170-xn}\text{Yb}$  в широком диапазоне энергий (вблизи и над кулоновским барьером), см. Рис.14. Согласно расчетам по коду EMPIRE (с параметрами  $I_{crit}$  и  $D_l$  по умолчанию) сечение слияния для случая  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He},6n){}^{166}\text{Yb}$ , показанное пунктирной линией на этом рисунке, должно незначительно (~12%) превышать значение  $\sigma_{fus}(E=64 \text{ МэВ})$ , получаемое в реакции  ${}^4\text{He}+{}^{166}\text{Er}$  [54]. Однако, из экспериментальных данных с пучком  ${}^6\text{He}$  (желтый кружок и две пунктирные линии на Рис.14) сечение слияния  $\sigma_{fus} \sim 1600 \text{ мб}$  оказалось в 1.5 раза ниже расчетного значения. Здесь имеются в виду условия, когда в коде EMPIRE используются литературные данные [54] и заложенные по умолчанию параметры  $I_{crit}$  и  $D_l$  для  ${}^6\text{He}$ .

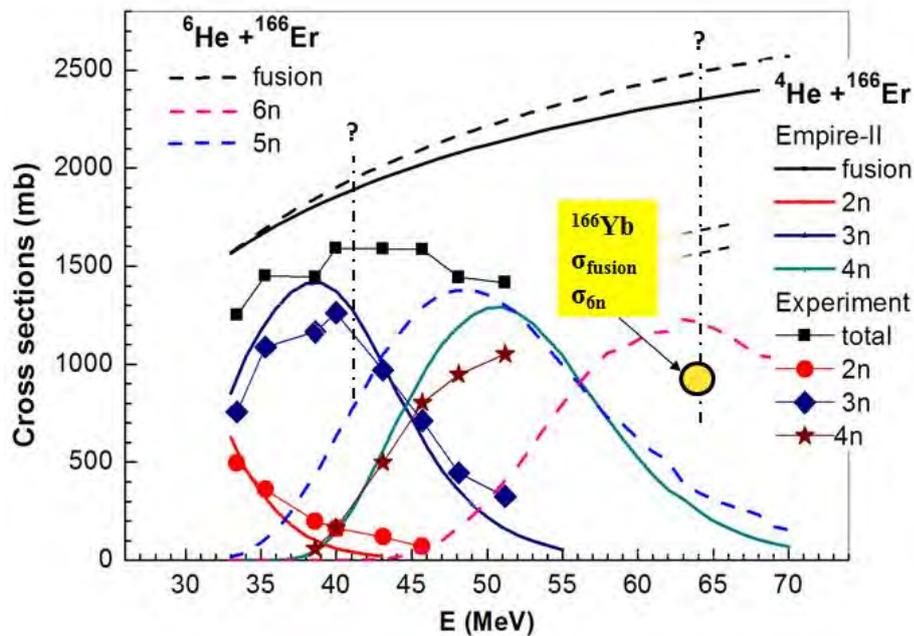


Рис.14. Результаты сравнительного анализа сечений  $\sigma_{xn}$ ,  $\sigma_{fus}$ , получаемые из данных по образованию  ${}^{166}\text{Yb}$  в системах  ${}^4\text{He}+{}^{166}\text{Er} \rightarrow {}^{170-xn}\text{Yb}$  [54] и  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He},6n){}^{166}\text{Yb}$ .

Частично это различие можно объяснить свойствами ядра-снаряда  ${}^6\text{He}$  с гало структурой, для которого процесс полного слияния испытывает конкуренцию с каналами неполного слияния. Среди причин присутствует также неточность метода в определении сечения  $\sigma_{fus}$  по данным  $\sigma_{6n}$  при энергии  ${}^6\text{He}$  64 МэВ. При столь высоких энергиях могут быть открыты и некорректно учтены некоторые другие выходные каналы реакции, в то время как энергетический диапазон 30÷45 МэВ является наиболее выгодным для испускания 3n и 4n. Для получения более достоверной информации о влиянии входного канала на величину  $\sigma_{fus}$  было бы

интересно провести аналогичное сравнение сечений при более низкой энергии  ${}^6\text{He}$ , например, в диапазоне 30÷45 МэВ, где есть максимум сечения для 4n канала.

Подведём краткий итог по результатам исследований реакций полного и неполного слияния для систем  ${}^6\text{He}(64 \text{ МэВ})+{}^{166}\text{Er}$  и  ${}^6\text{Li}(58 \text{ МэВ})+{}^{165}\text{Ho}$ , проводимых на комплексе DRIBs с идентификацией образовавшегося составного ядра по дискретным гамма переходам и выделением выходного канала реакций по совпадениям с заряженными частицами и нейтронами.

1. Впервые на комплексе DRIBs проведены кинематически полные эксперименты со слабосвязанными ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ , в результате которых изучались каналы полного и неполного слияния при образовании составного ядра  ${}^{166}\text{Yb}$ . Показано, что выходной канал реакции эффективно выделяется при организации тройных совпадений: гамма-гамма-заряженная частица и гамма-гамма-нейтрон.

2. В результате анализа экспериментальных данных с использованием кода EMPIRE была получена информация о параметрах  $I_{\text{crit}}$ ,  $D_I$  и сечениях  $\sigma_{\text{xn}}$ ,  $\sigma_{\text{fus}}$  для реакций  ${}^{165}\text{Ho}({}^6\text{Li}, 5n){}^{166}\text{Yb}$  и  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He}, 6n){}^{166}\text{Yb}$ . Определены факторы подавления процессов полного слияния, которые оказались 2.40 и 3.41 для  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ , соответственно. Сделан вывод, что процессы неполного слияния более вероятны для реакции  ${}^6\text{He}(64 \text{ МэВ})+{}^{166}\text{Er}$  по сравнению с  ${}^6\text{Li}(58 \text{ МэВ})+{}^{165}\text{Ho}$  и их вклад в полное сечение реакции составляет около 10%.

3. Единообразно сделан сравнительный анализ  $\sigma_{\text{xn}}$ ,  $\sigma_{\text{fus}}$  для реакции  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He}, 6n){}^{166}\text{Yb}$  с литературными данными для системы  ${}^4\text{He}+{}^{166}\text{Er} \rightarrow {}^{170-xn}\text{Yb}$  для широкого диапазона энергий (вблизи и над кулоновским барьером). Установлено, что в случае ядра-снаряда  ${}^6\text{He}$  сечение слияния  $\sigma_{\text{fus}} \sim 1600$  мб в 1.5 раза ниже расчетного. Это можно объяснить, как свойствами ядра-снаряда с гало структурой (проявление процессов неполного слияния), так и неточностью метода (некорректный учет выходных каналов реакции при высоких энергиях возбуждения). Продолжение подобных исследований в диапазоне энергий  ${}^6\text{He}$  30÷45 МэВ, где есть максимум сечения для 4n канала, представляется перспективным.

4. Разработан и реализован метод определения энергии нейтронов из времяпролетных спектров за счет одновременного измерения временного разброса Ge-детектора и учета амплитудной зависимости; использовалась дополнительная схема самосовпадений  $\gamma$ -( $\gamma+n$ ) с двумя порогами от Ge-детектора 40 кэВ и 90 кэВ, см. Рис.8 (нижняя панель). Метод позволял существенно (в 3-5 раз) повысить

точность в определении энергии нейтронов при условии, когда временная привязка осуществлялась от 'медленных' Ge детекторов с типичными временами нарастания сигналов 50-60 нс (для линии  $^{137}\text{Cs}$ ). Процедура вычитания по простому алгоритму ( $\text{ToF} = 0.9 \cdot dT - \text{ToF}^*$ ) позволяла получать итоговое временное разрешение 3 нс (ПШПВ) для восстановленных времяпролетных спектров.

5. Методика, развитая для изучения реакций полного и неполного слияния  $^6\text{He} + ^{166}\text{Er}$  и  $^6\text{Li} + ^{165}\text{Ho}$  открывает новые возможности исследований продуктов упругих и квазиупругих реакций передачи на пучках радиоактивных изотопов. Подобные реакции перспективны не только для изучения кластерной структуры лёгких экзотических ядер, но и для получения новой информации о спектрах возбуждения и барьерах деления тяжелых ядер с атомными номерами  $Z \sim 100$  и более. В частности, методика может использоваться для расширения возможностей проекта GaLS (Gas cell Laser ionization and Separation) [34b].

## 2.2 Бериллий-6 в реакции перезарядки ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$ .

Мотивация для прецизионного изучения возбужденных состояний  ${}^6\text{Be}$  обуславливается тем, что это ядро является изобарическим аналогом 'классического' гало-ядра  ${}^6\text{He}$ . Важно заметить, что свойства основного состояния  ${}^6\text{He}$  могут быть тщательно исследованы по корреляционным картинкам продуктов распада основного состояния  ${}^6\text{Be}$ :  $\alpha$ - $p$ - $p$  [64]. Кроме того,  ${}^6\text{Be}$  является наилегчайшим ядром, претерпевающим *истинный* распад двумя протонами из основного состояния. *Истинный 2p* распад – это исключительно квантово-механическое явление, когда испускание одного протона энергетически запрещено, в то время как эмиссия двух протонов становится возможна благодаря эффекту спаривания [13b]. Для описания этого явления в случае  ${}^6\text{Be}$  общепризнанной является концепция демократического распада [65,66], в случае более тяжелых ядер  ${}^{45}\text{Fe}$ ,  ${}^{48}\text{Ni}$  явление носит более общий характер – *двухпротонная радиоактивность* [13b,47].

Изучение распадов  ${}^6\text{Be}$  активно началось в середине 70-х и продолжалось около 20 лет, а после некоторого затишья возобновилось на качественно новом уровне [64,67] - с высокой статистикой, хорошим энергетическим разрешением и продвинутым теоретическим анализом. В этих работах в реакции  ${}^{10}\text{Be}(p,n){}^{10}\text{C}$  наблюдался распад возбужденных состояний  ${}^{10}\text{C}$  на четыре фрагмента - две альфа частицы и два протона. Оказалось, что такой распад идет с преимущественным заселением основного состояния  ${}^6\text{Be}$   $0+$  благодаря взаимодействию в конечном состоянии. Дальнейшее развитие теоретической модели в этих работах, позволило проанализировать динамику трёх частичного распада. Эти данные, полученные случайно, позволили извлечь информацию для узкого энергетического диапазона на шкале энергии возбуждения  ${}^6\text{Be}$  (заселялись основное и первое возбужденное состояния) и послужили поводом для более детального изучения этого ядра. Так, в работе [68] в реакции срыва протона из  ${}^7\text{Be}$  спектр возбуждений  ${}^6\text{Be}$  целенаправленно исследовался до энергий  $E_T < 15$  МэВ (положение резонанса над порогом распада на энергетической шкале общепринято обозначать символом  $E_T$ ) и была детально изучена динамика распада возбужденных состояний. В частности, было установлено, что для системы  ${}^6\text{Be}$  не наблюдается перехода от трёх частичного распада к чисто последовательному даже для больших энергий распада вплоть до  $E_T \sim 10$  МэВ.

Для изучения возбужденных состояний  ${}^6\text{Be}$  на установке АКУЛИНА была выбрана реакция перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$ , позволяющая при энергии  $E({}^6\text{Li}) = 32.5$  МэВ/нуклон заселить спектр возбужденных состояний  ${}^6\text{Be}$  до энергии 20 МэВ. С

целью регистрации всех продуктов распада  ${}^6\text{Be}$   $\alpha$ - $p$ - $n$  во всем диапазоне углов в системе центра масс  $\theta_{\text{ЦМ}} = 0 \div 180^\circ$  была разработана и реализована методика [69a], схематично представленная на Рис.15<sup>3</sup>.

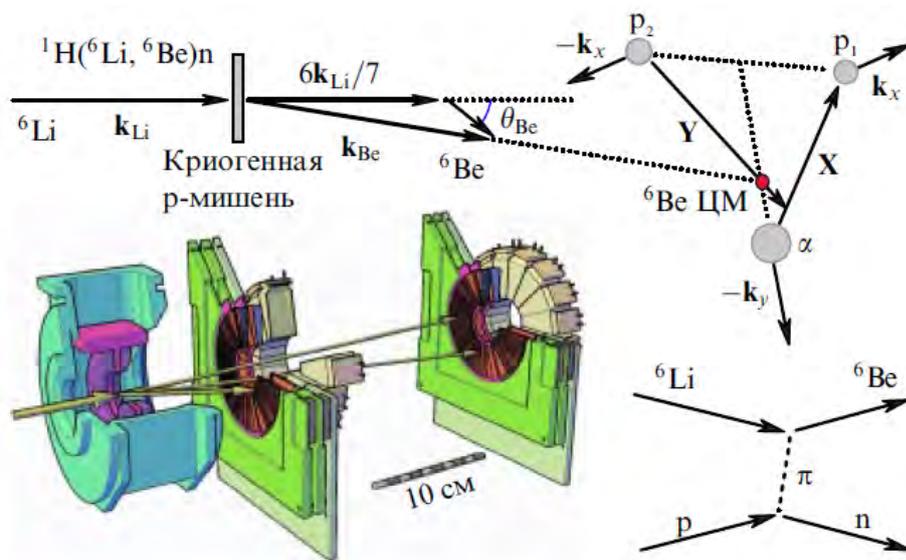


Рис.15. Схема эксперимента по изучению спектра возбужденных состояний  ${}^6\text{Be}$  в реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$ . Продукты распада  ${}^6\text{Be}$   $\alpha$ - $p$ - $n$ , вылетающие в телесном конусе  $\theta_{\text{лаб}} < 25^\circ$ , регистрировались двумя идентичными кольцевыми телескопами для  $\theta_{\text{ЦМ}} = 0 \div 180^\circ$ . На верхней панели показана кинематическая диаграмма продуктов распада  ${}^6\text{Be}$ ; пространственные координаты  $X$  и  $Y$ , а также сопряженные переменные  $k_x$  и  $k_y$  (Якобиевские моменты) приведены для “Т” системы Якоби.

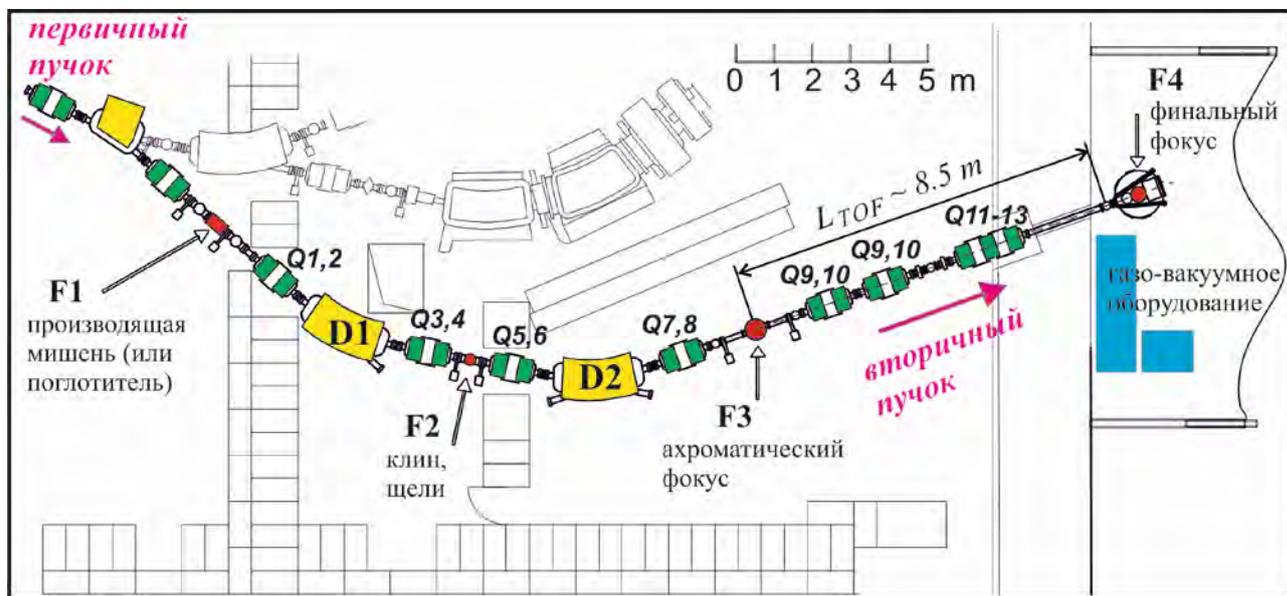


Рис.16. Схема фрагмент-сепаратора АКУЛИНА на ускорителе У-400М. Для получения монохроматического первичного пучка  ${}^6\text{Li}$  нужной энергии в плоскости F1 вместо производящей мишени устанавливался углеродный поглотитель энергии; зазор щелей  $\pm 1.5$  мм в плоскости F2 в сочетании с диполем D2 обеспечивали монохроматизацию пучка (разброс  $\Delta E_{{}^6\text{Li}} = \pm 0.5\%$ ); клин в F2 не использовался.

<sup>3</sup> Среди соавторов работы [69a] следует отметить М.С. Головкова, В. Худобу, Л.В. Григоренко и И.А. Егорову, внесших весомый вклад в эксперимент, анализ и интерпретацию данных.

Сепаратор АКУЛИНА (Рис.16) использовался в качестве линии транспорта пучка  ${}^6\text{Li}$ , выводимого из ускорителя У-400М с энергией 47 МэВ/нуклон. Понижение энергии пучка до 32.5 МэВ/нуклон достигалась за счет установки в плоскости F1 графитового поглотителя, а энергетический разброс в пределах  $\pm 0.5\%$  обеспечивался выбором щелей в промежуточной фокальной плоскости F2 (зазор щелей составлял  $\pm 1.5$  мм) и транспортировкой этого пучка при работе без клина в F2. В результате настройки ионной оптики на прямолинейном участке F3-F4 удавалось сформировать пучок в пятно диаметром 5 мм (ПШПВ) на физической мишени с рабочей интенсивностью  $\sim 3 \cdot 10^7$  1/с. Интенсивность пучка контролировалась ионизационной камерой, установленной на расстоянии 1 м за детекторной сборкой, а также по упругому рассеянию частиц на водороде и мишенных окнах из нержавеющей стали толщиной 6 мкм. Физическая мишень представляла собой ячейку диаметром 20 мм с зазором между входным и выходным окнами 4 мм. При наполнении ячейки газом под давлением 3 бар прогиб фольги в центре мишени составлял 1 мм, и таким образом полная толщина газовой водородной мишени была 6 мм. Ячейка охлаждалась до температуры 35К с помощью крио генератора, на протяжении всего облучения стабилизация температуры в пределах  $\pm 0.2^\circ$  обеспечивалась системой подачи и контроля газа, разработанной в РФЯЦ-ВНИИЭФ [70].

Два сегментированных идентичных телескопа кольцевой формы, установленные на оси пучка, регистрировали все заряженные частицы, выходящие из мишени в интервалах углов  $\theta_1 = 3 - 8^\circ$  и  $\theta_2 = 10 - 24^\circ$  (лабораторная система координат). Каждый телескоп состоял из двух кремниевых кольцевых детекторов толщиной 0.3 и 1.0 мм с внутренним и внешним диаметрами 32 и 82 мм. Первый детектор толщиной 0.3 мм был сегментирован на 32 кольца и 32 сектора, в то время как второй слой имел 16 секторов и один общий ринг. Остаточная энергия длиннопробежных заряженных частиц измерялась сцинтилляционными детекторами, представляющими из себя кольцевую сборку из 16 CsI(Tl) кристаллов пирамидальной формы, оптически соединённых с фотодиодами Hamamatsu S8650 ( $1 \times 1$  см<sup>2</sup>). Точность определения энергии сцинтилляционных детекторов была в диапазоне 0.7-1.7%, а энергетическое разрешение как функция энергии протонов хорошо описывалось эмпирическим выражением  $R(\%) \sim 5.15 \cdot E^{-1/2}$  [71]. Сборка имела размеры чувствительной зоны, определяемой диаметрами 37 и 90 мм (внутренним и внешним, соответственно). Толщина кристаллов 19 мм позволяла остановить протоны с энергией до 74 МэВ, однако эффективность регистрации протонов

задавалась толщиной кремниевого детектора 300 мкм. Так, уже при  $E_p > 45$  МэВ эффективность регистрации стремительно уменьшалась из-за близости потерь энергии протонов в 300 мкм кремния к порогу регистрации в первом слое ( $E_{пор} \sim 700-750$  кэВ,  $\Delta E_{Si} = 740$  кэВ). Идентификация частиц осуществлялась  $\Delta E-E$  методом, угол вылета извлекался из данных кремниевых детекторов (по номеру сработавшего ринга или сектора). Триггером для записи информации в память компьютера служил сигнал от мажоритарной схемы совпадений, срабатывающей при условии «множественность  $\geq 3$ » (сработали 3 и более секторов в двух телескопах).

Обработка экспериментальных данных осуществлялась следующим образом. Анализировались события тройных совпадений  $p+p+\alpha$  с учетом эффективности регистрации частиц, что позволяло получить инвариантную массу ядра  ${}^6\text{Be}$  и вектор импульса его центра масс. Благодаря инверсной кинематике реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$  три частицы ( $p+p+\alpha$ ), испущенные при распаде из состояний континуума  ${}^6\text{Be}$  с полной энергией распада вплоть до  $E_T = 16$  МэВ, были зарегистрированы во всем угловом диапазоне  $0^\circ < \theta_{\text{Be}} < 180^\circ$ , здесь  $\theta_{\text{Be}}$  означает угол вылета  ${}^6\text{Be}$ , взятый в системе центра масс реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$ . Эффективность регистрации тройных совпадений зависела от  $\theta_{\text{Be}}$ : она была равномерной в диапазоне углов  $30^\circ < \theta_{\text{Be}} < 150^\circ$  и плавно спадала на краях этого диапазона.

На Рис. 17 (а) показан измеренный спектр инвариантной массы  ${}^6\text{Be}$ , построенный по данным анализа  $5 \cdot 10^6$  событий распада  ${}^6\text{Be}$ . В спектре отчетливо видны известные из литературы резонансы  ${}^6\text{Be}$ : основной  $0+$  уровень ( $E_T = 1.37$  МэВ) и первый возбужденный уровень  $2+$  ( $E_T = 3.05$  МэВ). Кривые резонансов наложены на спектр широкого континуума, начинающегося, по-видимому, от энергии основного уровня  ${}^6\text{Be}$  и имеющего максимум около  $E_T = 7$  МэВ. Форма полученного спектра справа от этого максимума подвержена влиянию ограниченного углового захвата для двух телескопов частиц и потерям эффективности регистрации протонов с энергией выше 45 МэВ. На Рис. 17 (в) представлена диаграмма, показывающая двухмерный спектр  ${}^6\text{Be}$  в координатах  $\theta_{\text{Be}}$  (в системе центра масс) в зависимости от  $E_T$ . Здесь становится очевидным, что широкий континуум, достигающий до 16 МэВ, имеет одинаковую форму во всем диапазоне углов  $\theta_{\text{Be}}$ . В работе [68] было показано, что во всем диапазоне энергий  $E_T$  этого континуума продукты распада ( $\alpha$ ,  $p$ ,  $p$ ) демонстрируют подобные картины корреляций в спектрах энергии и углов испускания, определенных в системе центра масс  ${}^6\text{Be}$ .

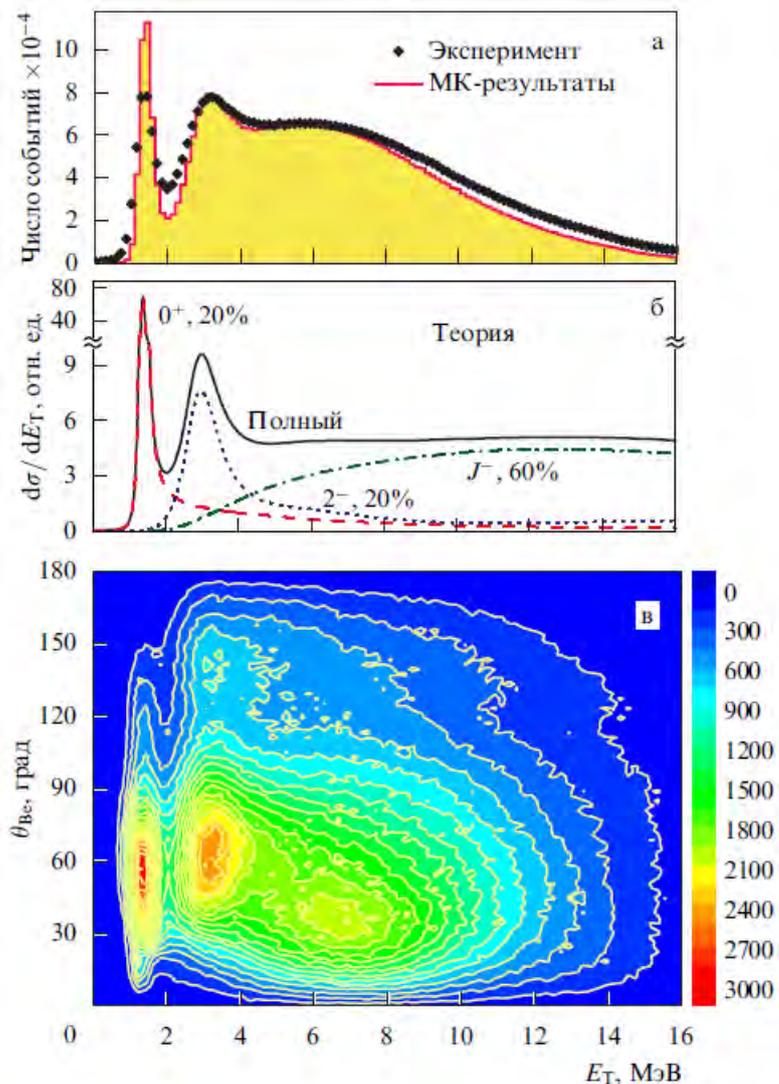


Рис. 17. (а) Спектр состояний  ${}^6\text{Be}$ : точки – эксперимент, гистограмма – результат Монте-Карло симуляции, полученной с учетом экспериментальных условий. (б) Результаты теоретических расчетов, которые послужили входными данными для Монте-Карло симуляции. (в) Контурная диаграмма экспериментальных данных в координатах  $\theta_{\text{Be}}-E_T$ .

Следует заметить, что энергетическое разрешение в эксперименте было достаточно высокое и не могло служить причиной не наблюдения узких резонансных структур выше  $E_T > 4$  МэВ. Согласно Монте-Карло симуляции разрешение составляло 0.4, 0.6, 1.0 и 1.3 МэВ (ПШПВ) для  $E_T = 1.4, 3.0, 9.0$  и 15.0 МэВ, соответственно, и описывалось законом  $R(\text{МэВ}) \sim E_T^{1/2}$ .

В реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$  заселение основного,  $0^+$  состояния  ${}^6\text{Be}$  связано с передачей углового момента  $\Delta L = 0$ . Максимум выхода этого состояния, находящийся вблизи  $\theta_{\text{Be}} = 0^\circ$ , был сильно подавлен (см. Рис. 17) эффективностью регистрации продуктов распада ядер  ${}^6\text{Be}$ , летящих преимущественно под нулевым углом в лабораторной системе координат. Состояние  $2^+$  ядра  ${}^6\text{Be}$  главным образом заселялось при передаче углового момента  $\Delta L = 2$ . Максимум углового

распределения этого резонанса в системе центра масс находится в диапазоне углов  $\theta_{\text{Be}} \sim 50\text{-}70^\circ$ . Вместе с тем, как видно на Рис. 17 (в), максимум углового распределения широкого континуума приходится на угол  $\theta_{\text{Be}} \sim 35^\circ$  во всем диапазоне энергии  $E_T$  от 5 до 16 МэВ над порогом распада. Следовательно, структура этого континуума обусловлена передачей орбитального момента  $\Delta L = 1$ , что является причиной заселения состояния с отрицательной четностью  $J^\pi = \{0^-, 1^-, 2^-\}$ . В работе [69] получена детальная информация об этом континууме, включающая данные о корреляциях энергии и углов траекторий продуктов распада  ${}^6\text{Be}$ , а также угловые распределения, полученные во всем измеренном диапазоне энергии  $E_T$ , и парциальные сечения, определяющие выходы ядер  ${}^6\text{Be}$  в состояниях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $\{0^-, 1^-, 2^-\}$ . Результаты сопоставлялись с выводами теоретической модели, развитой в [72] на основе подхода, предложенного в работе [73] для объяснения формы спектров так называемой мягкой дипольной моды (МДМ), которая заселяется за счет  $E1$ -переходов в гало ядрах, в частности, в ядре  ${}^6\text{He}$ , изобар-аналог  ${}^6\text{Be}$ .

В работе [69] было показано, что все энергетические и угловые корреляции фрагментов в системе центра масс  ${}^6\text{Be}$  можно описать в терминах  $\varepsilon$  и  $\theta_k$  между переменными  $\mathbf{k}_x$ ,  $\mathbf{k}_y$  (Якобиевские моменты, показанные на Рис. 15), где

$$\varepsilon = E_x / E_T \quad (1)$$

$$\cos(\theta_k) = (\mathbf{k}_x \cdot \mathbf{k}_y) / (k_x k_y) \quad (2)$$

$$E_T = E_x + E_y = k_x^2 / 2M_x + k_y^2 / 2M_y \quad (3)$$

$$\mathbf{k}_x = \{A_2 \mathbf{k}_1 - A_1 \mathbf{k}_2\} / \{A_1 + A_2\} \quad (4)$$

$$\mathbf{k}_y = \{A_3 (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - (A_1 + A_2) \mathbf{k}_3\} / \{A_1 + A_2 + A_3\} \quad (5),$$

а  $M_x$  и  $M_y$  есть приведенные массы подсистем. Детали теоретической модели изложены в работе [64]. На Рис.18 приведены результаты модельных расчетов в сравнении с данными нашего эксперимента. В расчетах не учтены возможные эффекты интерференции и выстроенного спина подсистем  ${}^6\text{Be}$ . Верхний ряд демонстрирует угловые и энергетические корреляции в переменных  $\varepsilon$  и  $\theta_k$ , характерные для экспериментальных данных для разных энергетических диапазонов  $E_T$  (приведены для четырех областей). Первые два столбца соответствуют  $E_T$  в зоне резонансных состояний  $0^+$  и  $2^+$ , а третий и четвертый - диапазонам  $E_T$  от 5 до 7 МэВ и от 9 до 11 МэВ, соответственно, где доминирует заселение состояний с отрицательной четностью. Нижний ряд Рис.18 есть теоретическое описание этих корреляций в указанных диапазонах  $E_T$ . Средний ряд отражает результаты Монте Карло симуляций, в которых теоретические расчеты

скорректированы на экспериментальное разрешение установки. Средний и верхний ряды достаточно неплохо согласуются между собой.

Сравнивая первые два столбца, можно увидеть следующие качественные отличия: для состояния  $2^+$  профиль распределения  $\cos(\theta_k)$  более узкий, чем для  $0^+$ , а максимум корреляционной картины сдвинут в сторону меньших значений  $\varepsilon$  (т.е. в сторону меньшей относительной энергии протонов). Это согласуется с предсказаниями, сделанными в работе [47] для “демократических” распадов. Корреляционные картины в области  $E_T > 4$  МэВ существенно отличаются от корреляций для состояний  $0^+$ ,  $2^+$ . Видна сильная зависимость профиля  $\cos(\theta_k)$  от  $E_T$  (третий и четвертый столбцы), приводящая в пределе к формированию двух отдельных областей в виде полумесяцев (четвертый столбец) с максимумами вблизи значений  $\cos(\theta_k) = \pm 0.6$ . Формирование полумесяцев связано с резонансным характером процесса взаимодействия в конечном состоянии в подсистеме кор-протон. Эволюция этих зон в зависимости от  $E_T$  хорошо описывается в рамках предположения о заселении состояний с отрицательной четностью  $J^\pi = \{0^-, 1^-, 2^-\}$ , иначе говоря, это свидетельствует о проявлении Изо-Векторной Мягкой Дипольной Моды (ИВМДМ).

При внимательном сравнении верхнего и среднего рядов можно увидеть несколько небольших отличий, которые вероятно связаны с упрощенной теоретической моделью, не учитывающей эффекты интерференции уровней. В целом, описание экспериментальных данных для корреляционных распределений продуктов распада  ${}^6\text{Be}$  в переменных  $\cos(\theta_k)$ - $\varepsilon$  представляется качественно полным и убедительным. Кроме того, получено указание на сильную чувствительность трёх частичных корреляций к ядерной структуре, и это может служить мощным инструментом для определения спин-четности состояний.

Спин-изоспиновые переходы заселяют в реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$  континуум состояний с отрицательной четностью  $\{0^-, 1^-, 2^-\}$ , в некоторой степени, подобный спектру мягкой дипольной моды, МДМ. Однако, энергетический спектр  $\{0^-, 1^-, 2^-\}$  континуума  ${}^6\text{Be}$ , определенного как Изо-Векторная Мягкая Дипольная Мода (ИВМДМ), значительно шире. Большая ширина ИВМДМ ядра  ${}^6\text{Be}$  объясняется двумя причинами. Во-первых, это более компактная, в сравнении с  ${}^6\text{He}$ , конфигурация  ${}^6\text{Li}$ , на которой в реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$  заселяется ИВМДМ ядра  ${}^6\text{Be}$ . Во-вторых, большие переданные импульсы,  $q = 100 - 150$  МэВ/с, типичные для реакции перезарядки, обеспечивают заселение широкого спектра ИВМДМ. На Рис.19 схематично

изображены условия, при которых проявляются ИВМДМ и МДМ для ядер с массовым числом  $A = 6$ .

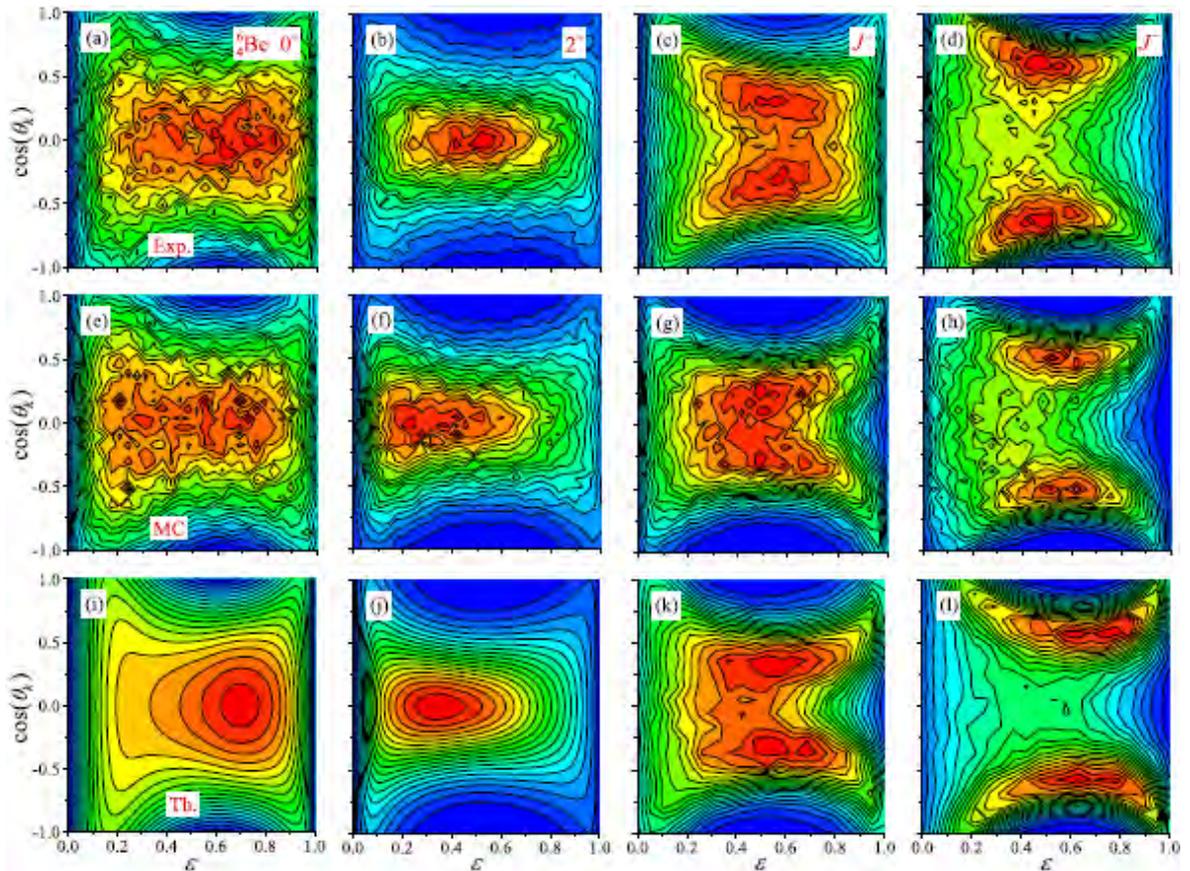


Рис.18. Внутренние корреляции энергия-угол для разных состояний  ${}^6\text{Be}$ , представленные в Якоби "Т" системе для четырех диапазонов энергий  $E_T$  -  $1.37 \pm 0.15$  МэВ (а,е,и),  $3.05 \pm 0.3$  МэВ (b,f,j),  $5 \div 7$  МэВ (с,g,k) и  $9 \div 11$  МэВ (d,h,l). Верхний ряд – экспериментальные данные, средний – Монте Карло симуляции, нижний – теоретическое представление. Переменные  $\epsilon$  и  $\cos(\theta_k)$  определены формулами (1)-(5).

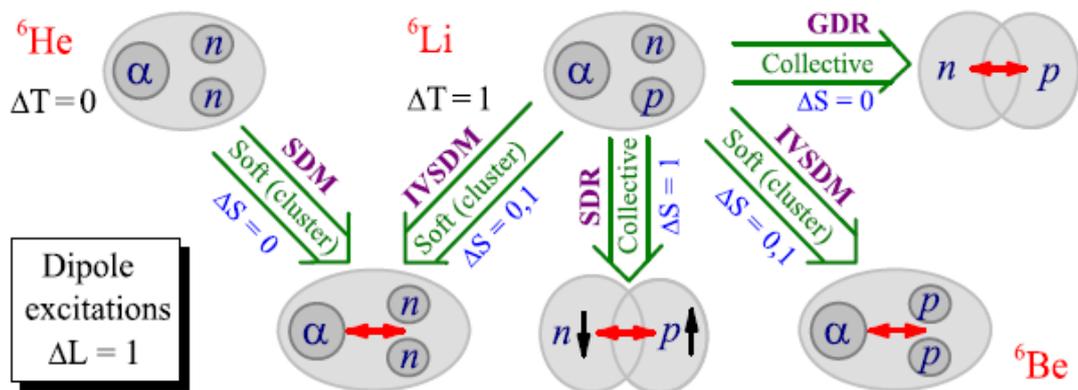


Рис.19. Классификация дипольных возбуждений в ядрах  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Be}$  в реакциях перезарядки ядра  ${}^6\text{Li}$ . Показаны отличия для кластерных возбуждений (мод): мягкой дипольной моды (SDM или МДМ) и изо-векторной мягкой дипольной моды (IVSDM или ИВМДМ) от коллективных возбуждений (резонансов): гигантского дипольного резонанса (GDR) и спин-дипольного резонанса (SDR).

Экспериментальное наблюдение изо-векторной мягкой дипольной моды возбуждения в ядрах с выраженной кластерной структурой изобарической цепочки  $A = 6$  (Рис.19) по всей видимости происходило и раньше, однако всякий раз оно находило иное объяснение (иначе интерпретировалось). Так, например, на Рис.20 показаны экспериментальные данные из работ [74,75], которые могут быть описаны в терминах МДМ и ИВМДМ, то есть в рамках предложенной в работе [69] модели.

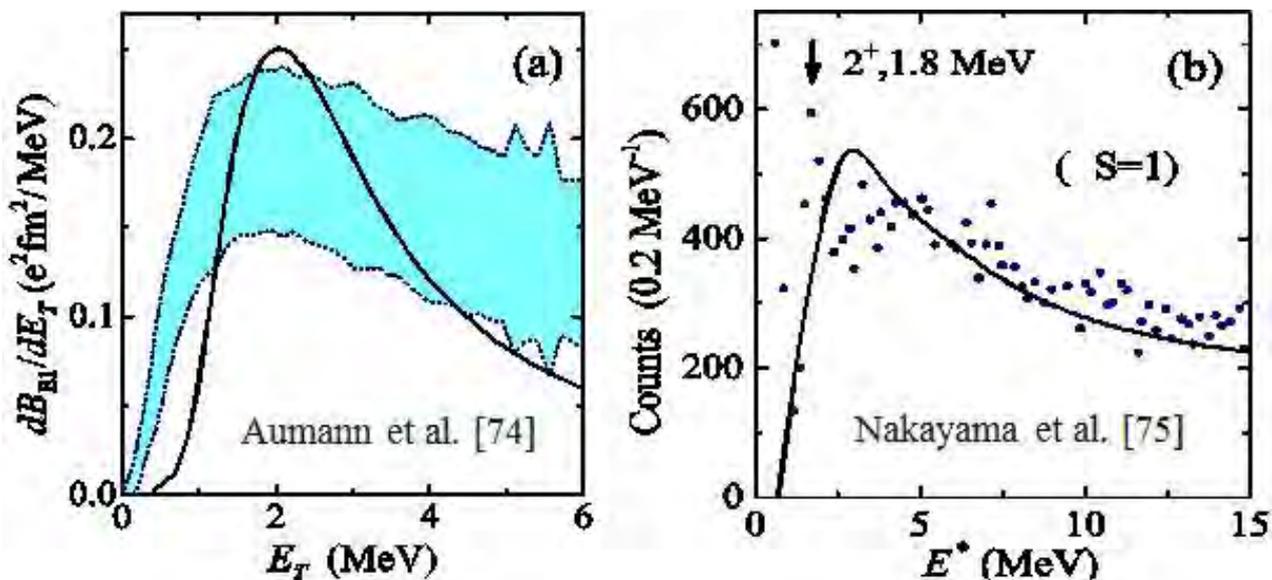


Рис.20. (a) Описание экспериментальных данных по электромагнитной диссоциации  ${}^6\text{He}$  на свинце (закрашенная зона) из работы [74] в терминах МДМ и согласно расчетов [69] (сплошная кривая); величина  $dB_{E1}/dE_T$  характеризует силу E1-перехода. (b) Описание спектра возбужденных состояний  ${}^6\text{He}$  (при  $E_T > 1.8$  МэВ) в реакции  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$  из работы [75] в терминах ИВМДМ и согласно расчетов [69] (сплошная кривая).

По-видимому, ИВМДМ должна быть чувствительна к несколько иным сторонам ядерной структуры, нежели МДМ. Действительно, E1-переход в МДМ континуум  ${}^6\text{He}$  идет лишь через взаимодействие с заряженным кором, в то время как реакция зарядового обмена, заселяющая ИВМДМ для ядер  ${}^6\text{Be}$  (или  ${}^6\text{He}$ ), идет на валентном нуклоне ядра  ${}^6\text{Li}$ . ИВМДМ представляется подходящей для проверки концепции изобарической симметрии для этого класса явлений. Изучение зеркальных реакций, таких как  ${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be}){}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}){}^3\text{H}$ , является перспективным направлением дальнейших исследований. Не исключено, что исследование явления ИВМДМ в более тяжелых ядрах, имеющих гало структуру (из нейтронов или протонов) и компактный кор, может указать на специфические особенности этой структуры.

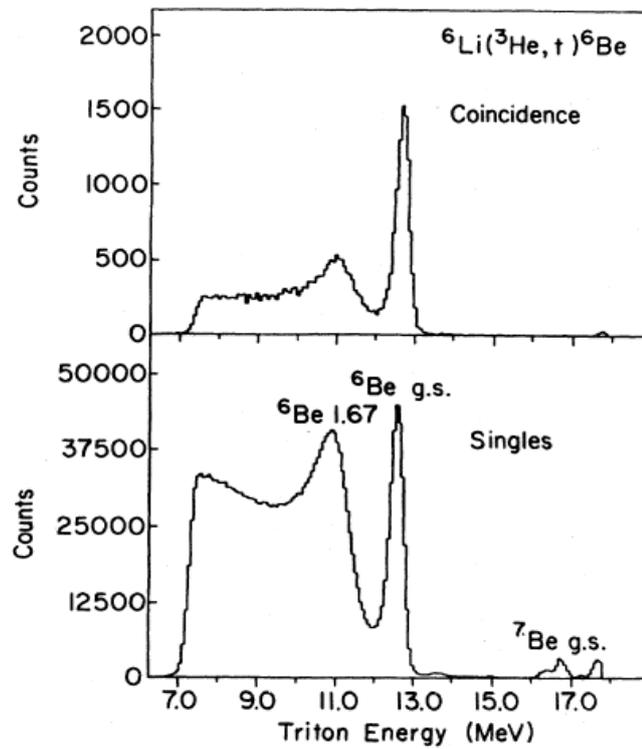


Рис.21. Спектр ядер трития, измеренный в реакции  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$  при  $E_{3\text{He}} = 24$  МэВ авторами работы [76]. Нижняя панель - инклюзивный спектр, верхняя панель – спектр, полученный в совпадении  $\alpha$ - $p$  из распада  ${}^6\text{Be}$ .

При сравнении результатов [69a] с литературными данными [75-79] следует заметить, что ранее данные получались в достаточно узком диапазоне углов в системе центра масс. Как правило не было надежной идентификации спин-четности состояний, а события выше энергии состояния  $0^+$  интерпретировались либо как безструктурный трёх частичный фазовый объем  $\alpha+p+p$  (Рис.21), либо как смесь нескольких более узких состояний, показанных на Рис.22,23,24. Так, авторами [77] в спектре  ${}^6\text{Be}$ , заселенном в реакции  ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}$  при энергии протонов 186 МэВ, были наблюдаемы четыре группы событий выше уровня  $2^+$  с  $\Delta L=1$  компонентой (вклад которой не превышал 40%) при  $E^* \sim 5.5, 10, 15$  и  $25$  МэВ. Эти структуры были объяснены возможным проявлением гигантского дипольного и спин-дипольного резонансов (это может быть низкоэнергетическое крыло в спектре их заселения). Наши данные (см. Рис.17), полученные с высоким энергетическим разрешением, характеризуются гладкой формой спектра в диапазоне  $E^* = 3 \div 15$  МэВ, что характерно для ИВМДМ. В наших данных также исключена примесь состояний с  $\Delta L=0$  и/или вклад от некорреляционного фона в этом диапазоне энергий. И хотя ИВМДМ описывается теми же квантовыми числами, что и дипольный и спин-дипольный резонансы (Рис.19), ИВМДМ не является резонансом - это непрерывная мода возбуждений, так как это не коллективное, а *кластерное явление*.

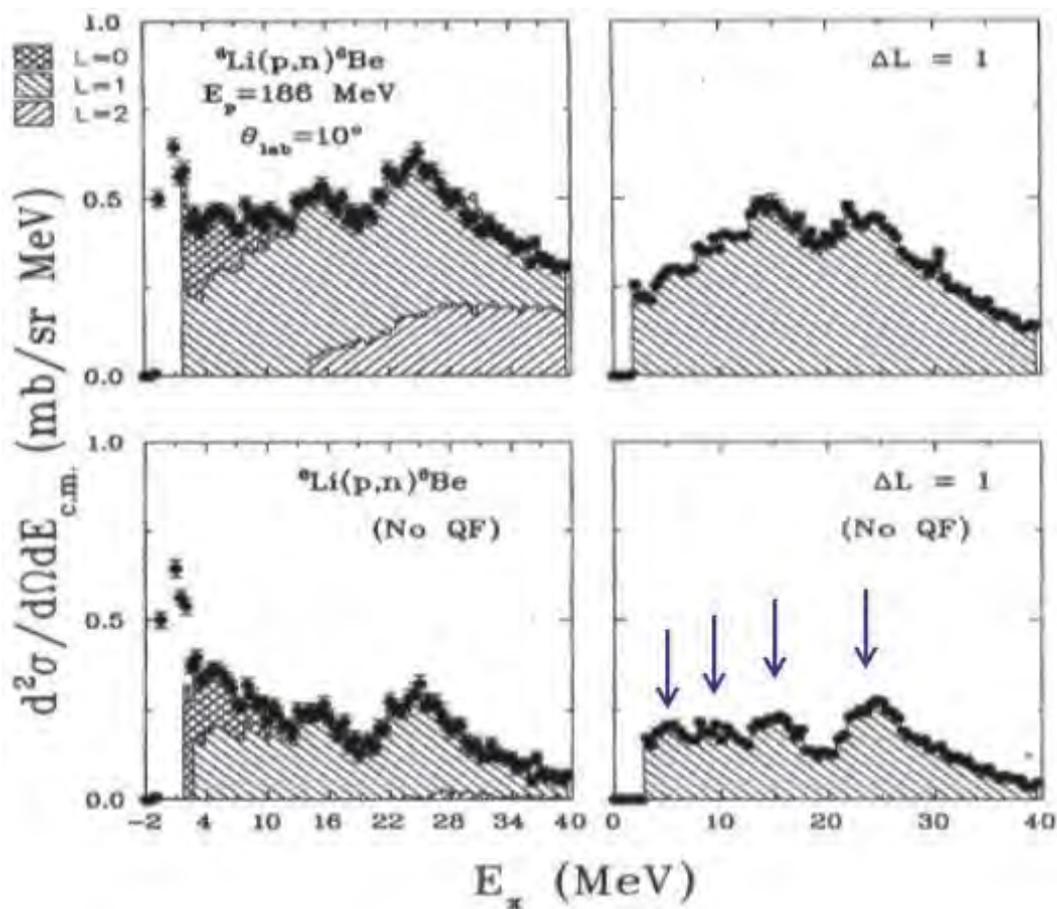


Рис.22. Спектр возбуждений  ${}^6\text{Be}$  в реакции  ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$  при  $E_p = 186$  МэВ [77]. Верхняя панель содержит вклад от квазисвободного рассеяния, на нижней панели этот вклад вычтен. Правый столбец отражает вклад переданного импульса  $\Delta L=1$ . Стрелками указаны структуры при энергиях  $E^* \sim 5.5, 10, 15$  и  $25$  МэВ.

Согласно данным работы [78] в реакции перезарядки  ${}^6\text{Li}({}^3\text{H}, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$  (Рис.23) наблюдались две широкие структуры, благодаря переданному угловому моменту  $\Delta L=1$ , а именно: при энергии  $E^* \sim 5$  МэВ (что есть суперпозиция трех пиков 4.4, 7.7 и 9.9 МэВ, отмеченных сплошными линиями и стрелками) и при энергии  $E^* \sim 15$  МэВ. В рамках интерпретации этой работы около 50% вклада при энергии  $E^* \sim 10$  МэВ составляют события квазисвободного рассеяния, а при энергии  $E^* \sim 5$  МэВ структура спектра объясняется композицией «вторгшихся» состояний (intruder states), отражающих резкую щель для оболочек  $1p-1s$ . Очевидно, что для описания наших данных [69] не требуется привлечения квазисвободного рассеяния в виде подложки фазового объема и/или «вторгшихся» состояний как результата экзотического движения  $s$ -волны в нерезонансной системе (Рис.22-24). Не исключено, что во всех приведенных данных проявляется вклад именно от кластерного явления - ИВМДМ.

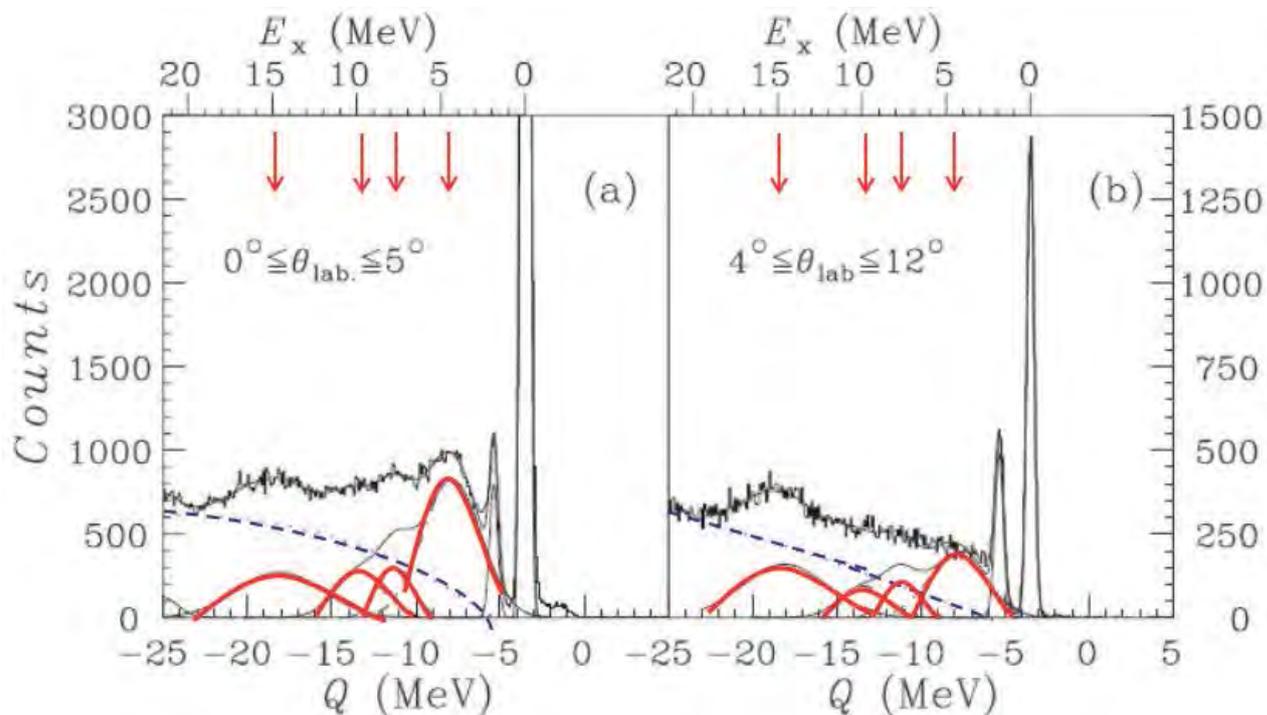


Рис.23. Спектр возбуждений для двух угловых диапазонов, полученный в реакции перезарядки  ${}^6\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$  при  $E_t = 336$  МэВ [78]. Пунктирной линией показан вклад от квазисвободного рассеяния согласно феноменологической модели [79], стрелками указаны пики при  $E^* \sim 4.4, 7.7, 9.9$  и  $15$  МэВ (верхняя шкала).

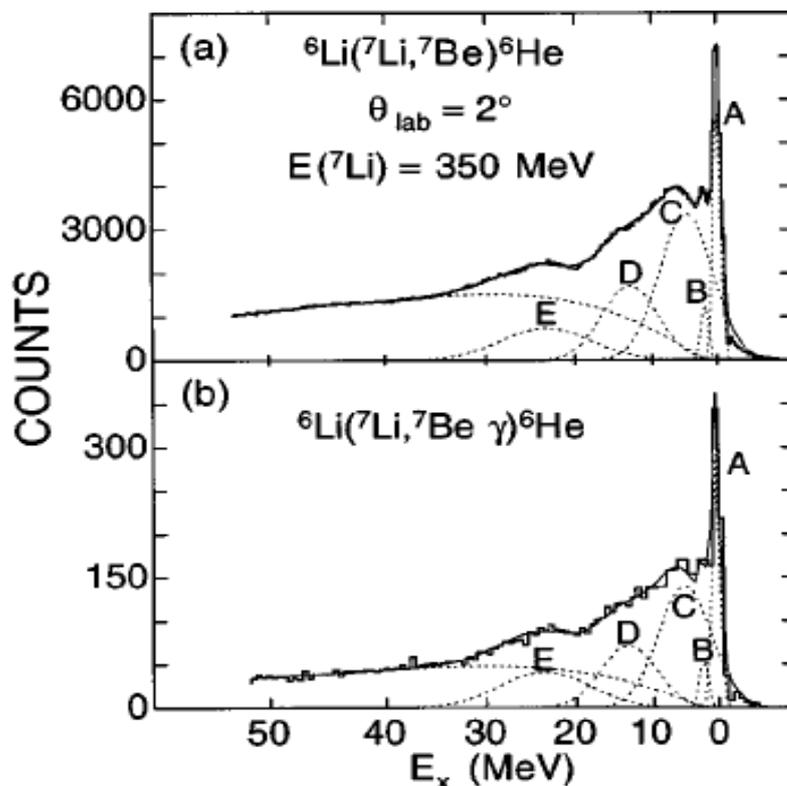


Рис.24. Спектр возбуждений в реакции  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ , полученный авторами [79] при энергии  $E_{7\text{Li}} = 350$  МэВ. Пунктиром обозначены разложения на резонансные состояния и нерезонансный фон, источником которого считается квазисвободное рассеяние. Видно, что резонансы С, D и E формируют гладкий спектр в энергетическом диапазоне  $E^* > 3$  МэВ.

Подведём краткий итог исследований возбуждённых состояний  ${}^6\text{Be}$  в реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$ , выполненных на установке АКУЛИНА при энергии пучка  $E({}^6\text{Li}) = 32.5$  МэВ/нуклон.

1. Предложен и реализован эффективный метод регистрации трех частиц  $\alpha$ - $p$ - $p$ , продуктов распада  ${}^6\text{Be}$ , позволивший получить новые экспериментальные данные, которые являются кинематически полными и измеренными во всем диапазоне углов  $\theta_{\text{цм}} = 0 \div 180^\circ$ , получены с большой статистикой ( $5 \cdot 10^6$  событий), с высоким энергетическим разрешением и в широком энергетическом диапазоне  $E_T < 16$  МэВ.
2. Впервые получено не только хорошее описание всего спектра возбуждений  ${}^6\text{Be}$ , но и двумерных профилей всего набора кинематических переменных, для которых получены зависимости профилей от энергии во всем диапазоне  $E_T < 16$  МэВ.
3. В спектре  ${}^6\text{Be}$ , полученного в реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})\text{n}$ , обнаружено заселение изовекторной мягкой дипольной моды с энергией возбуждения  $E_T > 4$  МэВ. Явление ИВМДМ, отвечающее заселению широкого спектра нерезонансных переходов со спином/четностью  $J^\pi = \{0^-, 1^-, 2^-\}$ , обнаружено в случае с  ${}^6\text{Be}$  впервые. Это кластерное и макроскопическое явление, оно проявляется с высокой вероятностью, поскольку отвечает за описание  $\sim 60\%$  сечения в спектре  $E_T$ , см. Рис.17.
4. Впервые предложена обобщённая схема возбуждений для изобарической цепочки ядер с  $A = 6$ :  ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Li}$ - ${}^6\text{Be}$  (Рис.19), подчеркивающая отличия для кластерных возбуждений (мод): мягкой дипольной моды и изо-векторной мягкой дипольной моды от коллективных возбуждений (резонансов): гигантского дипольного резонанса и спин-дипольного резонанса.
5. Сделан анализ литературных данных (Рис.20-24) на предмет возможной интерпретации наблюдаемых спектров возбуждений  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Be}$  в рамках предложенной модели МДМ-ИВМДМ и подхода, развитого в работе [69].

### 2.3 Поиск $^{26}\text{S}$ . Определение $T_{1/2}$ и $Q_{2p}$ для $^{26}\text{S}$ .

Как уже отмечалось во введении и в предыдущей главе,  $2p$ -радиоактивность есть квантово-механическое явление [11,13], возможное только лишь при выполнении специфических условий ( $Q_{2p} > 0$ ,  $Q_p < 0$ ), т.е. когда последовательная эмиссия протонов становится энергетически невыгодной, и испускание двух протонов становится основным каналом распада. Согласно систематики [2] для системы  $^{26}\text{S}$  эти условия могут быть выполненными (см. Рис.25), поскольку известно, что соседнее ядро  $^{25}\text{P}$  является нестабильным по отношению к  $\beta^+$  распаду,  $T_{1/2} < 30$  нс [3,80].

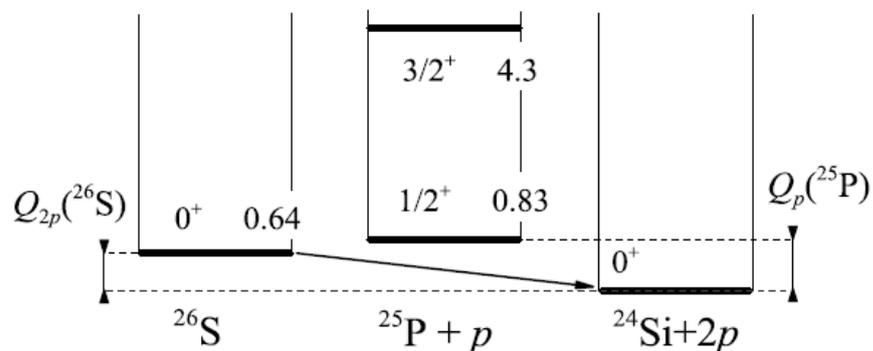


Рис.25. Схема уровней  $^{26}\text{S}$  согласно систематики [2], указывающая на условия для  $2p$  распада.

Свойства ядра  $^{26}\text{S}$  оставались до недавнего времени мало изучены как теоретически, так и экспериментально, а информация из литературы была очень скудная. Так в базе данных NNDC BNL [3] до 2012 года значилось:  $T_{1/2} \approx 10$  мс, возможная мода распада  $2p$  со знаком вопроса, а источник информации не ясен. Стандартная компиляция [2] указывает, что ядро  $^{26}\text{S}$  вероятнее всего нестабильное ( $Q_{2p} > 0$ ) и может претерпевать истинный двухпротонный распад, поскольку  $Q_p(^{25}\text{P}) > Q_{2p}(^{26}\text{S})$ . В Таблице 5 обобщены все известные на 2011 год данные по  $^{26}\text{S}$ . Из таблицы видно, что предсказанные энергии двухпротонного распада для серы-26 разбросаны в широком диапазоне от 0 до 2 МэВ, а величина зарядового радиуса также варьируется весьма значительно. На основании имеющихся данных было сложно планировать эксперимент по поиску  $^{26}\text{S}$  и изучению мод распада из-за неоднозначности предсказаний времени жизни. Из данных таблицы также не ясно является ли сера-26 двухпротонным излучателем, то есть выполняется условие  $Q_p(^{25}\text{P}) > Q_{2p}(^{26}\text{S})$ , или последовательная эмиссия протонов также возможна [ $S_p(^{26}\text{S}) < 0$ ]. Теоретические расчеты не исключают оба варианта распадов. Однако, для

экспериментатора важно знать оценку времени жизни, а эта величина сильно зависит от энергии  $2p$  распада.

Таблица 5. Энергии в МэВ и зарядовые радиусы в фм для ядер  $^{24}\text{Si}$ ,  $^{25}\text{P}$ ,  $^{26}\text{S}$ , дающие информацию относительно  $2p$ -распада  $^{26}\text{S}$  (последний столбец). Феноменологическое значение щели  $\Delta_{pg}$  определено как  $2Q_p(^{25}\text{P}) - Q_{2p}(^{26}\text{S})$ . Выражение для энергии  $2p$  распада  $Q_{2p}^{corr}(^{26}\text{S}) = \Delta_{cde} - S_{2n}(^{26}\text{Ne})$  содержит кулоновский сдвиг  $\Delta_{cde}$  и экспериментальное значение энергии связи  $2n$  в зеркальном ядре  $^{26}\text{Ne}$ . Верхние три строки – результаты систематик, далее – теоретические расчеты. Приведены верхние и нижние границы предсказаний.

Ref.	$Q_{2p}(^{26}\text{S})$	$Q_p(^{25}\text{P})$	$\Delta_{pg}$	$r_{ch}(^{24}\text{Si})$	$r_{ch}(^{26}\text{S})$	$Q_{2p}^{corr}$
A-W-T, NPA 729, 337 (2003)	0.637	0.826	1.01			
B.J.Cole, PRC 58, 2831 (1998)	2.116	1.516	0.92			
	1.954	1.384	0.81			
S.K.Patra et al, IJMP E6, 641 (1997)	1.784			3.21	3.37	1.61
	0.763			3.25	3.44	0.43
G.Lalazissis et al NPA 628, 221 (1998)	0.500			3.24	3.27	1.28
B.Chen et al, PG: NPP 24, 97 (1998)	0.585	0.325	0.07	3.05		
	0.013	0.019	0.02	3.05		
Z.Wang, Z.Ren, NPA 794, 47 (2007)				3.24	3.49	
A.S. Fomichev et al, (RMF)	0.47	1.40	2.32	3.71	3.76	1.78
IJMP E20, 1 (2011)		0.83		3.71		0.8
(three-body)		0.83		3.05		1.1

Как было показано в работе [81], в реальности менее строгие условия  $Q_p(^{25}\text{P}) > Const. * Q_{2p}(^{26}\text{S})$  могут приводить к истинному двухпротонному распаду. В оценках величин  $Q_p(^{25}\text{P})$  и  $Q_{2p}(^{26}\text{S})$  (нижние три строки в Таблице 5) значение множителя в зависимости от динамики распада составляло:  $Const. \sim (0.77 \div 0.83)$ . Учитывая недавние экспериментальные результаты по  $^{19}\text{Mg}$  [29], можно предположить о высокой вероятности распада изотопа  $^{26}\text{S}$  двумя протонами. Правда есть указание об отрицательной величине энергии связи протона, а именно  $S_p(^{26}\text{S}) = -0.42$  МэВ [82], как результат систематики  $\Delta_{pn}$  в зависимости от  $S_p$ . Здесь  $\Delta_{pn}$  означает разницу в энергиях отделения нуклона для изобар-аналоговых партнеров и определяется простым выражением  $\Delta_{pn} = S_n(^A N_Z) - S_p(^A Z_N)$ . В работе [82] предполагался плавный ход зависимости  $\Delta_{pn}$ , в результате чего была сделана оценка  $\Delta_{pn} \sim 6$  МэВ в отличие от предсказания  $\Delta_{pn} = 5.39$  МэВ [2]. Такая систематика наряду с аналогичными зависимостями для цепочек неона и магния приведена на Рис.26. Для известных  $2p$  распадчиков  $^{16}\text{Ne}$  и  $^{19}\text{Mg}$ , также относящихся к ядрам с  $s$ - $d$  оболочкой, наблюдается излом в систематиках  $\Delta_{pn}$ . Такое поведение может быть связано со структурными особенностями трёхкластерных систем, находящихся вблизи границы протонной стабильности [83].

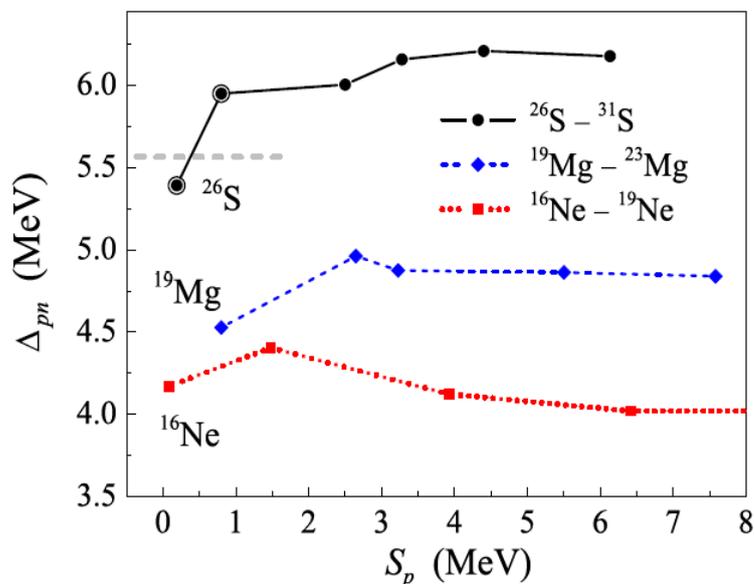


Рис.26. Систематики  $\Delta_{pn}$  в зависимости от энергии связи протона  $S_p$ . Для изотопов неона и магния все величины экспериментальные, два значения для  $^{26}\text{S}$  и  $^{27}\text{S}$  (жирные точки) получены из компиляции данных [2]. Ниже серой пунктирной линии  $S_p(^{26}\text{S}) > 0$  (возможен  $2p$  распад), а выше этой линии  $S_p(^{26}\text{S}) < 0$  (т.е. есть условия для последовательного распада протонами).

Результаты расчетов величины  $Q_{2p}$  с использованием модели релятивистского среднего поля и модели трех тел [84,85], приведенные в Таблице 5, не являются строго однозначными и не исключают значений  $Q_{2p} < 800$  кэВ, что соответствует временам жизни  $T_{1/2} > 100$  нс. Это типичные времена пролета фрагментов от производящей мишени до финальной фокальной плоскости на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА. Данная оптимистичная оценка послужила мотивацией для постановки эксперимента [86] по изучению свойств  $^{26}\text{S}$  методом имплантации пучка РИ в кремниевый телескоп<sup>4</sup>.

Для исследований свойств  $^{26}\text{S}$  на установке АКУЛИНА, работающей в моде фрагмент-сепаратора (Рис.16), была выбрана реакция фрагментации  $^{32}\text{S}$  (50.3 МэВ/нуклон) на бериллиевой мишени ( $\text{Be} - 92.4$  мг/см<sup>2</sup>). С учетом толщины производящей мишени, клина ( $\text{Be} - 92.4$  мг/см<sup>2</sup>) и пластика в F3 ( $\text{BC418} - 19.0$  мг/см<sup>2</sup>) расчетное время пролета от F1 до F4 составляло 314 нс (или  $\approx 0.0003$  мс). Это на 5 порядков меньше, чем существовавшие на тот момент данные NNDC:  $T_{1/2} \approx 10$  мс. Сепаратор настраивался исходя из условий максимального получения в финальной фокальной плоскости F4 ядер  $^{24}\text{Si}$ , для которых условия трансмиссии были наиболее близки для обнаружения изотопа  $^{26}\text{S}$ . Аналогичная процедура апробировалась при

<sup>4</sup> Идея опыта принадлежит И.Г. Мухе. Теоретические расчеты в работе [86] выполнены Е.В. Литвиновой и Л.В. Григоренко; анализ экспериментальных данных сделан в соавторстве с С.В. Степанцовым.

определении выхода ядер  $^{27}\text{S}$ , когда АКУЛИНА настраивалась по максимальному выходу  $^{25}\text{Si}$  (интенсивность РИ в секунду при их имплантации в кремниевый телескоп в финальной фокальной плоскости сепаратора F4). На Рис.27 (a,b) приведены примеры таких настроек с целью обнаружения изотопов  $^{27}\text{S}$  и  $^{26}\text{S}$ , соответственно.

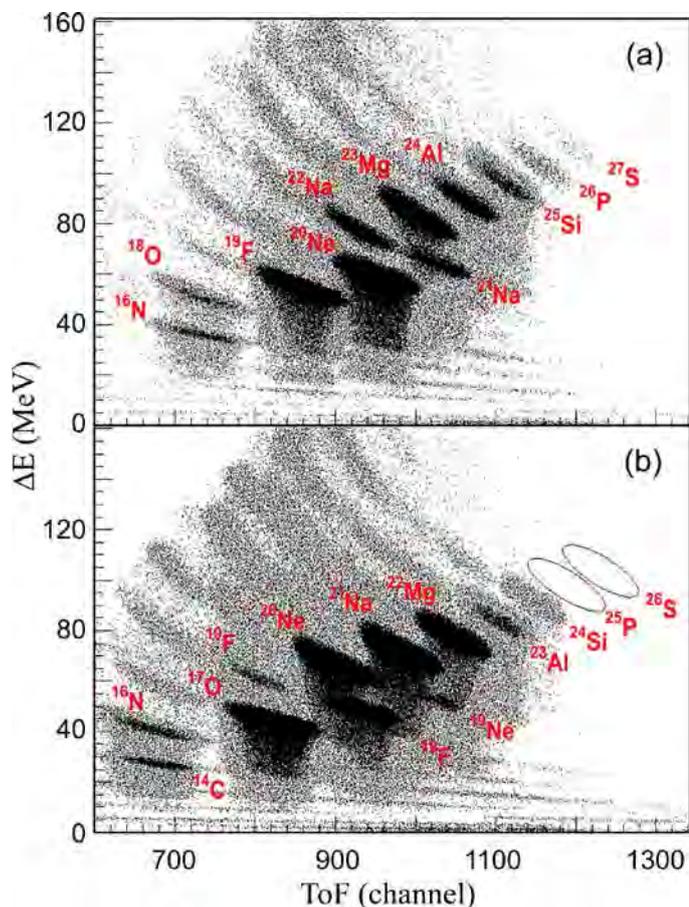


Рис.27. Идентификация ядер в реакции фрагментации  $^{32}\text{S}$  (50.3 МэВ/нуклон) + Ве методом измерения потерь энергии в кремниевом детекторе толщиной 68 мкм и времени пролета пластиковыми сцинтилляционными детекторами при настройке сепаратора АКУЛИНА на максимальное получение в плоскости F4 РИ  $^{27}\text{S}$  (a) и  $^{26}\text{S}$  (b), соответственно. Импульсный захват, определяемый щелями в фокальной плоскости F2, составлял  $\pm 2\%$ .

Для большей достоверности в правильной идентификации ядер применялись два метода:  $\Delta E$ - $ToF$  и  $\Delta E$ - $E^5$ . В обоих случаях для определения потерь энергии использовался тонкий (68 мкм) кремниевый детектор размерами 5x5 см<sup>2</sup>, сегментированный на 8 равных частей в горизонтальной плоскости (X-стрипы). Измерение времени пролета осуществлялось на базе 8.5 м с помощью двух пластиков (BC-418, 125 мкм), каждый из которых просматривался парой фотоэлектронных умножителей XP2020 слева и справа (для коррекции амплитудной

<sup>5</sup> Развитие этих методов и их адаптация для данной поисковой задачи были реализованы в соавторстве с С.А. Крупко и М.С. Головковым.

зависимости сигнала от места попадания); точность измерения составляла 0.6 нс. В методе  $\Delta E-E$  остаточная энергия частиц извлекалась из данных другого кремниевого детектора толщиной 1000 мкм, сегментированного на 8 Y-стрипов и дающего дополнительную информацию о второй координате (пробеги частиц в этом детекторе не превышали 500 мкм). Кремниевые детекторы калибровались рассеянным пучком  $^{32}\text{S}$  при двух значениях энергии (50.1 и 42.0 МэВ/нуклон), а также при помощи альфа источника. Во всех измерениях загрузка на один стрип не превышала 500 шт/с, поэтому эффект наложений составлял пренебрежимо малую величину.

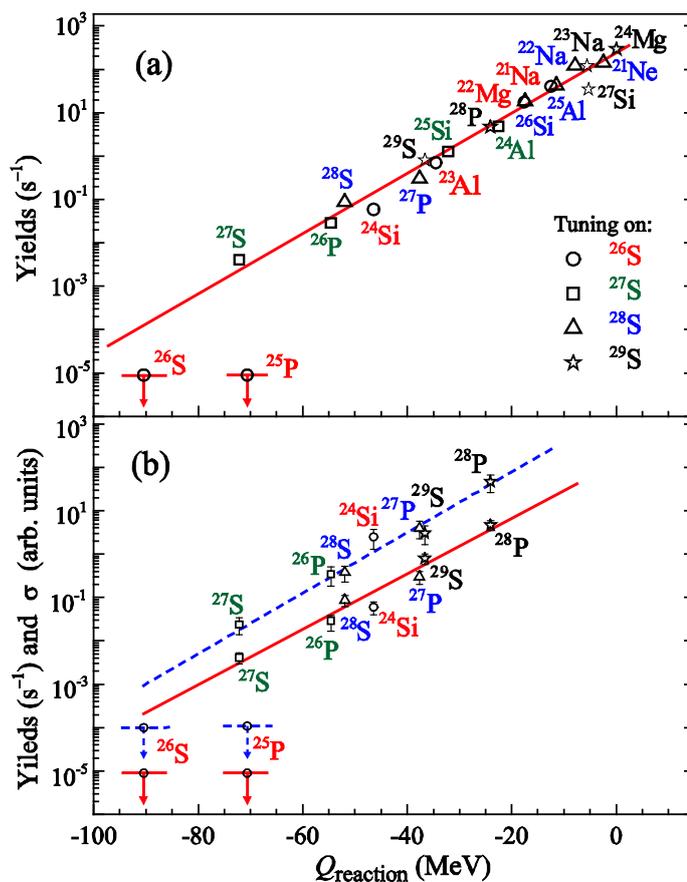


Рис.28. (a) Выходы РИ, отобранные по параметру  $A^{5/2} / Z^{3/2}$ , в зависимости от величины Q-реакции. (b) Выходы (красная линия) и сечения образования (синий пунктир) для РИ с наивысшими коэффициентами трансмиссии через сепаратор в зависимости от Q-реакции.

Были сделаны 4 измерения, длительностью 870, 1200, 4500 и  $1.1 \times 10^5$  с, когда сепаратор АКУЛИНА настраивался на оптимальное прохождение и попадание на детектор в плоскости F4 радиоактивных изотопов  $^{29}\text{S}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{27}\text{S}$  и  $^{26}\text{S}$ , соответственно. На Рис.28(a) приведены данные о выходах этих РИ и сопутствующих изотопов в зависимости от значения Q-реакции согласно систематике данных [2]. Выходы задавались сепаратором при отборе по параметру  $A^{5/2} / Z^{3/2}$  в пределах  $-4\% \div +3\%$ .

Данный параметр определяет селективность фрагмент-сепаратора по отношению к потерям энергии РИ в промежуточной фокальной плоскости F2. Зависимости выходов РИ ( $\text{с}^{-1}$ ) и сечений (отн.ед.) от Q-реакции для изотопов серы, фосфора и кремния (с наивысшим коэффициентом трансмиссии через сепаратор, равным 0.25% и более) показаны на Рис.28(b).

Сечения были определены при помощи выражений из работы [87] для расчетов сечений образования и трансмиссии. Результаты фитирования данных, изображенных на Рис.28 (b), были получены в предположении об экспоненциальной зависимости выходов и сечений от Q-реакции. Экстраполяции систематик показывают, что ожидаемые количества ядер  $^{26}\text{S}$  и  $^{25}\text{P}$  составляют 16 и 360, соответственно, в то время как не было наблюденно ни одного события этих изотопов серы и фосфора. Учитывая полное время пролета ядер  $^{26}\text{S}$  и  $^{25}\text{P}$  от производящей мишени до детектора 314 и 322 нс, а также распределение Пуассона для ожидаемых событий, были получены следующие значения пределов периодов полураспада:

$$T_{1/2}(^{26}\text{S}) < 79 \text{ нс (достоверность 63\%)} \text{ и } T_{1/2}(^{26}\text{S}) < 157 \text{ нс (достоверность 98\%)};$$

$$T_{1/2}(^{25}\text{P}) < 38 \text{ нс (достоверность 63\%)} \text{ и } T_{1/2}(^{25}\text{P}) < 50 \text{ нс (достоверность 98\%)}.$$

Уровень достоверности 63% и 98% определялся из расчета одного наблюденного события или четырех событий вместо нуля. Следует заметить, что оценка  $T_{1/2}(^{25}\text{P}) < 38$  нс неплохо согласуется с пределом 30 нс, установленным в работе F. Rougheon (частное сообщение 1993; см. также [80]).

Базируюсь на имеющейся связи между временем жизни  $T_{1/2}$  и энергией протонного распада  $Q_p$  согласно R-матричной теории [72b], а также учитывая предположение об s-волновом характере основного состояния  $^{25}\text{P}$ , можно установить, что энергия связи одного протона будет  $Q_p(^{25}\text{P}) \geq 110$  кэВ. Эта оценка наряду с теоретическими моделями [72,81] даёт возможность получить верхний и нижний пределы на энергию  $2p$  распада  $^{26}\text{S}$ , а также границы на время жизни  $T_{1/2}$  и ширину  $\Gamma$  [86]. На Рис.29 приведены результаты расчетов, сделанных в рамках квазиклассической модели спонтанной эмиссии частиц [81] и трех-частичной модели “ $l^2$ ” [72a]. В модели [81] пренебрегается взаимодействие между протонами, в результате чего имеется широкий разброс значений  $T_{1/2}$  внутри границ, связывающих эмиссию из состояния  $[s^2]_0$  (верхний предел) и из состояния  $[d^2]_0$  (нижний предел). Модель [72] позволяет существенно сузить границы предсказаний для времени жизни (синий и зеленый пунктиры), однако этот диапазон все еще составляет около двух порядков. На Рис.29 заштрихованная зона, исключаящая  $T_{1/2}(^{26}\text{S}) > 79$  нс, означает, что энергия истинного  $2p$  распада должна быть в

диапазоне  $Q_{2p} > 640$  кэВ. В случае одно протонного распада (что полностью не исключается) можно установить предел  $Q_p(^{26}\text{S}) > 120$  кэВ, а продуктом этого распада будет основное состояние  $^{25}\text{P}$ . Комбинируя этот предел с оценкой  $Q_p(^{25}\text{P})$ , получим предел  $Q_{2p}(^{26}\text{S}) > 230$  кэВ для случая последовательной эмиссии протонов. Видно, что существенная разница в оценке  $Q_{2p}(^{26}\text{S})$  в зависимости от истинного  $2p$  распада или последовательного распада двумя протонами подчеркивает отличия в механизмах распада. Для того чтобы определить «правильную» величину  $Q_{2p}$ , необходимо знание энергии основного состояния  $^{25}\text{P}$ . Ранее опубликованная оценка времени жизни серы-26 в миллисекундном диапазоне ассоциировалась со слабыми взаимодействиями (ядра с такими временами могут быть стабильными), в то время как оценка  $T_{1/2}(^{26}\text{S}) < 79$  нс [86] указывает на высокую вероятность истинного  $2p$  распада для изотопа  $^{26}\text{S}$ .

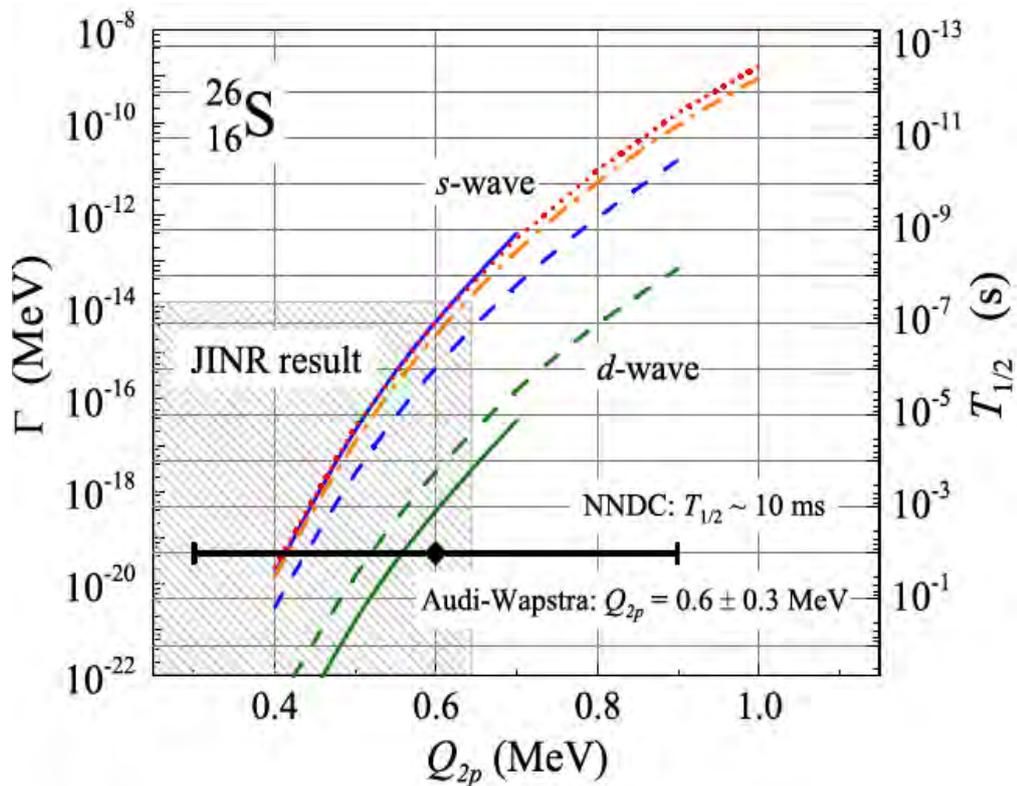


Рис.29. Расчеты границ ширины  $\Gamma$  и времени жизни  $T_{1/2}$  как функции энергии  $2p$ -распада ядра  $^{26}\text{S}$ . Сплошным и пунктирным линиям соответствуют модели квазиклассической спонтанной эмиссии [81] и трех-частичной модели “ $l^2$ ” [72a]. Пунктиром и штрих-пунктиром показаны расчеты в рамках релятивистского среднего поля с учетом релятивистского приближения Hartree и релятивистского Hartree плюс Bardeen–Cooper–Schrieffer приближения, соответственно. Заштрихованная зона, как следствие анализа данных, исключает возможный диапазон значений  $Q_{2p}$  и  $T_{1/2}$ . Темным символом с ошибками обозначены ранее принятые значения  $Q_{2p} = 0.6 \pm 0.3$  МэВ и  $T_{1/2} \sim 10$  мс.

Перечислим основные результаты поисковых исследований изотопа  $^{26}\text{S}$  и его свойств, полученные при проведении экспериментов на установке АКУЛИНА.

1. Методы идентификации заряженных частиц  $\Delta E\text{-}ToF$  и  $\Delta E\text{-}E$  были развиты для задачи поиска изотопа  $^{26}\text{S}$  среди продуктов реакции фрагментации  $^{32}\text{S}$  (50.3 МэВ/нуклон) на бериллиевой мишени.

2. Экспериментально установлен новый предел на время жизни  $^{26}\text{S}$ :  $T_{1/2} < 79$  нс, отличающийся от известных литературных данных более чем на 5 порядков ( $\approx 10$  мс). Надежность измерений подтверждается данными  $T_{1/2}(^{25}\text{P}) < 38$  нс, которые неплохо согласуются с литературным пределом  $T_{1/2}(^{25}\text{P}) < 30$  нс.

3. На основании данных эксперимента и теоретических расчетов в приближении релятивистского среднего поля, связывающих ширину и время жизни с энергией  $2p$  распада, была сделана оценка для величины  $Q_{2p}(^{26}\text{S})$ :  $Q_{2p} > 640$  кэВ. Высказано предположение, что наиболее вероятным каналом распада ядер  $^{26}\text{S}$  является истинное испускание двух протонов.

4. Основываясь на данных [86] и опыта совместной работы с коллегами из ГСИ были подготовлены два предложения на эксперимент с целью дальнейшего изучения свойств  $^{26}\text{S}$ : а) Поиск резонансного состояния  $^{26}\text{S}$  в реакции передачи  $p(^{28}\text{S}, t)^{26}\text{S}$  при энергии  $E(^{28}\text{S}) > 40$  МэВ/нуклон с регистрацией всех продуктов в выходном канале. Это предложение на эксперимент является среди приоритетных в программе исследований на новом фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2, технический пуск которого состоялся в 2016. б) Эффективным также является метод «распад на лету», примененный ранее для изучения целого ряда нейтронно-дефицитных систем  $^{15}\text{F}$ ,  $^{16}\text{Ne}$ ,  $^{18}\text{Na}$ ,  $^{19}\text{Mg}$ ,  $^{29}\text{Cl}$  и  $^{30}\text{Ar}$ , см., например, работы [29, 88, 89]. Метод охватывает широкий диапазон времён  $T_{1/2}$  от 1 пс до 100 нс и позволяет однозначно установить канал распада, однако для его реализации нужна высокая энергия пучка РИ ( $E > 200$  МэВ/нуклон). Это есть предложение на эксперимент в рамках программы исследований EXPERT@Super-FRS (см. детали в Главе 3).

## 2.4 Изучение $\beta$ -задержанных распадов $^{26}\text{P}$ и $^{27}\text{S}$ с использованием ОВПК<sup>6</sup>.

Изучение распадов изотопов  $^{27}\text{S}$  ( $T_{1/2} = 15.5$  мс) и  $^{26}\text{P}$  ( $T_{1/2} = 43.7$  мс) обусловлено интересами астрофизики с целью более полного понимания нуклеосинтеза  $^{26}\text{Al}$ , который является источником космического гама-излучения. При образовании сверхновых (взрыв и последующие процессы при высокой температуре)  $^{26}\text{Al}$  является звеном в цепи реакций  $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}(\beta^+,\nu)^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$  [90]. Однако, эта последовательность может конкурировать с реакцией протонного захвата  $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}(p,\gamma)^{27}\text{P}$ . Одним из способов определить вероятность такого ветвления является изучение  $\beta$  распада  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ , сопровождающегося задержанной эмиссией протонов ( $\beta p$ ) и гамма-квантов.

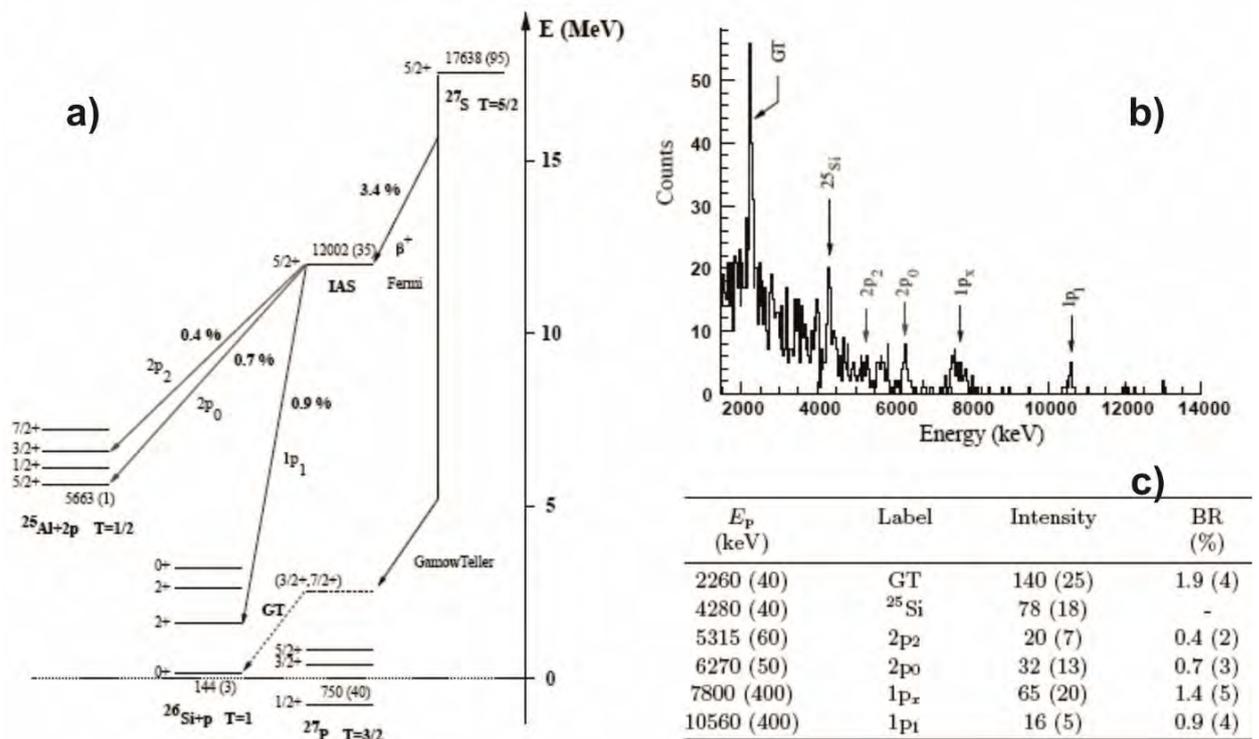


Рис.30. Предполагаемая схема распада  $^{27}\text{S}$  (а), спектр заряженных частиц из распада  $^{27}\text{S}$ , имплантированных в кремниевый детектор (б), и итоговая таблица (с) измерений [41]. Два последних столбца таблицы означают число набранных событий и вероятность ветки распада соответственно. События с энергией выше 7 МэВ на панели (б) есть результат суммирования данных для двух детекторов толщиной 0.5 мм и 6.0 мм.

Ещё одной мотивацией для исследований редких мод распада этих изотопов послужили следующие обстоятельства. Исходя из литературных данных, информация о каналах распада является недостаточно полной и достоверной из-за несовершенства методики измерений [41,42]. Так например, результаты для

<sup>6</sup> Напомним, что сокращение ОВПК означает Оптическая Время-Проекционная Камера. Методика была разработана группой Варшавского Университета под руководством М. Пфюцнера.

вероятностей распада  $P(\beta p)=2.3 \pm 0.9 \%$  и  $P(\beta 2p)=1.1 \pm 0.5 \%$ , приведенные для  $^{27}\text{S}$  в работе [41], были получены путем имплантации ионов в кремниевый телескоп и содержали заметные погрешности из-за фона и неоднозначности выделения канала распада (см. Рис.30). Кроме того, для изотопа  $^{27}\text{S}$  интерес представлял поиск бета задержанной эмиссии трех протонов ( $\beta 3p$ ), что было обнаружено ранее для изотопов  $^{45}\text{Fe}$  [91],  $^{43}\text{Cr}$ [92] и  $^{31}\text{Ar}$ [44]. Наконец, для проведения данных исследований предоставлялась возможность использовать современную методику регистрации редких событий с помощью Оптической Время-Проекционной Камеры (сокращенно ОВПК), которая неоднократно апробировалась на установке АКУЛИНА [93,94]. Так, например, первые тесты методики ОВПК на пучках РИ были выполнены в работе [93], а позднее проводились исследования редких мод  $\beta$ -задержанного распада  $^8\text{He}^*$  с испусканием трех частиц  $\alpha+t+n$  [94].

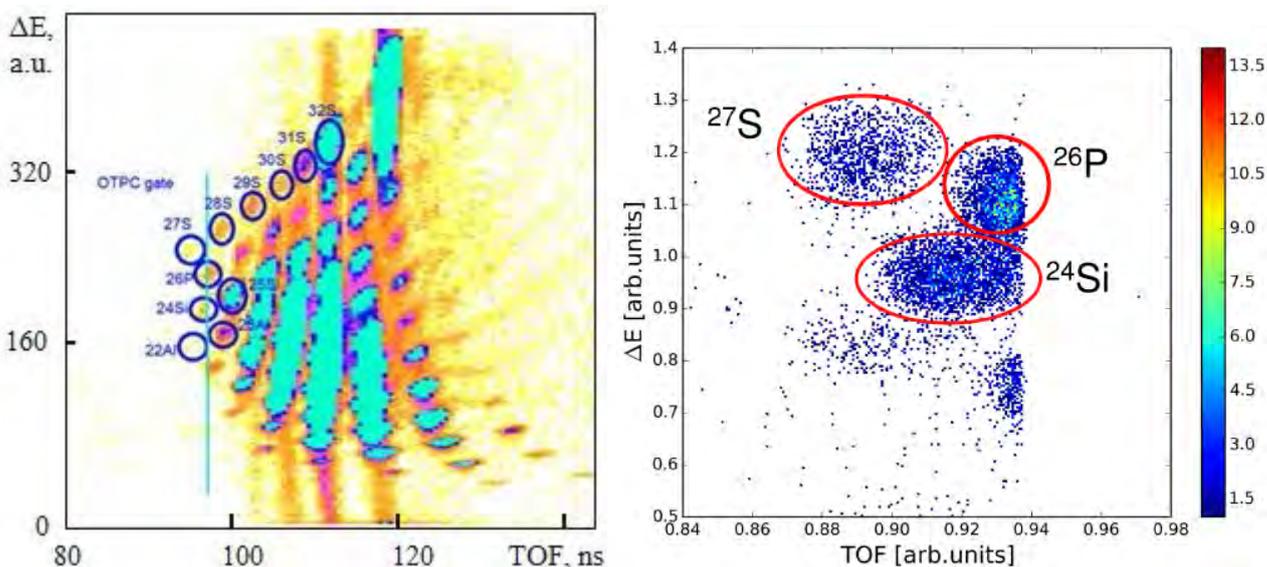


Рис.31. Состав РИ из реакции фрагментации  $^{32}\text{S} + \text{Be}$ , измеренный перед входом в ОВПК по потерям энергии в кремниевом детекторе (отн.ед.) как функции времени пролета (нс) (левая панель). События, зарегистрированные кремниевым детектором внутри камеры ОВПК при условии запираения первичного пучка  $^{32}\text{S}$  на канале инжекции У-400М (правая панель).

Постановка опыта [43] на установке АКУЛИНА осуществлялась следующим образом. Пучок РИ из реакции фрагментации  $^{32}\text{S}$  (50.3 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$  (92.4 мг/см<sup>2</sup>), сформированный сепаратором АКУЛИНА (в котором доля  $^{27}\text{S}$  составляла 0.03%, а её средняя интенсивность была  $\sim 1/\text{мин}$ ) и дополнительно заторможенный перед камерой с помощью алюминиевого поглотителя, поступал в газовый объем ОВПК, где полностью останавливался (см. распределение на Рис.32, правая панель) и мог претерпеть распад. Всякий раз, когда наблюдалось событие в зоне РИ  $^{27}\text{S}$  (т.е.

слева от голубой линии на левой панели Рис.31, куда также попадали события и от  $^{26}\text{P}$ , примерно 40% от всех летящих в пучке РИ), происходило запираение пучка на канале инжекции от источника тяжелых ионов к ускорителю У-400М (Рис.52). Для однозначной идентификации траекторий разных изотопов и места их распада в ОВПК, пучок РИ формировался таким образом, чтобы его профиль перед входом в камеру был в виде эллипса с поперечным сечением  $(X,Y) = 40 \text{ мм} \times 7 \text{ мм}$  (ПШПВ). Это позволяло одновременно проводить исследования изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$  (Рис. 32-а), суммарная доля которых в пучковом коктейле РИ на установке АКУЛИНА не превышала 0.1%. Время запираения первичного пучка на канале инжекции У-400М выбиралось 50 мс, т.е. примерно три периода полураспада  $^{27}\text{S}$  ( $T_{1/2} = 15.5 \text{ мс}$ ) [41] и один  $T_{1/2} (^{26}\text{P}) = 43.7 \text{ мс}$ , на это время включался режим повышения усиления сигналов в ОВПК для наблюдения редких видов бета-задержанных распадов с одновременным испусканием одного или нескольких протонов. Количество интересующих изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ , которые попали в объем ОВПК и могли испытать бета-задержанный распад, составило 2497 и 1267, соответственно. Качество идентификации этих РИ при измерении  $\Delta E$ -ТоF показано на Рис.31 (правая панель). Процесс запираения осуществлялся достаточно быстро – за несколько микросекунд, это определялось временем срабатывания триггерной системы от событий, удовлетворяющих условию «ТоF < 97 нс» (Рис.31), и временем подачи напряжения  $\pm 450 \text{ В}$  на отклоняющие пучок пластины в канале инжекции.

Принцип работы ОВПК схематично изображен на Рис.32 и Рис.52 (Приложение 2), детали метода можно найти в работах [91-94]. Отметим здесь лишь базовые моменты, относящиеся к исследованиям изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$  на установке АКУЛИНА.

Рабочий объем ОВПК глубиной 35 см заполнялся газовой смесью 49.5% Ar, 49.5% He, и 1% CO<sub>2</sub> при атмосферном давлении. В камере обеспечивалось однородное электрическое поле с градиентом 130 В/см перпендикулярно оси пучка, за счет которого электроны первичной эмиссии (как результат ионизации газа при торможении заряженных частиц) дрейфовали с постоянной скоростью в направлении входного электрода. Оперативно меняя потенциал на этом электроде, можно было уменьшить количество первичных электронов для регистрации только тяжелых ионов (режим низкой чувствительности) или наоборот дать им пройти в секцию для дальнейшего усиления сигнала (режим высокой чувствительности, необходимый для регистрации продуктов распада). Секция усиления сигналов состояла из 4-х GEM-фольг (Gas Electron Multiplier foil [95]) и многопроволочного

анода. В плоскости анода происходила вспышка света (газ аргон является сцинтиллятором), которая регистрировалась цифровой камерой (CCD) и фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Эти сигналы наряду с информацией об ID-плоте (Рис.31) оцифровывались и записывались в память компьютера. CCD камера [96] обеспечивала 2D изображение треков в плоскости анода за время экспозиции 50 мс, а сигналы с ФЭУ давали информацию о полной интенсивности света в зависимости от времени. Это позволяло определить не только интервал между приходом изучаемых РИ в ОВПК и временем их распада, но и проследить формирование вспышки вдоль трека и тем самым с учетом данных CCD восстановить 3D картину распадов. Анализировались распады лишь тех изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ , которые были удалены от краев рабочего объема на входе и выходе на расстояние 2 см, таких событий оказалось 2463 и 1237, соответственно (т.е. > 98% из всех попавших в ОВПК, см. распределение на Рис.32). Это позволяло эффективно регистрировать протоны при распаде этих изотопов вплоть до энергии 2 МэВ. Следует заметить, что одновременно в ОВПК попадало достаточно много ядер  $^{24}\text{Si}$  (см. Рис.31), однако подавляющее большинство из них пролетали сквозь газовый объем и они остались вне анализа.

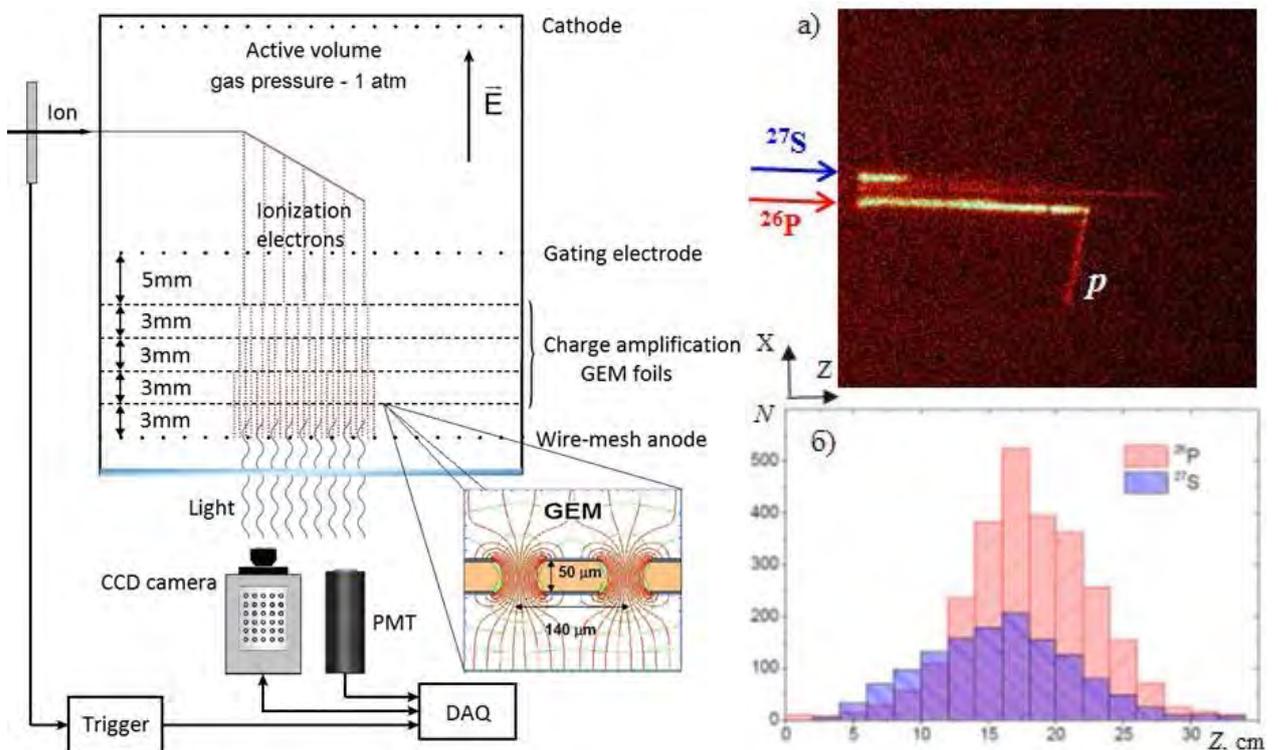


Рис.32. Принцип работы Оптической Время-Проекционной Камеры (левая панель). Пример одновременного попадания в ОВПК изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$  и распределение этих изотопов по пробегам в газовом объеме ОВПК при отборе событий с условием «ToF < 97 нс» (правая панель: - а) и - б), соответственно).

Для изотопа  $^{26}\text{P}$  были получены 457 и 20 событий  $\beta p$  и  $\beta 2p$  распадов, соответственно. С учетом поправки на ограниченное время экспозиции 50 мс (т.е. чуть больше одного периода полураспада) была получена оценка суммарной вероятности бета задержанной эмиссии протонов  $\beta p$  и  $\beta 2p$ :  $P_{tot} = 35(2)\%$ . Это значение согласуется в пределах  $2\sigma$  с данными 39(2)% из работы [42]. Для 20 событий  $\beta 2p$  распадов была установлена вероятность  $P_{\beta 2p} = 1.5(4)\%$ , что также согласуется с литературными данными 2.2(3)% [42]. В отличие от прежних методик с прецизионным измерением энергии протонов в данном случае идентификация  $\beta 2p$  распадов происходила по отчетливому изображению от CCD камеры в момент остановки иона, см. Рис.33 (левая панель). Кроме того, в 141 случаях  $\beta p$  распадов была возможность восстановить энергию испущенных протонов по длине треков (с точностью  $\sigma_E \sim 80$  кэВ). Результирующий спектр распределения по энергиям протонов показан на Рис.33 (правая панель). Интенсивный пик при низкой энергии  $E \sim 410$  кэВ соответствует переходу возбужденного состояния  $^{26}\text{Si}$  ( $E=5.93$  МэВ) в основное состояние  $^{25}\text{Al}$ . С учетом коррекции на отдачу в системе центра масс получается значение энергии  $E=426(30)$  кэВ. Этот результат неплохо согласуется с данными 415 кэВ [97], хотя и был получен с меньшей точностью. При больших энергиях в области  $E \sim 800$  кэВ виден пик, который есть смесь узких пиков при 778 и 866 кэВ, наблюдаемых ранее в [42].

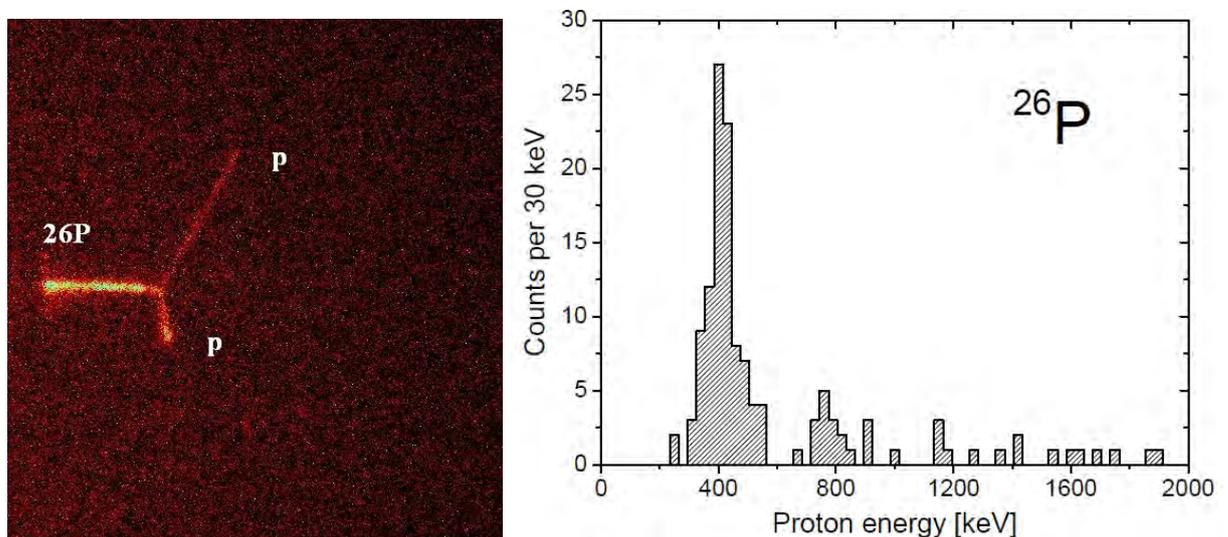


Рис.33. Пример идентификации  $\beta 2p$  распадов  $^{26}\text{P}$  с помощью CCD камеры (левая панель). Распределение по энергиям протонов для 141 событий  $\beta p$  распадов  $^{26}\text{P}$ , определенное методом восстановления энергии по длине пробега (правая панель).

При детальном анализе всех аспектов, связанных с количеством наблюдаемых событий в пике 415 кэВ, было сделано заключение  $141 < N_{415} < 186$ ,

что позволило сделать оценку абсолютной интенсивности для этой линии:  $10.4(9)\% < P_{415} < 13.8(10)\%$ . В работе [42] была получена несколько большая вероятность  $P_{415} = 17.96(90)\%$ . Для линий 778 и 866 кэВ у нас было наблюдаемо 15 событий, что соответствует вероятности ветвления  $1.1(3)\%$ , в то время как в работе [42] суммарная величина составляла  $2.5(3)\%$ . Следует заметить, что столь значительное расхождение может быть связано с тем, что именно в работе [42] были получены завышенные значения этих величин из-за фоновых условий, особенно проявляющихся при регистрации протонов в низком диапазоне энергий с помощью кремниевых телескопов. Использование газового детектора типа ОВПК позволяет отчетливо (без всякого фона) наблюдать 3D-картину событий, и тем самым детально изучать процессы распадов экзотических ядер с испусканием одной или нескольких частиц, начиная от самых малых энергий.

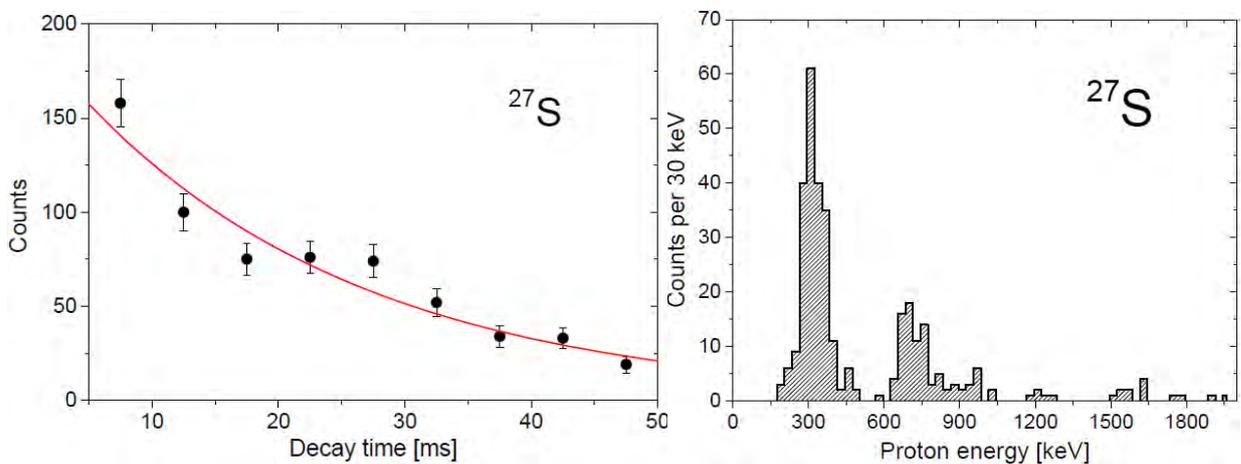


Рис.34. Измеренная кривая  $\beta$ -распада для изотопа  $^{27}\text{S}$ , позволившая определить период полураспада  $T_{1/2} = 15.5(16)$  мс (левая панель). Распределение по энергиям протонов для 361 события  $\beta p$  распадов  $^{27}\text{S}$ , определенное методом восстановления энергии по длине пробега (правая панель).

Аналогичным образом проводился анализ данных в случае  $^{27}\text{S}$ . Из 1237 событий, остановившихся в центральной зоне газового объема, 709 имели хорошую временную информацию. В результате были получены данные о периоде полураспада  $^{27}\text{S}$  (см. Рис.34, левая панель),  $T_{1/2} = 15.5(16)$  мс, что хорошо совпало с литературным значением  $15.5(15)$  мс из работы [41], а также вероятности ветвления по каналам  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $P_{tot}$ :  $24(3)\% < P_{320} < 28(2)\%$ ,  $P_{710} > 6.7(8)\%$ ,  $P_{\beta 2p} = 3.0(6)\%$ ,  $P_{tot} = 64(3)\%$ , см. Рис.34 (правая панель) и Рис.35. Все эти значения существенно (в 2 и более раз) выше, чем данные [41], полученные методом имплантации  $^{27}\text{S}$  в сборку кремниевых детекторов, с помощью которых регистрировались высокоэнергичные протоны, начиная с  $E_p > 2$  МэВ (см.Рис.30-в). Метод [41] не позволял корректно

учитывать фон вплоть до энергий  $E_p \sim 4$  МэВ, что существенно влияло на точность в определении вероятности ветвления по каналам  $\beta p$  и  $\beta 2p$ . Метод с использованием ОВПК впервые позволил построить энергетическое распределение для событий  $\beta p$  (Рис.34, правая панель), начиная с  $E_p > 150$  кэВ.

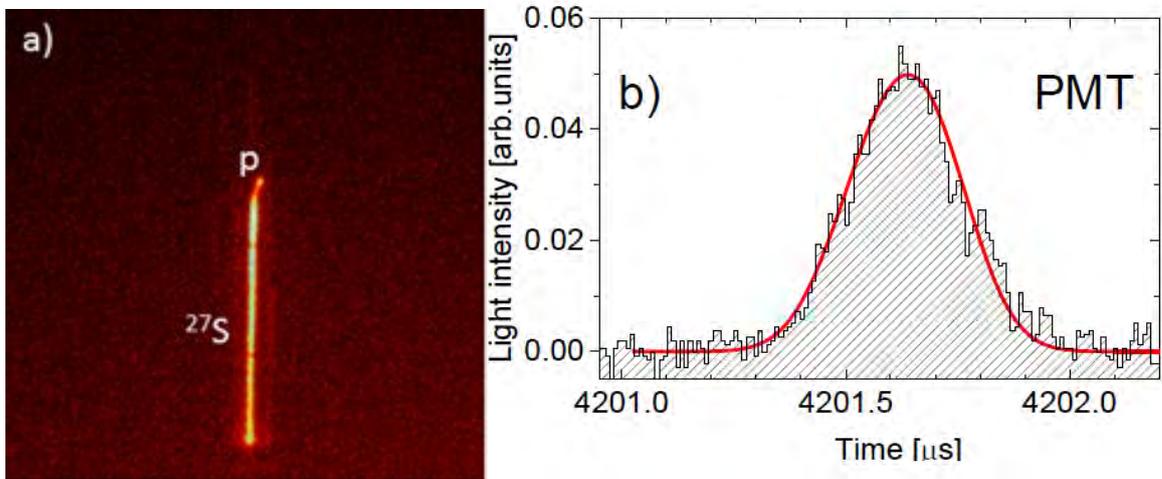


Рис.35. Пример испускания низкоэнергетических бета-задержанных протонов при распаде  $^{27}\text{S}$ ; длина трека протона, определенная CCD камерой, составила 8 мм (левая панель). Структура временного сигнала ФЭУ (правая панель) позволила определить время распада 4.2 мс с момента имплантации изотопа в камеру, а также установить длину вертикального трека 3 мм. Суммарная длина трека в 3D-пространстве оказалась равной 8.5 мм, что соответствовало энергии протона 320 кэВ.

Для изотопа  $^{27}\text{S}$  были зарегистрированы 33 события, сопровождающиеся эмиссией  $\beta 2p$ . Так же, как и в случае с  $^{26}\text{P}$  эти события имели однозначную идентификацию в CCD-камере и ФЭУ (т.е. без вклада фона, см.Рис.36). Измеренная вероятность ветвления  $P_{\beta 2p} = 3.0(6)\%$  оказалась в 3 раза больше, чем в работе [41]. А для величины  $P_{tot} = 64(3)\%$  расхождение с данными этой работы составило более чем фактор 10 (Таблица 6).

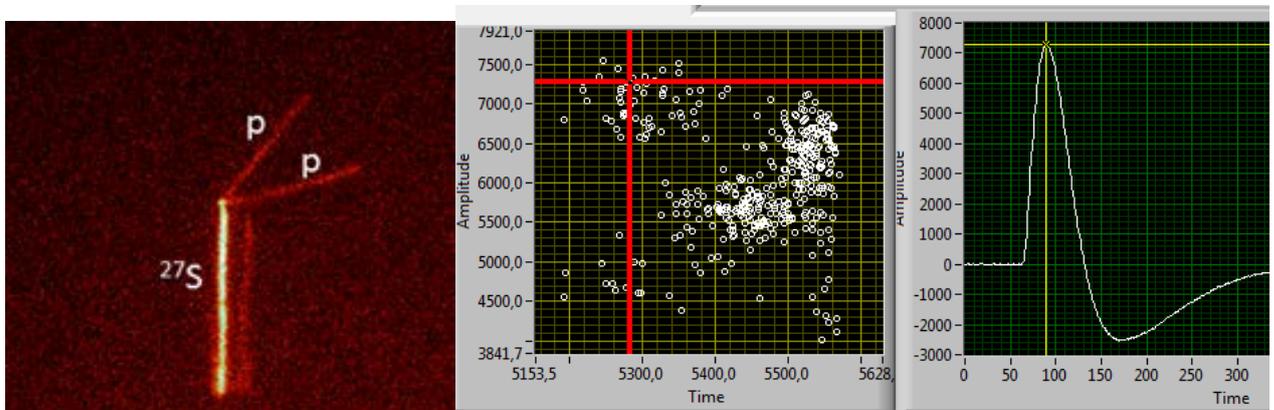


Рис.36. Пример  $\beta 2p$  распада  $^{27}\text{S}$  с идентификацией событий в CCD-камере (левая панель), в данных  $\Delta E$ -ToF (центральная панель) и временных сигналах ФЭУ (правая панель).

Таблица 6. Сравнение результатов экспериментов с использованием ОВПК и литературных данных с применением кремниевого телескопа (нижняя строка) по изучению процессов  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $\beta_{tot}$  распадов изотопов  $^{26}\text{P}$  [42] и  $^{27}\text{S}$  [41]; в круглых скобках указаны ошибки. Величина  $P_{\beta p}$  (415 кэВ) = 17.96 %, полученная в работе [42] для  $^{26}\text{P}$  с ошибкой 90%, объясняется высоким уровнем фона при регистрации низкоэнергетических протонов Si-детектором.

$^{26}\text{P}$				$^{27}\text{S}$			
$P_{\beta p}$ 415 кэВ	$P_{\beta p}$ ~800 кэВ	$P_{\beta 2p}$	$P_{tot}$	$P_{\beta p}$ 320 кэВ	$P_{\beta p}$ 710 кэВ	$P_{\beta 2p}$	$P_{tot}$
10.4(9)% ÷ 13.8(10)%	1.1(3)%	1.5(4)%	35(2)%	24(3)% ÷ 28(2)%	> 6.7(8)%	3.0(6)%	64(3)%
17.96(90)%	2.5(3)%	2.2(3)%	39(2)%	2.3±0.9%		1.1±0.5%	~ 4%

Настало время подвести краткий итог по изучению редких веток распада изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$  с использованием методики ОВПК на установке АКУЛИНА [43].

1. Метод ОВПК получил дальнейшее развитие за счет модернизации систем идентификации частиц и сбора данных, позволяющей эффективно работать с 'грязным' и расфокусированным вторичным пучком.
2. Экспериментально были установлены новые более точные значения для вероятностей ветвления по каналам  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $\beta_{tot}$  при распаде изотопов  $^{26}\text{P}$  и  $^{27}\text{S}$ , которые заметно отличаются от литературных данных, особенно для  $^{27}\text{S}$ , см. итоговую Таблицу 6.
3. В эксперименте по изучению редких веток распада  $^{27}\text{S}$  не было обнаружено ни одного события  $\beta 3p$ , что позволило установить предел наблюдения этого процесса на уровне  $P_{\beta 3p} < 0.08\%$ .
4. Показаны преимущества метода имплантации нейтронно-дефицитных изотопов в ОВПК по сравнению с методом имплантации в телескоп, состоящий из кремниевых детекторов, а именно: а) отсутствие фона во всем энергетическом диапазоне, начиная с  $E_p \geq 100$  кэВ; б) возможность однозначной регистрации короткопробежных протонов; в) одновременная визуализация всех продуктов распада с временной привязкой событий. Метод позволяет изучать редкие виды распадов для изотопов с временами жизни в широком диапазоне  $T_{1/2} = 1 \div 500$  мс.

## 2.5 Поиск $2p$ -распада для $^{17}\text{Ne}(3/2^-)$ в реакции $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$ .

Ядро  $^{17}\text{Ne}$ , расположенное на границе протонной стабильности, представляет повышенный интерес для изучения по целому ряду причин. Спектр низколежащих состояний для этого ядра был определен в работе [98], где для заселения состояний использовалась реакция  $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})$  при энергии 70 МэВ. Схема уровней и возможные каналы распада первых трех состояний  $^{17}\text{Ne}$  показаны на Рис.37 (верхняя панель). Несомненный интерес представляет первое возбужденное состояние  $^{17}\text{Ne}(J^\pi=3/2^-)$  с энергией 1288 кэВ, которая всего на 344 кэВ превышает порог двух протонного распада  $^{17}\text{Ne}\rightarrow^{15}\text{O}+2p$ , причем канал распада одним протоном энергетически запрещен. Другими словами, первое возбужденное состояние является кандидатом на роль истинного двухпротонного распадчика, при условии, что эта ветка распада может конкурировать с  $\gamma$ -распадом в основное состояние ядра  $^{17}\text{Ne}$ . Кроме того, мода распада первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$  представляет большой интерес с точки зрения астрофизики. Возможность выхода из точки ожидания  $gp$ -процесса путем двухпротонного захвата в реакции  $^{15}\text{O}(2p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ , см. [99] и Рис.37 (нижняя панель). Процесс трехтельного радиационного захвата очень маловероятен и может происходить только в условиях взрыва сверхновой звезды. Возможные механизмы такого процесса подробно обсуждаются в работе [100], причем результаты теоретических предсказаний варьируется в больших пределах и в значительной степени определяются точностью измерения резонансных параметров первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$ , а именно, его временем жизни и отношением  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ .

В работе [101], была измерена вероятность заселения и  $\gamma$ -распада этого состояния в реакции кулоновского возбуждения при взаимодействии радиоактивного пучка  $^{17}\text{Ne}$  при энергии 60 МэВ/нуклон с ядрами  $^{197}\text{Au}$ . Исходя из измеренной величины в работе [102] методом прямого наблюдения двух протонного распада первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$ , был определен верхний предел  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 7.7 \times 10^{-3}$ , что, по крайней мере, на три порядка превышает теоретические ожидания [100].

Авторы [103] пытались улучшить это значение при исследовании продуктов реакции фрагментации  $^{18}\text{Ne}$  (36 МэВ/нуклон) + Ве с использованием метода инвариантной массы, однако их результат оказался весьма скромным – сделано утверждение, что нет противоречий с данными работы [102].

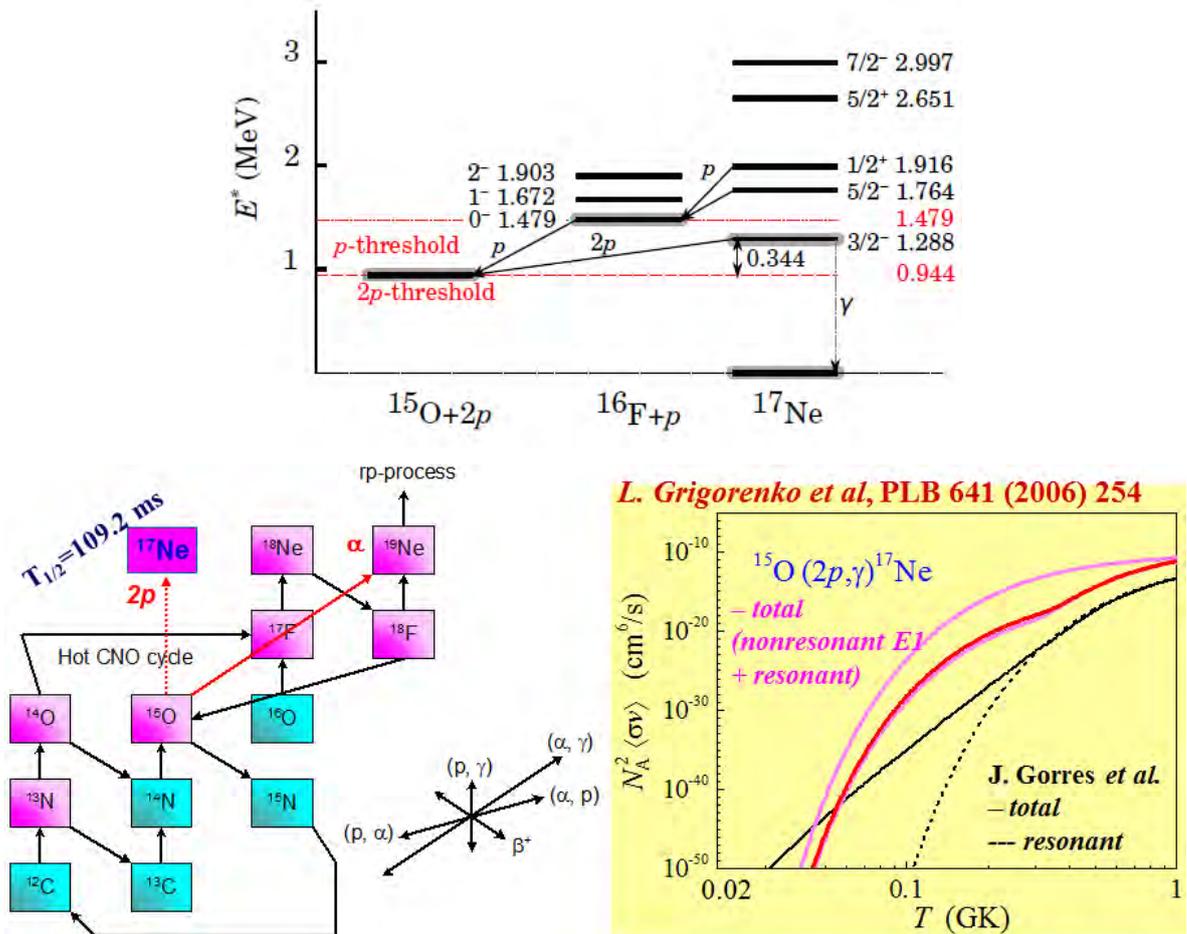


Рис.37. Схема уровней изотопа  $^{17}\text{Ne}$  и его подсистемы  $^{16}\text{F}$  и возможные способы распада возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ : эмиссия  $\gamma$ -квантов, последовательный распад протонами и  $2p$ -распад уровня 1288 кэВ (верхняя панель). Схема обхода точки ожидания  $rp$ -процесса путем  $2p$ -захвата в реакции  $^{15}\text{O}(2p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  и расчеты процесса горения [100] (нижняя панель).

Результатом поиска альтернативного решения данной задачи явился метод комбинированной массы, предложенный и реализованный нами<sup>7</sup> для реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}$  [104,105]. Выбор этой реакции определялся тем, что в реакции нейтронного подхвата с наибольшим сечением должны заселяться основное ( $J^\pi=1/2^-$ ) и первое возбужденное ( $J^\pi=3/2^-$ ) состояния, поскольку эти процессы отвечают подхвату нейтрона из соответствующих оболочек. Заселение вышележащего состояния (1.764 МэВ,  $J^\pi=5/2^-$ ) может идти, по меньшей мере, двухступенчатым механизмом. Поэтому следует ожидать, что поперечное сечение реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}$ , приводящей к состоянию  $5/2^-$ , будет на порядок величины ниже сечения заселения состояния  $3/2^-$ . Из рисунка 37 следует, что двух протонный распад первого возбужденного состояния может конкурировать с доминирующим  $\gamma$ -распадом в основное состояние. Дублет вышележащих состояний с вероятностью,

<sup>7</sup> Основными соавторами метода являются: Г.М. Тер-Акопьян, М.С. Головкин, Л.В. Григоренко, П.Г. Шаров и Р. Вольски.

близкой к 100%, испытывает двух протонный распад с переходом в основное состояние  $^{15}\text{O}$  через промежуточные состояния ядра  $^{16}\text{F}$ . Близость по энергии этих протонов к искомым протонам из распада первого возбужденного состояния накладывает жесткие требования к энергетическому разрешению детектирующей аппаратуры.

Эксперимент проводился на ускорительном комплексе DRIBs ЛЯР им. Г.Н. Флерова ОИЯИ. Первичный пучок ускоренных циклотроном У400М ионов  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 53 МэВ/нуклон бомбардировал производящую бериллиевую мишень толщиной 55.5 мг/см<sup>2</sup>. Вторичный пучок  $^{18}\text{Ne}$  выделялся от сопутствующих продуктов реакций с помощью фрагмент-сепаратора АКУЛИНА. Для дополнительной очистки пучка в промежуточном фокусе сепаратора помещался бериллиевый поглотитель клиновидной формы толщиной 138.6 мг/см<sup>2</sup>. Для диагностики пучка использовался стандартный набор детекторов, который включал два сцинтилляционных пластиковых детектора (для измерения времени пролета на базе 796 см и удельных потерь энергии) и две позиционно-чувствительные многопроволочные камеры (для определения места попадания частиц на физической мишени с точностью 1.5 мм) [106]. Суммарная интенсивность пучка на мишени составляла  $2 \times 10^5$  частиц/с, из которых доля  $^{18}\text{Ne}$  была не менее 17%, см. Рис. 39 (правая панель).

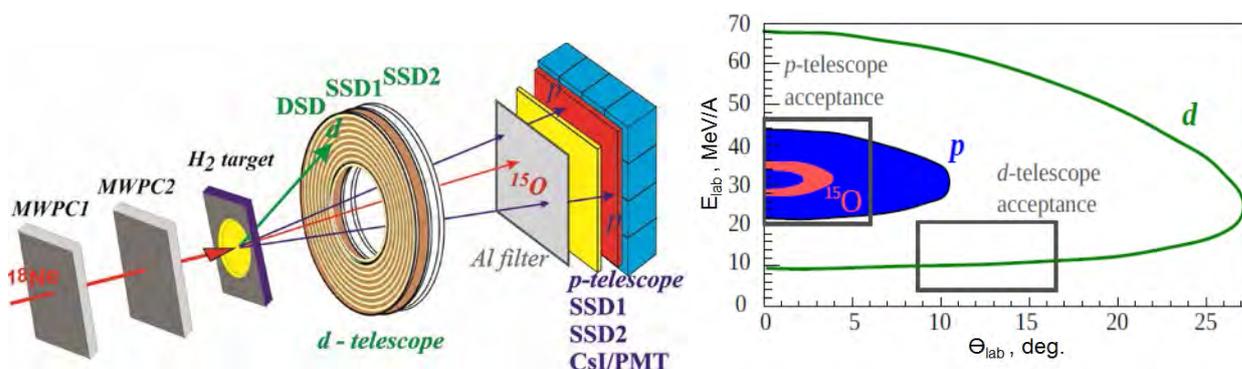


Рис.38. Схема эксперимента по исследованию  $2p$ -распада  $^{17}\text{Ne}(J^\pi=3/2^-, E^*=1288 \text{ кэВ})$  в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, dpp)$  (левая панель) и кинематика реакции  $^{18}\text{Ne}+^1\text{H} \rightarrow d+^{15}\text{O}+p+p$  с указанием диапазонов регистрации частиц кольцевым и квадратным телескопами (правая панель).

Вторичный пучок  $^{18}\text{Ne}$  (35 МэВ/нуклон) с помощью магнитно-оптической системы сепаратора АКУЛИНА фокусировался на криогенную водородную мишень, расположенную в центре камеры рассеяния; диаметр пятна не превышал 15 мм (ПШПВ). Мишень представляла собой ячейку цилиндрической формы, заполненную

водородом и ограниченную тонкими фольгами из нержавеющей стали толщиной 6 мкм. В эксперименте использовались две модификации мишени. «Тонкая» мишень для работы с водородом в газообразной фазе имела диаметр входного и выходного окон 20 мм и расстояние между ними 5 мм. Давление газа в мишени составляло 2 бар и мишень охлаждалась до температуры 24К. Количество водорода в мишени при этом составляло  $6 \times 10^{20}$  ат/см<sup>2</sup>. «Толстая» мишень, предназначенная для работы с водородом в жидкой фазе, имела диаметр входных окон 30 мм и эффективную толщину 1.3 мм, что соответствовало значению  $5.5 \times 10^{21}$  ат/см<sup>2</sup>.

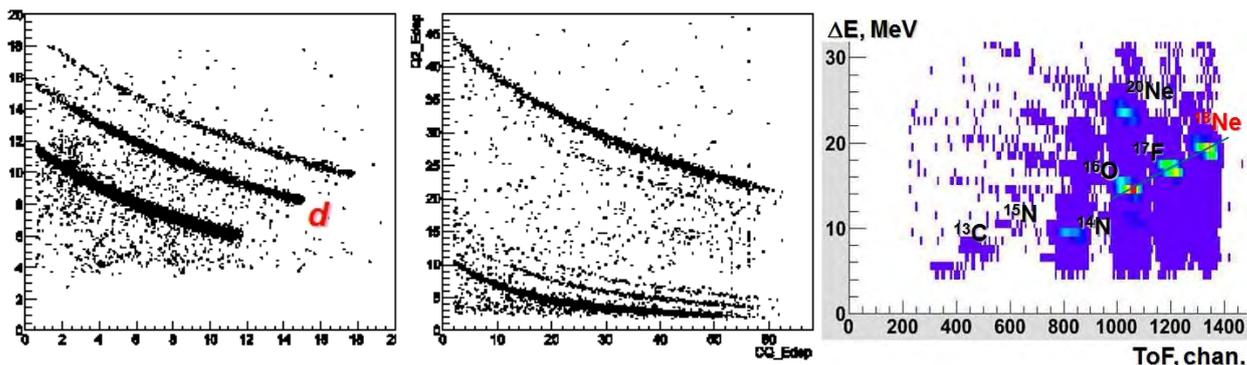


Рис.39. Идентификация частиц кольцевым телескопом методом  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  при условии отсутствия сигналов в SSD2 (левая панель) и квадратным телескопом методом  $\Delta E - E$  при условии совпадений с кольцевым телескопом с данным условием (центральная панель); по осям отложены энергетические шкалы в МэВ. Состав радиоактивного пучка в реакции фрагментации  $^{20}\text{Ne}$  (53 МэВ/нуклон) + Ве при настройке сепаратора АКУЛИНА на  $^{18}\text{Ne}$  (правая панель).

Схема регистрирующей аппаратуры и кинематика реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$  представлены на Рис.38. Кольцевой телескоп, расположенный на расстоянии 12 см от мишени, предназначался для регистрации дейтронов из реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)$ . Телескоп состоял из трех кремниевых позиционно чувствительных детекторов с внутренним (внешним) радиусом чувствительной области 16 (48) мм. Первый слой DSD (double sided detector) толщиной 900 мкм был сегментирован на 16 колец с одной стороны и 16 секторов с другой, он служил для определения места попадания частицы в телескоп и измерения энергетических потерь. Два последующих детектора (SSD1 и SSD2, single sided detectors), толщиной 1 мм и сегментированных на 16 секторов каждый, служили для идентификации дейтронов и измерения полных энергетических потерь дейтронов, попавших в телескоп. Условие отсутствия сигнала в SSD2, работающего в режиме вето-детектора, обеспечивало дополнительную очистку спектра  $\Delta E_1 - \Delta E_2$ . На Рис. 39 (левая панель) представлен пример  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  спектра, где по осям отложены потери энергии в первом и во втором детекторе,

соответственно. Дополнительным условием при построении этого спектра являлось требование «нет сигналов в третьем детекторе SSD2 выше порога 400 кэВ», т.е. в спектре преимущественно присутствуют события, отвечающие полной остановке частиц во втором слое (в зоне длиннопробежных частиц просматривается характерное обрезание всех гипербол  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ). Из рисунка также видно, что дейтроны с полной энергией  $E_d < 19$  МэВ (согласно кинематике, показанной на правой панели Рис.38) однозначно идентифицировались во всем интересующем диапазоне.

Квадратный телескоп, расположенный на оси пучка на расстоянии 30 см от мишени предназначался для регистрации протонов из распада  $^{17}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + 2p$ . Телескоп состоял из двух квадратных  $6 \times 6$  см<sup>2</sup> кремниевых детекторов толщиной 1 мм. Каждый из детекторов с одной из сторон был сегментирован на 32 стрипа. Ориентация стрипов по горизонтали (вертикали) и их ширина 1.8 мм позволяли определять координаты попадания частиц в телескоп с точностью  $0.5^\circ$ . Каждый стрип имел независимые спектрометрический и временной тракты, что позволяло регистрировать события, отвечающие одновременному попаданию нескольких частиц. За этой парой кремниевых детекторов располагалась сборка из 16 ( $4 \times 4$ ) сцинтилляционных детекторов, состоящих из кристаллов CsI(Tl) и ФЭУ Hamamatsu R9880U-20, и предназначенных для измерения остаточной энергии протонов. Каждый кристалл имел поперечные размеры  $16 \times 16$  мм<sup>2</sup> и толщину 30 мм. Поскольку этот телескоп был не в состоянии работать при скоростях счета более  $10^4$  частиц/с, а интенсивность пучка на мишени превышала  $10^5$  частиц/с, непосредственно перед телескопом был установлен алюминиевый фильтр толщиной 1.4 мм. Этой толщины было достаточно для полной остановки всех частиц из пучкового коктейля, в то время как протоны из распада  $^{17}\text{Ne}$  теряли в нем лишь незначительную часть своей энергии (менее 5%). Спектр  $\Delta E-E$ , измеренный квадратным телескопом и полученный при условии срабатывания кольцевого телескопа (без отбора дейтронов), представлен на Рис.39 (центральная панель). Видно, что даже при этом простом условии протоны доминируют по интенсивности в спектре изотопов водорода и однозначно отделяются от других сортов частиц во всем энергетическом диапазоне. Это демонстрирует высокую избирательность совпадений в квадратном и круглом телескопах. Следует заметить, что согласно симуляции кинематики распада  $^{17}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + 2p$  (Рис. 38, правая панель) не все протоны беспрепятственно пролетали в дырку диаметром 32 мм кольцевого телескопа. Часть протонов 'задевала' края телескопа и их траектории искажались за счет многократного рассеяния. Именно эти сбойные события создавали основной фон при

восстановлении схемы распада возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ . Забегая вперед подчеркнем, что предложенный метод анализа данных позволил учесть эти фоновые события и установить новый предел соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}$ , значительно (в 30 раз) улучшив литературное значение  $7.7 \times 10^{-3}$  [102].

В экспериментальной ядерной физике хорошо известны два метода получения информации о массе ядер и/или их возбужденных состояниях (положение, ширина и даже спин/четность основного состояния, а также первых возбужденных уровней), получаемых в ядерных реакциях, см. Рис.5 (Раздел 1.5). Речь идет о методах измерения/определения недостающей массы и инвариантной массы. Метод инвариантной массы предполагает идентификацию всех продуктов распада изучаемого изотопа. При этом, каждая из частиц должна быть зарегистрирована детектором и для каждой из них измерены импульс и энергия. Тогда из законов сохранения энергии и импульса, можно восстановить инвариантную массу (массу покоя)  $M$  изучаемой системы  $X$ , зарегистрировав продукты её распада. Благодаря этому, массу (спектр возбуждений) можно измерить с очень высокой точностью – десятки кэВ. Недостатком метода является невысокая эффективность как следствие процесса регистрации нескольких частиц в совпадении. Метод недостающей массы используется для идентификации каналов реакции, когда один или несколько продуктов реакции не зарегистрированы. Предположим, что в реакции  $a+A \rightarrow b+B$  для частицы  $b$  измерены энергия и импульс, а частица  $B$  не зарегистрирована. Тогда, согласно закона сохранения энергии и импульса и с учетом знания энергии и импульсы частиц  $a$  и  $A$ , можно определить массу  $B$  по формуле:

$$M_B = \sqrt{E_B^2 - p_B^2} = \sqrt{(E_a + E_A - E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_A - \vec{p}_b)^2},$$

где  $E$  и  $p$  – энергия и импульс частиц. Метод обладает высокой чувствительностью и позволяет получать информацию для массы ядер (спектре возбуждений) в реакциях с характерными сечениями, начиная с  $\sim 50$  нб/ср [51]. Однако результирующая точность заметно уступает методу инвариантной массы и может составлять сотни кэВ.

Для получения прецизионной информации о свойствах ядер как правило в экспериментах необходимо выполнение двух противоречивых условий – это достижение максимально-возможной статистики и высокого энергетического разрешения. При этом искомое явление необходимо четко выделять от событий, как результат многочисленных фоновых процессов. В ряде случаев это удается сделать, если кинематика реакции позволяет совместить преимущества обоих

методов. Так, например, пользуясь законами сохранения энергии и импульса для процесса  $p+^{18}\text{Ne} \rightarrow d+2p+^{15}\text{O}$  можно вычислить энергию и импульс единственной ненаблюдаемой частицы  $^{15}\text{O}$ . Это, в свою очередь, дает возможность вычислить спектр инвариантной массы для распада  $^{17}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O}+2p$  по измеренным импульсам двух протонов и вычисленного импульса ядра  $^{15}\text{O}$ :

$$E_{cm} = \sqrt{E_{\Sigma}^2 - \mathbf{P}_{\Sigma}^2} - m_{^{15}\text{O}} - 2m_p,$$

где  $E_{\Sigma}$  и  $\mathbf{P}_{\Sigma}$  суммарные энергия и импульс  $^{15}\text{O}$  и обоих протонов. При этом энергия и импульс ядра  $^{15}\text{O}$  определяются независимо и соотношение между ними, которое определяется массой ядра  $^{15}\text{O}$ , может служить дополнительным критерием для отбора истинных событий. Этот метод, получивший название комбинированная масса, позволил нам существенно (фактор 30) улучшить литературные данные [102] о редкой ветке  $2p$ -распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}(3/2^-)$ .

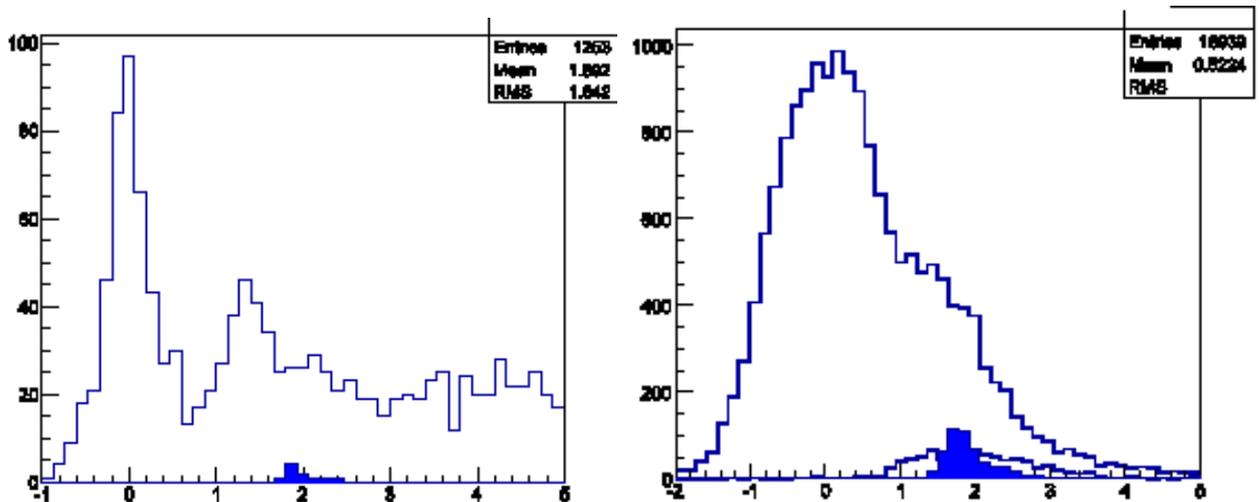


Рис.40. Энергетические спектры для основного и первых возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ , измеренные методом недостающей массы в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)$  для тонкой и толстой мишеней (левая и правая панели, соответственно). Заполненные гистограммы отвечают событиям, полученным при совпадении дейтронов с двумя протонами и с учетом вычисленного импульса ядра-остатка  $^{15}\text{O}$  (комбинированная масса). По осям отложены: количество отсчетов в интервале 130 кэВ и энергетическая шкала в МэВ.

На Рис.40 (левая панель) гистограммой показан спектр недостающей массы  $^{17}\text{Ne}$ , измеренный в опыте с тонкой мишенью и соответствующий регистрации дейтронов в угловом диапазоне  $8-10^\circ$  в лабораторной системе координат. Энергетическое разрешение составляет  $\sim 350$  кэВ (ПШПВ) и, как показывают результаты Монте-Карло симуляции, это разрешение определяется примерно в равных долях толщиной мишени и ошибкой в измерении угла регистрации дейтрона.

В спектре доминируют пики, соответствующие заселению основного и первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$ . На правом склоне пика, соответствующего заселению возбужденного состояния, можно различить вклады от заселения дублета состояний ( $J^\pi=5/2^-$ ,  $1/2^+$ ) с энергиями 1.764 и 1.916 МэВ, соответственно. Процедура полной компьютерной симуляции эксперимента методом Монте-Карло позволила определить сечения заселения состояний в спектре, усредненные по угловому диапазону наблюдения дейтрона, которые составили 30(4), 10(2) и 5(2) мб для заселения основного, первого возбужденного и дублета ( $J^\pi=5/2^-$ ,  $1/2^+$ ) состояний, соответственно.

На этом же рисунке заштрихованной гистограммой показаны события, соответствующие совпадениям дейтронов с двумя протонами, попавшими в квадратный телескоп. Из-за невысокой статистики при работе с тонкой мишенью было зарегистрировано нуль событий, которые соответствуют распаду первого возбужденного состояния (зона в районе 1288 кэВ). Энергетическое разрешение при этом было достаточно высокое и составляло 290 кэВ (ПШПВ). Оказалось, что предложенный метод позволяет существенно увеличить статистику при сохранении высокого энергетического разрешения за счет кратного утолщения мишени. На Рис.40 (правая панель) приведен спектр недостающей массы, измеренный для толстой мишени. Разрешение в спектре недостающей массы существенно ухудшилось по сравнению с измерениями с тонкой мишенью, а именно в 6 раз, т.е. пропорционально толщине мишени, в то время как для комбинированной массы осталось без изменения на уровне 300 кэВ. Сплошная гистограмма, отвечающая совпадениям дейтронов с двумя протонами, была получена с учетом поправок на импульс ядра-остатка  $^{15}\text{O}$ . Без этого учета гистограмма была существенно шире. Все события тройных совпадений  $d-p-p$  более детально показаны на Рис. 41.

Регистрация одного события в области энергии распада 1.3 МэВ может рассматриваться как верхний предел вероятности наблюдения двух протонного распада первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$ . В нашем случае в эту зону попали 13 событий (красный пунктир на Рис. 42), из которых 9 были исключены при анализе корреляций  $E_{mm} - E_{cm}$  (зона, выделенная красной сплошной линией на Рис. 42). Четыре события, представляющие в этой зоне 68% от всех событий уровня  $3/2^-$  ядра  $^{17}\text{Ne}$  (согласно симуляциям), были взяты для определения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ . Это позволило определить новое значение верхнего предела для соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  как:  $\text{Lim}(\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma) < 1.6(3) \times 10^{-4}$ . Предел отношения ширины двух протонного распада к полной ширине распада первого возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$  определялся

выражением:  $\text{Lim}(\Gamma_{2p}/\Gamma_{\text{tot}}) \cong \text{Lim}(\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}) = N_{2p}/(\varepsilon_{2p}N)$ , где  $N_{2p}$  есть число измеренных совпадений  $d-p-p$ ,  $N$  – полное число событий для заселения  $^{17}\text{Ne}$  в первом возбужденном состоянии  $J^{\pi}=3/2^{-}$ ,  $\varepsilon_{2p}$  – эффективность регистрации двух протонов при распаде этого состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Согласно комплексной симуляции эксперимента методом Монте-Карло были получены следующие значения для  $\varepsilon_{2p}$  и  $N$ :  $\varepsilon_{2p} = 0.37$ ,  $N = 42700(6000)$ . Основным вопросом заключался в определении числа  $N_{2p}$ . В энергетическом спектре (Рис.41, нижняя панель) вблизи линии 1288 кэВ видны несколько событий, которые можно отнести как к распаду состояния  $3/2^{-}$ , так и к вкладу от распадов следующих возбужденных состояний. Однозначно разделить эти процессы не представляется возможным. Из анализа этих данных можно извлечь информацию о верхнем пределе соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}$ . Актуальным является выбор энергетического диапазона вблизи линии 1288 кэВ. Основываясь на Монте-Карло симуляции при описании данных было установлено, что основная часть событий (68%) от распада состояния  $3/2^{-}$  должна быть локализована в диапазоне  $1.20 \text{ МэВ} < E^* < 1.37 \text{ МэВ}$ . В этой зоне оказалось 13 событий. Очевидно, что в этой зоне могут также находиться события, образующиеся при распаде состояний  $J^{\pi}=5/2^{-}$  и  $1/2^{+}$  с энергиями  $E^* = 1764 \text{ МэВ}$  и  $E^* = 1916 \text{ МэВ}$ , соответственно (т.е. хвосты этих распределений).

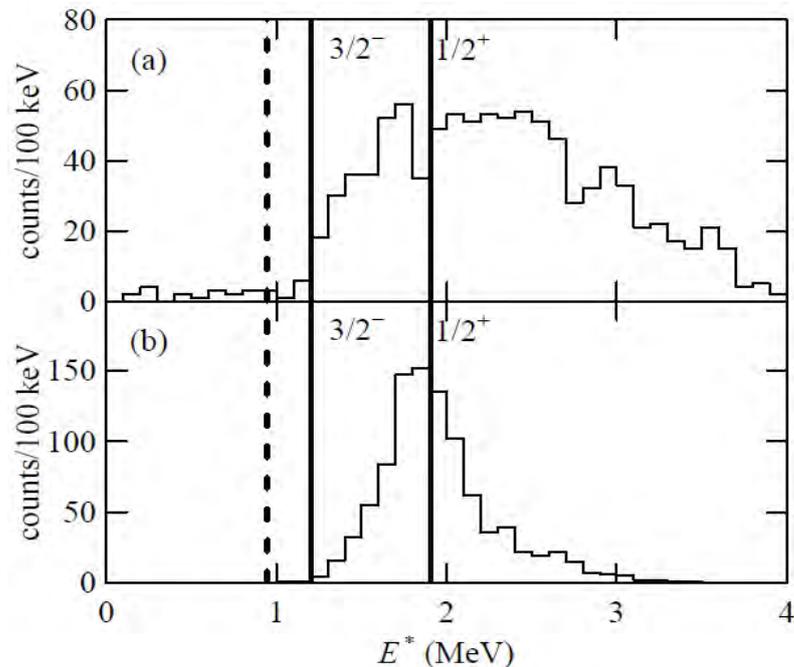


Рис.41. События тройных совпадений  $d-p-p$ , полученные в измерениях с толстой мишенью без учёта (верхняя панель) и с учётом (нижняя панель) вычисленного импульса ядра-остатка  $^{15}\text{O}$ . Именно этот алгоритм, лежащий в основе метода комбинированной массы, позволил достигнуть высокого энергетического разрешения эксперимента 290 кэВ (ПШПВ). Пунктирная линия показывает границу, правее которой должны находиться более 95% событий от распада состояния  $3/2^{-}$ .

Поскольку в этом эксперименте спектр возбуждений  $^{17}\text{Ne}$  получался двумя методами, а именно за счет измерения недостающей массы ( $E_{\text{mis}}$ ) и комбинированной массы ( $E_{\text{comb}}$ ), то события в представлении  $E_{\text{mis}} - E_{\text{comb}}$  дают возможность провести дополнительную селекцию событий. Представление Рис. 42 позволило локализовать зоны физических и нефизических событий. Иными словами, эллиптические локусы, отвечающие трем возбужденным состояниям в координатах  $E_{\text{mis}} - E_{\text{comb}}$ , дают возможность количественно оценить события в зоне  $3/2^-$  (внутри эллипса). Это также позволяет определить зону нефизических событий и получить таким образом лучшую очистку от фона. С учетом данного критерия отбора были локализованы события, найденные в распределении  $E_{\text{mis}} - E_{\text{comb}}$  и лежащие внутри зоны, выделенной сплошной красной линией на Рис. 42. Основываясь на этом, был получен предел отношения ширины двух протонного распада к полной ширине первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  ( $J^\pi=3/2^-$ ), который составил величину:  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1.6(3)\times 10^{-4}$ .

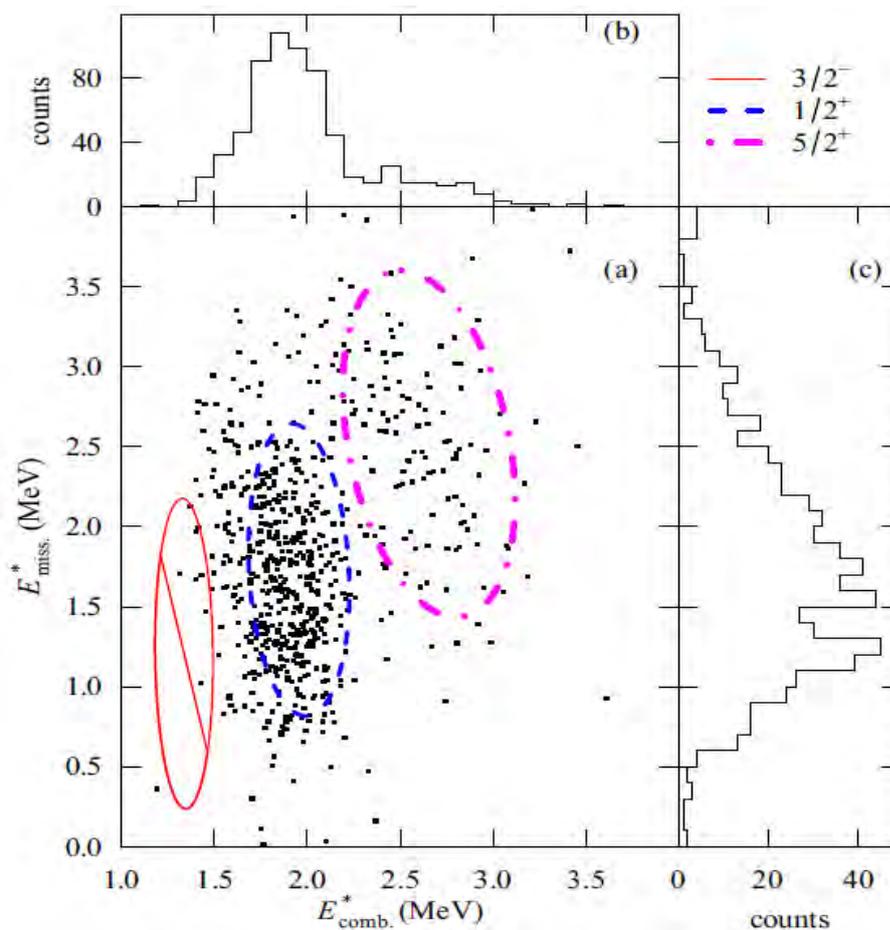


Рис.42. Распределение событий тройных совпадений  $d-p-p$  в координатах энергий  $E_{\text{mis}} - E_{\text{comb}}$ . События, локализованные в эллипсе с достоверностью 68%, взяты для определения верхнего предела соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ .

Подведём краткие итоги исследования  $2p$ -распада для  $^{17}\text{Ne}(3/2^-)$  в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$  при энергии  $^{18}\text{Ne}$  35 МэВ/нуклон.

1. Предложен и реализован эффективный метод исследования редких процессов при образовании и распаде экзотических систем в реакциях с РИ, обеспечивавший достаточно высокое энергетическое разрешение при высокой светимости. Для ветки  $2p$ -распада  $^{17}\text{Ne}(3/2^-)$  из реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$  был получен новый предел соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1.6(3)\times 10^{-4}$ , который оказался в  $\sim 50$  раз ниже, чем литературные данные [102], но еще далек до предсказанного теоретиками значения [100]. Новые экспериментальные данные о величине  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  имеют важное значение для астрофизики, а именно, они востребованы для проведения сетевых расчетов, описывающих происхождение элементов во вселенной.

2. Используя достаточно несложный комплект регистрирующей аппаратуры в одном сеансе на ускорителе были измерены сечения заселения возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ , а также определена вероятность распада двумя протонами первого возбужденного уровня  $3/2^-$ ,  $E=1288$  кэВ, распадающегося в основное состояние с вероятностью  $\sim 100\%$  за счет эмиссии гамма-квантов. Заметим, что для получения информации о соотношении  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  авторам [101,102] понадобилось проведение двух независимых измерений с использованием разных методик.

3. Метод имеет перспективы для дальнейшего усовершенствования и позволяет достигнуть чувствительности в 50-100 раз выше, чем в описанном эксперименте. Прежде всего светимость опыта может быть повышена в 20 раз за счет качества пучка РИ, которое ожидается на новом сепараторе АКУЛИНА-2. Для повышения энергетического разрешения предлагается использовать более тонкую водородную мишень, например, для толщины  $2\times 10^{21}$  ат/см<sup>2</sup> разрешение будет в двое лучше и составлять  $\sim 150$  кэВ (ПШПВ). Источником фона в нашем случае были края круглого телескопа и пассивный алюминиевый поглотитель перед квадратным телескопом. Эти источники фона могут быть устранены при регистрации протонов и дейтронов одной и той же сборкой из 4-х квадратных телескопов, способных работать при нагрузках до  $10^5$  част./с на телескоп (т.е. без каких-либо пассивных поглотителей) и позволяющих более точно определять координаты легких частиц  $p$  и  $d$ .

### Глава 3. Перспективные проекты исследований на радиоактивных пучках

Материал этой главы является в основном методическим и представляет собой план развития реализуемых и планируемых проектов, а также краткую программу исследований с использованием пучков РИ.

#### 3.1 Программа исследований на фрагмент-сепараторах АКУЛИНА и АКУЛИНА-2.

В настоящий момент, единственной полностью функционирующей установкой для работы с РИ в России (а также на территории СНГ и Восточной Европы) является фрагмент-сепаратор АКУЛИНА в Лаборатории Ядерных Реакций им. Г.Н. Флерова [16,23]. На установке АКУЛИНА последние 20 лет систематически выполнялись научные работы мирового уровня, см., например, [16,107]. Это было достигнуто благодаря использованию ряда нестандартных методик проведения экспериментов и обработки данных, а также реализации научной группой установки АКУЛИНА оригинальных технологических разработок. Основным подходом является использование прямых реакций передачи нескольких нуклонов при промежуточных (~20-40 МэВ/нуклон) энергиях вторичного пучка РИ с акцентом на изучение угловых и энергетических корреляций продуктов реакции. Для сравнения, типичный подход, применяемый на других современных фабриках РИ – это заселение состояний экзотических ядер в реакциях выбивания (фрагментации) при более высоких (~70÷500 МэВ/нуклон) энергиях. На установке АКУЛИНА, опираясь на высокое энергетическое разрешение, достигаемое при промежуточных энергиях, и идентификацию спин-четности состояний в спектре заселяемых систем, в ряде случаев стало возможно получение качественно новых результатов.

Успех научной программы установки АКУЛИНА послужил мотивацией для разработки и строительства нового фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2 [23], см. Рис. 43, физический пуск которого состоялся в 2016. Строительство и ввод в эксплуатацию новой низкофоновой экспериментальной зоны сепаратора с установкой дипольного магнита в финальной фокальной плоскости (Рис. 44) запланировано на 2017 год. Ожидается, что установка будет готова к первому научному исследованию с пучками РИ в конце 2017 года. В 2018 году ожидается изготовление и установка в зоне F3 высокочастотного фильтра [108], при помощи которого будет существенно улучшено качество пучка РИ особенно для нейтронно-дефицитных изотопов, для которых очистка от примесей может составлять фактор 100 - 200 [109].

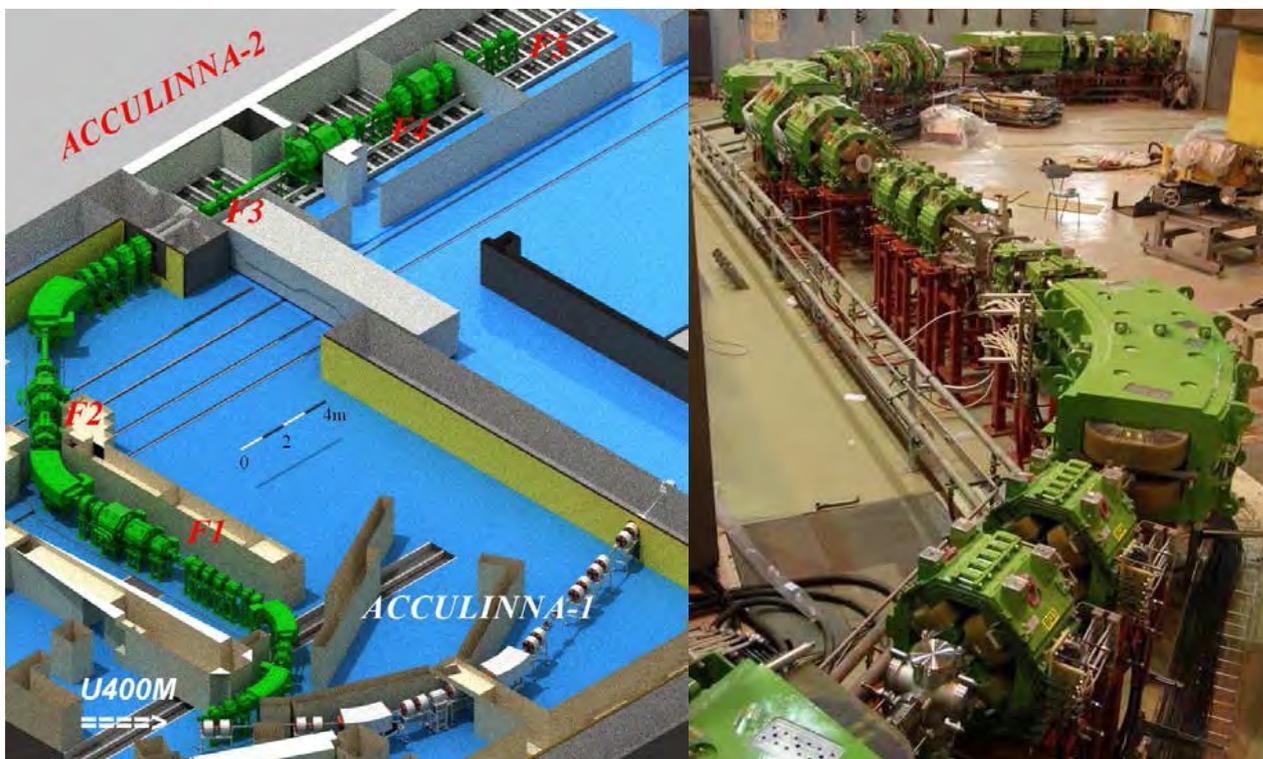


Рис.43. Схема расположения нового фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2 в зале ускорителя У-400М (слева) и фотография основной части магнитных элементов (справа). Символами F1-F5 показаны промежуточные фокальные плоскости.

Напомним, что «классические» виды радиоактивного распада – альфа, бета, гамма-радиоактивность и спонтанное деление – известны уже более ста лет. Однако, исследования последних десятилетий показали, что вопрос о возможности существования других типов радиоактивного распада остается открытым. Совсем недавно были открыты протонная ( $p$ ), кластерная (1984 г.) и двухпротонная ( $2p$ ) (2002 г.) радиоактивности. Изучение радиоактивных ( $p$ ) и ( $2p$ ) распадов [47] естественным образом привело к вопросу: может ли подобное явление существовать за границей нейтронной стабильности ( $2n$  или  $4n$  распад)? Как было показано в [15], в случае одновременного испускания двух или четырех нейтронов (так называемый “истинный” ( $2n$ ) и ( $4n$ ) распад) даже при достаточно большой энергии распада (десятки и сотни кэВ) возможны чрезвычайно долгие ( $T_{1/2} > 1$  пс) времена жизни. Поиск нового явления – мультинейтронного радиоактивного распада ядер стал одной из актуальных задач современной ядерной физики. Среди возможных кандидатов для поиска  $4n$  распада привлекают внимание такие изотопы, как  ${}^7\text{H}$ ,  ${}^{18}\text{Be}$  и  ${}^{28}\text{O}$  [15]. Ядерная система  ${}^7\text{H}$  находится в пределах экспериментальной возможности для её получения на установке АКУЛИНА-2 и проведения опытов по обнаружению явления  $4n$  радиоактивного распада. Для решения этой задачи предлагается использовать два различных подхода: наряду с реакцией  ${}^8\text{He}(d, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$ ,

которая уже была предметом изучения при поисках ядерной системы  ${}^7\text{H}$  [110], предлагается новый подход, основанный на получении  ${}^7\text{H}$  в реакции  ${}^{11}\text{Li}(d,{}^6\text{Li}){}^7\text{H}$ . Кроме этих экспериментов «первого дня», планируется развернуть обширную программу по исследованию явления не столь экзотического как  $4n$  распад, но, тем не менее, пока слабо изученного. Речь идет об испускании двух протонов ( $2p$ ) и двух нейтронов ( $2n$ ) ядерными системами за границей стабильности и экспериментах «второй очереди»:

(i) изучение ( $2n$ ) распада основного состояния  ${}^{13}\text{Li}$  и выяснение динамики этого распада в реакции  ${}^{14}\text{Be}(d,{}^3\text{He}){}^{13}\text{Li}$ ; (ii) поиск радиоактивного ( $2p$ ) распада пока не открытого ядра  ${}^{26}\text{S}$  в реакциях  ${}^{24}\text{Si}({}^3\text{He},n){}^{26}\text{S}$  и  ${}^{28}\text{S}(p,t){}^{26}\text{S}$ ;

(iii) поиск ( $2p$ ) распада первого возбужденного состояния  ${}^{17}\text{Ne}$  в реакции  ${}^{18}\text{Ne}(p,d){}^{17}\text{Ne}$ , представляющего несомненный интерес для приложений в ядерной астрофизике; (iv) изучение испускания ( $2p$ ) изотопом  ${}^{11}\text{O}$  в реакции  ${}^9\text{C}({}^3\text{He},n){}^{11}\text{O}$ , т.е. еще один шаг от границы стабильности в поисках пределов существования ядерной структуры. Важно заметить, что на качественно новом уровне ожидается продолжение исследований для изотопов  ${}^{17}\text{Ne}$  и  ${}^{26}\text{S}$ , проводимых на установке АКУЛИНА и описанных в Главе 2.

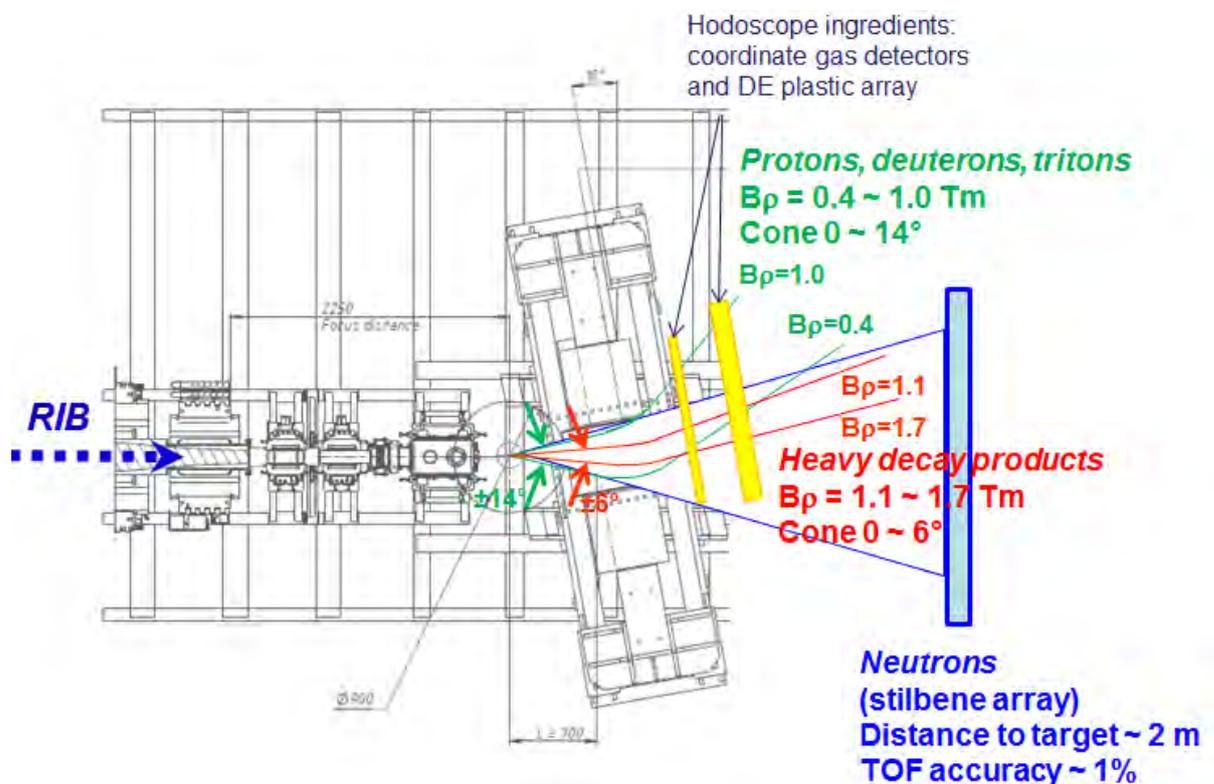


Рис. 44. Схематическое представление экспериментов с использованием магнитного спектрометра, при его установке в финальном фокусе F5 сепаратора АКУЛИНА-2.

В целях реализации масштабной научной программы на установке АКУЛИНА-2, предлагается провести активную работу по совершенствованию имеющихся детектирующих систем (Рис.46) и внедрению новых модулей, а именно:

- разработка и изготовление кремниевых радиационно-стойких двусторонних стриповых детекторов (толщиной 150 мкм) с сопутствующей электроникой (Рис. 45), предназначенных для мониторинга параметров вторичного пучка в плоскостях F2-F5 фрагмент-сепаратора, а также для проведения экспериментов с пучками РИ [111];
- увеличение количества нейтронных детекторов на основе кристаллов стилибена до 64 модулей (Рис.46), что необходимо для повышения светосилы всей сборки примерно в 2 раза [112];
- разработка и изготовление массива телескопов заряженных частиц высокого углового разрешения, взяв за основу, например, массив детекторов высокого разрешения HiRA, специально разработанных для проведения исследований с РИ [113,114];
- разработка и изготовление элементов годоскопа (Рис. 44) для магнитного спектрометра нулевого угла, необходимых для проведения прецизионных измерений, аналогично предложенным в обзоре [115].

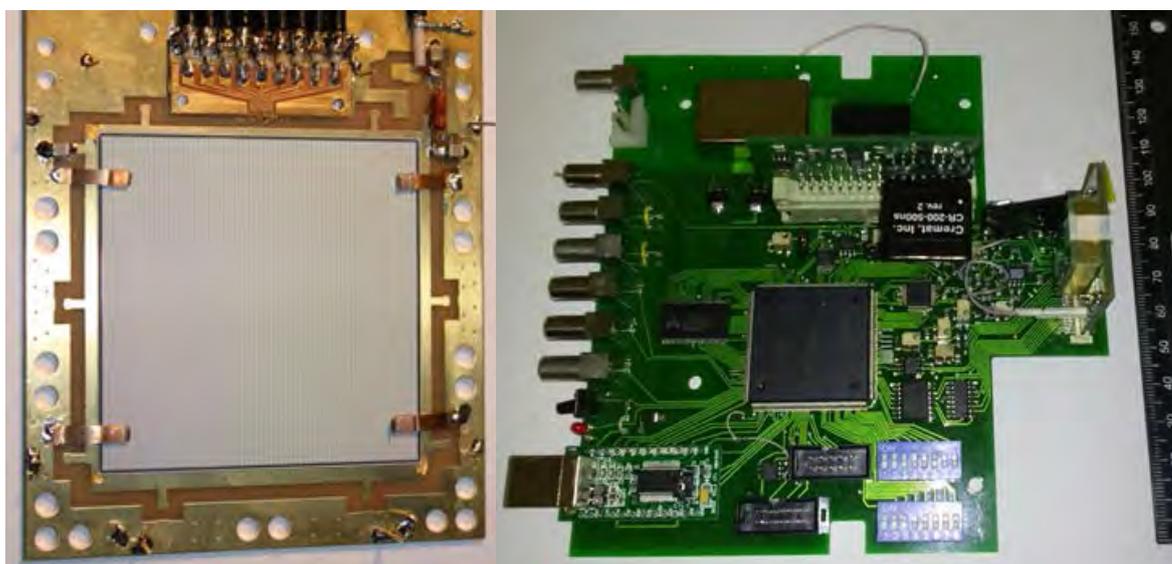


Рис. 45. Пример кремниевого радиационно-стойкого детектора размерами 64x64 мм<sup>2</sup>, толщиной 300 мкм, сегментированного с одной стороны на 64 стрипа (левая панель) и плата электроники для считывания информации с кремниевого детектора, разработанная в ФТИ (С. Петербург; руководитель В.К. Еремин) с использованием 64-канальных микросхем IDE-1140 (правая панель).

Оснащение перечисленным оборудованием и программным обеспечением не только позволит провести передовые эксперименты, но и обеспечит будущее

успешное функционирование установки АКУЛИНА-2. С учетом запланированного обновления систем ускорителя У-400М с целью повышения энергии первичного пучка (см. Табл. 2 раздела 1.3), комплекс АКУЛИНА-2@У-400М станет ещё более привлекательным местом в мире среди “фабрик” РИ, показанных на Рис. 3. Это означает широкую доступность исследовательской инфраструктуры для “гостевых экспериментов” исследователей из разных институтов нашей страны и из-за рубежа, широкие возможности для педагогической деятельности, а также в проведении прикладных исследований.

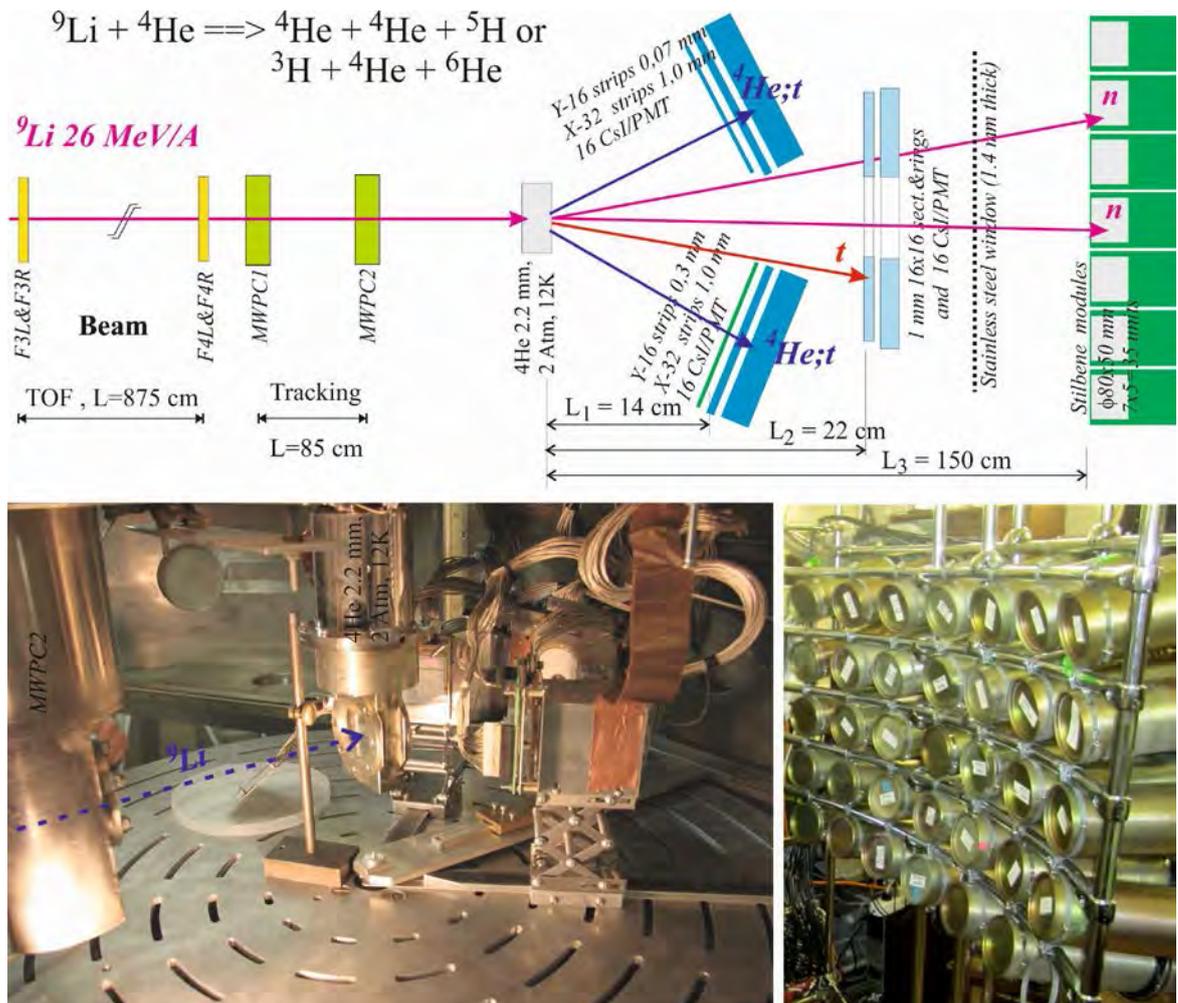


Рис. 46. Схематическое представление экспериментов с пучками РИ (на примере реакции  ${}^9\text{Li}({}^4\text{He}, 2\alpha){}^5\text{H}$ ), проводимых на установке АКУЛИНА без магнитного спектрометра. Верхняя панель – схема эксперимента, нижняя панель – фотографии детекторов заряженных частиц внутри камеры рассеяния и нейтронных детекторов, находящихся вне камеры на расстоянии 1.5 м от физической мишени.

Реализация престижной научной программы на ускорительном комплексе У-400М/АКУЛИНА-2, не представляется возможной без использования современных методов проведения ядерно-физических экспериментов и их дальнейшего развития.

Особое внимание следует уделить детектирующим системам с встроенной аналоговой и цифровой электроникой для считывания информации, необходимой для настройки фрагмент-сепаратора и контроля параметров пучка РИ во время опытов. К этим системам есть очень жесткие требования: высокое быстродействие (работа при нагрузках  $10^6$  част/с на квадратный сантиметр) при толщине детектора  $\sim 150$  мкм и его площади активной поверхности  $\sim 40$  см<sup>2</sup>, возможность сохранять работоспособность при набранном интеграле пучка  $\sim 10^{12}$ /см<sup>2</sup>, временное разрешение ( $\sigma \sim 50$  пс), позиционное разрешение ( $\sim 0.5$  мм) и энергетическое разрешение ( $\sigma \sim 50$  кэВ). Последние три характеристики необходимы для изотопной идентификации радиоактивного пучка, основанной на измерениях координат частиц в промежуточных фокальных плоскостях, энергетических потерь в детекторе и времени пролета. Эта процедура необходима для оптимальной настройки сепаратора на интересующий изотоп (максимальный выход в единицу времени и максимально достижимая очистка от примесей). Ожидается, что этим требованиям будут удовлетворять специально разработанные кремниевые детекторы, первые образцы которых (так называемые демонстраторы) были недавно изготовлены и испытаны [111]. Предполагается изготовление серии (6 штук) полноразмерных детекторов (6x6 см<sup>2</sup>, 150 мкм, 64x128 стрипов) и оснащение их необходимой электроникой.

Второй тип детекторных систем нацелен на измерение угловых и энергетических характеристик продуктов, образовавшихся при взаимодействии пучка РИ с физической мишенью. Речь идет о прецизионной регистрации заряженных частиц в широком энергетическом диапазоне ( $E=1\div 60$  МэВ/нуклон,  $Z=1\div 20$ ) и нейтронов ( $E_n=0.3\div 30$  МэВ) с отделением нейтронов от гамма-квантов по форме импульса высвечивания. Для обеспечения лучшего углового разрешения при сохранении светосилы (за счет удаления детекторов от физической мишени) предлагается увеличить количество существующих телескопов заряженных частиц в 3-5 раз и довести их количество до 12. Для регистрации нейтронов будут использоваться положительно зарекомендовавшие себя детекторы, состоящие из кристаллов стилибена (толщина 50 мм, диаметр 80 мм) и ФЭУ, модель ЕТ-9822В [112]. Их количество к концу 2018 будет доведено до 64 штук (сейчас есть 36).

Третий тип координатных детекторов, необходимых для работы с дипольным магнитом, требует проведения НИОКР. Широко апертурные детекторы (площадь перекрытия порядка 20x80 см) должны обеспечивать измерение координат заряженных частиц в двух плоскостях на выходе из магнита с точностью 1-2 мм.

Суммарная толщина детектора должна составлять 100-150 мкм для минимизации эффекта многократного рассеяния частиц (особенно с  $Z > 10$ ) на веществе. Для этого предполагается использовать многопроволочные камеры, работающие на пониженном давлении (200-300 торр), и/или плоскопараллельные лавинные счетчики [117]. Не исключается также адаптация для наших задач газовых детекторов, состоящих из ансамбля тонкостенных трубок с газом (straw tubes), часто применяемых в физике высоких энергий [118]. Помимо газовых координатных детекторов в систему годоскопа будут входить сцинтилляционные детекторы (пластины из полистирола с ФЭУ), необходимые для идентификации частиц по данным  $\Delta E$ -ToF. Всего необходимо 16 пластин, каждая из них толщиной 1 см и сечением 30x6 см<sup>2</sup> будет просматриваться индивидуальным ФЭУ. Установленные в ряд за газовым координатным детектором, эти пластины перекроют необходимую площадь регистрации ~30x96 см<sup>2</sup>. Данный годоскоп позволит восстанавливать траектории заряженных частиц, отклоненных магнитным полем, и измерять их импульсы с высокой точностью  $\Delta p/p \sim 10^{-4}$  [115].

Для проведения экспериментов на установке АКУЛИНА-2 с подключением всех перечисленных подсистем необходимо модернизировать систему сбора данных. В 2016 совместно со специалистами из ГСИ (Дармштадт, ФРГ) для установки АКУЛИНА-2 разработана и введена в строй распределенная система сбора данных в стандарте VME (известная как конструктор событий от нескольких процессоров). В результате этого достигнуто усовершенствование существующей системы [106], показанной на Рис.51 (Приложение 2). Основным преимуществом новой системы является тот факт, что она позволяет собирать данные в единое событие из разных процессоров, удаленных на расстояние до 100 м друг от друга. Система позволяет набирать и контролировать данные разных форматов (PXI, SAMAC и др.), включая оцифровщики встроенной электроники для работы радиационно-стойких кремниевых детекторов.

В результате реализации предложенной программы исследований будет получена новая информация о существовании малоизученных систем, которые могут претерпевать экзотический распад, ненаблюдаемый никогда ранее.

Следует заметить, что установка АКУЛИНА может эффективно продолжать свою работу, например, обеспечивая необходимые условия для решения более простых научных задач [45,116], а также для проведения методических исследований, связанных с испытанием новых детекторов [111], и/или облучением микросхем для нужд корпорации «РОСКОСМОС».

### 3.2 Совместные исследования в рамках проекта EXPERT.

Строительство Европейского центра по исследованию ионов и антипротонов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Дармштадт, Германия) ведется при значительном участии Российской Федерации. Первой научной установкой FAIR, которая вступит в строй ориентировочно в 2022 году станет крупнейший в мире фрагмент-сепаратор Super-FRS [119], схематично изображенный на Рис. 47 (верхняя панель).

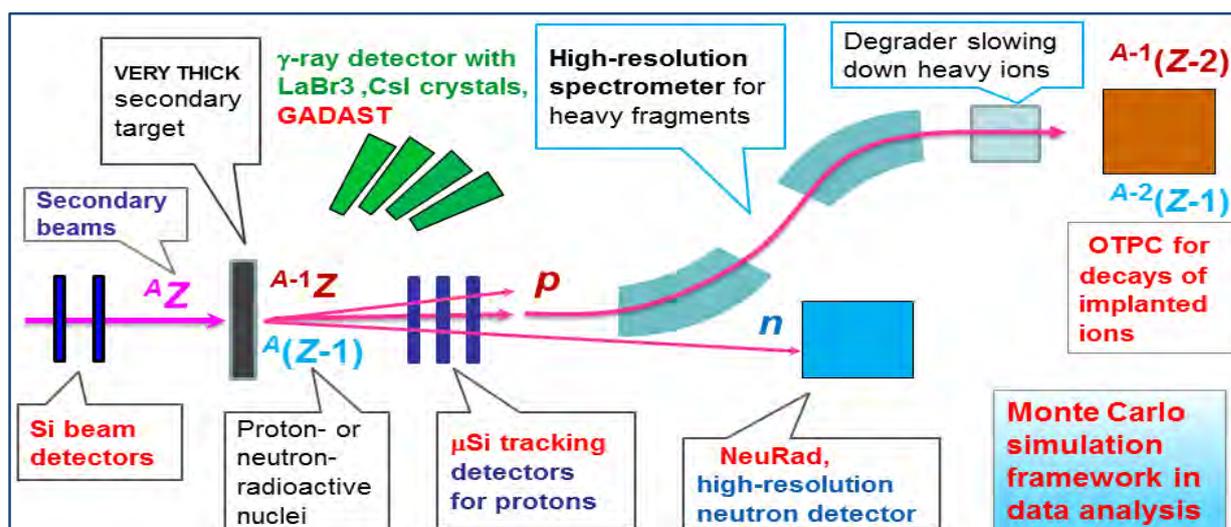
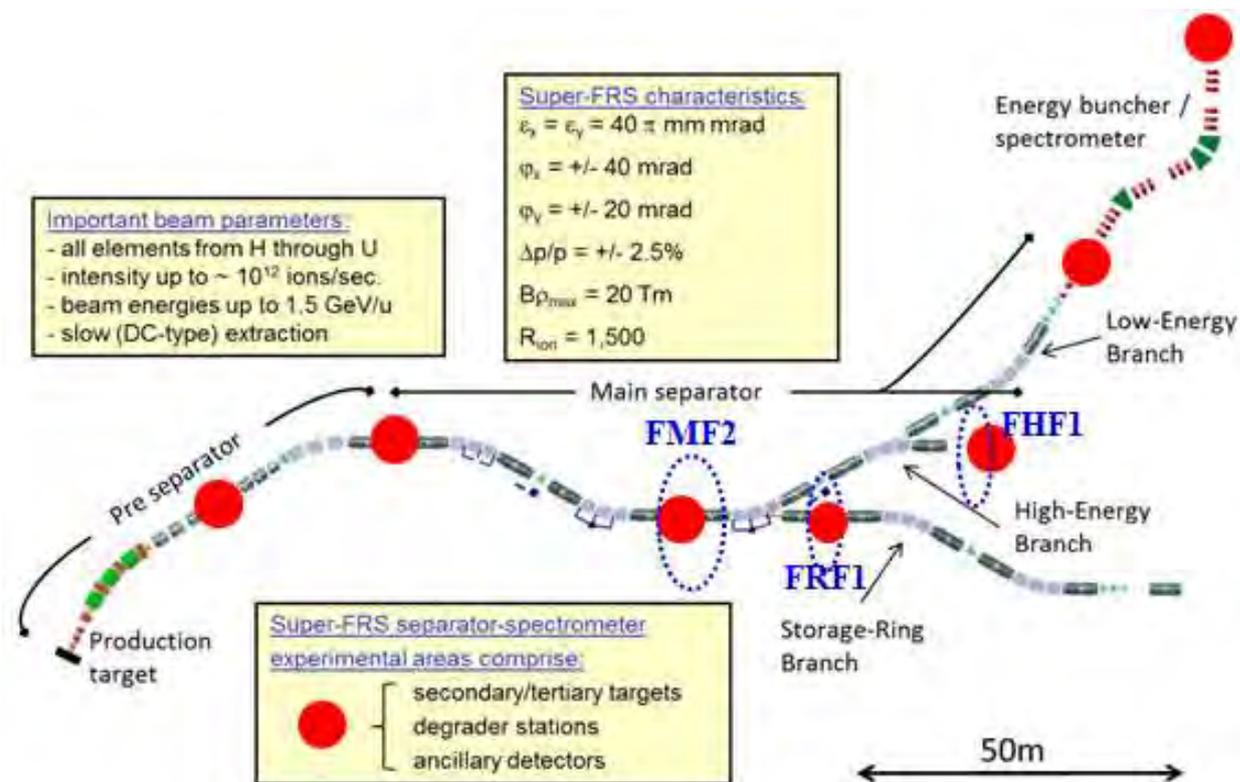


Рис. 47. Схема фрагмент-сепаратора Super-FRS (верхняя панель) и компоненты EXPERT для их размещения в промежуточных фокусах сепаратора Super-FRS: FMF2, FRF1 и FHF1 (нижняя панель).

В рамках коллаборации NuSTAR (Nuclear STructure, Astrophysics and Reactions) с 2011 года идет формирование научной программы Super-FRS для проведения экспериментов непосредственно на этом фрагмент-сепараторе [120]. Разработанные и испытанные на установке АКУЛИНА методы легли в основу проекта EXPERT<sup>8</sup> (EXotic Particle Emission and Radioactivity by Tracking) в рамках научной коллаборации Super-FRS [121]. Проект EXPERT помимо микростриповых кремниевых детекторов, необходимых для определения вершины распада, включает в себя гамма-детектор мишенной зоны GADAST (GAMMA-ray Detector Around the Secondary Target), оптическую время-проекционную камеру ОБПК (по-английски OTPC), нейтронный детектор высокого разрешения NEURAD (NEUtron RADioactivity), а также пакет программ для Монте-Карло симуляций и обработки данных (MC framework). Схематично компоненты EXPERT и их возможное размещение в промежуточных фокусах Super-FRS изображены на Рис. 47.

С точки зрения России уникальность проекта EXPERT в рамках FAIR состоит в том, что это единственный проект FAIR, инициированный российскими учеными и имеющий доминирующий российский интеллектуальный и технический вклад. Основные подсистемы EXPERT создаются при значительном («трекинг-кор», OTPC) или ведущем (GADAST, NEURAD, MC framework) участии сотрудников ЛЯР ОИЯИ. Соавторами был выполнен ряд успешных пилотных работ по программе проекта EXPERT. Так, например, в эксперименте S388, проведенном в 2012 в ГСИ на фрагмент-сепараторе FRS (Рис.48), были обнаружены новые изотопы <sup>29</sup>Cl, <sup>30</sup>Ar и подробно изучена их спектроскопия [89]. Были испытаны прототипы гамма-детектора мишенной зоны GADAST и оптической время-проекционной камеры OTPC, что позволило приступить к полномасштабному изготовлению этих подсистем для проекта EXPERT. В этом же эксперименте, описанном в работе [44], впервые наблюдался бета-задержанный трехпротонный распад <sup>31</sup>Ar (по результатам анализа данных OTPC). Было показано также, что распад основного состояния <sup>30</sup>Ar принадлежит особому виду – это так называемый переходной режим (процесс) между истинным и последовательным *2p* распадом [89]. Наблюдение подобного класса двухпротонных распадов было обнаружено впервые. Была теоретически обоснована возможность использования информации о *2p* корреляциях в переходном режиме для непрямого извлечения информации о ширинах состояний в одно протонной подсистеме [122]. Предложенный подход применим для

---

<sup>8</sup> Соруководители проекта - И.Г. Муха и О.А. Киселев; ключевые соавторы – Л.В. Григоренко и М. Пфютцнер.

определения ширин, меньших чем 50-100 кэВ, что является нереалистичным (недоступным) для прямых методов измерения ширин.

Программа исследований на фрагмент-сепараторе Super-FRS в рамках проекта EXPERT включает в себя следующие основные тематики:

- Обнаружение новых изотопов вблизи границ стабильности.
- Определение спектра возбуждённых состояний экзотических ядер с высоким энергетическим разрешением.
- Изучение экзотических видов распада ( $1n/2n/4n$ ,  $1p/2p/4p$ ,  $\beta$ - $3p$ ,  $\beta$ - $^3\text{He}$  и др.) основных и возбужденных состояний ядер вблизи границ стабильности (например, таких как  $^7\text{H}$ ,  $^{16,18}\text{Be}$ ,  $^{21}\text{B}$ ,  $^{26,28}\text{O}$  and  $^{21,23}\text{Si}$ ,  $^{26}\text{S}$ ,  $^{34}\text{Ca}$ ,  $^{38}\text{Ti}$ ,  $^{41}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Ge}$ ,...  $^{190-214}\text{Pb}$  и др.).

В настоящий момент базовый документ проекта EXPERT TDR (Technical Design Report) [123], написанный при активном участии группы АКУЛИНА, проходит стадию реферирования в экспертном совете при дирекции FAIR. Документ имеет высокую вероятность получить поддержку, что позволит в рамках in-kind участия Российских институтов построить недостающие элементы EXPERT и быть готовым к проведению экспериментов первого дня на установке Super-FRS.

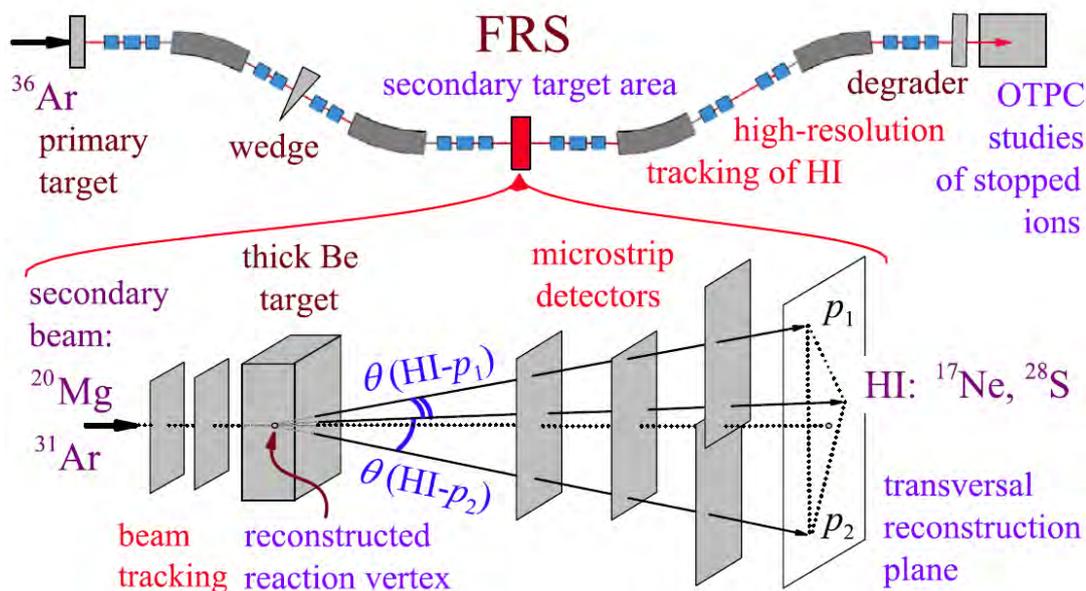


Рис. 48. Схема эксперимента S388 на установке FRS по изучению новых изотопов  $^{29}\text{Cl}$ ,  $^{30}\text{Ar}$  [89] и редких каналов распада  $^{31}\text{Ar}$  [44]. Преимуществом метода является использование очень толстых мишеней ( $4-5 \text{ г/см}^2$ ), что позволяет проводить исследования при интенсивностях  $\sim 10^3 \text{ 1/с}$  и достигать при этом высокое энергетическое разрешение (из угловых корреляций  $\text{HI-p}_1$  –  $\text{HI-p}_2$ , которые измеряются с высокой точностью при помощи микростриповых детекторов и второй половины фрагмент-сепаратора как магнитного спектрометра).

Подведём итоги третьей главы.

1. Созданы базовые условия для продолжения исследований с пучками РИ на ускорительном комплексе У-400М/АКУЛИНА-2. Для проведения экспериментов мирового уровня предложена форсированная программа дооснащения комплекса современной детектирующей аппаратурой.
2. Ключевыми факторами для успешной реализации амбициозной программы исследований на комплексе У-400М/АКУЛИНА-2 являются высокие интенсивности пучков РИ в диапазоне энергий 25-50 МэВ/нуклон (Таблица 2 раздела 1.3 и расчет по коду LISE++ [124]) и предложенные ядерные реакции для изучения экзотических систем [125-127].
3. Участие в международной коллаборации в рамках проекта EXPERT@Super-FRS открывает широкие перспективы для исследований изотопов вблизи и за границами ядерной стабильности, закрепляет приоритет Российских институтов, позволяет обмениваться современным оборудованием и готовить профессиональные кадры.

## Приложение 1. Современное представление о границах стабильности легких ядер.

Граница стабильности для нейтронно-дефицитных ядер была достигнута со времен проведения ядерных реакций, поскольку эта граница находится ближе к долине стабильности по сравнению с границей стабильности для нейтронно-избыточных ядер (Рис. 1, 49, 50). Так, например, изотопы  ${}^4,5\text{Li}$  уже находятся за границей, которая огибает стабильные изотопы  ${}^3,4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  [13]. Известно также, что в реакциях слияния-испарения всегда заселяются нейтронно-дефицитные изотопы, что облегчает достижение этой границы. Уже в 1960 году граница протонной стабильности была достигнута для изотопов с  $Z = 11$  (натрий), а в 1987 году были обнаружены все нейтронно-дефицитные изотопы до ванадия включительно ( $Z = 23$ ), которые стабильны по отношению к испусканию одного или нескольких протонов. На сегодняшний день граница нейтронно-дефицитных ядер достигнута для всех нечетных  $Z$  вплоть до  $Z = 91$ . Лишь в двух областях с четным зарядом,  $Z = 32 \div 64$  и  $Z > 82$ , остаются неизвестные или малоизученные связанные изотопы, для которых граница протонной стабильности точно не определена.

Хотя изотопы вблизи и за пределами границы протонной стабильности наблюдались почти для всех элементов, как ни странно фактическое местоположение этой границы известно лишь для нескольких из них. Экспериментальное определение границы стабильности включает измерение нескольких масс изотопов в непосредственной близости от границы. Зная массы и энергии распада этих изотопов, можно сделать экстраполяцию и предсказать границу протонной стабильности для ближайших соседей. Чисто экспериментально граница протонной стабильности была определена лишь для изотопов до магния включительно ( $Z = 12$ ), а также для нескольких областей вблизи аргона ( $Z = 18$ ), скандия ( $Z = 21$ ), лютеция ( $Z = 71$ ) и тантала ( $Z = 73$ ).

В Таблице 7 собраны данные для долгоживущих ( $T_{1/2} > 1$  мс) нейтронно-дефицитных изотопов  $12 \leq Z \leq 20$  и реакции, в которых они впервые наблюдались. Значительно более короткие времена жизни чем 1 мс ( $T_{1/2} < 10^{-15}$  с, см. Рис. 50) были определены для изотопов  ${}^7\text{B}$ ,  ${}^8\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{N}$ ,  ${}^{12}\text{O}$ ,  ${}^{15,16}\text{F}$ ,  ${}^{16}\text{Ne}$  и  ${}^{18}\text{Na}$  [2,3]. Для ряда несвязанных изотопов, лежащих за границей стабильности, времена жизни были недавно измерены или определены их верхние пределы. Оказалось (Рис. 50), что времена жизни изотопов  ${}^{19}\text{Na}$  [88,128],  ${}^{19}\text{Mg}$  [29,129],  ${}^{21}\text{Al}$  [130],  ${}^{25}\text{P}$  [80b],  ${}^{26}\text{S}$  [80b,86],  ${}^{29,30}\text{Cl}$ ,  ${}^{30}\text{Ar}$ ,  ${}^{34}\text{Ca}$  [80b,89] достаточно большие и находятся в диапазоне  $10^{-15} < T_{1/2} < 10^{-8}$  с.

Таблица 7. Связанные нейтронно-дефицитные изотопы в области  $12 \leq Z \leq 20$  и реакции, в которых они впервые наблюдались [10].

Z	Изотоп	Метод	Z	Изотоп	Метод
12	$^{20}\text{Mg}$	$^{24}\text{Mg}(^4\text{He}, ^8\text{He})$	17	$^{31}\text{Cl}$	$^{36}\text{Ar}(^3\text{He}, ^8\text{Li})$
13	$^{22}\text{Al}$	$^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, p4n)$	18	$^{31}\text{Ar}$	$\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, X) @ 77.4 \text{ AMeV}$
14	$^{22}\text{Si}$	$\text{Ni}(^{36}\text{Ar}, X) @ 85 \text{ AMeV}$	19	$^{35}\text{K}$	$^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, ^8\text{Li})$
15	$^{26}\text{P}$	$^{28}\text{Si}(^3\text{He}, p4n)$	20	$^{35}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, ^8\text{Li})$
16	$^{27}\text{S}$	$\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, X) @ 77.4 \text{ AMeV}$			

Считается, что граница нейтронной стабильности достигнута лишь для легких ядер с  $Z \leq 8$  (Рис. 2, 49, 50). Согласно принятого определения границы стабильности, первым экзотическим ядром считается  $^8\text{He}$ , обнаруженный впервые авторами работы [131]. Для этого изотопа соотношение  $N/Z = 3$  является максимальным для связанных нейтронно-избыточных ядер. Дальнейшее прохождение границы стабильности определяется изотонами  $4 \leq N \leq 8$ , а именно фактом не наблюдения связанных состояний для  $^5\text{H}$  в реакциях  $(p, 2p)$  [50] и  $(p, 3p)$  [132],  $^7\text{H}$  в реакции  $(d, ^3\text{He})$  [110],  $^7\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$  [133],  $^{10}\text{He}$  [49, 133] в реакциях срыва и скалывания. Времена жизни этих изотопов весьма короткие и лежат в диапазоне  $10^{-15} \div 10^{-22}$  с, либо вовсе не определены для таких систем как  $^4\text{H}$ ,  $^9\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$  (см. Рис. 50). Наиболее известным ядром с  $A = 11$  (с точки зрения количества экспериментальных и теоретических исследований) является  $^{11}\text{Li}$ , который наряду с  $^{14,15}\text{B}$  был впервые обнаружен в реакции скалывания [133]. Повышенный интерес к  $^{11}\text{Li}$  объясняется необычными свойствами: большими размерами (радиус сопоставим с  $^{208}\text{Pb}$ ) и гало-структурой из двух нейтронов [14, 16]. Аналогичная гало-структура была обнаружена также для других нейтронно-избыточных легких ядер –  $^{12}\text{Be}$  и  $^{19}\text{C}$ , а для изотопа  $^{14}\text{Be}$  не исключается также гало-структура из 4-х нейтронов и кора  $^{10}\text{Be}$ .

Анализ границы стабильности для более тяжелых нейтронно-избыточных ядер выходит за рамки данной работы.

С вводом мощных комплексов для производства интенсивных пучков РИ (GSI, MSU, CERN, RIKEN, ЛЯР и др.) дальнейшее изучение структуры и свойств ядер, находящихся вблизи и за пределами границ стабильности, будет продолжено на новом уровне, что несомненно расширит наше знание о ядерной материи.

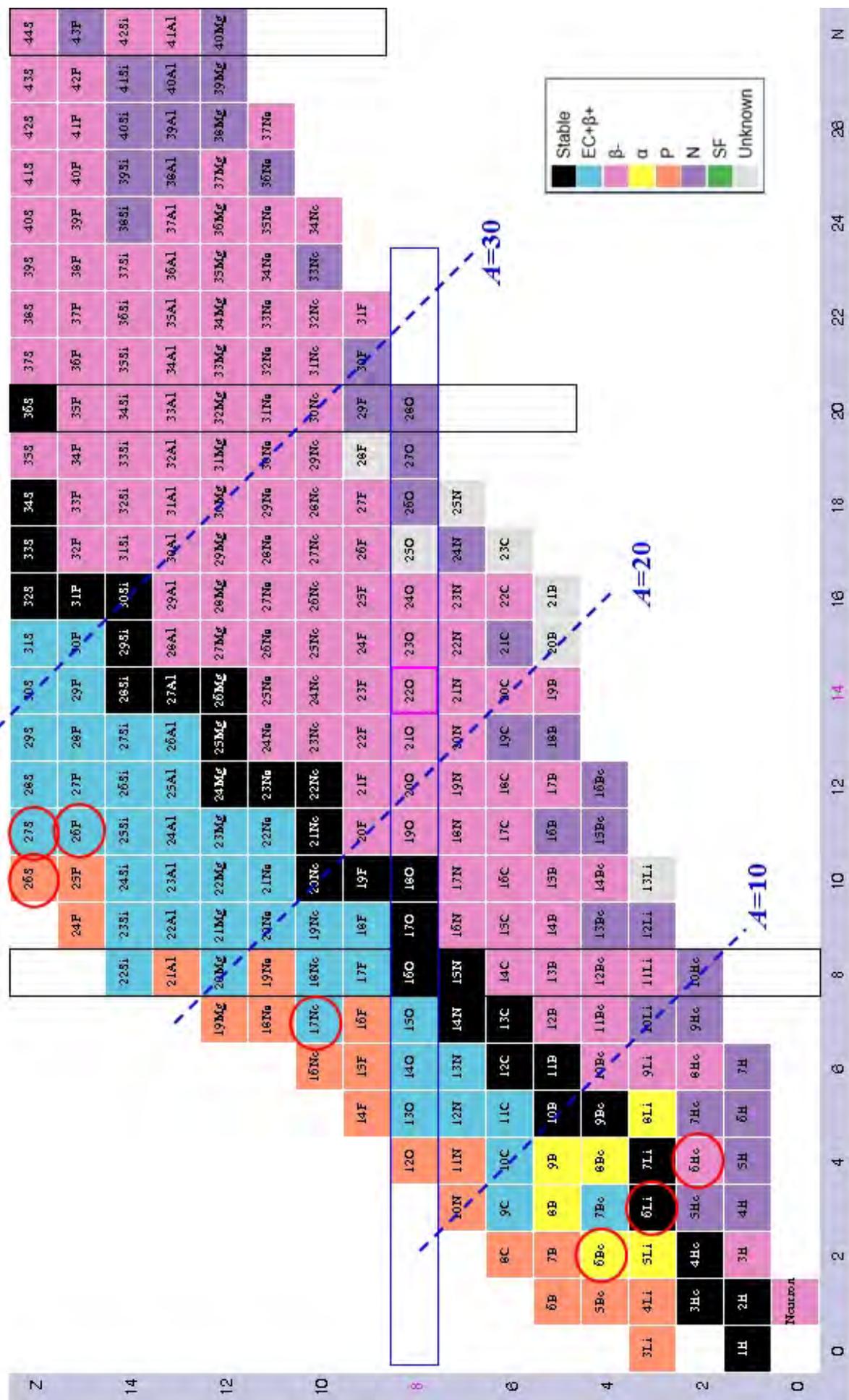


Рис. 49. Современное представление карты ядер с  $Z < 17$ , находящихся вблизи и за границами стабильности и испытывающих различные виды радиоактивных распадов (включая неизвестные) [2,3]. Обведенные изотопы изучались в данной работе.

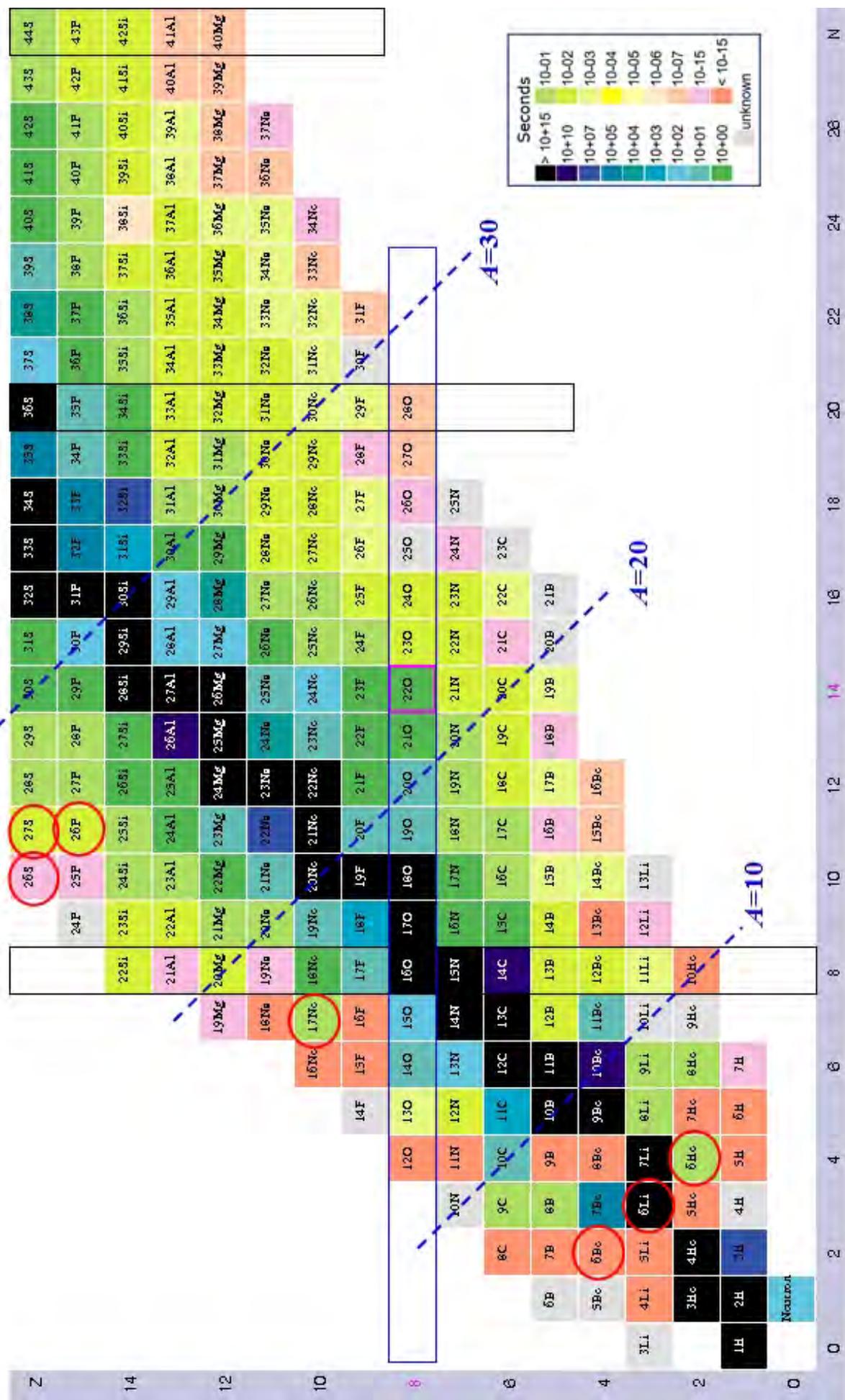
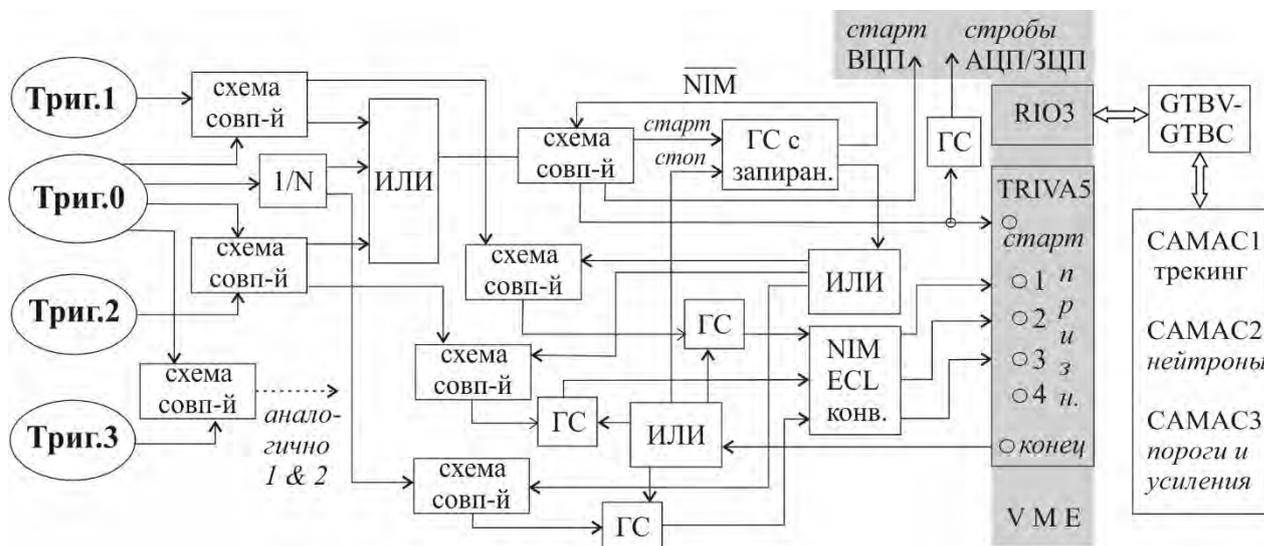


Рис. 50. Современное представление карты ядер с  $Z < 17$ , находящихся вблизи и за границами стабильности и имеющих различные значения периода полураспада [2,3]. Изотопы, обведенные красным контуром, изучались в данной работе.

## Приложение 2. Блок-схемы электроники, используемые в экспериментах на комплексе DRIBs.

В каждом проведенном эксперименте (Глава 2) применялись специфические детекторные системы с соответствующей электроникой, см. Рис.51 и Рис.52.



Эксперимент	Триггер 0	Триггер 1	Триггер 2	Триггер 3
${}^6\text{He}$ , ${}^6\text{Li}$	Любой Ge-детектор с порогом $E > 40$ кэВ	Любой Ge-детектор с порогом $E > 90$ кэВ	Кольцевой Si-детектор 300 $\mu$ , $M_p \geq 1$	Любой детектор нейтронов, $M_n \geq 1$
${}^6\text{Be}$	ВЧ ускорителя	1-ый кольцевой Si-детектор 300 $\mu$ , $M_p \geq 3$	2-ой кольцевой Si-детектор 300 $\mu$ , $M_p \geq 3$	
${}^{17}\text{Ne}$	Пластиковый ToF детектор	Кольцевой Si-детектор 300 $\mu$ , $M_p \geq 1$	Любые 2 стрипа квадратного Si телескопа, $M_p \geq 2$	
${}^{26}\text{S}$	Пластиковый ToF детектор	Любой стрип квадратного Si телескопа, $M_p = 1$		

Рис.51. Блок-схема электроники, позволяющая работать со сложным триггером и имеющая режим самозапираания на момент считывания данных с целью предотвращения временной рассинхронизации событий (верхняя панель), и наименования запускающих триггеров в разных экспериментах (нижняя панель). Сокращениями обозначены: схема совпадений, 1/N – делитель частоты, логическая схема ИЛИ, ГС - генератор стробов, генератор стробов с запираением, преобразователь уровней NIM $\leftrightarrow$ ECL, время-цифровой, амплитуда-цифровой и зарядово-цифровой преобразователи, RIO3 - процессор крейта VME, TRIVA5 – блок организации событий для системы сбора данных MBS (Multi Branch System), GTBV-GTBC – магистраль связи двух стандартов VME и SAMAC,  $M_n$  – множественность нейтронов,  $M_p$  – множественность заряженных частиц. Детали описаны в работе [106].

В этих опытах были использованы два разных принципа работы детектирующей аппаратуры в зависимости от типа запускающего триггера:

- 1) сложный триггер, объединяющий срабатывание нескольких (2÷4) ключевых детекторов с соответствующими признаками и имеющий логическую схему самозапираания; он применялся в опытах по исследованию  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{Ne}$ ,  ${}^{26}\text{S}$ ;
- 2) триггер, коррелированный с системой запираания первичного пучка на канале инжекции тяжелых ионов в ускоритель У-400М (за счет подачи высокого напряжения на отклоняющие пластины при определенном условии); так проводились опыты с ОВПК по изучению распадов  ${}^{26}\text{S}$  и  ${}^{27}\text{P}$ .

На Рис.51,52 приведены типичные блок-схемы электроники с пояснениями принципов их работы и некоторые детали детекторных систем.

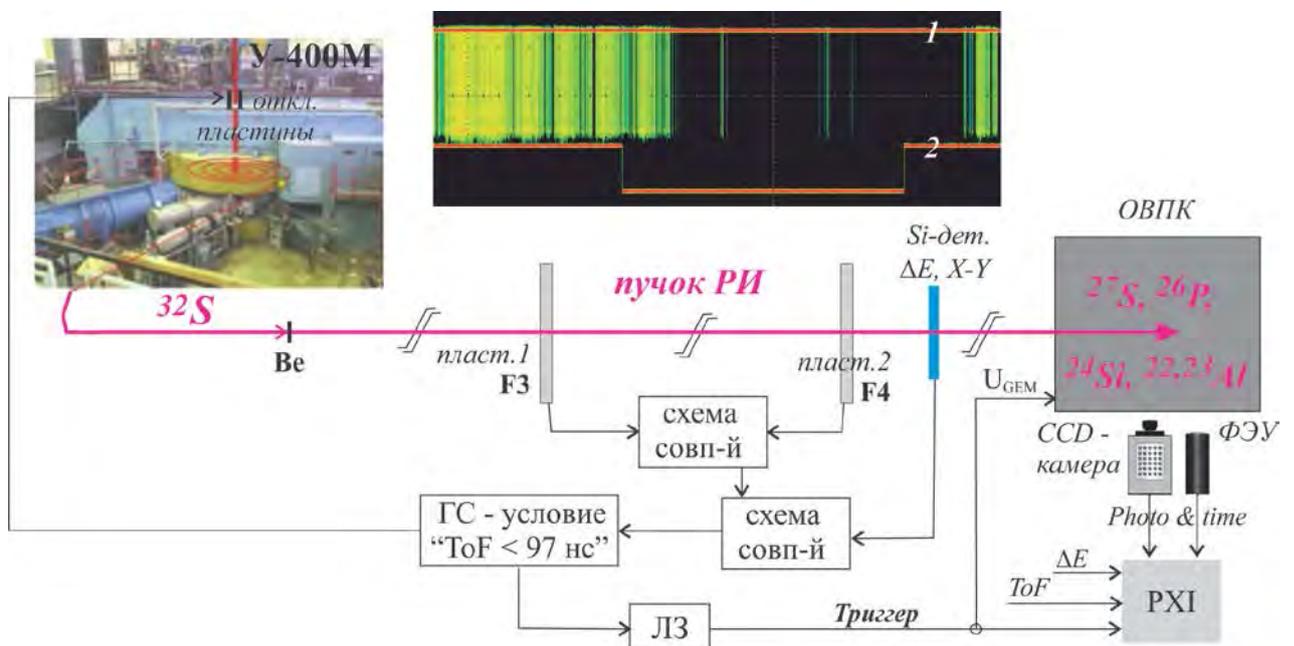


Рис.52. Принципиальная схема работы детектирующей аппаратуры в режиме периодического запираания первичного пучка от физического детектора при условии "ToF < 97 нс" на время 50 мс. Схема пропускала только самые быстролетающие РИ:  ${}^{27}\text{S}$ ,  ${}^{24}\text{Si}$ ,  ${}^{22}\text{Al}$  и частично  ${}^{26}\text{P}$ ,  ${}^{23}\text{Al}$ , см. идентификационный плот на Рис.31. На врезке сверху показан пример работы схемы: логические сигналы от пластикового детектора в плоскости F4 (1-й канал осциллографа) во время действия стробирующего сигнала от генератора стробов (2-й канал осциллографа). Сгущения отражают микробанчи первичного пучка длительностью ~40 мкс, задержка между стробирующим сигналом и срабатыванием системы запираания пучка (при помощи отклоняющих пластин на канале инжекции) составляла ~75 мкс. Стробирующий сигнал после линии задержки (ЛЗ) использовался для перевода ОВПК в режим высокой чувствительности (увеличивалось напряжение  $U_{\text{GEM}}$ ), а также для запуска системы сбора данных в стандарте PXI. В память компьютера записывалась информация о потерях энергии, времени пролета и о протекании процессов распада  ${}^{27}\text{S}$ ,  ${}^{26}\text{P}$  при их попадании в ОВПК.

## **Используемые аббревиатуры и сокращения.**

DRIBs – Dubna Radioactive Ion Beams

ISOL – Isotope Separation On-Line

Super-FRS at FAIR – фрагмент сепаратор нового поколения в проекте Facility for Antiproton and Ion Research

NuSTAR – Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions, одно из 4-х направлений исследований в проекте FAIR

РИ – радиоактивный изотоп

ECR- источник – источник ионов, в котором ионизация плазмы осуществляется за счёт Electron Cyclotron Resonance

$E_T$  – положение резонанса над порогом распада на энергетической шкале

$T_{1/2}$  – период полураспада

ToF – Time of Flight

ПШПВ – полуширина на полувысоте

МДМ (SDM) – мягкая дипольная мода

ИВМДМ (IVSDM) – Изо-Векторная Мягкая Дипольная Мода

GDR – гигантский дипольный резонанс

SDR – спин-дипольный резонанс

ОВПК (ОТПС) – оптическая время-проекционная камера

GEM - Gas Electron Multiplier

CCD – Charge-Coupled Device

DSD – double sided detector, кремниевых детектор с 2-х сторонней сегментацией

SSD – single sided detector, кремниевых детектор с односторонней сегментацией

EXPERT – EXotic Particle Emission and Radioactivity by Tracking

GADAST – GAMMA-ray Detector Around the Secondary Target

NEURAD – NEUtron RADioactivity

TDR – Technical Design Report

## Заключение

Подводя краткий итог всей работы, остается лишь перечислить полученные результаты и сделанные на их основе выводы.

1. Впервые на комплексе DRIBs были проведены кинематически полные эксперименты со слабосвязанными ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  [31,58], в результате которых изучались каналы полного и неполного слияния при образовании составного ядра  ${}^{166}\text{Yb}$ . Показано, что выходной канал реакции эффективно выделяется при организации тройных совпадений: гамма-гамма-заряженная частица и гамма-гамма-нейтрон.

2. В результате анализа экспериментальных данных с использованием кода EMPIRE [62] и методики  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений [61] была получена информация о параметрах  $I_{\text{crit}}$ ,  $D_I$  и сечениях  $\sigma_{\text{xn}}$ ,  $\sigma_{\text{fus}}$  для реакций  ${}^{165}\text{Ho}({}^6\text{Li},5n){}^{166}\text{Yb}$  и  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He},6n){}^{166}\text{Yb}$ . Определены факторы подавления процессов полного слияния, которые оказались 2.40 и 3.41 для  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ , соответственно. Сделан вывод, что процессы неполного слияния более вероятны для реакции  ${}^6\text{He}$  (64 МэВ) +  ${}^{166}\text{Er}$  по сравнению с  ${}^6\text{Li}$  (58 МэВ) +  ${}^{165}\text{Ho}$  и их вклад в полное сечение реакции составляет около 10%. Единообразно сделан сравнительный анализ  $\sigma_{\text{xn}}$ ,  $\sigma_{\text{fus}}$  для реакции  ${}^{166}\text{Er}({}^6\text{He},6n){}^{166}\text{Yb}$  с литературными данными для такой же системы, получаемой с  ${}^4\text{He}$ :  ${}^4\text{He}+{}^{166}\text{Er} \rightarrow {}^{170-\text{xn}}\text{Yb}$ , для широкого диапазона энергий вблизи и над кулоновским барьером.

3. Разработан и реализован метод определения энергии нейтронов из восстановленных времяпролетных спектров за счет организации двойных совпадений:  $\gamma$ - $n$  и совпадений  $\gamma$ -( $\gamma+n$ ) с двумя порогами Ge-детектора 40 кэВ и 90 кэВ, см. Рис.8 (нижняя панель). Метод позволял существенно (в 3-5 раз) повысить точность в определении энергии нейтронов при условии, когда временная привязка осуществлялась от 'медленных' Ge детекторов с типичными временами нарастания сигналов 50-60 нс (для гамма-линии  ${}^{137}\text{Cs}$ ). Процедура вычитания совпадений  $\gamma$ - $n$  из совпадений  $\gamma$ -( $\gamma+n$ ) позволяла получить суммарное временное разрешение 3 нс (ПШПВ) из восстановленных времяпролетных спектров.

4. В реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li},{}^6\text{Be})n$  был реализован эффективный метод регистрации трех частиц  $\alpha$ - $p$ - $p$ , продуктов распада  ${}^6\text{Be}$ , позволивший получить качественно новые экспериментальные данные для спектра возбуждений  ${}^6\text{Be}$ . Данные получены с высокой статистикой и хорошим энергетическим разрешением, являются кинематически полными и измеренными во всем диапазоне углов  $\theta_{\text{cm}} = 0 \div 180^\circ$ . Впервые получено не только хорошее описание всего спектра возбуждений

${}^6\text{Be}$ , но и двумерных профилей всего набора кинематических переменных, для которых получены зависимости профилей от энергии во всем диапазоне  $E_T < 16$  МэВ.

5. Впервые дается указание на проявление изовекторной моды дипольного возбуждения в диапазоне энергий  $E_T > 4$  МэВ, свойственной состояниям с отрицательной четностью  $J^\pi = \{0^-, 1^-, 2^-\}$ . Была предложена обобщенная схема возбуждений для изобарической цепочки ядер с  $A=6$ :  ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Li}$ - ${}^6\text{Be}$ . Выявлены отличия для кластерных возбуждений (мод): мягкой дипольной моды и изо-векторной мягкой дипольной моды от коллективных возбуждений (резонансов): гигантского дипольного резонанса и спин-дипольного резонанса. Сделан анализ литературных данных на предмет возможной интерпретации наблюдаемых ранее спектров возбуждений  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Be}$  в рамках предложенной модели МДМ-ИВМДМ и подхода [69].

5. В результате поисковых исследований с применением модернизированного метода идентификации продуктов реакции фрагментации (по данным  $\Delta E$ - $E$ ,  $\Delta E$ - $\text{ToF}$ ,  $X$ - $Y$ ,  $M_p=1$ ) был экспериментально установлен новый предел на время жизни изотопа  ${}^{26}\text{S}$  [86]:  $T_{1/2} < 79$  нс, отличающийся от известных литературных данных более чем на 5 порядков ( $\approx 10$  мс).

7. На основании данных эксперимента и теоретических расчетов в приближении релятивистского среднего поля, связывающих ширину и время жизни с энергией  $2p$  распада, была сделана оценка для величины  $Q_{2p}({}^{26}\text{S})$ :  $Q_{2p} > 640$  кэВ. Высказано предположение, что наиболее вероятным каналом распада ядер  ${}^{26}\text{S}$  является истинное испускание двух протонов.

8. Метод ОВПК получил дальнейшее развитие за счет модернизации систем идентификации частиц и сбора данных, что позволило эффективно работать с пучком РИ невысокого качества очистки от примесей [43]. Проведено изучение редких веток распада изотопов  ${}^{26}\text{P}$  и  ${}^{27}\text{S}$ , получены новые более точные значения для вероятностей ветвления по каналам  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  и  $\beta_{tot}$ , которые оказались в 3 и более раз отличными от литературных значений.

9. Показаны преимущества метода имплантации исследуемых изотопов в ОВПК по сравнению с методом имплантации в телескоп, состоящий из кремниевых детекторов. К преимуществам относятся: а) отсутствие фона в диапазоне энергий протонов, начиная с  $E_p > 100$  кэВ, и возможность однозначной регистрации короткопробежных протонов; б) одновременная визуализация всех продуктов распада с временной привязкой событий. Метод позволяет изучать редкие виды распадов для изотопов с временами жизни в широком диапазоне  $T_{1/2} = 1 \div 500$  мс.

10. Предложен и реализован эффективный метод исследования  $2p$ -распада для первого возбужденного уровня ядра  $^{17}\text{Ne}$  [104,105], образующегося в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne},d)^{17}\text{Ne}^*$  при энергии  $E(^{18}\text{Ne}) = 35$  МэВ/нуклон. Метод, получивший название комбинированной массы, позволил получить достаточно высокое энергетическое разрешение в эксперименте при высокой светимости. Для ветки  $2p$ -распада  $^{17}\text{Ne}$  ( $3/2^-$ ) был получен новый предел соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1.6(3)\times 10^{-4}$ , который оказался в 50 раз ниже, чем литературные данные [102]. Данные о величине  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  важны для астрофизики, поскольку востребованы для проведения сетевых расчетов, описывающих происхождение элементов во вселенной.

11. Метод комбинированной массы имеет перспективы для дальнейшего усовершенствования и позволяет достигнуть чувствительность в 50 и более раз выше, чем в проведенном эксперименте. Метод может быть применим к другим изотопам, находящимся вблизи точек ожидания  $gp$ -процесса ( $^{20}\text{Mg}$ ,  $^{38}\text{Ca}$  и др.).

12. Созданы условия для продолжения исследований с пучками РИ на ускорительном комплексе У-400М/АКУЛИНА-2 [23]. Предложена программа исследований [21,125-127], нацеленная на поиск новых видов радиоактивного распада ядер вблизи границ стабильности -  $2n$ ,  $2p$ ,  $4n$ . Предложен также план долгосрочного сотрудничества в рамках проекта EXPERT коллаборации Super-FRS [121], позволяющий обмениваться современными методиками и оборудованием.

В более компактном виде основные достижения работы представлены в виде итоговой Таблицы 8, где показана связь между новыми методами и подходами, апробированными на комплексе DRIBs, и полученными с их помощью результатами.

Таблица 8. Методы и подходы, апробированные в экспериментах на комплексе DRIBs, позволившие получить новые физические результаты.

№	Метод	Результат
1	Идентификация выходного канала реакций полного и неполного слияния по регистрации дискретных гамма квантов в совпадении с нейтронами и легкими заряженными частицами. Анализ сложных гамма-спектров составных ядер $^{166}\text{Yb}$ , $^{167}\text{Er}$ , $^{169}\text{Tm}$ и др.	$\sigma_{xn}$ , $\sigma_{\text{fusion}}$ , $\sigma_{\text{incomplete\_fusion}}$ информация о размерах и диффузности $^6\text{He}$ и $^6\text{Li}$ .
2	Реакция перезарядки $^1\text{H}(^6\text{Li},^6\text{Be})n$ для заселения возбужденных состояний $^6\text{Be}$ в широком диапазоне энергий $E_T < 16$ МэВ с регистрацией всех продуктов распада в диапазоне углов $\theta_{\text{цм}}=0-180^\circ$ . Анализ угловых и энергетических корреляций продуктов для описания всего спектра возбуждений $^6\text{Be}$ .	Изовекторная мода дипольного возбуждения при $E_T > 4$ МэВ. Схема возбуждений для цепочки ядер с $A=6$ : $^6\text{He}$ - $^6\text{Li}$ - $^6\text{Be}$ .

3	Измерение комбинированной массы в реакции $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}^*$ для исследования $2p$ -распада первого возбужденного уровня ядра $^{17}\text{Ne}$ ( $3/2^-$ ).	Новый предел соотношения $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1.6(3)\times 10^{-4}$ .
4	Имплантиция в кремниевый телескоп продуктов фрагментации $^{32}\text{S}(50.3 \text{ МэВ/А})+\text{Ве}$ с целью обнаружения $^{26}\text{S}$ и определения времени жизни.	$T_{1/2} < 79 \text{ нс}$ ; $Q_p > 120 \text{ кэВ}$ ; $Q_{2p} > 640 \text{ кэВ}$ .
5	Имплантиция в ОВПК продуктов фрагментации $^{32}\text{S}(50.3 \text{ МэВ/А})+\text{Ве}$ с целью одновременного изучения редких каналов распада $\beta p$ , $\beta 2p$ и $\beta_{tot}$ изотопов $^{26}\text{P}$ и $^{27}\text{S}$ .	Новые значения вероятностей ветвления по каналам $\beta p$ , $\beta 2p$ и $\beta_{tot}$

В заключении автор считает своим приятным долгом выразить благодарность дирекции ЛЯР и научному руководителю лаборатории Ю.Ц. Оганесяну, ускорительному отделу, всему коллективу сектора АКУЛИНА. Персонально хотелось бы отметить следующих коллег, без помощи которых получение материала и написание данной работы не было бы возможным. Это: Г.М. Тер-Акопян, Л.В. Григоренко, С.В. Степанцов, И.Г. Муха, М.С. Головков, П.Г. Шаров, Е.Ю. Никольский, А.В. Горшков, С.А. Крупко, Р.С. Слепнев. Отдельная благодарность В.В. Авдейчикову за внимательное прочтение работы и сделанные замечания.

Автор выражает признательность зарубежным коллегам - К. Шайденбергеру, Х. Симону, М. Пфютцнеру, В. Доминик, З. Яносу, Р. Вольски, Г. Каминьски, В. Худобе, М.В. Жукову за поддержку и развитие сотрудничества с ЛЯР ОИЯИ, а также О.Б. Тарасову за включение ионно-оптических элементов установки АКУЛИНА-2 в программный пакет LISE++.

Автор благодарен А.А. Коршенинникову, А.Н. Васильеву, В.Л. Варенцову, В.К. Еремину, О.А. Киселеву и Б.Ю. Шаркову за помощь в продвижении проекта EXPERT @ FAIR.

## Литература

1. Tachibana T., Uno M., Yamada M. and Yamada S., *Empirical mass formula with proton-neutron interaction*, Atomic Data Nucl. Data Tables 39 (1988) 251-258.
2. Wapstra A.H., Audi G., and Thibault C., *The AME2003 atomic mass evaluation*, Nuclear Physics A **729** (2003) 129–336 (part I); Nuclear Physics A **729** (2003) 337–676 (part II).
3. URL: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> Электронный ресурс со свободным доступом.
4. Волков В.В., *Реакции передачи с тяжелыми ионами*, Физика ЭЧАЯ, т.6, вып. 4 (1975) 1040-1104.
5. Janssens R.V.F. and Khoo T.L., *Superdeformed nuclei*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **41** (1991) 321-355.
6. Moretto L.G. and Wozniak G.J., *Multifragmentation in heavy-ion processes*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993) 379-455.
7. Harris J.W. and Muller B., *The search for the quark-gluon plasma*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71-107.
8. Baum E.M., Knox H.D. and Miller T.R., *Nuclides and Isotopes—Chart of Nuclides* 16th edn (New York, Schenectady: Knolls Atomic Power Laboratory and Lockheed Martin) 2002.
9. Hansen P.G. and Tostevin J.A., *Direct reactions with exotic nuclei*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 219-261.
10. Thoennessen M., *Reaching the limits of nuclear stability*, Rep. Prog. Phys. **67** (2004) 1187–1232.
11. Goldanskii V.I., *Modes of radioactive decay involving proton emission*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **16** (1966) 1-30.
12. Strutinsky V.M., *Shell effects in nuclear masses and deformation energies*, Nucl. Phys. A **95** (1967) 420-442.
- 13а. А.И. Базь, В.И. Гольданский, Я.Б. Зельдович, *Систематика легчайших ядер*, Успехи физических наук **85** №3 (1965) 445-483.
- 13б. В.И. Гольданский, *Двупротонная радиоактивность (Перспективы обнаружения и изучения)*, Успехи физических наук **87** №2 (1965) 255-272.

14. Ershov S.N., Grigorenko L.V., Vaagen J.S., Zhukov M.V., *Halo formation and breakup: lessons and open questions*, J. Phys. G **37** 064026 (2010) 1-15.
15. Grigorenko L.V., Mukha I.G., Scheidenberger C. and Zhukov M.V., *Two-neutron radioactivity and four-nucleon emission from exotic nuclei*, Phys. Rev. C **84** (2011) 021303(R), pp.1-5.
16. Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А., Сидорчук С.И., Тер-Акопьян Г.М., Фомичев А.С., Худоба В., *Исследования легких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ*, Успехи физических наук **186** №4 (2016) 337-386.
17. Van Duppen P. and Riisager K., *Physics with REX-ISOLDE: from experiment to facility*, J. Phys. G **38** 024005 (2011) 1-24.
18. Ball G.C., Buchmann L., Davids B., Kanungo R., Ruiz C. and Svensson C.E., *Physics with reaccelerated radioactive beams at TRIUMF-ISAC*, J. Phys. G **38** 024003 (2011) 1-41.
19. Navin A., de Oliveira Santos F., Roussel-Chomaz P. and Sorlin O., *Nuclear structure and reaction studies at SPIRAL*, J. Phys. G **38** 024004 (2011) 1-41.
20. URL: <http://pro.ganil-spiral2.eu/users-guide/accelerators/spiral-beams/> Электронный ресурс со свободным доступом.
21. A.S. Fomichev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, Yu.L. Parfenova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, P.G. Sharov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, S.N. Ershov, V.K. Lukyanov, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, V.Z. Goldberg, M. Pfützner, I.G. Mukha, H. Simon, O.B. Tarasov, N.K. Timofeyuk, A.A. Yukhimchuk, and M.V. Zhukov, *Long-range plans for research with radioactive ion beam at JINR*, JINR Communication, pp.1-20, E7-2012-73, Dubna, 2012.
22. URL: <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/dribs.html>; <http://aculina.jinr.ru/general.php> Электронные ресурсы со свободным доступом.
23. URL: <http://aculina.jinr.ru/acc-2.php> Электронный ресурс со свободным доступом.
24. URL: <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair.htm> Электронный ресурс со свободным доступом.
25. URL: <http://www.nishina.riken.jp/RIBF/BigRIPS/overview.html> Электронный ресурс со свободным доступом.

26. URL: <http://www.frib.msu.edu> Электронный ресурс со свободным доступом.
27. URL: [http://www.ibs.re.kr/eng/sub01\\_05.do](http://www.ibs.re.kr/eng/sub01_05.do) Электронный ресурс со свободным доступом.
28. Xurong Chen, *An electron ion collider in China*, 9<sup>th</sup> APCTP - BLTP JINR Joint workshop at Kazakhstan, June 27 – July 4, 2015, Almaty, Kazakhstan; <http://theor.jinr.ru/~apctp-bltp/presentations.html> Электронный ресурс со свободным доступом.
29. Mukha I., Summerer K., Acosta L., Alvarez M.A.G., Casarejos E., Chatillon A., Cortina-Gil D., Espino J., Fomichev A., Garcia-Ramos J.E., Geissel H., Gomez-Camacho J., Grigorenko L.V., Hofmann J., Kiselev O., Korshennikov A., Kurz N., Litvinov Yu., Martel I., Nociforo C., Ott W., Pfutzner M., Rodriguez-Tajes C., Roeckl E., Stanoiu M., Weick H., Woods P.J., *Observation of Two-Proton Radioactivity of  $^{19}\text{Mg}$  by Tracking the Decay Products*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 182501.
29. URL: <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/combas.html> Электронный ресурс со свободным доступом.
30. Yu.E. Penionzhkevich, R.A. Astabatyan, N.A. Demekhina, G.G. Gulbekian, R. Kalpakchieva, A.A. Kulko, S.M. Lukyanov, E.R. Markaryan, V.A. Maslov, Yu.A. Muzychka, Yu.Ts. Oganessian, R.V. Revenko, N.K. Skobelev, Yu.G. Sobolev, D.A. Testov, and T. Zholdybaev, *Excitation functions of fusion reactions and neutron transfer in the interaction of  $^6\text{He}$  with  $^{197}\text{Au}$  and  $^{206}\text{Pb}$* , Eur. Phys. J. A **31** (2007) 185-194.
31. A.S. Fomichev, V. Chudoba, A.V. Daniel, M.S. Golovkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, G.S. Popeko, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.I. Chepigin, D.E. Katrasev, O.N. Malyshev, A.I. Svirikhin, A.V. Yeremin, Ch. Briançon, K. Hauschild, A. Korichi, M.-H. Ha, F. Hanappe, O. Dorvaux, and L. Stuttge, *Study of complete and incomplete fusion for loosely bound projectiles  $^6\text{He}$  and  $^6\text{Li}$  on  $^{165}\text{Ho}$  and  $^{166}\text{Er}$  targets*, Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 9, No. 6–7, (2012) 496-501.
32. L. Weissman, D.J. Morrissey, G. Bollen, D.A. Davies, E. Kwana, P.A. Lofy, P. Schury, S. Schwarz, C. Sumithrarachchi, T. Sun, R. Ringle, *Conversion of 92 MeV/u  $^{38}\text{Ca}/^{37}\text{K}$  projectile fragments into thermalized ion beams*, Nucl. Instr. and Methods, A **540** (2005) 245-258.
33. M. Ranjan, P. Dendooven, S. Purushothaman, T. Dickel, M.P. Reiter, S. Ayet, E. Haettner, I.D. Moore, N. Kalantar-Nayestanaki, H. Geissel, W.R. Plaß, D. Schäfer, C. Scheidenberger, F. Schreuder, H. Timersma, J. Van de Walle, H. Weick, *Design*,

- construction and cooling system performance of a prototype cryogenic stopping cell for the Super-FRS at FAIR*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **770** (2015) 87-97.
- 34a. Тошек П.Э., *Атомные частицы в ловушках*, Успехи физических наук **158** (1989) 451-497.
- 34b. V.I. Zagrebaev, S.G. Zemlyanoy, E.M. Kozulin, Yu. Kudryavtsev, V. Fedosseev, R. Bark., Z. Janas, H.A. Othman, *Multi-nucleon transfer reactions for production and study of heavy neutron rich nuclei*, Journal of Phys.: Conf. Series **533** (2014) 012025, p.1-4.
35. Brown L.S. and Gabrielse, *Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap*, Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 233-311.
36. Franzke B., Geissel H., Munzenberg G., *Mass and lifetime measurements of exotic nuclei in storage rings*, Mass Spectrometry Reviews **27** (2008) 428-469.
37. Zhang Y.H., Litvinov Yu.A., Uesaka T., Xu H.S., *Storage ring mass spectrometry for nuclear structure and astrophysics research*, Phys. Scr. **91** (2016) 073002, 1-21.
38. Dickel T., Plaß W.R., Becker A., Czok U., Geissel H., Haettner E., Jesch C., Kinsel W., Petrick M., Scheidenberger C., Simon A., Yavor M.I., *A high-performance multiple-reflection time-of-line mass spectrometer and isobar separator for the research with exotic nuclei*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **777** (2015) 172-188.
39. A.A. Vorobyov, G.A. Korolev, A.V. Dobrovolsky, A.V. Khanzadeev, G.E. Petrov, E.M. Spiridenkov, Y. Terrien, J.C. Lugol, J. Saudinos, B.H. Silverman, F. Wellers, *Experimental apparatus for the study of small angle neutron-proton elastic scattering at intermediate energies*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **270** (1988) 419-430.
- 40a. C.E. Demonchy, M. Caamano, H. Wang, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, M. Chartier, D. Cortina-Gil, A. Fomichev, G. Fremont, P. Gangnant, A. Gillibert, L. Giot, M.S. Golovkov, B. Jurado, J.F. Libin, A. Obertelli, E. Pollaco, A. Rodin, Ch. Spitaels, S. Stepantsov, G. Ter-Akopian, R. Wolski, *MAYA: An active-target detector for binary reactions with exotic beams*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **583** (2007) 341-349.
- 40b. W. Mittig, C.E. Demonchy, H. Wang, P. Roussel-Chomaz, B. Jurado, M. Gelin, H. Savajols, A. Fomichev, A. Rodin, A. Gillibert, A. Obertelli, D. Cortina-Gil, M. Gaamano, M. Chartier, and R. Wolski, *Reactions induced beyond the dripline at low energy by secondary beams*, Eur. Phys. J. A **25** (2005) 263-266.

41. G. Canchel, L. Achouri, J. Aysto, R. Beraud, B. Blank, E. Chabanat, S. Czajkowski, P. Dendooven, A. Emsallem, J. Giovinazzo, *The  $\beta$ -delayed one- and two-proton emission of  $^{27}\text{S}$* , Eur. Phys. J. A **12** (2001) 377-380.
42. J.-C. Thomas, L. Achouri, J. Äysto, R. Beraud, B. Blank, G. Canchel, S. Czajkowski, P. Dendooven, A. Ensalle, J. Giovinazzo, N. Guillet, J. Honkanen, A. Jokinen, A. Laird, M. Lewitowicz, C. Longour, F. de Oliveira Santos, K. Perajarvi, and M. Stanoiu, *Beta-decay properties of  $^{25}\text{Si}$  and  $^{26}\text{P}$* , Eur. Phys. J. A **21** (2004) 419-435.
43. Ł. Janiak, N. Sokołowska, A.A. Bezbakh, A.A. Ciemny, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, W. Dominik, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, Z. Janas, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Kuich, C. Mazzocchi, M. Mentel, M. Pfützner, P. Plucinski, M. Pomorski, R.S. Slepnev, and B. Zalewski, *Beta-delayed proton emission from  $^{26}\text{P}$  and  $^{27}\text{S}$* , Phys. Rev. C **95** (2017) 034315, pp.1-9.
44. A.A. Lis, C. Mazzocchi, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, M. Pomorski, L. Acosta, S. Baraeva, E. Casarejos, J. Duénas-Díaz, V. Dunin, J. M. Espino, A. Estrade, F. Farinon, A. Fomichev, H. Geissel, A. Gorshkov, G. Kaminski, O. Kiselev, R. Knöbel, S. Krupko, M. Kuich, 11 Yu. A. Litvinov, G. Marquinez-Durán, I. Martel, I. Mukha, C. Nociforo, A.K. Ordúz, S. Pietri, A. Prochazka, A.M. Sánchez-Benítez, H. Simon, B. Sitar, R. Slepnev, M. Stanoiu, P. Strmen, I. Szarka, M. Takechi, Y. Tanaka, H. Weick, and J.S. Winfield,  *$\beta$ -delayed three-proton decay of  $^{31}\text{Ar}$* , Physical Review C **91** (2016) 064309, pp.1-5.
45. P.I. Zarubin, I. G. Zarubina, D.A. Artemenkov, A.A. Bezbakh, V. Bradnova, M.S. Golovkov, A. V. Gorshkov, Al-Z. Farrag, G. Kaminsky, N. K. Kornegrutsa, S. A. Krupko, K. Z. Mamatkulov, R. R. Kattabekov, V. V. Rusakova, R.S. Slepnev, R. Stanoeva, S.V. Stepantsov, A.S. Fomichev, V. Chudoba,  *$^8\text{He}$  nuclei stopped in nuclear track emulsion*, Eur. Phys. J. Web of Conf. **66** (2014) 11044, pp.1-4.
46. B. Blank, M.J.G. Borge, *Nuclear structure at the proton drip line: Advances with nuclear decay studies*, Progress in Particle and Nuclear Physics **60** (2008) 403-483.
47. M. Pfützner, M. Karny, L.V. Grigorenko, K. Riisager, *Radioactive decays at limits of nuclear stability*, Rev. Mod. Phys., **84** (2012) 567-619.
48. T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi and I. Tanihata, *Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus at 0.79 GeV/nucleon*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2599-2602.
49. A.A. Korshennikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, C.-B. Moon, E.Yu. Nikolskii, M.M. Obuti, A.A.

- Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe and M. Yanokura, *Observation of  $^{10}\text{He}$* , Phys. Lett. B **326** (1994) 31-36.
50. A.A. Korsheninnikov, M.S. Golovkov, I. Tanihata, A.M. Rodin, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, M.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, D.D. Bogdanov, R. Wolski, G.M. Ter-Akopian, Yu.Ts. Oganessian, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, A.A. Ogloblin, *Superheavy hydrogen  $^5\text{H}$* , Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 092501, pp.1-4.
51. A.A. Korsheninnikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, C.-B. Moon, E.Yu. Nikolskii, M.M. Obuti, A.A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe and M. Yanokura, *Experimental study of  $^8\text{He} + p$  elastic and inelastic scattering*, Phys. Lett. B **316** (1993) 38-44.
52. L. F. Canto, P.R.S. Gomes, R. Donangelo, and M. S. Hussein, *Fusion and breakup of weakly bound nuclei*, Phys. Rep. **424** (2006) 1-111.
53. J. F. Liang and C. Signorini, *Fusion induced by radioactive ion beams*, Int. J. Mod. Phys. E **14** (2005) 1121-1150.
54. S. Gil, R. Vandenbosch, A. Charlop, A. Garcia, D.D. Leach, S.J. Luke, and S. Kailas, *Spin distribution of the compound nucleus formed by  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$* , Phys. Rev. C **43** (1991) 701-708.
55. J.D. Bierman, A.W. Charlop, D.J. Prindle, R.Vandenbosch, and D. Ye, *Rotational state populations in  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  near-barrier fusion*, Phys. Rev. C **48** (1993) 319-325.
56. S. Gil, R. Vandenbosch, A.J. Lazzarini, D.-K. Lock, A.Ray, *Spin distribution of the compound nucleus in heavy ion reactions at near-barrier energies*, Phys. Rev. C **31** (1985) 1752-1762.
57. V. Tripathi, A. Navin, K. Mahata, K. Ramachandran, A. Chatterjee, S. Kailas, *Angular momentum and cross sections for fusion with weakly bound nuclei: breakup, a coherent effect*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 172701, pp.1-4.
58. S.A. Krupko, A. V. Daniel, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, V.A. Gorshkov, Yu.Ts. Oganessian, G.S. Popeko, S.I. Sidorchuk, G.M. Ter-Akopian, R.S. Slepnev, V. Chudoba, L. Standlyo, R. Wolski, V.I. Chepigin, D.E. Katrasev, O.N. Malyshev, A.I. Svirikhin, A.V. Yeremin, Ch. Briançon, K. Hauschild, A. Korichi, M.-H. Ha, F. Hanappe, O. Dorvaux, and L. Stuttge, Ch. Goodin, J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, *Complete and incomplete fusion of  $^6\text{He}$  and  $^6\text{Li}$  projectiles with medium mass targets at energy  $\sim 10$  AMeV*, AIP Conf. Proc.

- v. **1098** (2009) 245-252; FUSION08, Chicago, Sept. 22-26, 2008, ISBN: 978-0-7354-0632-2.
59. K. Hauschild, A.V. Yeremin, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens, A.V. Belozеров, Ch. Briancon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, S. A. Garcia-Santamaria, V.A. Gorshkov, F. Hanappe, A.P. Kabachenko, A. Korichi, O.N. Malyshev, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, N. Rowley, A.V. Shutov, L. Stuttge, A.I. Svirikhin, *GABRIELA: A new detector array for  $\gamma$ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **560**, (2006) 388-394.
60. N. Roy, S. Jonsson, H Ryde and W. Walus, *Near-yrast spectroscopy of  $^{165-167}\text{Yb}$* , Nucl. Phys. A **382** (1982) 125-158.
61. G.M. Ter-Akopian, J.H. Hamilton, Yu.Ts. Oganessian, A.V. Daniel, J. Kormicki, A.V. Ramayya, G.S. Popeko, B.R. S. Babu, Q.-H. Lu, K. Butler-Moore, W.-C. Ma, E.F. Jones, J.K. Deng, D. Shi, J. Kliman, M. Morhac, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, N.R. Johnson, I.Y. Lee, and F. K. McGowan, *Yields of correlated fragment pairs in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$* , Phys. Rev. C **55**, (1997) 1146-1161.
62. C. M. Baglin, *Nuclear data sheets for  $A=166$* , Nucl. Data Sheets 109, (2008) 1103-1382.
63. M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin, EMPIER: nuclear reaction model code system for data evaluation, Nucl. Data Sheets **108** (2007) 2655-2715.
64. L.V. Grigorenko, T.D. Wiser, K. Mercurio, R.J. Charity, R. Shane, L.G. Sobotka, J.M. Elson, A.H. Wuosmaa, *Three-body decay of  $^6\text{Be}$* , Phys. Rev. C **80** (2009) 034602, pp.1-18.
65. O.V. Bochkarev, L.V. Chulkov, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, I.G. Mukha, G.B. Yankov, *Democratic decay of  $^6\text{Be}$  states*, Nuclear Physics A **505** (1989) 215-240.
66. Bochkarev O.V., A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, I.G. Mukha, L.V. Chulkov, G.B. Yankov, *Experimental study of three-particle decays of  $^6\text{Be}(0^+)$  and  $^6\text{Be}^*(2^+)$* , Sov. J. Nucl. Phys. 55 (1992) 955-967; Ядерная Физика 55 (1992) 1729-1753.
67. L.V. Grigorenko, T.D. Wiser, K. Miernik, R.J. Charity, M. Pfitzner, A. Banu, C.R. Bingham, M. Cwiok, I.G. Darby, W. Dominik, J.M. Elson, T. Ginter, R. Grzywacz, Z. Janas, M. Karny, A. Korgul, S.N. Liddick, K. Mercurio, M. Rajabali, K. Rykaczewski, R. Shane,

- L.G. Sobotka, A. Stolz, L. Trache, R.E. Tribble, A.H. Wuosmaa, M.V. Zhukov, *Complete correlation studies of two-proton decays:  ${}^6\text{Be}$  and  ${}^{45}\text{Fe}$* , Phys. Lett. B **677** (2009) 30-35.
68. I. A. Egorova, R. J. Charity, L.V. Grigorenko, Z. Chajecski, D. Coupland, J.M. Elson, T.K. Ghosh, M.E. Howard, H. Iwasaki, M. Kilburn, Jenny Lee, W.G. Lynch, J. Manfredi, S.T. Marley, A. Sanetullaev, R. Shane, D.V. Shetty, L.G. Sobotka, M. B. Tsang, J. Winkelbauer, A. H. Wuosmaa, M. Youngs, and M.V. Zhukov, *Democratic decay of  ${}^6\text{Be}$  exposed by correlations*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 202502, pp.1-5.
- 69a. A.S. Fomichev, V. Chudoba, I.A. Egorova, S.N. Ershov, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, S.A. Krupko, I.G. Mukha, Yu.L. Parfenova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, L. Standyło, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Isovector soft dipole mode in  ${}^6\text{Be}$* , Phys. Lett. B **708** (2012) 6-13.
- 69b. A.S. Fomichev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, S.N. Ershov, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S.A. Krupko, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, I.G. Mukha, Yu.L. Parfenova, P.G. Sharov, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, A.A. Yukhimchuk, S.V. Filchagin, A.A. Kirdyashkin, I.P. Maksimkin, and O.P. Vikhlyantsev, *Recent results to excited states of  ${}^6\text{Be}$  and  ${}^{10}\text{He}$* , EPJ Web of Conference **38** (2012) 15002, pp.1-6.
70. A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, V.A. Apasov, V.S. Aryutkin, Yu.I. Vinogradov, M.D. Vikharev, N.S. Ganchuk, A.N. Golubkov, S.K. Grishechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, G.I. Karyakin, V.A. Klisch, A.A. Kononenko, A.A. Kukolkin, A.V. Kuryakin, V.N. Lobanov, I.L. Malkov, S.S. Matveev, V.Ya. Rozhkov, V.A. Safronov, V.M. Solyankin, V.V. Travkin, D.P. Tumkin, S.V. Fil'chagin, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, D.D. Bogdanov, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. TerAkopian, R. Wolski, *Tritium target for research in exotic neutron-excess nuclei*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **513**, (2003) 439-447.
- 71a. V. Avdeichikov, A.S. Fomichev, B. Jakobsson, A.M. Rodin, G.M. Ter-Akopian, *Range-energy relation, range straggling and response function of CsI(Tl), BGO and GSO(Ce) scintillators for light ions*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **439** (2000) 158-166.
- 71b. V. Avdeichikov, A.S. Fomichev, B. Jakobsson, A.M. Rodin, G.M. Ter-Akopian, *Reaction losses of light charged particles in CsI, BGO and GSO scintillators*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **437** (1999) 424-431.

- 72a. L.V. Grigorenko and M.V. Zhukov, *Two-proton radioactivity and three-body decay. III. Integral formulas for decay widths in a simplified semianalytical approach*, Phys. Rev. C **76** (2007) 014008, pp.1-17.
- 72b. C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grevy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, M. Stanoiu, F. Aksouh, B. A. Brown, L. V. Grigorenko, *Two-proton radioactivity studies with  $^{45}\text{Fe}$  and  $^{48}\text{Ni}$* , Phys. Rev. C **72** (2005), 054315, pp.1-7.
73. L.V. Grigorenko, M.S. Golovkov, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepanov, R. Wolski, D.Y. Pang, V.Chudoba, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Ninane, F. Hanappe, L. Stuttge, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, S.V. Zlatoustovskiy, *Soft dipole mode in  $^8\text{He}$* , Physics of Particles and Nuclei Lett., Vol. **6** (2009) 118-125.
74. T. Aumann, *Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei*, Eur. Phys. J. A **26** (2005) 441-478.
75. S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, T. Inomata, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka, and H. Toyokawa, *Soft dipole resonance in the neutron-skin nucleus  $^6\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 262-265.
76. D.F. Geesaman, R.L. McGrath, P.M.S. Lesser, P.P. Urone, and B. VerWest, *Particle decay of  $^6\text{Be}$* , Phys. Rev. C **15** (1977) 1835-1838.
77. X. Yang, L. Wang, J. Rapaport, C.D. Goodman, C.C. Foster, Y. Wang, E. Sugarbaker, D. Marchlinski, S. de Lucia, B. Luther, L. Rybarczyk, T.N. Taddeucci, B.K. Park, *Dipole excitations in  $p$ -shell nuclei via  $(p,n)$  reactions*, Phys. Rev. C **52** (1995) 2535-2545.
78. T. Nakamura, *Low-lying states of  $^6\text{He}$  studied via the  $^6\text{Li}(t,^3\text{He})^6\text{He}$  reaction*, Eur. Phys. J. A **13** (2002) 33-37.
79. J. Janecke, T. Annakkage, G.P.A. Berg, B.A. Brown, J.A. Brown, G. Crawley, S. Danczyk, M. Fujiwara, D.J. Mercer, K. Pham, D.A. Roberts, J. Stasko, J.S. Winfield, and G.H. Yoo, *Structure of the neutron-halo nucleus  $^6\text{He}$* , Phys. Rev. C **54** (1996) 1070-1083.
- 80a. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A.H. Wapstra, *The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties*, Nucl. Phys. A **624** (1997) 1-124.

- 80b. M. Langevin, A.C. Mueller, D. Guilemaud-Mueller, M.G. Saint-Laurent, R. Anne, M. Bernas, J. Galin, D. Guerreau, J.C. Jacmart, S.D. Hoath, F. Naulin, F. Pougheon, E. Quimion, C. Detraz, *Mapping of the proton drip-line up to Z=20: observation of the  $T_z=-5/2$  series  $^{23}\text{Si}$ ,  $^{27}\text{S}$ ,  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{35}\text{Ca}$* , Nucl. Phys. A **455** (1986) 149-157.
81. L.V. Grigorenko, I.G. Mukha, M.V. Zhukov, *Prospective candidates for the two-proton decay studies. (II) Exploratory studies of  $^{30}\text{Ar}$ ,  $^{34}\text{Ca}$ , and  $^{45}\text{Fe}$* , Nucl. Phys. A **714** (2003) 425-440.
82. B.A. Brown, P.G. Hansen, *Proton halos in the  $1s0d$  shell*, Phys. Lett. B **381** (1996) 391-396.
83. L.V. Grigorenko, I.G. Mukha, I.J. Thompson, M.V. Zhukov, *Two-proton widths of  $^{12}\text{O}$ ,  $^{16}\text{Ne}$ , and three-body mechanism of Thomas-Ehrman shift*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 042502, pp.1-4.
84. G.A. Lalazissis, A.R. Farhan, M.M. Sharma, *Light nuclei near neutron and proton drip lines in relativistic mean-field theory*, Nucl. Phys. A **628** (1998) 221-254.
85. E. Litvinova, P. Ring, V. Tselyaev, *Relativistic quasiparticle time blocking approximation: Dipole resonance of open-shell nuclei*, Phys. Rev. C **78** (2008) 014312, pp.1-18.
86. A.S. Fomichev, I.G. Mukha, S.V. Stepantsov, L.V. Grigorenko, E.V. Litvinova, V. Chudoba, I.A. Egorova, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, G. Kaminski, S.A. Krupko, Yu.L. Parfenova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Lifetime of  $^{26}\text{S}$  and a limit for its  $2p$  decay energy*, Int. Journal of Modern Phys. E **20** (2011) 1-18.
87. J.A. Winger, B.M. Sherrill, D.J. Morrissey, *INTENSITY: a computer program for the estimation of secondary beam intensities from a projectile fragment separator*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **70** (1992) 380-392.
88. I. Mukha, K. Summerer, L. Acosta, M.A.G. Alvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, I.A. Egorova, J.M. Espino, A. Fomichev, J.E. Garcia-Ramos, H. Geissel, J. Gomez-Camacho, L. Grigorenko, J. Hofmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, N. Kurz, Yu.A. Litvinov, E. Litvinova, I. Martel, C. Nociforo, W. Ott, M. Pfutzner, C. Rodriguez-Tajes, E. Roeckl, M. Stanoiu, N.K. Timofeyuk, H. Weick, and P.J. Woods, *Spectroscopy of proton-unbound nuclei by tracking their decay products in-flight. One- and two-proton decays of  $^{15}\text{F}$ ,  $^{16}\text{Ne}$ , and  $^{19}\text{Na}$* , Phys. Rev. C **82** (2010) 054315, pp.1-14.

89. I. Mukha, L. Grigorenko, X. Xu, L. Acosta, E. Casarejos, A. A. Ciemny, W. Dominik, J. Duenas-Diaz, V. Dunin, J. M. Espino, A. Estrade, F. Farinon, A. Fomichev, H. Geissel, T. A. Golubkova, A. Gorshkov, Z. Janas, G. Kaminski, O. Kiselev, R. Knobel, S. Krupko, M. Kuich, Yu. A. Litvinov, G. Marquinez-Duran, I. Martel, C. Mazzocchi, C. Nociforo, A. K. Orduz, M. Pfutzner, S. Pietri, M. Pomorski, A. Prochazka, S. Rymzhanova, A. M. Sanchez-Benitez, C. Scheidenberger, P. Sharov, H. Simon, B. Sitar, R. Slepnev, M. Stanoiu, P. Strmen, I. Szarka, M. Takechi, Y. K. Tanaka, H. Weick, M. Winkler, J. S. Winfield, M. V. Zhukov, *Observation and spectroscopy of new proton-unbound isotopes  $^{30}\text{Ar}$  and  $^{29}\text{Cl}$ : an interplay of prompt two-proton and sequential decay*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 202501, pp.1-7.
90. C. Iliadis, L. Buchmann, P. M. Endt, H. Herndl, and M. Wiescher, *New stellar reaction rates for  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  and  $^{25}\text{Al}(p, \gamma)^{26}\text{Si}$* , Phys. Rev. C **53** (1996) 475-496.
91. K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfutzner, C. R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Cwiok, I. G. Darby, R. Dabrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kusmierz, S. N. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski, and A. Stolz, *First observation of  $\beta$ -delayed three-proton emission in  $^{45}\text{Fe}$* , Phys. Rev. C **76** (2007) 041304(R), pp.1-4.
92. M. Pomorski, K. Miernik, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfutzner, C. R. Bingham, H. Czyrkowski, M. Cwiok, I. G. Darby, R. Dabrowski, T. Ginter, R. Grzywacz, M. Karny, A. Korgul, W. Kusmierz, S. N. Liddick, M. Rajabali, K. Rykaczewski, and A. Stolz,  *$\beta$ -delayed proton emission branches in  $^{43}\text{Cr}$* , Phys. Rev. C. **83** (2011) 014306, pp.1-5.
93. K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, A. Fomichev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kusmierz, M. Pfutzner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepnev, G. M. Ter-Akopian, R. Wolski, *Optical Time Projection Chamber for imaging nuclear decay*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **581** (2007) 194-197.
94. S. Mianowski, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, W. Dominik, Z. Janas, K. Miernik, M. Pfutzner, A. S. Fomichev, M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, S. A. Krupko, S. I. Sidorchuk, R. S. Slepnev, S. V. Stepantsov, G. M. Ter-Akopian, *Imaging the decay of  $^8\text{He}^*$* , Acta Physica Polonica B **41** (2010) 449-456.
95. F. Sauli, *Imaging with the gas electron multiplier*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **580** (2007) 971-973.
96. URL: <http://www.graftek.com/pages/C9100-13.htm> Электронный ресурс со свободным доступом.

97. M.B. Bennett, C. Wrede, K.A. Chipps, J. Jose, S N. Liddick, M. Santia, A. Bowe, A.A. Chen, N. Cooper, D. Irvine, E. McNeice, F. Montes, F. Naqvi, R. Ortez, S.D. Pain, J. Pereira, C. Prokop, J. Quaglia, S.J. Quinn, S.B. Schwartz, S. Shanab, A. Simon, A. Spyrou, and E. Thiagalingam, *Classical-Nova Contribution to the Milky Way's  $^{26}\text{Al}$  Abundance: Exit Channel of the Key  $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$  Resonance*, Phys. Rev. C **111** (2013) 232503, pp.1-6.
98. V. Guimaraes S. Kubono, N. Ikeda, I. Katayama, T. Nomura, M.H. Tanaka, Y. Fuchi, H. Kawashima, S. Kato, H. Toyokawa, C.C. Yun, T. Niizeki, T. Kubo, M. Ohura, and M. Hosaka, *Nuclear structure of  $^{17}\text{Ne}$  by the three-neutron pickup ( $^3\text{He}, ^6\text{He}$ ) reaction*, Phys. Rev. C **58**, (1998)116-126.
99. J. Gorres and M. Wiescher, *Bridging the waiting points: The role of two-proton capture reactions in the rp process*, Phys. Rev. C **51** (1995) 392-400.
100. L.V. Grigorenko and M.V. Zhukov, *Three-body resonant radiative capture reactions in astrophysics*, Phys. Rev. C **72**, (2005) 015803, pp.1-10.
101. M.J. Chromik, B.A. Brown, M. Fauerbach, T. Glasmacher, R. Ibbotson, H. Scheit, M. Thoennessen, P.G. Thirolf, *Excitation and decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C **55** (1997) 1676-1679.
102. M.J. Chromik, P.G. Thirolf, M. Thoennessen, B.A. Brown, T. Davinson, D. Gassmann, P. Heckman, J. Prisciandaro, P. Reiter, E. Tryggestad, and P.J. Woods, *Two-proton spectroscopy of low-lying states in  $^{17}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C **66** (2002) 024313, pp.1-12.
103. T. Zerguerras, B. Blank, Y. Blumenfeld, T. Suomijarvi, D. Beaumel, B.A. Brown, M. Chartier, M. Fallot, J. Giovinazzo, C. Jouanne, V. Lapoux, I. Lhenry-Yvon, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, J.A. Scarpaci, A. Shrivastava, M. Thoennessen, *Study of light proton-rich nuclei by complete kinematics measurements*, Eur. Phys. J. A **20** (2004) 389-396.
104. M.S. Golovkov, P.G. Sharov, A.A. Bezbakh, S.A. Rymzhanova, V. Chudoba, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Mentel, Yu.Ts. Oganessian, Yu.L. Parfenova, P. Pluchinski, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, I.A. Egorova, E.Yu. Nikolskii, *Search for  $2p$  decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$* , Proc. Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON-2014 (Eds Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev) Singapore: World Scientific, 2015, ISBN 978-981-469945-7, pp.171-182.
105. P.G. Sharov, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, I.A. Egorova, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, T.A. Golubkova, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev,

S.A. Krupko, M. Mentel, E.Yu. Nikolskii, Yu.L. Parfenova, P. Pluchinski, S.A. Rymzhanova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.V. Zhukov, *Search for 2p decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$* , Phys. Rev C **96** (2017) 025807, pp.1-8.

106. R.S. Slepnev, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, A.V. Daniel, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, G. Kaminski, M. Mentel, P. Pluciński, S.I. Sidorchuk, *VME based DAQ in the experiments at ACCULINNA*, Instruments and Experimental Techniques, Vol. **55**, No. 6, (2012) pp. 645–650; *Система сбора данных в стандарте VME для многопараметровых измерений*, Приборы и Техника Эксперимента, № **5** (2012) с.1-6.

107. URL: <http://aculina.jinr.ru/publications.php> Электронный ресурс со свободным доступом.

108. K. Yamada, T. Motobayashi, I. Tanihata, *RF deflector system for proton-rich RI beams in RIKEN*, Nucl. Phys. A **746** (2004) 156-160.

109. D. Bazin, V. Andreev, A. Becerril, M. Doleans, P.F. Mantica, J. Ottarson, H. Schatz, J.B. Stoker, J. Vincent, *Radio frequency fragment separator at NSCL*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **606** (2009) 314-319.

110. E.Yu. Nikolskii, A.A. Korshennikov, H. Otsu, H. Suzuki, K. Yoneda, H. Baba, K. Yamada, Y. Kondo, N. Aoi, A.S. Denikin, M.S. Golovkov, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, M. Kurokawa, E.A. Kuzmin, I. Martel, W. Mittig, T. Motobayashi, T. Nakamura, M. Niikura, S. Nishimura, A. A. Ogloblin, P. Roussel-Chomaz, A. Sanchez-Benitez, Y. Satou, S. I. Sidorchuk, T. Suda, S. Takeuchi, K. Tanaka, G. M. Ter-Akopian, Y. Togano, and M. Yamaguchi, *Search for  $^7\text{H}$  in  $^2\text{H}+^8\text{He}$  collisions*, Phys. Rev. C **81** (2010) 064606, pp.1-5.

111a. O.A. Kiselev, I. Mukha, C. Nociforo, A. Prochazka, F. Schirru, H. Simon, I. Eremin, V. Eremin, N. Fadeeva, E. Terukov, Yu. Tuboltsev, E. Verbitskaya, A.A. Bezbakh, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, A.G. Knyazev, D.A. Kostyleva, S.A. Krupko, R.S. Slepnev, *Si detectors for nuclear physics experiments with exotic beams*, Proc. Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON-2014 (Eds Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev) Singapore: World Scientific, 2015, ISBN 978-981-469945-7, pp.607-618.

111b. V. Eremin, A. Bezbakh, I. Eremin, N. Egorov, A. Fomichev, M. Golovkov, A. Gorshkov, A. Galkin, O. Kiselev, A. Knyazev, D. Kostyleva, S. Krupko, D. Mitina, R. Slepnev, P. Sharov and E. Verbitskaya, *Beam test of full prototypes of silicon detectors*

for TOF heavy-ions diagnostics in Super-FRS, Journal of Instrumentations, Vol. **12** (2017) C03001, pp.1-8.

112. R.S. Slepnev, A.A. Bezbakh, A.S. Fomichev, V. Chudoba, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, G. Kaminski, S.A. Krupko, M. Mentel, P. Pluchinski, S.I. Sidorchuk, G.M. Ter-Akopian, *Development of neutron detectors for the studies on the ACCULINNA and ACCULINNA-2 facilities*, Proc. Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON-2014 (Eds Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev) Singapore: World Scientific, 2015, ISBN 978-981-469945-7, pp.619-624.

113. M.S. Wallacea, M.A. Famiano, M.-J. van Goethem, A.M. Rogers, W.G. Lynch, J. Clifford, F. Delaunay, J. Lee, S. Labostov, M. Mocko, L. Morris, A. Moroni, B.E. Nett, D.J. Oostdyk, R. Krishnasamy, M.B. Tsang, R.T. de Souza, S. Hudan, L.G. Sobotka, R.J. Charity, J. Elson, G.L. Engel, *The high resolution array (HiRA) for rare isotope beam experiments*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **583** (2007) 302-312.

114. URL: <https://groups.nscl.msu.edu/hira/> Электронный ресурс со свободным доступом.

115. T. Baumann, A. Spyrou and M. Thoennessen, *Nuclear structure experiments along the neutron drip line*, Rep. Prog. Phys. **75** (2012) 036301, pp.1-21.

116. Yu.G. Sobolev, Yu.E. Penionzhkevich, C. Borcea, N.A. Demekhina, A.G. Eshanov, M.P. Ivanov, G.D. Kabdrakhimova, A.M. Kabyshev, A. Kugler, K.A. Kuterbekov, K.V. Lukyanov, A. Maj, V.A. Maslov, A. Negret, N.K. Skobelev, D. Testov, W.H. Trzaska, E.I. Voskobojnik, E.V. Zemlyanaya, *Total reaction cross section excitation function studied for  $^6\text{He}$  interaction with  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^9\text{Be}$  nuclei*, Proc. Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON-2014 (Eds Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev) Singapore: World Scientific, 2015, ISBN 978-981-469945-7, pp.147-152.

117. H. Kumagai, T. Ohnishi, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kameda, N. Inabe, K. Yoshida, T. Kubo, *Development of Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) for BigRIPS fragment separator*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **317** (2013) 717-727.

118. K. Nuenighoff, C. Fanara, D. Filges, R. Geyer, K. Kilian, M. Schmitz, *A light straw tracker detector working in vacuum*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **477** (2002) 410-413.

119. M. Winkler, H. Geissel, H. Weick, B. Achenbach, K.-H. Behr, D. Boutin, A. Brunle, M. Gleim, W. Huller, C. Karagiannis, A. Kelic, B. Kindler, E. Kozlova, H. Leibrock, B. Lommel, G. Moritz, C. Muhle, G. Munzenberg, C. Nociforo, W. Plass, C. Scheidenberger, H. Simon,

K. Summerer, N.A. Tahir, A. Tauschwitz, M. Tomut, J.S. Winfield, M. Yavor, *The status of the Supe-FRS in-flight facility at FAIR*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **266** (2008) 4183-4187.

120. URL: <http://www.fair-center.eu/for-users/experiments/nustar/experiments/super-frs-experiment.html> Электронный ресурс со свободным доступом.

121. J. Äystö, K.-H. Behr, J. Benlliure, A. Bracco, P. Egelhof, A. Fomichev, S. Galès, H. Geissel, T. Grahn, L.V. Grigorenko, M.N. Harakeh, R. Hayano, S. Heinz, K. Itahashi, A. Jokinen, N. Kalantar-Nayestanaki, R. Kanungo, H. Lenske, I. Mukha, G. Münzenberg, C. Nociforo, H.J. Ong, S. Pietri, M. Pfützner, W. Plaß, A. Prochazka, S. Purushothaman, T. Saito, C. Scheidenberger, H. Simon, I. Tanihata, S. Terashima, H. Toki, L. Trache, H. Weick, J.S. Winfield, M. Winkler, V. Zamfir, *Experimental program of the Super-FRS Collaboration at FAIR and developments of related instrumentation*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **376** (2016) 111-115.

122. T.A. Golubkova, X. Xu, L.V. Grigorenko, I.G. Mukha, C. Scheidenberger, M.V. Zhukov, *New Transition from direct to sequential two-proton decay in s-d shell nuclei*, Phys. Lett. B **762** (2016) 263-270.

123. URL: <http://aculina.jinr.ru/EXPERT.php> Электронный ресурс со свободным доступом.

124. O.B. Tarasov, D. Bazin, *LISE++: Exotic beam production with fragment separators and their design*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **376** (2016) 185-187.

125. Г.М. Тер-Акопьян, А.А. Безбах, Р. Вольски, М.С. Головков, А.В. Горшков, В.А. Горшков, Л.В. Григоренко, И.А. Егорова, Г. Каминьски, С.А. Крупко, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Л. Парфенова, С.И. Сидорчук, Р.С. Слепнев, Л. Стандыло, С.В. Степанцов, А.С. Фомичев, В. Худоба, *Программа исследований на радиоактивных пучках сепаратора АКУЛИНА-2*, Известия РАН Серия Физическая, том **76** (2012) с.1311-1315.

126. L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev and G.M. Ter-Akopian, *Light Exotic Nuclei at JINR: ACCULINNA and ACCULINNA-2 Facilities*, Nuclear Physics News, Vol. **24**, №4 (2014) pp.22-27.

127. G.M. Ter-Akopian, A.A. Bezbakh, V. Chudoba, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, L.V. Grigorenko, G. Kaminski, A.G. Knyazev, S.A. Krupko, M. Mentel, E.Yu. Nikolskii, Yu.L. Parfenova, P. Pluczinski, S.A. Rymzhanova, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, B. Zalewski, *Problems to be clarified by means of radioactive*

*ion beams provided by the ACCULINNA-2 separator*, Proceedings of Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON-2016, (Eds Yu.E. Penionzhkevich and Yu.G. Sobolev) Singapore: World Scientific, 2017, ISBN 978-981-3226-53-1, pp.380-389.

128. Cerny J., Mendelson R.A. Jr, Wozniak G.J., Esterl J.E. and Hardy J.C., *New nuclides  $^{19}\text{Na}$  and  $^{23}\text{Al}$  observed via the  $(p, ^6\text{He})$  reaction*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 612-615.

129. Frank N., Baumann T., Bazin D., Clement R.R., Cooper M.W., Heckman P., Peters W.A., Stolz A., Thoennessen M. and Wallace M.S., *Half-life limit of  $^{19}\text{Mg}$* , Phys. Rev. C **68** (2003) 054309, pp.1-3.

130. M.G. Saint-Laurent, J.P. Dufor, R. Anne, D. Bazin, V. Borrel, H. Delagrange, C. Detraz, D. Guillemaund-Mueller, F. Hubert, J.C. Jacmart, A.C. Mueller, F. Pougheon, M.S. Pravikoff, and E. Roeckl, *Observation of a bound  $T_z=-3$  nucleus:  $^{22}\text{Si}$* , Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 33-35.

131. A.M. Poskanzer, R.A. Esterlund, and R. McPherson, *Decay of  $^8\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 1030-1033.

132. A. Schwarzschild, A.M. Poskanzer, G.T. Emery, and M. Goldhaber, *Another search for  $^5\text{H}$* , Phys. Rev. **133** (1964) B1, pp.1-2.

133. A.M. Poskanzer, S.W. Cospers, and Earl K. Hyde, *New isotopes:  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{B}$ , and  $^{15}\text{B}$* , Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1271-1274.