

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

На правах рукописи

ТАРАСОВ ОЛЕГ БОРИСОВИЧ

ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЁГКИХ
ЭЛЕМЕНТОВ НА ПУЧКЕ ^{36}S И ИЗУЧЕНИЕ ИХ СВОЙСТВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор ПЕНИОНЖКЕВИЧ Ю.Э.

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник
ЛЕВИТОВИЧ М.

Дубна, 1999

О Г Л А В Л Е Н И Е

ВВЕДЕНИЕ	5
Основные направления исследований экзотических ядер	6
Границы нуклонной стабильности; Синтез новых ядер; Массы ядер	6
Структура легчайших супернейтроноизбыточных ядер	8
Исследование структуры гало	9
Нейтронное гало	9
Протонное гало	9
Распады экзотических ядер	10
Распады с испусканием трития	10
Мультинейтронные распады	11
Эффекты с наблюдением протонного распада	12
Исследование состояний дочерних ядер	12
Эксперименты с экзотическими ядрами	12
Поиск новых изомеров экзотических ядер и исследование их свойств	14
Актуальность исследований механизмов реакций	15
ГЛАВА 1. ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР	20
1.1. Методы получения радиоактивных ядер	20
1.1.1. Метод “фрагмент-сепаратора”	22
1.1.2. ISOL - метод	23
1.1.3. Накопительные кольца	24
1.2. Основные реакции, используемые для получения экзотических ядер	25
1.2.1. Классификация реакций с тяжёлыми ионами	25
1.2.1.1. <i>Дальние взаимодействия</i>	27
1.2.1.2. <i>Касательные взаимодействия</i>	27
1.2.1.3. <i>Лобовые столкновения</i>	27
1.2.2. Реакции передачи малого числа нуклонов.	28
1.2.2.1. <i>Реакции передач и получение экзотических ядер</i>	29
1.2.3. Реакции глубоконеупругих передач	30
1.2.4. Фрагментация	34
1.2.4.1. <i>Фрагментация как реакция для получения экзотических ядер</i>	36
1.2.5. Реакции слияния ядер	37
1.2.6. Деление ядер	39
1.2.6.1. <i>Деление и радиоактивные пучки</i>	39

1.3. Выбор оптимальной реакции для синтеза супернейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$	42
1.3.1. Угловая трансмиссия	43
1.3.2. Толщина мишени	45
1.3.3. Релятивистская поправка	46
1.3.4. Сечение	47
1.3.5. Выход вторичных продуктов в зависимости от энергии	48
1.3.6. Выход вторичных продуктов в зависимости от атомного номера налетающей частицы	48
1.3.7. Интенсивность первичного пучка	49
<u>ГЛАВА 2. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ НА ПУЧКАХ $^{32,34,36}\text{S}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ $6 \leq E \leq 75$ МэВ/А</u>	51
2.1. Актуальность исследований области нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$	51
2.1.1. Стабильность тяжелых изотопов кислорода	52
2.1.2. Свойства нейтроноизбыточных изотопов ядер вблизи оболочки $N=20$	53
2.1.3. Получение нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$	54
2.2. Экспериментальная методика	55
2.2.1. Получение пучков разных энергий	55
2.2.2. Магнитный спектрометр МСП-144	56
2.2.3. Идентификация продуктов реакции	58
2.3. Экспериментальные результаты и их анализ	59
2.4. Энергетическая зависимость выходов изотопов кислорода	62
<u>ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ДВАЖДЫ МАГИЧЕСКОГО ЯДРА ^{28}O В РЕАКЦИЯХ КВАЗИФРАГМЕНТАЦИИ ПУЧКА ^{36}S ПРИ ЭНЕРГИИ 78 МэВ/А</u>	67
3.1. Экспериментальная методика	68
3.1.1. Детектирующая система	68
3.1.2. Идентификация продуктов реакции	72
3.2. Исследование стабильности ^{28}O	73
3.3. Сечения образования ядер в квазифрагментации ^{36}S	74
3.3.1. Систематика сечений	75
<u>ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК β-РАСПАДА НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ ОБОЛОЧКИ $N=20$ И ПОИСК НОВЫХ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИЯХ КВАЗИФРАГМЕНТАЦИИ ПУЧКА ^{36}S</u>	80

4.1. Экспериментальная методика исследования свойств β-распадов	80
4.1.1. Метод регистрации миллисекундных β -распадов и определение их периодов полураспада	80
4.1.2. Детектор нейтронов на основе ^3He счетчиков	82
4.2. Результаты измерений периодов полураспада	84
4.3. Результаты измерений вероятностей испускания запаздывающих нейтронов	86
4.3.1. Систематика вероятностей испускания запаздывающих нейтронов	86
4.4. Исследование γ-спектров в совпадениях с β-распадом	89
4.5. Новый изомер $^{32\text{m}}\text{Al}$	91
<u>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</u>	<u>94</u>
<u>ПРИЛОЖЕНИЕ</u>	<u>96</u>
П.1. Спектрометр “LISE”	96
П.2. Параметрическая эмпиризация продуктов реакции фрагментации	100
П.2.1. Массовый выход	100
П.2.2. Зарядовая дисперсия	102
<i>П.2.2.1 Параметр U</i>	<i>102</i>
<i>П.2.2.2 Параметры Z_M и R</i>	<i>102</i>
<i>П.2.2.3 Влияние избытка нейтронов или протонов в бомбардирующей частице</i>	<i>103</i>
П.3. Программа “LISE”	105
П.3.1. Модернизация программы “LISE” и ее адаптация под “Windows“	105
П.4. Автоматизированный поиск двумерных пиков и определение их характеристик	108
П.5. Моделирование регистрации продуктов цепочки β-распадов	113
П.6. Метод обнаружения и идентификации микросекундных изомеров	116
<u>ЛИТЕРАТУРА</u>	<u>119</u>

ВВЕДЕНИЕ

В стабильных ядрах существует баланс между ядерными силами притяжения и кулоновским отталкиванием. Из карты нуклидов (Рис.1) видно, что стабильные ядра (сплошные квадраты) образуют узкую полосу между расчетными линиями ядерной стабильности, так называемыми протонной ($B_p=0$) и нейтронной ($B_n=0$) линиями, а также линией, где барьер деления B_f равен 4 МэВ. За указанными линиями ядерной стабильности ядра не являются связанными и претерпевают спонтанное испускание нуклонов или деление. Ранее детальная экспериментальная информация об основных ядерных свойствах была доступна лишь для ядер близких к стабильным. Для предсказания свойств ядер удаленных от линии стабильности были использованы экстраполяции. Развитие экспериментальной техники с использованием вторичных пучков значительно увеличило число известных нуклидов, что позволяет проводить систематическое изучение изотопных, изобарных и изотонных зависимостей для целого ряда цепочек. Получение и изучение свойств ядер, находящихся в экстремальных состояниях, являются в последнее время предметом интенсивных исследований с использованием пучков тяжелых ионов высокой интенсивности. Вследствие этого, программа синтеза и изучения свойств

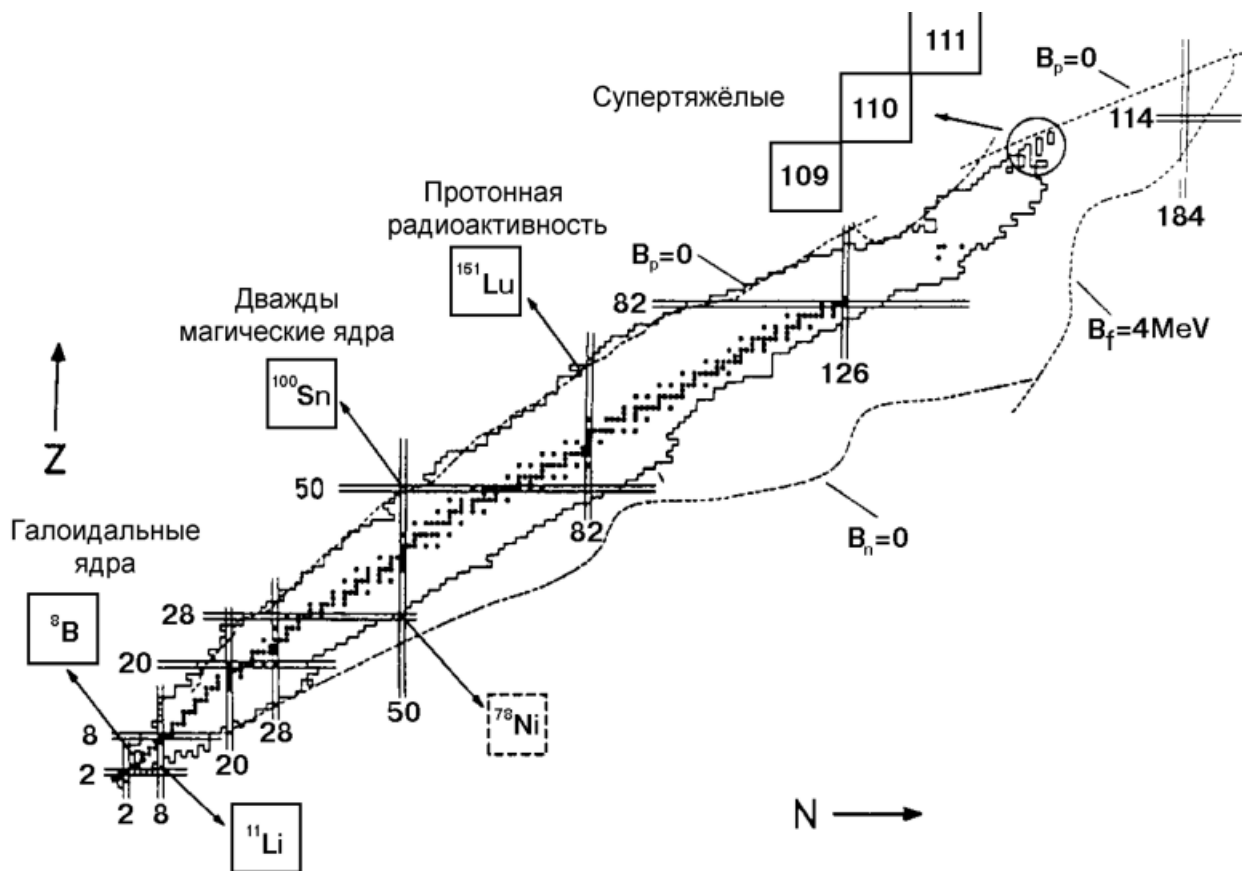


Рис.1. Карта нуклидов с линиями ядерной стабильности (прерывистые линии) и отмеченными районами ядер с экзотической ядерной структурой. Сплошные линии указывают настоящие границы уже открытых ядер.

экзотических ядер является основой исследований практически всех ведущих центров мира по физике тяжелых ионов: ЛЯР ОИЯИ в России, ГАНИЛ во Франции, ГСИ в ФРГ, РИКЕН в Японии, МСУ в США.

Оболочечная модель позволяет точно описать различные ядерные конфигурации, однако известно, что эти конфигурации могут сильно отличаться, когда число нейтронов или протонов изменяется лишь на несколько единиц. И хотя некоторые динамические аспекты могут быть описаны в классическом приближении, очевидно, что ядро является квантовой системой. Наглядное подтверждение этому следует из того, что несколько валентных нуклонов и их корреляции определяют структуру ядра и его динамику, а все другие нуклоны сильно отличаются (своей безликостью) от этих соседних. *Вот почему ожидается проявление новых неизвестных явлений при изучении ядер, далеко отстоящих от границы ядерной стабильности.*

Основные направления исследований экзотических ядер

Развитие ускорительной техники и возможность ускорения радиоактивных ядер (РЯ) открыли новые возможности исследований в ядерной физике, и в частности открылись новые перспективы в исследовании структуры ядерной материи, а также в изучении ядерных реакций. Исследования ядер на границе ядерной стабильности, интенсивно развивающиеся в последние годы в ядерной физике, можно разделить на следующие направления:

- Определение границ ядерной стабильности, Измерение масс экзотических ядер;
- Изучение структуры легчайших супернейтроноизбыточных ядер;
- Исследование структуры ядер с помощью пучков радиоактивных ядер;
- Исследование свойств распада экзотических ядер;
- Ядерные реакции на пучках радиоактивных ядер;
- Поиск новых изомеров экзотических ядер и исследование их свойств;
- Лазерная спектроскопия экзотических ядер.

Границы нуклонной стабильности; Синтез новых ядер; Массы ядер

Точное определение границ ядерной стабильности, так называемые «drip-line», вызывает большой интерес как у экспериментаторов, так и у теоретиков для проверки применимости теоретических моделей. Большое количество теоретических моделей, как макроскопических, так и микроскопических предсказывает массы основных состояний, энергии связи одного и двух нуклонов в ядрах. Предсказания стабильности ядер легких элементов прямо связаны с вычислением их масс. Анализ различных расчётов масс показывает, что они могут существенно отличаться в предсказании стабильности одного и

того же ядра (яркий тому пример стабильность изотопа ^{28}O). По величине энергии связи валентных нуклонов в ядре результаты могут отличаться на 5 МэВ и более. Итак, местонахождение границы стабильности по отношению к эмиссии нуклонов является модельно-зависимым. Поэтому ответ на вопрос о стабильности ядер с большим избытком нейтронов и структуре этих ядер может дать только эксперимент. В этом смысле любой новый экспериментальный результат для ядер с необычным отношением N/Z является важной проверкой существующих теоретических моделей.

Для расчета масс легких ядер наиболее пригодными оказываются расчеты по оболочечным моделям и соображения, основанные на изотопической инвариантности ядерных сил. Последняя позволяет ввести понятие изоспина и рассматривать ядра с одинаковым A как разные состояния системы из A нуклонов. Точный расчет полной энергии невозможен, так как, как правило, неизвестны волновые функции ядерных состояний. Поэтому практические подходы к вычислению масс ядер в максимальной степени опираются на эмпирические данные о соседних ядрах.

В настоящее время широко используются следующие способы для определения масс:

1. *Измерение времени пролёта*: после появления пучков радиоактивных ядер стало возможным точное измерение их массы ($\Delta M/M = 10^{-4} \div 10^{-6}$). Для этого обычно используют времяпролетные системы с достаточно длинной пролетной базой L (до $0.1 \div 3$ км). В этом случае разрешение по массам определяется соотношением:

$$\frac{\Delta M}{M} = 2 \left[\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L} \right] + \frac{\Delta E}{E}, \quad /1/$$

где E - кинетическая энергия иона, T - время пролёта. Здесь надо выделить следующие методы:

- *Измерение времени пролёта с использованием спектрометра*. Так например, большой цикл измерений масс легких ядер был предпринят на ускорительном комплексе GANIL (Франция) с использованием спектрометра SPEG с пролетной базой 82 м и пучка ускоренных ионов ^{48}C [1]. В этих экспериментах были получены пучки радиоактивных ядер от ^{27}F до ^{46}Cl и определены их массы;
 - *Измерение времени пролёта с использованием накопительных колец*. Преимуществом по сравнению с вышеприведённым методом с использованием спектрометра является более длинная пролётная база, что позволяет улучшить разрешение до 10^{-6} ;
2. *Измерение масс радиоактивных ядер с использованием второго циклотрона* [2]. Экзотические ядра, образующиеся в результате взаимодействия пучка ускоренных в первом циклотроне ионов с мишенью, ускоряются во втором циклотроне. В данном случае массу ускоряемой частицы M можно определить из формулы $B/\omega = q/M$, где B , ω и q есть соответственно магнитное поле ускорителя, частота ускорения и ионный заряд ускоряемой частицы. При этих условиях, регистрируя на выходе из циклотрона ядро, можно определять его

массу с точностью до 10^{-5} - 10^{-6} [3]. Подобный способ может быть чрезвычайно интересным и эффективным для определения массы ядер с $Z \geq 100$, а также для измерения масс основного и изомерного состояния спонтанно делящихся изомеров, образующихся в реакции полного слияния при энергии $5 \div 10$ МэВ/А

3. *Измерение частоты резонанса с использованием высокочастотных ловушек (penning trap mass spectroscopy). Данный метод позволяет измерить массу с точностью до 10^{-6} [4].*

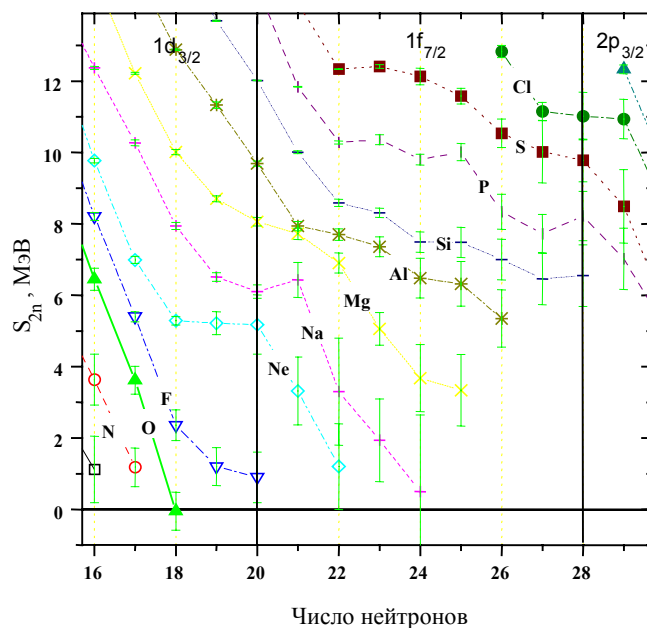


Рис.2. Энергия связи двух нейтронов в зависимости от числа нейтронов.

На основе измеренных масс вычисляются энергии связи нуклонов в ядре. Пример зависимости энергии связи двух нейтронов (S_{2n}) для изотопов лёгких элементов представлены на Рис.2. Видно, что с увеличением числа нейтронов вблизи оболочки $N=20$ наблюдается значительное увеличение стабильности ядер в районе Ne, Na и Mg. Между тем, оболочка с $N=28$ играет стабилизирующую роль для ядер изотопов Si, P, S и Cl. Таким образом измерение масс ядер представляет важную роль в определении стабильности изотопов.

Структура легчайших супернейтроноизбыточных ядер

Чрезвычайно важным является получение новой информации о структуре ядер, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как для свойств таких ядер можно ожидать существенные отклонения от общеизвестных закономерностей. Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых Z , где достигается максимальное значение N/Z . В этой области обнаружено несколько ядер в квазистационарном состоянии (${}^4\text{H}$, ${}^6\text{H}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$, ${}^{10}\text{Li}$, ${}^{13}\text{Be}$), таким образом, в области ядер легчайших элементов уже синтезируются нуклиды за границей ядерной стабильности. Наиболее прямым методом исследования структуры слабосвязанных ядер является метод бинарных реакций [5]. Такие реакции, имеющие два продукта в выходном канале, позволяют определять свойства одного из партнеров по энергетическому спектру другого. Это обстоятельство становится особенно важным, если исследуемое ядро не имеет связанного состояния. Этот подход успешно использовался в экспериментах по изучению масс таких ядер, как ${}^4\text{H}$, ${}^5\text{H}$, ${}^6\text{H}$, ${}^7\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^9\text{He}$ в реакциях перезарядки с π -мезонами [6] и в

последнее время в реакциях с тяжелыми ионами [7]. С этой целью используются так называемые реакции “перестройки”, в которых происходит быстрый обмен несколькими нуклонами между ядром мишени и бомбардирующим ядром. Информация о свойствах сверхтяжелых изотопов водорода, гелия и лития подробно представлена в обзоре [5]. Чрезвычайно интересно продолжить эти исследования для области более тяжелых нейтроноизбыточных ядер ($^{13-15}\text{Li}$, $^{15,16}\text{Be}$, $^{24-28}\text{O}$ и т.д.).

Исследование структуры гало

Нейтронное гало

В области легких ядер в настоящее время достигнуто наибольшее отношение чисел нейтронов и протонов. Если для областей средних и тяжелых ядер это соотношение $X=(N-Z)/A$ лежит в пределах $0.1\div 0.2$, то для легких ядер оно составляет 0.45 (^{11}Li) \div 0.55 (^9He). Сильное обогащение ядер нейтронами значительно изменяет распределение плотности нейтронов и протонов ρ_n и ρ_p в ядрах, которое в настоящее время может быть определено только из экспериментов с радиоактивными пучками. Для таких сильно обогащенных нейтронами ядер обнаружено аномальное повышение радиуса, что было интерпретировано как “нейтронное гало”, когда в слабосвязанных ядрах валентные нейтроны образуют длинный хвост в распределении плотности нейтронов [8]. Существование ядер с гало было обнаружено при измерении сечений взаимодействия этих ядер. Оказалось, что ядра ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B имеют относительно большое сечение взаимодействия. Это может объясниться наличием у них гало из слабосвязанных нейтронов.

Нейтронноизбыточные ядра вблизи границы стабильности имеют сравнительно небольшую энергию связи одного или двух нейтронов. Малая энергия связи последнего нейтрона ε_n приводит к тому, что волновая функция этого нейтрона по отношению к остатку ядра должна иметь весьма протяженный хвост. Например, если нейтрон находится в p -состоянии, то вне области взаимодействия волновая функция имеет вид:

$$R_n(r) = (1 + 1/V_n r) \exp(-x_n r), \quad x_n = \sqrt{2\mu\varepsilon_n/\hbar^2}. \quad /2/$$

При $\varepsilon_n = 1$ МэВ (считая $\mu=1$) хвост волновой функции нейтрона простирается на расстояние ~ 5 Фм, при $\varepsilon_n = 0.1$ МэВ — до 15 Фм. Очевидно, что радиус такого ядра может сильно отличаться от значения $R = r_0 A^{1/3}$.

Протонное гало

В сильно нейтронодефицитных ядрах, лежащих на границе нуклонной стабильности и имеющих малую энергию связи протона (или пары протонов), может наблюдаться необычное распределение электрического заряда — протяженный поверхностный слой,

обогащенный протонами. Это может привести к появлению протонного гало в таких ядрах (аналогично известному нейтронному гало в ядре ${}^{11}\text{Li}$).

Однако условия существования протонного гало менее благоприятны, чем нейтронного, что связано с кулоновскими силами отталкивания между внешними протонами и остовом, которые спадают с расстоянием значительно медленнее, чем ядерные. Поэтому протоны не могут удержаться на значительном расстоянии от остова. Вместо протонного гало может оказаться сравнительно тонкий (~ 0.5 Фм) поверхностный слой, обогащенный протонами.

Указание на протонное гало было получено при использовании нейтронодефицитного ядра ${}^8\text{B}$, имеющего энергию связи протона 0.14 МэВ [9]. Это ядро имеет аномально большой электрический квадрупольный момент $Q=68.3$ мб, в то время как по оболочечной модели он должен составлять всего 24.9 мб, т.е. в 3 раза меньше. Из этого значения Q следует зарядовый радиус $(r^2)_p^{1/2}=2.98$ Фм по сравнению с радиусом нейтронного кора $(r^2)_n^{1/2}=2.20$ Фм. Однако зарядовый радиус, извлеченный из сечения взаимодействия ядра ${}^8\text{B}$ с углеродной мишенью [10], оказался равен 2.49 Фм.

Существование протонного гало или протонного поверхностного слоя ожидается в ядрах, содержащих несколько протонов сверх дважды магического остова. Примеры таких ядер: ${}^{20}\text{Mg}$ (4 протона сверх ${}^{16}\text{O}$), ${}^{42}\text{Ti}$ (2 протона сверх ${}^{40}\text{Ca} - 20p+20n$), ${}^{43}\text{V}$ (3 протона сверх ${}^{40}\text{Ca}$). Эти ядра могут быть получены в реакциях с тяжелыми ионами, например: ${}^{27}\text{Al}({}^{20}\text{Ne}, p4n){}^{42}\text{Ti}$. Распределение электрического заряда в этих ядрах может быть измерено в экспериментах с использованием методики лазерной спектроскопии.

Распады экзотических ядер

Получение достаточно интенсивных пучков ядер, удаленных от границ стабильности, открывает новые возможности для наблюдения экзотических распадов, в том числе и запаздывающих. Для этих ядер разница между массами соседних изобар (энергия β -распада) может достигать $20\div 30$ МэВ, и после β -распада могут заселяться уровни с большей энергией возбуждения, что приводит к появлению широкой энергетической области для разных типов распада: β -запаздывающего двух- и трехнейтронного распада, эмиссии тритонов, α -частиц и более тяжелых частиц [5].

Распады с испусканием трития

Распада с испусканием t был предсказан для легких ядер, удаленных от линии β -стабильности, и экспериментально обнаружен в [11]. Интересными, с этой точки зрения, являются изотоп ${}^{11}\text{Li}$, для которого $Q_\beta=20.7$ МэВ, что делает энергетически разрешенными перечисленные типы распада. Так, испускание β -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15.72 МэВ. На Рис.3

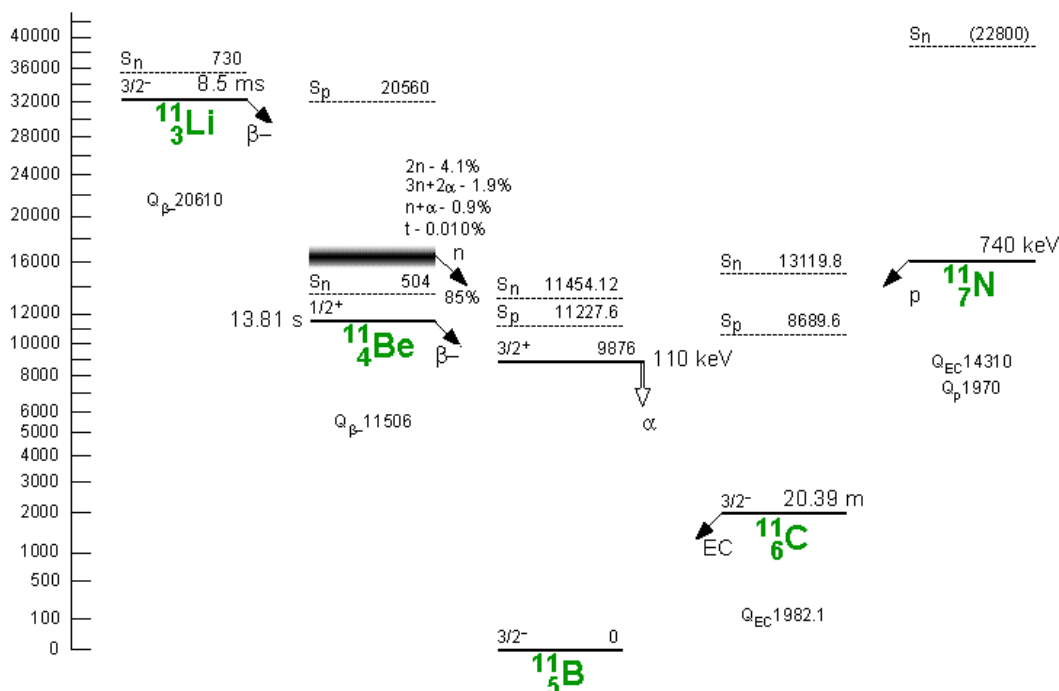


Рис.3. Схема распадов изобаров $A=11$ [12].

представлена схема распадов изобаров с $A=11$, на котором показан процентный состав различных типов распадов ^{11}Li .

Экспериментально наблюдался вылет ядер трития и после β -распада ^8He ($Q_\beta=10.653$ МэВ, пороги для развала ^8Li на $\alpha+t+n$ и $^3\text{He}+t+2n$ равны 4.50 и 5.39 МэВ, соответственно). Были идентифицированы обе ветви распада, идущие после β -распада ядра ^8He на уровень Li с энергией 8.8 МэВ и шириной $\Gamma=1$ ГэВ. С большой вероятностью после β -распада экзотических ядер может происходить эмиссия нескольких нейтронов.

Мультинейтронные распады

Один из наиболее важных вопросов связан с возможностью испускания коррелированной пары нейтронов (динейтрона). В β -задержанных распадах такой процесс пока не наблюдается. Результаты расчетов, приведенные в работе [13], предсказывают вероятность вылета динейтрона P_{2n} на несколько порядков меньше вероятности каскадного механизма P_{n+n} (для ядер в области $^{30}\text{Na}-^{55}\text{K}$). Эти расчеты являются чисто статистическими и не учитывают возможность корреляции нейтронов на поверхности, что может привести к усилению процесса испускания $2n$. Поиск запаздывающей динейтронной эмиссии является в настоящее время, по видимому, наиболее реальным путем к пониманию природы таких распадов. Для установления механизма двух- и мультинейтронного распада необходимо экспериментальное исследование ядер, испытывающих запаздывающий нейтронный распад. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания

нейтронных систем, состоящих, например, из четырех нейтронов (тетранейтронов). Такие эксперименты в настоящее время проводятся на пучках радиоактивных ядер.

Эффекты с наблюдением протонного распада

Недавно были обнаружены интересные эффекты, связанные с наблюдением протонного распада нейтронодефицитных ядер ($A=110$ и 150) из основного состояния (например, распад ядра ^{109}I [14]). Это – существование повышенного времени жизни относительно протонного распада, а также двухпротонная радиоактивность из основного состояния. Дальнейшее исследование этих эффектов, которые дают непосредственную важную информацию о влиянии оболочечных эффектов, угловых моментов и деформации на распад экзотических ядер, может быть продолжено только в реакциях слияния с использованием радиоактивных пучков.

Исследование состояний дочерних ядер

Экзотические ядра, удалённых от границы стабильности и претерпевающие β -распад и захват электрона, открывают перспективы исследований состояний дочерних ядер. Интерес представляют энергии возбуждения, спин, заселение уровней и ширины различных мод распадов. Кроме ядерной спектроскопии эти данные дают важнейшую информацию для астрофизики, а также позволяют прояснить различные аспекты теории слабого взаимодействия. Это относится к таким ядрам, как ^{10}He , ^{14}Be , ^6Be , ^{12}O и некоторым другим. Например, совсем недавно, вслед за изучением распада ^6Be , были проведены первые эксперименты по исследованию трехчастичного распада протоноизбыточных ядер ^{12}O на два протона и ^{10}C [15]. Попытка обнаружить дипротон ^2He в связанном состоянии дала отрицательный результат, однако была получена верхняя граница этой ветви распада на уровне 7%. Отсутствие низколежащего основного состояния у ядер ^{11}N и малая относительная величина ($< 7\%$) дипротонной ветви распада ^{12}O позволили сделать вывод, что эмиссия двух протонов происходит непосредственно через трехчастичный распад.

Эксперименты с экзотическими ядрами

Доступные качество пучков и их интенсивности значительно расширили диапазон ядерных реакций с вторичными пучками. Пучки радиоактивных ядер позволяют ставить новые, недоступные ранее физические задачи. Основные направления исследований структуры экзотических ядер представлена на Рис.4. Из данной схемы видно, что информацию о свойствах экзотических ядер можно получать не только в реакциях с экзотическими ядрами и распадами экзотических ядер, но и при получении экзотических ядер.

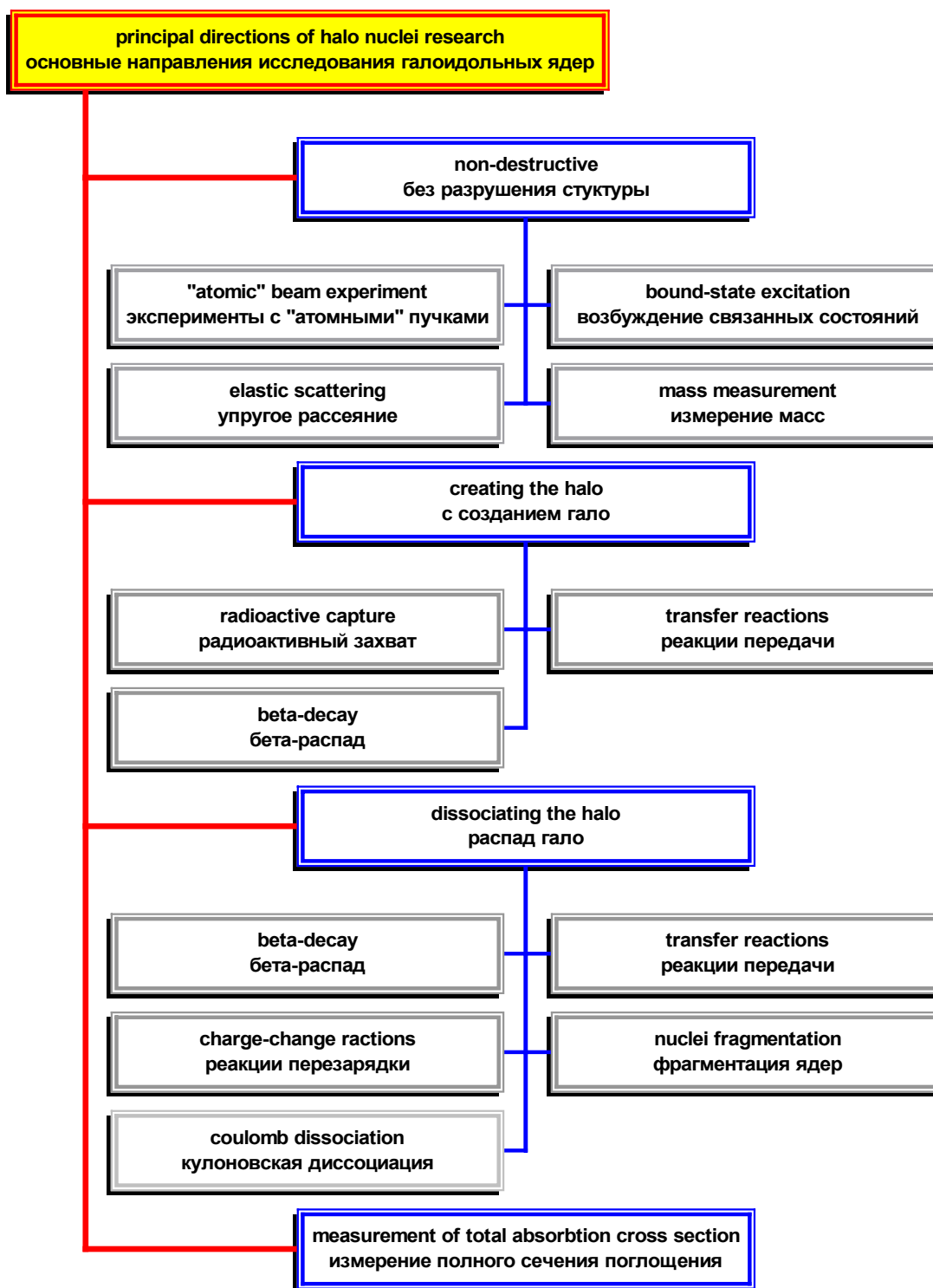


Рис.4. Основные направления исследований структуры галоидольных ядер [16].

Простыми по реализации являются эксперименты по **измерению сечений взаимодействия**, целью которых является извлечение ядерных радиусов взаимодействия. Дальнейшим шагом было измерение специфических каналов реакций, как, например, отрыв одного или двух нейтронов и т.п..

Высокая прецизионность фрагмент-сепараторов была использована для измерения узких продольных импульсных распределений продуктов развала экзотических ядер, что

позволяет делать выводы о существовании гало. Так называемые, полные кинематические эксперименты, в которых регистрируются все продукты реакции, были использованы для исследования некоторых галоидальных ядер. В этих экспериментах получена более детальная информация по **кулоновской диссоциации ^{11}Be** [17]. Наличие низкоэнергетичных экзотических пучков делает возможным исследование реакций вблизи кулоновского барьера таких, как **реакции полного слияния и реакции передач**.

Эксперименты по **упругому рассеянию** ядер позволяют выбрать форму ядерного потенциала и получить информацию о структуре ядер: среднеквадратичных радиусах распределений нуклонов. Проведенные совместные эксперименты Дубна-GANIL по изучению упругого рассеяния ^{11}Li (25.4 МэВ/нуклон) на ядрах ^{28}Si показали [18, **Error! Reference source not found.**], что угловые распределения упругорассеянных ядер ^7Li и ^{11}Li сильно различаются (см.Рис.5,6). При рассеянии ^{11}Li не было получено, как в случае ^7Li , резкого уменьшения сечения рассеяния в зависимости от угла. Это приводит к необходимости при обработке данных по оптической модели введения сильно увеличенного параметра диффузности реальной части потенциала, что *объясняется наличием нейтронного гало в этом ядре*. Такое поведение углового распределения упругого рассеяния ядер ^{11}Li можно также объяснить проявлением радужного рассеяния при больших углах.

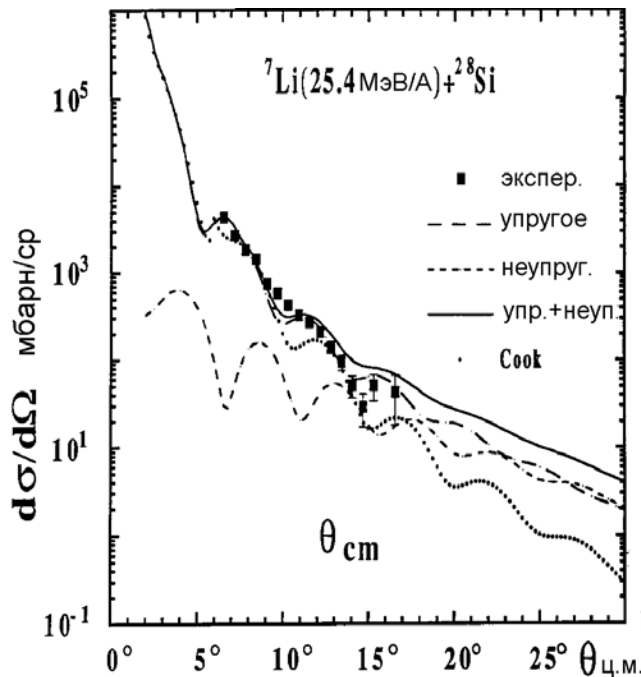


Рис.5. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами для упругого рассеяния $^7\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ при энергии 177.8 МэВ.

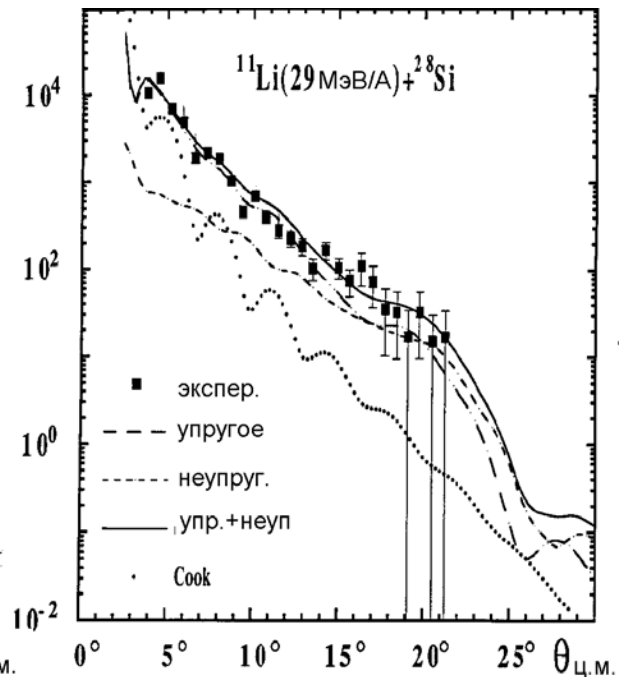


Рис.6. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами для упругого рассеяния $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ при энергии 319 МэВ.

Поиск новых изомеров экзотических ядер и исследование их свойств

Получение пучков ядер, находящихся в изомерных состояниях, является одним из важных применений фрагмент-сепараторной методики [19,20]. Такие пучки могут быть

использованы для исследований свойств изомеров, так извлечение [21] из полного сечения реакции радиуса ядра в возбужденном состоянии, является примером подобных экспериментов с радиоактивными пучками. Использование пучков ядер, находящихся в изомерном состоянии, представляет уникальную возможность для исследований, направленных на изучение структуры уровней, а также влияния спиновой зависимости на протекание ядерных реакций и их характеристик. Возможность таких исследований зависит от достижимой интенсивности пучков ядер в изомерном состоянии.

Механизм квазифрагментации в реакциях при промежуточных энергиях дает относительно высокий выход изомеров [22,23], сравнимый с выходами ядер в основном состоянии. Это лишний раз подчеркивает важность исследований короткоживущих изомеров в слабосвязанных ядрах, удаленных от линии стабильности. Фрагментация нейтроноизбыточных ядер поможет исследовать области ядер недоступные для получения при делении ядер (например, супернейтроноизбыточные изотопы Sc до Co). Использование тяжелых ускоряемых частиц типа ^{238}U [24] позволяет провести глобальную проверку изомерных состояний ядер.

Актуальность исследований механизмов реакций

Первые эксперименты, проведенные в Дубне с использованием пучков ^{22}Ne , ^{40}Ar с энергией 7 МэВ/А позволили получить около 20 новых изотопов, значительно удаленных от линии стабильности [25]. В этих экспериментах был обнаружен новый механизм ядерных реакций с тяжелыми ионами, получивший в последствие название глубоконеупругих реакций передач [26-28]. Этот тип реакций, являющийся переходным между реакциями полного слияния и прямыми реакциями, был хорошо изучен при энергиях до 10 МэВ/А. Было показано, что выходы различных изотопов в глубоконеупругих процессах хорошо описываются статистическими моделями [29] и объясняются энергетикой реакции с учетом оболочечных эффектов (Q_{gg} -систематика) [28]. Эти реакции обладали богатым физическим содержанием, открывая возможность продвижения в ряде важных направлений ядерно-физических исследований.

Однако дальнейшее приближение к границам ядерной стабильности с использованием реакций глубоконеупругих передач было ограничено низкими сечениями образования соответствующих изотопов. Тогда впервые были использованы реакции с тяжелыми ионами высоких энергий, где в результате фрагментации ядер на толстой мишени были получены много новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов с относительно высокими сечениями [30,31].

Продвижение в область тяжелых элементов потребовало получения пучков более тяжелых ядер с высокой интенсивностью, что в то время было проблематичным. Поэтому реакции с тяжелыми ионами с появлением в конце 70-ых годов сильноточных

ускорителей тяжелых ионов промежуточных энергий (50÷100 МэВ/А) стали успешно использоваться для получения новых экзотических ядер. Особенно эффективным оказалось использование пучков ядер разделенных изотопов (^{36}S , ^{48}Ca) при фрагментации которых образовывались сильно нейтроноизбыточные ядра. Цикл экспериментов, проведенных в коллаборации ГАНИЛ-ОИЯИ Дубна с использованием пучка ^{48}Ca позволил открыть и изучить свойства около 20 новых изотопов у границ ядерной стабильности [32]. Эти работы получили дальнейшее развитие на ускорителях РИКЕН (Японии), ГСИ (Германии) и Мичиганский университет (США), где также использовались пучки тяжелых ионов промежуточных энергий. Совсем недавно на ускорительном комплексе в ГСИ был получен интересный результат по синтезу новых ядер в реакциях деления пучка ядер урана с энергией 750 МэВ/А [24]. Несмотря на высокую энергию пучка урана, при периферических столкновениях был обнаружен канал реакции низкоэнергетического деления за счет возбуждения гигантского резонанса с образованием большого числа новых нейтроноизбыточных ядер.

Таким образом, новые области деформации, нейтронные и протонные гало в ядрах и др. — с большой вероятностью можно реализовать в экспериментах с радиоактивными пучками, возможности которых определяются **интенсивностью пучков ускоренных тяжёлых ионов и полученных радиоактивных ядер**. Другими словами детальное изучение реакций под действием тяжелых ионов связано как с **исследованием механизмов реакций**, так и с поиском **оптимальных реакций для получения высокоинтенсивных вторичных пучков**, что представляет также большой интерес в связи с проектами фабрик радиоактивных пучков, на которых можно изучать свойства ядер, удаленных от долины стабильности, и для которых предполагается использовать пучки первичных ядер самых разных энергий [7]: 10÷50 МэВ/А (ОИЯИ), 100 МэВ/А (ГАНИЛ, РИКЕН) и до 1 ГэВ/А (ГСИ).

Целью настоящей работы является:

1. Исследование механизмов реакций, приводящих к образованию сильнонейтроноизбыточных ядер в диапазоне энергий 6÷75 МэВ/А. Выбор наиболее оптимальной реакции для синтеза супернейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$.
2. Разработка экспериментальных методик регистрации и исследования свойств миллисекундных β -распадов.
3. Синтез и исследование стабильности супернейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$.
4. Изучение характеристик распада нейтроноизбыточных ядер в области $N=20$.

5. Разработка программного обеспечения для моделирования экспериментов и анализа многопараметрической экспериментальной информации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В первой главе рассмотрены различные реакции, используемые для получения ядер удаленных от линии стабильности. Обсуждаются основные способы получения пучков радиоактивных ядер, а именно, использование метода масс-сепаратором и ISOL метода. Приведена информация о крупных ускорительных комплексах, где уже реализованы данные методы или находятся в стадии проекта. Разработана аналитическая формула для оценки интенсивности вторичных пучков, получаемых методом фрагмент-сеператора.

Вторая глава посвящена исследованиям закономерностей образования различных изотопов элементов с $6 \leq Z \leq 14$ в реакциях на пучках $^{32,34,36}\text{S}$ в диапазоне энергий $6 \leq E \leq 75$ МэВ/А. Получены выходы ядер в зависимости от мишени, от энергии пучка и от нейтронного избытка ядер пучка. На основе экспериментальной информации даны оценки образования различных изотопов для промежуточных энергий на пучках $^{32,34,36}\text{S}$. Приведены сравнения экспериментальных результатов в области низких энергий с расчетами по динамической модели глубоконеупругих столкновений. Полученные данные обсуждаются с точки зрения возможностей реакций с тяжелыми ионами в широком диапазоне энергий для получения ядер, удаленных от линии стабильности.

В третьей главе представлены результаты исследований стабильности дважды магического ядра ^{28}O и нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$. Получены верхние пределы образования наитяжелейших изотопов кислорода ^{26}O и ^{28}O в реакции фрагментации нейтроноизбыточного изотопа серы ^{36}S . Приведены сечения образования изотопов легких ядер в реакции фрагментации изотопа ^{36}S на различных мишенях, на основе которых модифицирована параметризация для нейтроноизбыточных ядер.

Четвертая глава посвящена исследованиям свойств β -распада и изомерных состояний нейтроноизбыточных ядер в области $N=20$. Приведены методы исследований свойств миллисекундных β -распада и микросекундных изомерных состояний. Были впервые получены характеристики распадов ядер $^{26,27,29}\text{F}$ и $^{29,30}\text{Ne}$. Характеристики распадов для остальных ядер в области $N=20$ находятся в согласии с результатами предыдущих экспериментов. Приведены результаты исследований характеристик распада изомера $^{32\text{m}}\text{Al}$.

В заключении представлены основные результаты, полученные в данной диссертационной работе.

В приложении

- Приводится описание фрагмент-сеператора LISE;

- Представлена эмпирическая параметризация выходов продуктов в реакции фрагментации и ее модификации на основе последних экспериментальных данных;
- Приводится описание новой версии программы “LISE” под Windows для оценки выходов вторичных продуктов и их трансмиссии с использованием фрагмент-сепараторов;
- Описана программа, разработанная для автоматического поиска двухмерных пиков и определения их статистических характеристик;
- Приводится алгоритм программы, разработанной для моделирования регистрации продуктов цепочки β -распадов;
- Представлен метод обнаружения и идентификации микросекундных изомеров.

Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах ЛЯР ОИЯИ, ГАНИЛ (Кан, Франция), а также на следующих конференциях и совещаниях:

- Международное совещание, посвященное 10-летию сотрудничеству коллаборации Дубна-ГАНИЛ (Кан, Франция, 3-8 ноября 1998 г.);
- Международная конференция по экзотическим ядрам и атомным массам ENAM-98 (Мичиган, США, июнь 1998 г.);
- Международной конференции по структуре ядра ANIS-97 (Кан, Франция, 4-8 ноября 1997 г.);
- VI Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов (Дубна, 22-27 сентября, 1997 г.);
- Международное совещание по экзотическим ядрам (Ржеж, Чехия, 12-16 мая 1997 г.);
- Международная конференция по ядерной физике и физике частиц (Каир, Египет, 15-17 ноября 1997 г.);
- Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Обнинск, июнь 1997 г.).

Материалы, вошедшие в диссертацию, достаточно полно опубликованы в 11-ти работах: [22], [23], [33], [56], [57], [69], [70], [85], [90], [92], [102].

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Результаты исследований закономерностей образования ядер на пучках ионов серы в зависимости от нейтронного избытка пучка, отношения N/Z ядер мишени, от энергии ускоряемой частицы. Разработка аналитической формулы для оценки интенсивности вторичных пучков.
2. Результаты исследования стабильности дважды магического ядра ^{28}O .
3. Разработка экспериментальных методик регистрации и исследования свойств миллисекундных β -распадов.
4. Результаты исследований характеристик β -распада ($T_{1/2}$, P_n) нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ в квазифрагментации пучка ^{36}S .
5. Разработка программного обеспечения для моделирования экспериментов и анализа экспериментальной информации.

ГЛАВА 1.

ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

Большое значение для получения радиоактивных пучков имеет выбор той или иной реакции, имеющей наибольший выход интересующих продуктов, который определяется не только сечением образования продуктов, но и рядом таких важных компонент как трансмиссия вторичных продуктов, толщина мишени и другие. Для получения пучков радиоактивных ядер (РЯ) используются различные реакции, основными среди которых являются фрагментация, деление, реакции передач и реакции с испусканием легких заряженных частиц. Однако эксперименты в ГАНИЛ, где были использованы для синтеза ядер вблизи границ ядерной стабильности пучки ^{48}Ca [32] и ^{112}Sn [33] показывают, что до сих пор не ясен относительный вклад в выходы изотопов различных механизмов реакций (фрагментация и реакция передач в данном случае) от значения энергии бомбардирующей частицы. Так реакции малонуклонных передач систематически были изучены только при энергиях до 10 МэВ/А. Сечения в этом случае хорошо описываются так называемой Q_{gg} -систематикой, но вопрос о вкладе данного типа реакции при промежуточных энергиях остается открытым. Однозначно найти ответ на данный вопрос, также как выбрать *оптимальные реакции для получения высокоинтенсивных вторичных пучков*, можно только через детальное исследование реакций под действием тяжелых ионов.

1.1. Методы получения радиоактивных ядер

Для получения пучков радиоактивных ядер традиционно используются два основных метода [34,35] (см.Рис.7). Первый способ [35,36] (метод “фрагмент-сепаратора” /in-flight/) заключается в том, что пучок тяжелых ионов бомбардирует мишень, в результате чего образуются ядра в широком диапазоне зарядов и масс, вылетающие преимущественно под передними углами со скоростями, сравнимыми со скоростью первичного пучка. В этом случае пучок РЯ, отселектированных по ионному заряду и массе с помощью магнитной оптики, может использоваться без последующего ускорения. Второй способ [37,38] (ISOL-метод) основан на полном поглощении пучка протонов или тяжелых ионов, ускоренных до энергий вплоть до нескольких ГэВ/А, в результате чего образующиеся РЯ остаются в веществе мишени и их необходимо извлечь, а затем ускорить до нужных энергий. Это достигается путем применения специальных ионных источников, масс-сепараторов типа ISOL (Isotope Separator On Line) в комплексе с системой транспорта ионов типа "gas jet" и пост-ускорителей [38].

Преимуществом первого способа является возможность получения пучков короткоживущих ядер со временами жизни до нескольких сотен микросекунд. Однако интенсивность РЯ не столь высокая, как в случае полного поглощения ионов в мишени,

из-за толщины мишени ($\leq 500 \text{ мг/см}^2$). Для получения интенсивных пучков РЯ с $T_{1/2} \geq 0.5 \text{ сек.}$ применяется, как правило, второй способ. Сравнения основных характеристик приводятся в Таблице 1.

Большинство направлений исследования свойств экзотических ядер требует высокой интенсивности пучков РЯ ($\geq 10^4 \text{ с}^{-1}$). Завершение реконструкции циклотронных комплексов и запуск комплексов накопительных колец с целью получения высокоинтенсивных пучков РЯ в крупных научных центрах уже в ближайшие годы позволит проводить подобные эксперименты на более высоком уровне. В частности, в ЛЯР

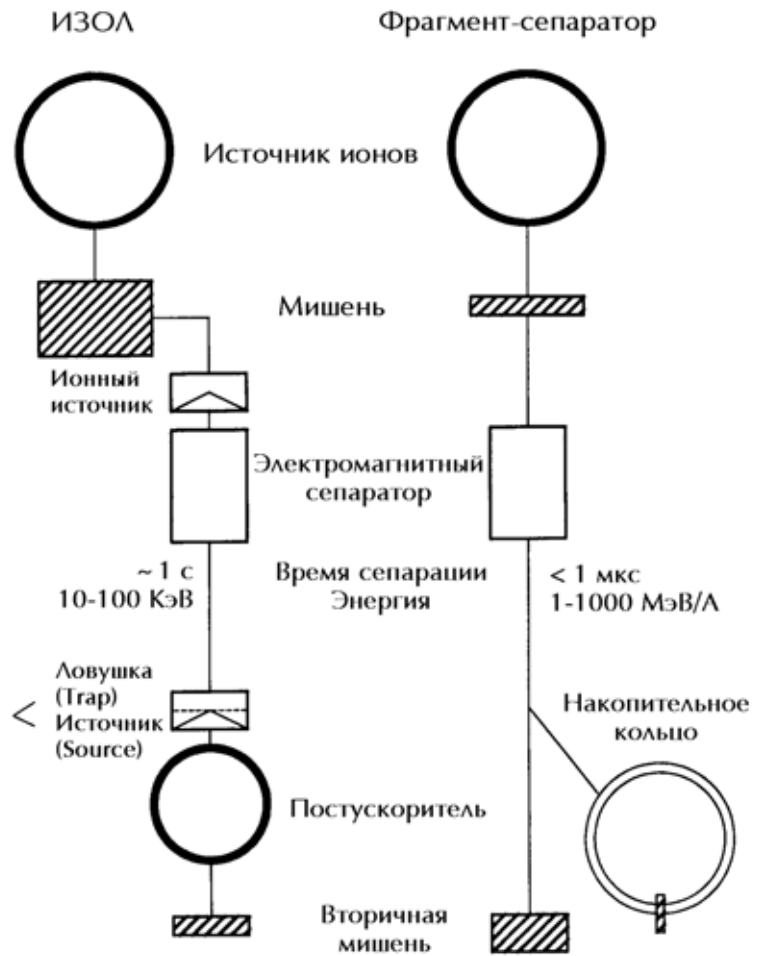


Рис.7. Сравнение двух основных методов для получения и сепарации вторичных ядерных пучков [34].

Таблица 1. Сравнение характеристик основных методов получения пучков радиоактивных ядер

Метод “фрагмент-сепаратора”	Характеристики метода	ИЗОЛ-метод	
<input checked="" type="checkbox"/>	Получение ядер в широком диапазоне Z и A	Получение ядер в ограниченном диапазоне Z и A	<input type="checkbox"/>
<input checked="" type="checkbox"/>	Получение ядер с коротким временем жизни	Ограничение времени жизни ($T_{1/2} > 1 \text{ мс}$)	<input type="checkbox"/>
<input checked="" type="checkbox"/>	Получение пучков РЯ не требует пост-ускорения	Получение пучков РЯ требует пост-ускорения	<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>	Ограниченная толщина мишени	Высокий выход радиоактивных ядер (толстая мишень)	<input checked="" type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>	Эффективность определяется угловым и энергетическим распределениями продуктов	Высокая полная эффективность метода (50÷60%)	<input checked="" type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>	Получение моноизотопного пучка требует высокой дополнительной очистки	Получение моноизотопного пучка требует сооружения масс-сепаратор	<input checked="" type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>	Исследования реакций в подбарьерной и околобарьерной областях требуют замедления пучка		

ОИЯИ в настоящее время запущены в действие магнитный сепаратор КОМБАС [39] и канал пучков РЯ высокого разрешения [40]. В последнее время также интенсивно прорабатываются проекты накопления РЯ в кольцевых накопителях с электронным охлаждением, где в качестве инжектора предполагается использование ускорителя тяжелых ионов с фрагмент-сепаратором [40,41].

Кроме этих, уже реализованных методов получения пучков РЯ, существует также проект PIAFE [42] в институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция), в котором предполагается использование высокопоточного реактора тепловых нейтронов для облучения мишени ^{235}U и получения высокого выхода осколков деления с $A = 80 \div 100$. Транспортируя затем РЯ до источника многозарядных ионов и ускоряя их в дальнейшем на циклотроне, ожидается получить пучки тяжелых РЯ с интенсивностью до 10^8 част./с.

Поскольку основной характеристикой вторичных пучков является их интенсивность, то при описании различных методов получения РЯ следует анализировать главные причины, от которых зависит интенсивность. В общем виде эту величину можно представить простой зависимостью:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} (N_A / M) \sigma \varepsilon d \varepsilon_{\text{вых}} \varepsilon_{\text{трансп}} \varepsilon_{\text{иониз}} \varepsilon_{\text{ускор}} \quad /3/$$

где σ - полное сечение реакции в см^2 , d - толщина мишени в $\text{г}/\text{см}^2$, M - массовое число элемента мишени, N_A - число Авогадро и ε_i - эффективности выхода ядер из мишени, транспортировки, ионизации и последующего ускорения, соответственно.

1.1.1. Метод “фрагмент-сепаратора”

Использование реакций фрагментации тяжелых ионов удобно тем, что процесс

Таблица 2. Крупные ускорительные комплексы, на которых для получения пучков РЯ используется метод фрагментации [7].

Название комплекса	Ускоритель первичного пучка	A	E, МэВ/А	I, с^{-1}
B1/B42/B44 LBL, Беркли, США	Bevalac, $8 \div 2100$ МэВ/А, $\leq 10^9$ част./с	≤ 50	≤ 800	$\leq 10^7$
LISE-3, GANIL, Кан, Франция	Тандем двух циклотронов K320, $25 \div 100$ МэВ/А, $\leq 10^{12}$ част./с	≤ 136	≤ 80	$\leq 10^9$
RIPS, RIKEN, Вако, Япония	Циклотрон K540, $30 \div 135$ МэВ/А, $\leq 10^{11}$ част./с	≤ 136	≤ 110	$\leq 10^8$
A1200, MSU, Ист-Лансинг, США	Сверхпроводящий циклотрон, K1200, $30 \div 180$ МэВ/А, $\leq 10^{11}$ част./с	≤ 136	≤ 150	$\leq 10^8$
FRS/ESR, GSI, Дармштадт, ФРГ	Синхротрон SIS18, $10 \div 2000$ МэВ/А, $\leq 10^9$ част./с	≤ 238	≤ 1000	$\leq 10^6$
КОМБАС, ОИЯИ, Дубна, Россия	Циклотронов У400М $10 \div 100$ МэВ/А, $\leq 10^{12}$ част./с	≤ 136	≤ 50	$\leq 10^9$

получения, сепарации и транспортировки радиоактивных ядер происходит комплексно при помощи различных ионо-оптических систем. В общем виде процесс получения РЯ можно описать следующим образом. Для полностью ободранных фрагментов в случае высоких энергий ионный заряд продукта фрагментации равен Z , и тогда разделение происходит в соответствии с соотношением A/Z вторичного пучка. В Таблице 2 представлены основные характеристики ускорительных комплексов для получения пучков РЯ методом фрагментации. Более подробно процесс получения и сепарации РЯ данным методом дается на примере спектрометра "LISE" в Приложении П.1.

1.1.2. ISOL - метод

ISOL-метод получения пучков радиоактивных ядер рассчитан на использование максимально возможной толщины производящей мишени, которая, как правило, располагается в ионном источнике масс-сепаратора. Выделенные им продукты ядерной реакции транспортируются в постускоритель для достижения необходимых энергий. Это позволяет варьировать энергию пучка РЯ в широком энергетическом диапазоне от нескольких десятков кэВ (после ионного источника) до нескольких десятков МэВ (после постускорителя). Кроме того, данный метод превосходит по интенсивности радиоактивного пучка метод фрагментации тяжелых ионов, о чем уже упоминалось ранее.

Однако для достижения высоких интенсивностей необходимо обеспечить ряд требований, предъявляемых к мишеням и ионным источникам. Производящая мишень должна выдерживать высокую интенсивность первичного пучка, полностью тормозящегося в ней. В тоже время толщина мишени d должна быть такой, чтобы обеспечить довольно быструю диффузию из нее РЯ. В таблице 3 в качестве примера приведены данные об оптимальных толщинах мишеней и максимальных интенсивностях пучков РЯ, достигаемых ISOL-методом. Из таблицы видно, что тяжелые ионы имеют самые большие потери энергии и, соответственно, плотности выделяемой мощности. Поэтому при облучении тяжелыми ионами мишени, как правило, делаются многослойными и имеют специальное охлаждение.

После получения РЯ в веществе мишени их необходимо извлечь и передать с

Таблица 3. Характеристики пучков и производящих мишеней в ISOL-методе [7].

Первич. пучок	E , [МэВ]	Потери энергии, [МэВ/г/см ²]	Мишень; толщина, [г/см ²]	Мощность, выд.пучком [(1мкА), Вт]	Плотность мощности, [Вт/см ³]	$I_{\text{макс.}}$ пучка, [част./с]
n	<0.5 эВ	160/дел.	²³⁵ U; 1	160	32	$5 \cdot 10^{14}$
p	30	16.7	¹² C; 0.9	30	75	$3 \cdot 10^{15}$
¹² C	1152	200	¹²⁰ Sn; 4	800	1200	$6 \cdot 10^{13}$
³⁶ Ar	3456	2351	¹² C; 0.9	2100	5250	$6 \cdot 10^{13}$

Таблица 4. Ускорительные комплексы, использующие ISOL метод для получения пучков радиоактивных ядер [7].

Название комплекса	Ускорители начального пучка и пучка радиоактивных ядер	A	E, МэВ/А	I, с ⁻¹
ARENA ³ , Лувен-ля-Нев, Бельгия	Циклотрон K30, ≤30 МэВ Н ⁻ , ≤500 мкА; K110, CYCLONE	≤20	≤1.5	≤ ¹³ N:5·10 ⁸ ≤ ¹⁹ Ne:2·10 ⁸
PRIMA/ISOLDE, CERN, Женева, Швейцария	PS-бустер, 1 ГэВ Н ⁺ , ≤9 мкА; RFQ + LINAC	≤27	≤1.2	10 ⁹ ÷10 ¹²
ORIB, ORNL, Ок-Ридж, США*	K105 ORIC, ≤75 МэВ Н ⁺ , ≤52 МэВ ² H, ^{3,4} He, ^{6,7} Li, ^{10,11} B, ≤70 мкА; 25 МВ тандем	≤80	≤13	≤10 ¹¹
ISAC TRIUMF, Ванкувер, Канада	Цикл-н TRIUMF, 500 МэВ Н ⁺ , ≤10 мкА; RFQ + LINAC	≤60	≤1.5	10 ⁹ ÷10 ¹²
E ARENA, Токио, Япония	LINAC, 1ГэВ Н ⁺ , ≤10 мкА; RFQ + LINAC	≤120	≤6.5	10 ⁹ ÷10 ¹²
Мезонная фабрика, Троицк, Россия	LINAC, 800 МэВ Н ⁺ , ≤1000 мкА; RFQ + LINAC	≤150	≤6.5	10 ⁹ ÷10 ¹²
LSL, Лос-Аламос, США	Ускоритель легких ионов, ≤1000 МэВ, ≤200 мкА; RFQ + LINAC	≤240	≤10	10 ⁹ ÷10 ¹²
SPIRAL, Кан, Франция	Ускорительный комплекс тяжелых ионов, 30÷100 МэВ, ≤10 мкА; + ускоритель CIME	≤150	≤25	10 ⁹ ÷10 ¹²

минимальными потерями в ионный источник. Эти два процесса определяют коэффициенты $\epsilon_{вых}$ и $\epsilon_{трансп}$ в формуле /3/. Первый коэффициент зависит от материала мишени, свойств процессов диффузии и десорбции из этого материала. Обычно удается достичь значений величины $\epsilon_{вых} \geq 90\%$. Высокий коэффициент транспортировки $\epsilon_{трансп}$ достигается выбором близкого по химическим и температурным свойствам вещества мишенного контейнера, транспортной трубки ионного источника, потери в которых также определяются адсорбцией и диффузией. Параметры ускорительных комплексов для получения пучков РЯ ИЗОЛ-методом приведены в таблице 4. Большинство из них рассчитаны на использование системы фокусировки типа RFQ (Radio-Frequency Quadrupole) в комбинации с LINAC (Linear Accelerator) в качестве постускорителя.

1.1.3. Накопительные кольца

Требования к параметрам радиоактивных пучков достаточно высоки и, видимо, могут быть реализованы на ускорительных системах нового поколения – накопительных кольцах тяжелых ионов [43]. Одним из наиболее распространенных методов накопления РЯ в кольцах является их охлаждение (электронное или лазерное), в результате чего происходит резкое уменьшение эмиттанса пучка, инжектированного на орбиту. Освободившаяся при этом часть орбиты используется для последующих инъекций РЯ. Минимальное время охлаждения пучка может составить 5÷10 мс [44]. При многократной инъекции охлажденный пучок накапливается в стационарной

высокочастотной сепаратрассе. Количество захваченных сепаратрассой ионов ограничивается двумя факторами:

- нестабильность пучка РЯ из-за пространственного распределения заряда,
- постепенное увеличение доли орбиты, занятой накопленным пучком.

Новые возможности в использовании пучков РЯ дают накопительные кольца с электронным охлаждением [45]. В настоящее время уже ведутся эксперименты с использованием накопительных колец ESR (Experimental Storage Ring) в Дармштадте [41], TSR в Гейдельберге (Германия), ASTRID в Архусе (Дания).

Расчеты, проведенные в работе [44], показывают, что максимальное число ионов, которое может быть накоплено и удержано на орбите, не превышает $4 \cdot 10^9$. Полное время накопления и охлаждения такого числа ионов составляет порядка 170 мс. Эти величины определяют возможности использования накопительных колец для исследований с пучками РЯ, а именно, ограничение по сечению и по времени жизни.

1.2. Основные реакции, используемые для получения экзотических ядер

Высокий выход РЯ является необходимым условием для решения большинства поставленных физических задач, как в широком массовом диапазоне, так и в энергетическом. В связи с этим, выбор реакции, дающей наибольшее сечение образования интересующих продуктов (A, Z) при заданной энергии (E), имеет большое значение и требует подробного анализа.

1.2.1. Классификация реакций с тяжёлыми ионами

Характер взаимодействия между сложными ядрами определяется теми же силами — ядерными и электромагнитными, которые действуют в обычных ядерных реакциях с легкими частицами. Однако большой электрический заряд и масса тяжелого иона приводят к ряду особенностей, как в механизме реакции, так и в свойствах образующихся ядер [46]:

- Малые значения длины волны иона позволяют пользоваться представлениями классической механики при описании столкновения тяжелого иона с ядром (можно, например, рассматривать движение иона по классической траектории под действием электромагнитных и ядерных сил).
- Большой электрический заряд тяжелого иона приводит к значительной энергии кулоновского расталкивания иона с ядром.
- При слиянии с ядром достаточно тяжелого иона, движущегося с относительно малой скоростью ($0.1 \div 0.2$ от скорости света), образующееся составное ядро может иметь очень высокую энергию возбуждения.
- При краевых соударениях иона с ядром последнее получает большой угловой момент.

Рассмотренные выше особенности взаимодействия сложных ядер усложняют, но вместе с тем и разнообразят ядерные реакции с тяжелыми ионами. В ряде случаев они приводят к принципиально новым эффектам по сравнению с реакциями с легкими бомбардирующими частицами – фрагментации тяжелого иона в поле ядра мишени, глубоконеупругим передачам нуклонов при столкновении.

Классификация реакций тяжелых ионов с ядрами при классическом рассмотрении может быть основана на их прицельном параметре столкновения (b). Схематическое представление различных реакций с тяжелыми ионами от прицельного параметра показано на Рис.8. В зависимости от величины этого параметра различают три типа взаимодействий – дальние, касательные и близкие.

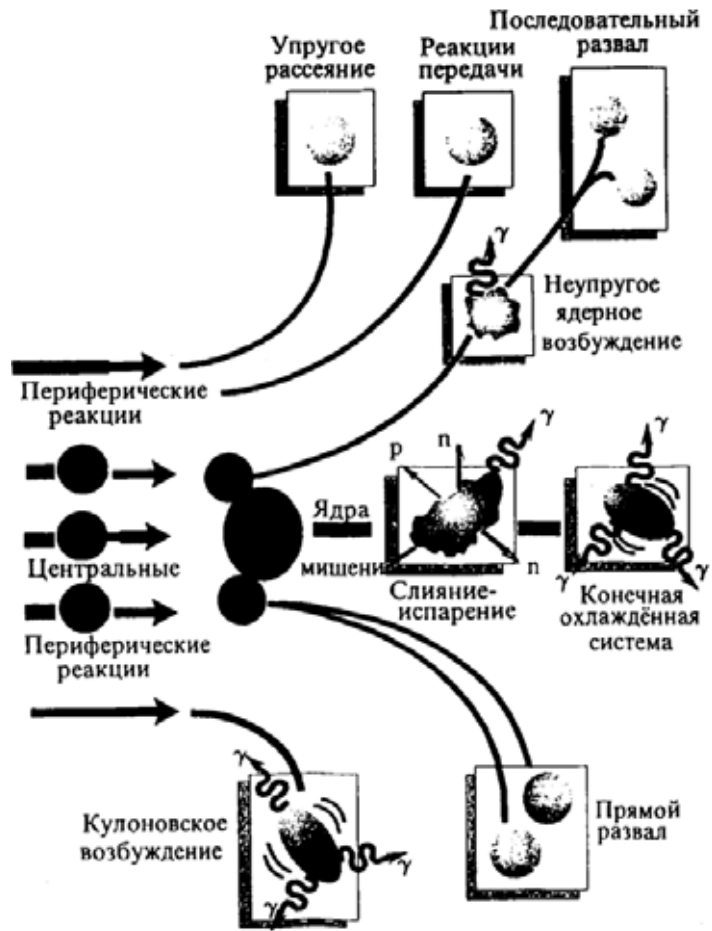


Рис.8. Схематическое представление различных реакций с тяжелыми ионами [46].

Взаимодействие двух ядер характеризуется временем взаимодействия τ_{inter} , т.е.

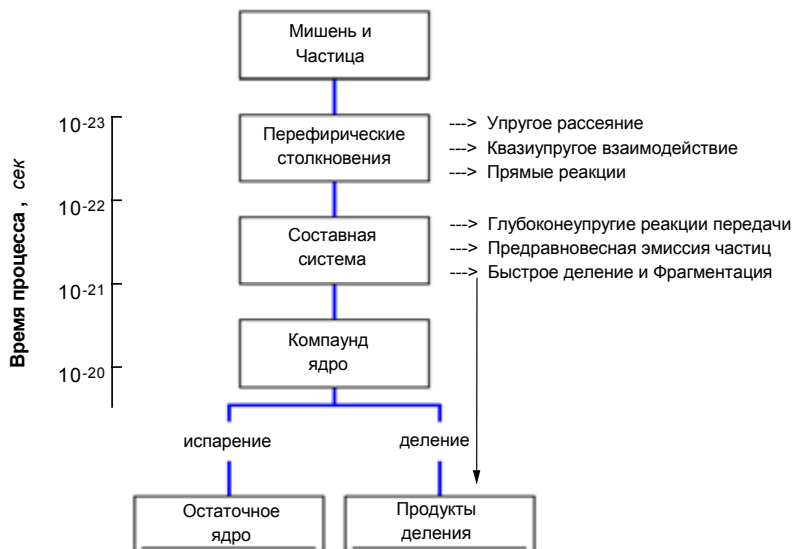


Рис.9. Временная диаграмма реакций [7]

временем, во время которого два сталкивающихся сферических ядра находятся в пределах радиуса взаимодействия R . Время взаимодействия для близких реакций (малые R) гораздо больше, чем для прямых процессов (см. Рис.9). Поэтому при близких реакциях могут образовываться ядра в состоянии полного равновесия – так

называемые компаунд-ядра. Время жизни компаунд-ядер много больше по сравнению со временем пролета бомбардирующего ядра через область взаимодействия, определяемую радиусом R .

1.2.1.1. Дальние взаимодействия

При дальних столкновениях ($b > R$) поверхности ядер не соприкасаются, и между ядрами действуют лишь электромагнитные силы. В этом случае из-за взаимодействия электрических мультипольных моментов ядра (в основном электрического квадрупольного момента) с переменным электромагнитным полем, возникающим при прохождении быстрого тяжелого иона вблизи ядра мишени, происходит возбуждения ядерных уровней. С наибольшей вероятностью возбуждаются уровни, связанные с коллективным движением (вращением ядра или колебанием его поверхности).

В выходном канале этих реакций наблюдается два ядра с массами, близкими к массам ядра мишени и частицы и полной кинетической энергией, близкой к кинетической энергии во входном канале.

1.2.1.2. Касательные взаимодействия

При касательных столкновениях ($b \approx R$) поверхности ядер частично перекрываются, и в действие вступают ядерные силы, определяющие характер реакции. В этом случае может происходить:

- упругое и неупругое рассеяние тяжелого иона на ядре мишени,
- передача одного или нескольких нуклонов от иона к ядру или обратно,
- обмен нуклонами,
- развал налетающего иона на фрагменты и нуклоны.

Соотношение между вероятностями этих процессов зависит от энергии иона, а также от структуры обоих ядер (энергии связи внешних нуклонов, соотношения чисел протонов и нейтронов в ядре, параметров деформации).

Данные взаимодействия сопровождаются образованием двойной ядерной системы, в ходе эволюции которой происходит интенсивный обмен энергией, нуклонами и угловым моментом между ее составляющими фрагментами. Большая часть начальной кинетической энергии при глубоконеупругом взаимодействии трансформируется в энергию возбуждения составной системы с ее дальнейшим перераспределением между двумя фрагментами в выходном канале.

1.2.1.3. Лобовые столкновения

При лобовых столкновениях ($b \cong 0$) или близких к ним ($b < R$) происходит слияние ядер

и образование составного ядра. Энергия возбуждения составного ядра складывается из кинетической энергии налетающего иона и энергии реакции, определяемой из соотношения масс иона, ядра-мишени и составного ядра:

$$E = E_{\text{ион}} \frac{M}{m + M} + (m + M - M_0)c^2 \quad /4/$$

Угловой момент составного ядра заключен в диапазоне от 0 до $l_{\text{макс}}$, при котором еще не происходит развала ядерной системы под действием кулоновских и центробежных сил. Как уже отмечалось выше, составное ядро может характеризоваться большими значениями энергии возбуждения и углового момента, и это определяет многообразие путей его распада. Девозбуждение составного ядра осуществляется в результате эмиссии нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов, а также деления. Последний процесс становится существенным в тяжелых составных ядрах.

1.2.2. Реакции передачи малого числа нуклонов.

Реакции передачи одного или нескольких нуклонов относятся к так называемым поверхностным реакциям, т.е. процессам, разыгрывающимся при классическом рассмотрении в поверхностном слое ядра. Характеристики таких реакций в настоящее

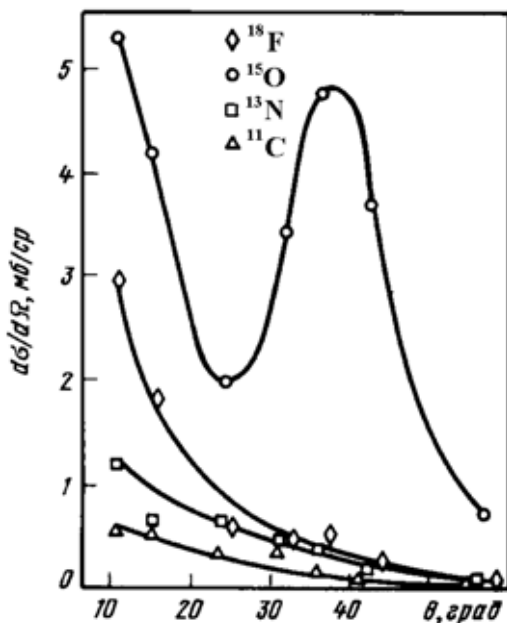


Рис.10. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ образования изотопов ^{18}F , ^{15}O , ^{13}N , ^{11}C в реакции $^{16}\text{O}(6.3 \text{ МэВ/А}) + ^{103}\text{Rh}$ [47].

$$\theta_{\text{gr}}^{\text{lab}} = 35.6^\circ$$

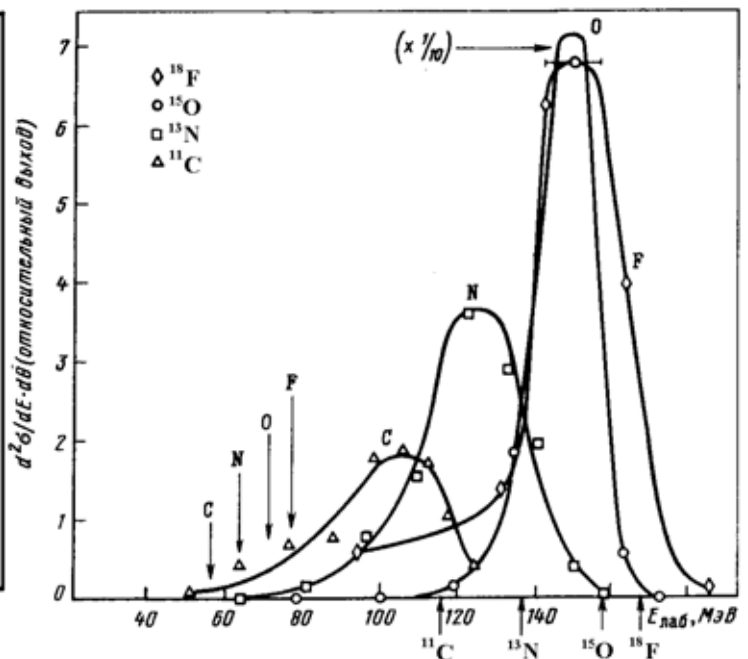


Рис.11. Энергетические спектры реакции передачи: ^{18}F , ^{15}O , ^{13}N , ^{11}C из реакции $^{16}\text{O}(10.5 \text{ МэВ/А}) + ^{103}\text{Rh}$; $\theta_{\text{лаб}} = 18.1^\circ$ [47]. $\theta_{\text{gr}}^{\text{lab}} = 24.5^\circ$

Стрелками снизу указаны энергии продуктов реакции, соответствующие той же скорости, что и у налетающего ядра ^{16}O ; стрелками сверху – энергии, отвечающие выходному кулоновскому барьеру продукта (дополнено автором [27]).

время наиболее хорошо изучены. Теоретический анализ данных по характеристикам продуктов реакций передач нескольких нуклонов показал, что они с хорошей точностью описываются в рамках модели квазиупругих поверхностных реакций. Так при передаче одного нуклона (например, ^{15}O на Рис.10) угловые распределения имеют форму, характерную для квазиупругих столкновений двух сложных ядер: максимум выхода соответствует углу кулоновского рассеяния при касательном столкновении налетающего ядра с ядром мишени. Также форма энергетических спектров реакций передачи нескольких нуклонов (см.Рис.11) свидетельствует о слабой диссипации кинетической энергии в скользящих столкновениях: средняя энергия на нуклон в продуктах реакций передачи составляет 80-90% энергии на нуклон в налетающем ядре. Между тем последующие экспериментальные исследования процессов передачи нуклонов в столкновениях двух сложных ядер показали, что эти процессы могут протекать не только в форме квазиупругого процесса, но и сопровождаться значительными потерями кинетической энергии и изменением формы угловых распределений: выход легких продуктов сильно падает с увеличением угла вылета (см.Рис.11). Данный тип реакций, называемый глубоконеупругими передачами, описывается в §1.2.3. Реакции глубоконеупругих передач.

1.2.2.1. Реакции передач и получение экзотических ядер

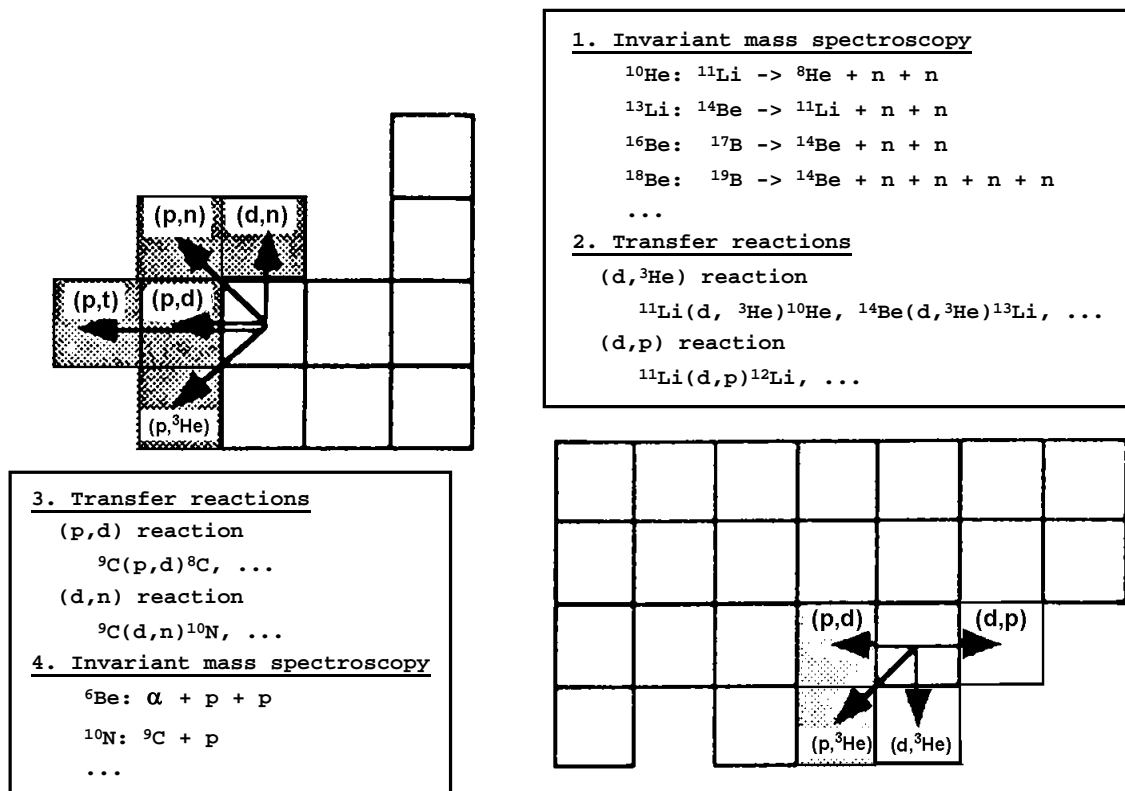


Рис.12. Реакции для исследований ядер, расположенных за линиями ядерной стабильности [48].

В случае низких и средних энергий $1\div 30$ МэВ/А для получения пучков РЯ в основном легких элементов используются реакции срыва одного или нескольких нуклонов, перезарядки, реакции малонуклонных передач и некоторые другие, имеющие достаточно высокие сечения образования РЯ (сотни миллибарн) и относительно узкое угловое распределение. В ряде научных центров таким образом получают пучки таких РЯ, как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{15}\text{O}$ с интенсивностью до 10^6 част./с [7].

В реакциях с протонами преимущественно используются три процесса - скалывание (spallation), деление и фрагментация. При больших энергиях протонов, начиная с $E > 100$ МэВ, с достаточно большим сечением идут реакции скалывания и фрагментации ядер мишени, ведущие к образованию РЯ в широком диапазоне Z и A . Использование протонов в качестве пучка позволяет иметь высокие интенсивности порядка 500 μA без нарушения структуры мишени. Протоны с энергией до 100 МэВ, приводящие к реакциям типа (p,n) , $(p,2p)$ и (p,α) , дают **высокий выход РЯ вблизи линии стабильности**. В последние годы наряду с реакциями на протонах стали использоваться реакции, возникающие под действием высокоэнергетичных (вплоть до релятивистских энергий) легких ионов (см. для примера использование реакций передач для исследований ядер расположенных за линиями стабильности Рис.12).

1.2.3. Реакции глубоконеупругих передач

Как уже отмечалось ранее, много новых нуклидов было синтезировано в реакциях глубоконеупругих передач. Этот класс реакций был впервые обнаружен в Дубне в конце 60-х годов при изучении энергетических спектров легких продуктов реакций. Наиболее характерная особенность глубоконеупругих передач – образование низкоэнергетичных продуктов реакций, что свидетельствует о сильной диссипации кинетической энергии во время столкновения двух сложных ядер. Как правило, этот тип реакций доминирует при взаимодействии тяжелых ионов с массой $A > 30$ с ядрами мишени. В реакциях передачи с тяжелыми ионами выделяют угол касательного столкновения θ_{gr} вблизи которого лежат максимумы выходов реакций передачи небольшого числа нуклонов. В окрестностях этого угла дифференциальные угловые сечения (Рис.13) и энергетические спектры продуктов (Рис.14) имеют резкие максимумы. Энергии в максимумах различных продуктов малонуклонных передач при θ_{gr} близки, что означает, что вблизи угла касательного столкновения основной вклад в сечения реакций срыва и подхвата небольшого числа нуклонов дает квазиупругий процесс. С ростом числа переданных в реакции нуклонов соотношение между квазиупругим и глубоконеупругим процессами меняется.

В энергетических спектрах продуктов реакций передачи, приведенных на Рис.14, проявляется тенденция к симметризации формы спектров и уменьшению их ширины на больших углах. Вклад в сечение образования продукта от высокоэнергетической части

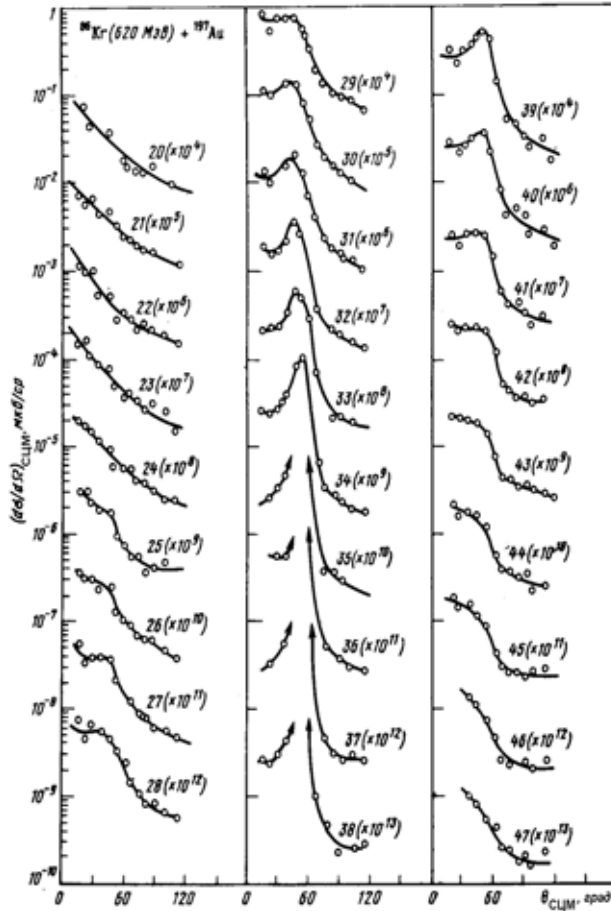


Рис.13. Зависимость угловых распределений продуктов глубоконеупругих передач из реакции $^{86}\text{Kr}(7.2\text{МэВ/А}) + ^{197}\text{Au}$ от атомного номера легкого фрагмента [49]. $\theta_{gr}^{CM} = 60.1^\circ$

Указан атомный номер фрагмента и коэффициент, на который следует умножить изображенные данные, чтобы получить абсолютные значения дифференциальных сечений [27].

спектра уменьшается с удалением по Z от исходного ядра, и энергетические спектры приобретают практически симметричную форму. Ширина их уменьшается вместе с Z , а энергия в максимуме выхода монотонно возрастает с уменьшением угла вылета. При этом максимумы энергетических распределений соответствуют выходным кулоновским барьерам образующихся продуктов реакции. Это означает, что подавляющую часть кинетической энергии продукты многонуклонных передач получают за счет кулоновских сил, скорость же относительного движения сопряженных ядер-фрагментов в момент разрыва связи между ними мала. Таким образом, многонуклонные передачи реализуются в столкновениях, в которых происходит полная диссипация кинетической энергии — в глубоконеупругих столкновениях.

Форма угловых распределений глубоконеупругих передач зависит от кинетической

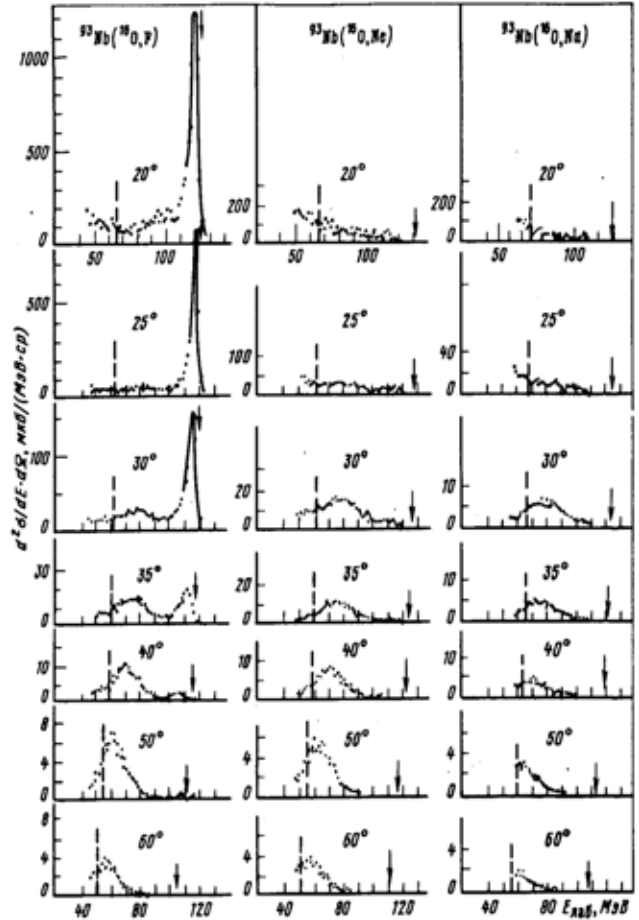


Рис.14. Энергетические спектры F, Ne и Na из реакции $^{16}\text{O}(8.2\text{МэВ/А}) + ^{93}\text{Nb}$ в л.с. [50]. $\theta_{gr}^{lab} = 24.5^\circ$.

Показаны пунктирными линиями энергии, соответствующие выходным кулоновским барьерам, и стрелками энергии, соответствующие образованию конечных ядер в основных состояниях [27].

энергии бомбардирующей частицы. С увеличением бомбардирующей энергии максимум в угловом распределении смещается в сторону меньших углов, следуя за изменением угла касательного столкновения. При большой энергии угловое распределение становится асимметричным, заметный вклад в сечение реакции дают продукты, вылетевшие под малыми углами в окрестностях 0° .

Большая дисперсия продуктов реакций по Z и A — одна из характерных особенностей глубоконеупругих передач. С ростом числа передаваемых протонов сечение реакции быстро уменьшается и изменяется ширина изотопных распределений. Учитывая статистический характер изотопных распределений продуктов реакций многонуклонных передач, была предложена систематика сечений образования изотопов, получившая название Q_{gg} -систематики (Рис. 15).

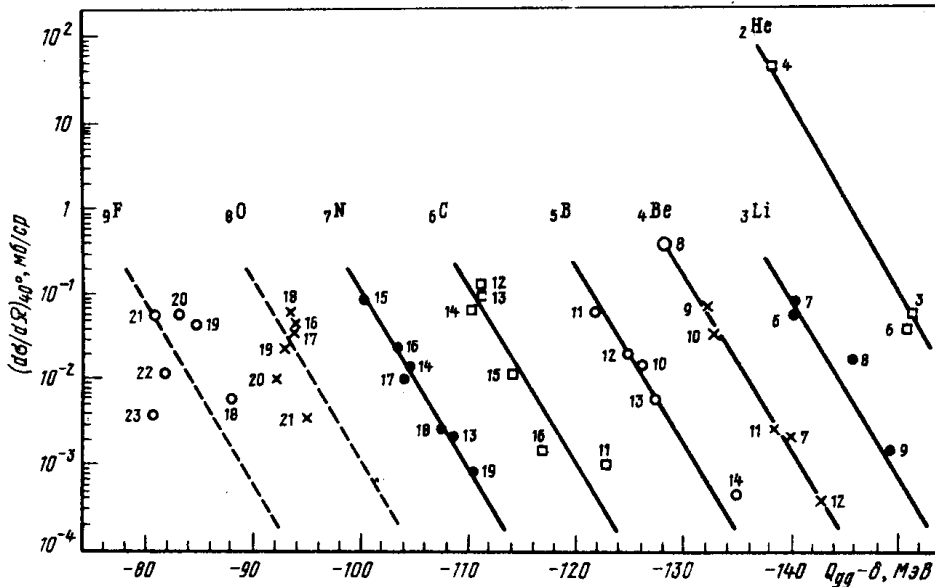


Рис. 15. Q_{gg} -систематика с поправками на неспаривание для системы $^{40}\text{Ar}(7.3 \text{ МэВ}/A) + ^{197}\text{Au}$, угол вылета 40° [51]. $\theta_{gr}^{lab} = 48.3^\circ$.

В таком представлении сечений образования по оси абсцисс откладывается разность масс начальных и конечных продуктов, выраженная в энергетических единицах: $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$, где Q_{gg} — энергия, которую необходимо затратить на получение данного изотопа в качестве продукта реакций передачи при условии, что конечные ядра-продукты окажутся в основных состояниях. При этом предполагается, что передача нуклонов протекает как двухтельный процесс. По оси ординат в логарифмическом масштабе откладываются дифференциальные сечения образования изотопов. Более точное описание сечений образования изотопов основывается на учете тепловой энергии возбуждения и поправок на спаривание нуклонов — δ_p и δ_n . В результате обмена нуклонами между ядрами тепловая энергия принимает новое значение U_f , которое можно записать в виде:

$$U_f = U_i + Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{pom} - \delta_p - \delta_n, \quad /5/$$

где U_i – энергия теплового возбуждения исходной двойной ядерной системы до начала передачи нуклонов; ΔE_c – изменение кулоновской энергии системы, обусловленное передачей протонов; ΔE_{pot} – изменение ротационной энергии системы, связанное с изменением ее момента инерции при перераспределении нуклонов между ядрами. Сумма трех членов $Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{pot}$ есть не что иное, как изменение потенциальной энергии двойной ядерной системы, связанное с передачей нуклонов, δ_p и δ_n – поправка на неспаренность нуклонов при их передаче из ядра-донора в ядро-акцептор. Предполагается также, что главным фактором, определяющим сечение образования ядер в глубококонепругих передачах, является тепловая энергия двойной системы $\sigma \approx \exp(U_f/\tau)$, где τ – температура двойной ядерной системы. Поскольку U_f для фиксированной бомбардирующей энергии имеет постоянное значение, то выражение для сечения определенного канала реакций глубококонепругих передач приобретает следующий вид:

$$\sigma \approx \exp \{ [Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{pot} + \delta_p - \delta_n] / \tau \},$$

на тяжелых ядрах-мишенях главный вклад в изменение тепловой энергии U_i вносят члены Q_{gg} и ΔE_c . Поэтому в первом приближении для сечения образования изотопов можно оставить лишь главные члены:

$$\sigma \approx \exp [Q_{gg} + \Delta E_c] / \tau .$$

Следовательно, наклон линий элементов в Q_{gg} -систематике характеризует температуру двойной ядерной системы.

Анализ энергетических, массовых и изотопных распределений продуктов глубококонепругих передач, полученных в экспериментах, проведенных в рамках данной диссертации и обсуждение использования реакций глубококонепругих передач для получение экзотических ядер приводится в Главе 2 «Получение экспериментальной информации о закономерностях образования ядер в реакциях на пучках $^{32,34,36}\text{S}$ в диапазоне энергий $6 \leq E \leq 75$ МэВ/А».

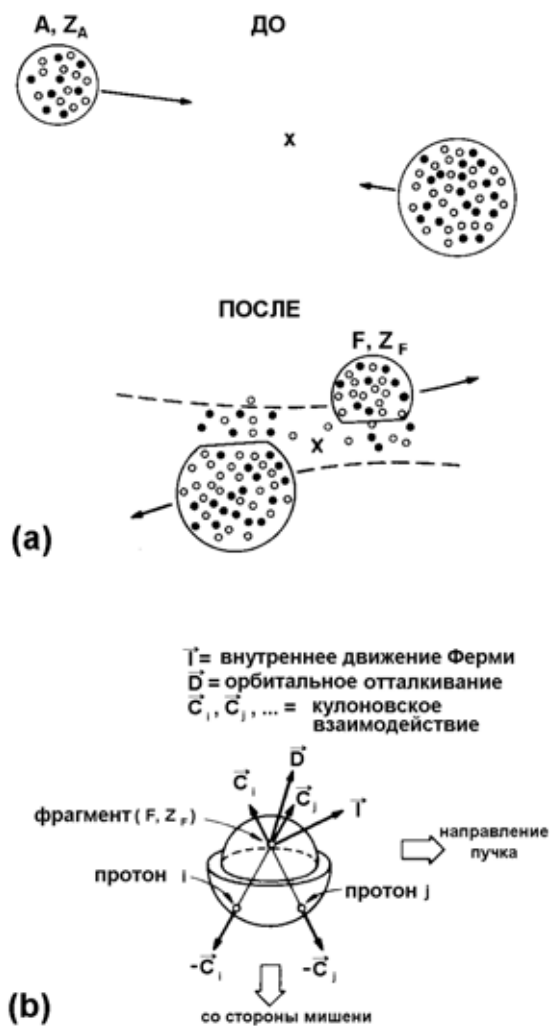


Рис.16.

(a) - Схематическое представление процесса фрагментации в системе центра масс [52].

(b) – Импульсная диаграмма, на которой показаны вклады внутреннего движения Ферми \vec{T} , орбитального отталкивания \vec{D} и кулоновских взаимодействий \vec{C}_i .

1.2.4. Фрагментация

При высоких энергиях, выше области энергии Ферми, только перекрывающиеся области сталкивающихся ядер участвуют в ядерном взаимодействии (см. Рис.16а). Тяжелые фрагменты вне этой области являются источником экзотических ядер. При фрагментации релятивистских тяжелых ионов получены экзотические пучки во всей периодической таблице вплоть до урана. Фрагментация мишени под действием протонов, известная как “spallation”, является таким же физическим процессом.

Физически, процесс фрагментации считается быстрым периферийным процессом, где наблюдаемый фрагмент по отношению к начальной налетающей частице является «наблюдателем». После такого периферийного взаимодействия часть частицы, перекрывающаяся с ядром мишенью, диссоциирует в газ, который движется с малым моментом относительно наблюдаемого фрагмента.

Распределение внутреннего момента \vec{I} благодаря Ферми-движению нуклонов, предшествующего столкновению, выражается из статистической модели фрагментации Голдхабера [53] следующим образом:

$$P_I(\vec{I}) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi} \sigma_I)^3} \exp\left(-\frac{I^2}{2\sigma_I^2}\right), \quad /8/$$

где ширина распределения σ_I равна:

$$\sigma_I^2 = \sigma_0^2 \frac{F(A-F)}{A-1}, \quad /9/$$

где A и F есть соответственно массы пучка и фрагмента, а уменьшенная ширина связана с моментом Ферми p_f :

$$\sigma_0^2 = p_f^2 / 5. \quad /10/$$

Наилучшее согласие с экспериментальными распределениями достигается при значениях σ_0 близких к 90 МэВ/с.

С учетом поправок орбитального отталкивания были получены следующие параметры импульсного распределения:

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel}^2 &= \sigma_I^2 \\ \sigma_{\perp}^2 &= \sigma_{\parallel}^2 + \sigma_2^2 \frac{F(A-F)}{A(A-1)}, \end{aligned} \quad /11/$$

где $\sigma_2 \cong 195$ МэВ/с в энергетическом районе 100 МэВ/А. Позже в работе [52] кроме влияния орбитального отталкивания \bar{D} было учтено и кулоновское взаимодействие \bar{C}_i для лучшего согласия с экспериментальными данными (см. Рис.16b).

Наиболее вероятные скорости образующихся продуктов в реакции фрагментации тяжелых ионов соответствуют скорости налетающей частицы. Экспериментально установлено, что скорость вторичных частиц падает с уменьшением массы от 100% до 90-95% к скорости бомбардирующей частицы при промежуточных энергиях. Такая зависимость определяется предположением, что энергия связи одного нуклона составляет около 8 МэВ, и что для отрыва необходимо затратить энергию соответственно количеству нуклонов фрагмента.

$$\frac{v_f}{v_p} = \sqrt{1 - 8 \frac{A_p - A_f}{A_f E_p}} \quad /12/$$

где A_p и A_f есть соответственно массы пучка и фрагмента, а E_p – энергия налетающей частицы в МэВ/А. Распределение отношения скоростей продуктов реакций к скорости ионов пучка (v_f/v_p) в реакциях Ar(44МэВ/А) + Ni и Ar(44МэВ/А) + Ta в зависимости от массы фрагмента и расчеты, выполненные с использованием формулы /12/, представлены на Рис.17.

Максимум углового распределения фрагментов соответствует 0° . В лабораторной системе угловые распределения продуктов фрагментации, как следует из работ [54,55], могут быть описаны выражением:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_A} \propto \sqrt{2AE_A} \exp\left[-\frac{A}{\sigma_p^2} \left(E_A - 2 \cos\theta \sqrt{E_A \bar{E}} + \bar{E}\right)\right] \quad /13/$$

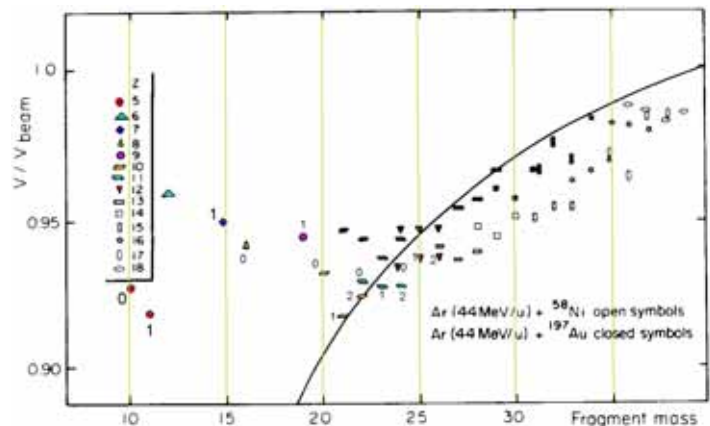


Рис.17. Отношения скоростей продуктов реакций к скорости ионов пучка в реакциях Ar(44МэВ/А)+Ni (открытые символы) и Ar(44МэВ/А)+Ta (закрытые символы) в зависимости от массы фрагмента [54]. Сплошной линией показаны расчеты на основе формулы /12/.

где A - масса фрагмента, E_A - кинетическая энергия фрагмента, \bar{E} - наиболее вероятное значение энергии и σ_p - ширина импульсного распределения из выражения /9/. На Рис.18 представлены экспериментальные угловые распределения продуктов реакций $\text{Ar}(44\text{МэВ}/A)+\text{Ni}$ и $\text{Ar}(44\text{МэВ}/A)+\text{Au}$ [54] и расчеты, сделанные с использованием формулы /13/.

Доказательством статистической природы фрагментации является эффект памяти пучка: для более нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных пучков фрагменты “помнят” избыток нейтронов или протонов пучка.

1.2.4.1. Фрагментация как реакция для получения экзотических ядер

Фрагментация - наиболее распространённый тип реакции для получения экзотических ядер уже многочисленными годами в таких крупных физических центрах как ГАНИЛ (Франция), ГСИ (Германия), МСУ (США) и РИКЕН (Япония). Даже в ряде случаев при меньших сечениях образования интересующих изотопов по сравнению с реакциями передач во фрагментации выход может быть значительно выше, что объясняется в первую очередь:

- высокой энергией пучка (можно использовать более толстые мишени);
- узким угловым распределением продуктов реакции вблизи нуля градусов по отношению к первичному пучку (что способствует увеличению трансмиссии продуктов реакции через спектрометр).

Большая дисперсия продуктов реакций по Z и A делает фрагментацию мощным средством для синтеза экзотических ядер. Так на Рис.19 представлен спектр продуктов ($Z=8\div53$) фрагментации пучка ^{112}Sn (58МэВ/А) для настройки спектрометра на дважды магический ($N=Z$) протоноизбыточный изотоп ^{100}Sn [33]. В результате данного эксперимента было синтезировано 7 новых протоноизбыточных ядер [56].

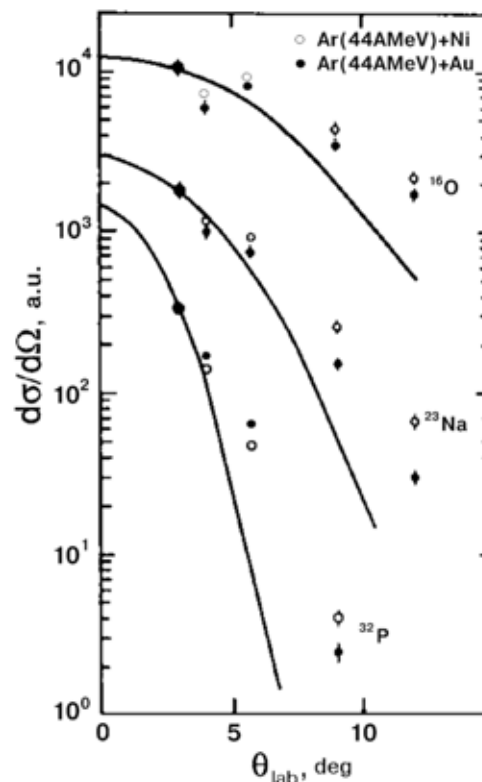


Рис.18. Угловые распределения продуктов реакций $\text{Ar}(44\text{МэВ}/A)+\text{Ni}$ (открытые символы) и $\text{Ar}(44\text{МэВ}/A)+\text{Au}$ (закрытые символы) [54]. Линии посчитаны для фрагментации и нормированы для данных при $\theta=3^\circ$ на основе формулы /13/.

При релятивистских энергиях сечения образования ядер в реакции фрагментации становятся постоянными. Параметризация этих сечений подробно дается в Приложении П.2. «Параметрическая эмпиризация продуктов реакции фрагментации».

1.2.5. Реакции слияния ядер

Слияние ядер бомбардирующих ионов и мишени представляет один из вероятных каналов взаимодействия в диапазоне энергии, которой простирается от $E_{\text{лаб}} \cong V_{\text{кул}} \cong 2-5$ МэВ/А до $E_{\text{лаб}} \cong E_F \cong 30$ МэВ/А, где $V_{\text{кул}}$ и E_F — соответственно высота кулоновского барьера и энергия Ферми в ядре. Большая масса тяжелых ионов позволяет получать компаунд-ядра, отличающиеся большой величиной энергии возбуждения и углового момента. Принципиальная особенность тяжелых ионов, отличающая их от легких заряженных частиц и нейтронов заключается в том, что речь идет о слиянии сложных

ядер, то есть о физическом процессе, который в отличие от легких частиц, сливающихся с ядром за короткое время порядка 10^{-22} с (ядерное время), длится зачастую значительный отрезок времени: $10^{-21}-10^{-20}$ с. Достаточно легкой частице преодолеть кулоновский (и центробежный) барьер, как произойдет слияние с ядром мишени [46].

Переход от первоначального состояния к конечному (компаунд-ядру) может осуществляться различными путями. При сближении ядер, а также на начальном участке этого перехода может иметь место их возбуждение, передача нейтронов, образование шейки и т.д. Эти процессы существенно изменяют условия слияния, в частности,

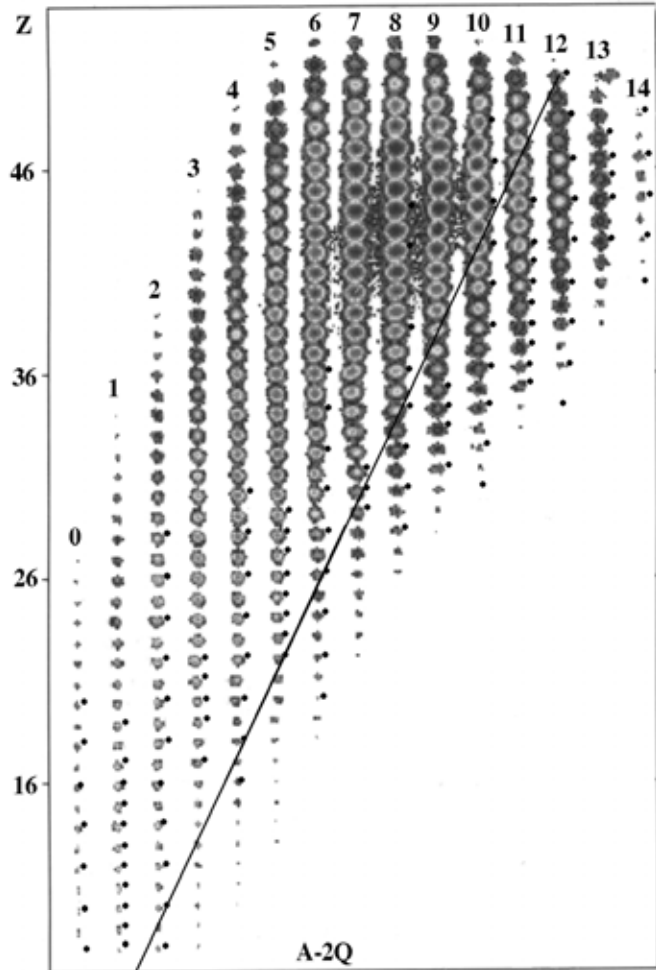


Рис.19. Спектр ($A-2Q$, ΔE) продуктов фрагментации пучка ^{112}Sn (58 МэВ/А) на никелевой мишени для настройки спектрометра на протоно-избыточный изотоп ^{100}Sn [33]. Черными кружками справа над выходами ядер отмечены стабильные изотопы. Прямая линия проходит через ядра с таким же отношением $N/Z=1.24$, как и у налетающей частицы $^{112}\text{Sn}^*$.

* Выход ядер с зарядом выше заряда пучка говорит о вкладе реакции передач в суммарный выход продуктов. Вследствие чего, авторами было определено понятие как «квазифрагментация», подчеркивая тем, что при промежуточных энергиях идет конкуренция между различными типами реакций.

некоторые из них могут понизить барьер слияния. Сильно возбужденное компаунд-ядро может распадаться, испуская легкие частицы (нейтроны, протоны и α -частицы) или делясь на два осколка. Конечный продукт реакции полного слияния после испарения легких частиц носит название ядра-остатка ("evaporation residues").

Реакции слияния широко используются в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов с $Z > 110$, а также с радиоактивными пучками для изучения экзотических мод деления, но не нашли широкого применения для получения вторичных пучков. Так в случае реакций слияния-деления известную структуру РЯ можно использовать для изучения различных мод деления симметричного, асимметричного, тройного, запаздывающего, изучать деление составных ядер, которые невозможно получить с помощью пучков стабильных ядер. Недавно в работе [57] впервые была изучена функция возбуждения реакции деления составного ядра ^{215}At , образованного при взаимодействии ядер ^6He с ядрами ^{209}Bi . Из данной работы следует, что сечение деления с ядрами ^6He выше, чем с ядрами ^4He , и с относительно большой вероятностью происходит деление ядра ^{215}At под барьером. Этот результат можно объяснить тем, что в случае реакций слияния с нейтронообогатенными ядрами отталкивающий потенциал действует на больших расстояниях, чем у стабильных ядер, и, как правило, кулоновский барьер между ядрами с гало может быть ниже, чем между стабильными партнерами. Кроме того, возбуждение мягкой моды гигантского резонанса при взаимодействии экзотических ядер также значительно способствует слиянию.

Как пример применения реакция слияния для получения вторичных пучков можно привести результат, полученный в Лувен-ла-Нёв (Бельгия). Вторичные пучки нейтронодефицитных ионов с массой от 218 до 230 были получены с использованием сепаратора LISOL (Leuven Isotope Separator on Line) в реакции слияния-испарения протонов, дейтонов и гелия с малой энергией на мишенях $^{230,232}\text{Th}$. Сечение слияния было в этом случае в районе 1-100 мбарн. Этот метод был адаптирован для получения ядер в актинидной области ($Z > 89$), которые трудно получить в других реакциях. Более того, последние эксперименты, реализованные в ГАНИЛ с целью синтеза ^{100}Sn , показали, что для получения ядер $N=Z$ сечение реакции слияния-испарения $^{58}\text{Ni}+^{50}\text{Cr}$ [2] на два-три порядка выше сечения фрагментации $^{112}\text{Sn}+\text{Ni}$ [33].

Однако этот процесс очень селективен, так как сечение слияния-испарения сильно зависит от комбинации "частица-мишень" и от энергии первичного пучка. Также необходимо отметить, что высокие сечения выходов продуктов "компенсируются" небольшой толщиной мишени благодаря невысокой энергии первичного пучка.

1.2.6. Деление ядер

Деление ядер на два примерно равных по массе осколка является одним из путей их распада, характерным для широкого круга ядер. В наиболее тяжелых ядрах ($Z > 92$) этот способ распада является преобладающим. При большой энергии возбуждения деление испытывают практически все ядра, естественно, с различной вероятностью.

Деление является сложным ядерным процессом, который связан с сильным изменением формы ядра (от сферической до гантелеобразной – Рис.20), с коренной перестройкой нуклонных конфигураций, с неоднократным перераспределением энергии возбуждения ядра между различными видами (колебательной, тепловой и др.) В настоящее время еще нет последовательной теории, которая позволяла бы с единой точки зрения описать все стороны процесса деления. Вместо этого обычно используются модельные представления, когда для описания выбирается какое-либо макроскопическое явление, имеющее общие черты с изучаемым. В случае деления ядер – это разрыв заряженной капли несжимаемой жидкости. В такой модели (модель жидкой капли) изменение энергии ядра при нарушении его формы связано в основном с изменением двух его параметров: энергии поверхностного натяжения

$$E_n = 4\pi\Omega R^2 \quad /14/$$

и энергии кулоновского расталкивания входящих в состав ядра протонов

$$E_k = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}, \quad /15/$$

где Ze – заряд делящегося ядра, R – его радиус, Ω – коэффициент поверхностного натяжения.

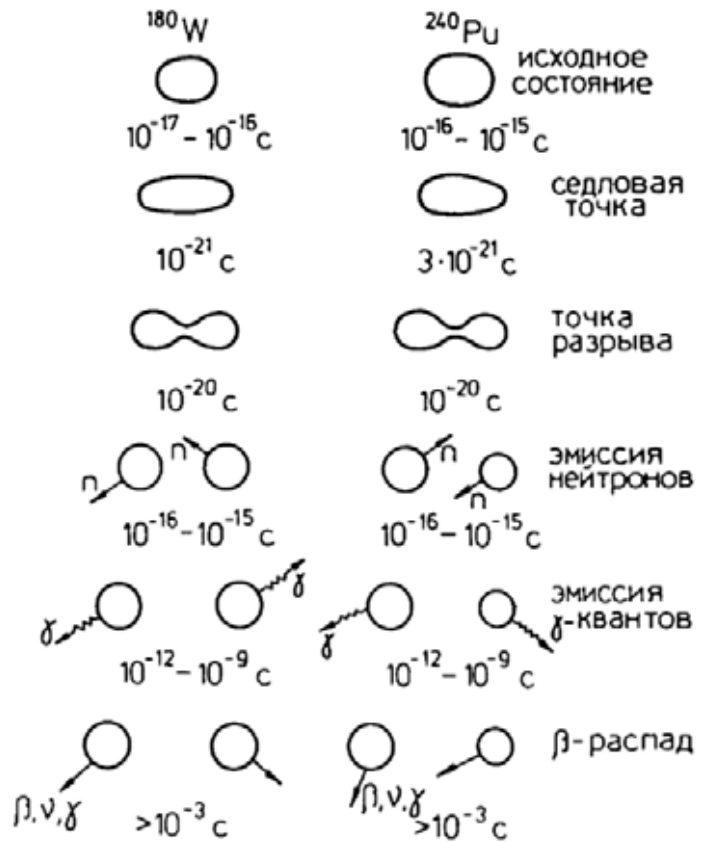


Рис.20. Изменение формы ядра при делении [46].

1.2.6.1. Деление и радиоактивные пучки

Деление актинидов может быть вызвано тепловыми нейтронами, быстрыми нейтронами, лёгкими заряженными частицами и тяжёлыми ионами. Также необходимо упомянуть о спонтанном делении. Каждый тип деления можно рассматривать как источник получения экзотических ядер. Для областей масс, соответствующих максимумам массовых распределений осколков деления, весьма эффективной является реакция деления ^{235}U тепловыми нейтронами [42]. Так например деление тепловыми нейтронами лежит в основе проекта PIAFE в Гренобле. Мишень в данном случае находится в активной зоне реактора. Очень высокие сечения деления определённых актинидов и интенсивный поток лёгких частиц позволяет получать нейтроноизбыточные ядра с большим выходом в районе масс между 90 и 150 (см.Рис.22). Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их затем на циклотроне при полной эффективности системы $\sim 10^{-4}$, можно получить пучки радиоактивных ядер в области масс осколков деления до 10^8 с^{-1} . На Рис.21 и Рис.23 представлены для сравнения выходы радиоактивных ядер, полученных в делении ^{235}U тепловыми нейтронами и соответственно в делении ^{238}U быстрыми нейтронами из взаимодействия пучка дейтонов 200 МэВ с бериллиевой мишенью.

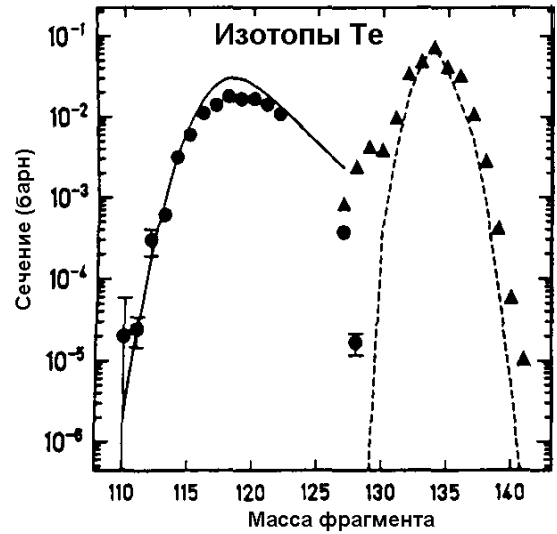


Рис.22. Изотопы теллурия, полученные в реакции фрагментации $^{129}\text{Xe}(750 \text{ МэВ}/\text{А}) + ^{27}\text{Al}$ и делением релятивистского пучка ^{238}U [24]. Сравнение двух основных методов для получения и сепарации вторичных ядерных пучков [34].

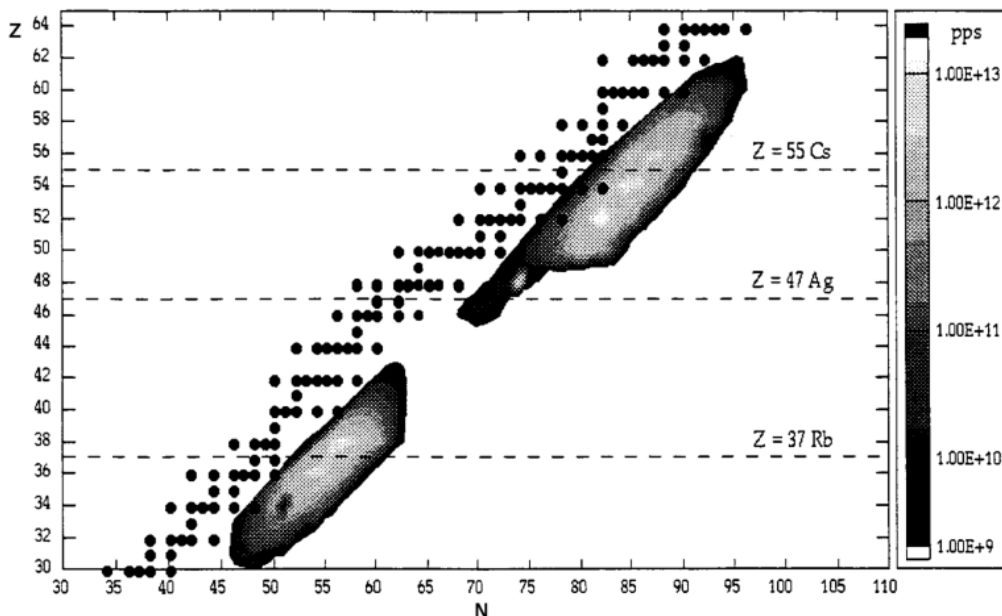


Рис.21. Выход радиоактивных ядер, полученных в делении ^{235}U тепловыми нейтронами [42]

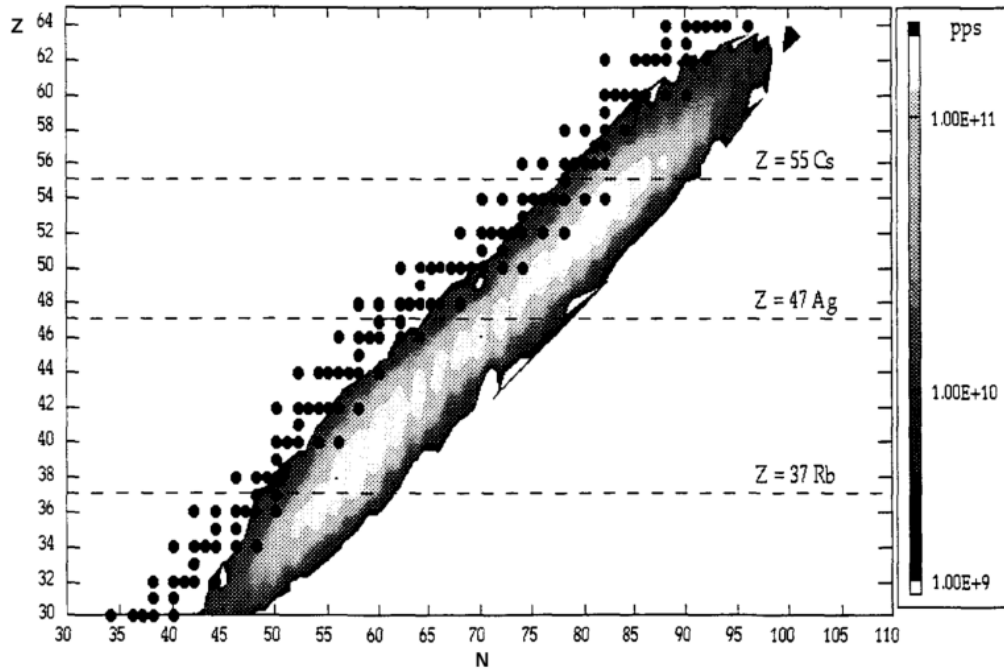


Рис.23. Выход радиоактивных ядер, полученных в делении ^{238}U быстрыми нейтронами из взаимодействия пучка дейтронов 200 МэВ с бериллиевой мишенью [58].

Недавно было продемонстрировано эффективное использование фрагмент-сепараторов для получения нейтроноизбыточных ядер в делении ^{238}U при промежуточных энергиях (NSCL, MSU) [59] и высоких энергиях (GSI) [24]. Так на ускорительном комплексе в ГСИ был получен интересный результат по синтезу новых ядер в реакциях деления ядер урана с энергией 750 МэВ/А на свинцовой мишени (см.Рис.24). Несмотря на высокую энергию пучка урана, при периферических столкновениях был обнаружен канал реакции низкоэнергетического деления за счет возбуждения гигантского резонанса с образованием большего числа новых нейтроноизбыточных ядер.

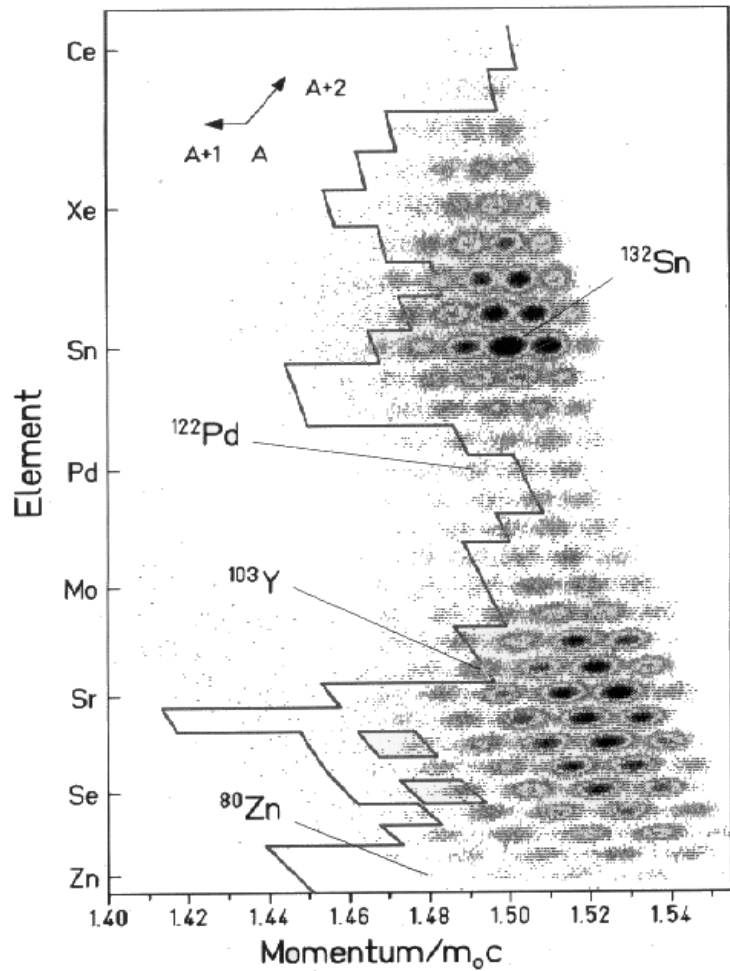


Рис.24. Спектр продуктов деления пучка ^{238}U (750 МэВ/А) [24]. В данном эксперименте было синтезировано более чем 40 новых изотопов. Сплошная линия обозначает границу известных изотопов до этого эксперимента.

1.3. Выбор оптимальной реакции для синтеза супернейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ *

Исключительное многообразие ядерных реакций с тяжелыми ионами, огромное число возможных комбинаций “ион – ядро мишени” открывают благоприятные перспективы для получения неизвестных изотопов известных элементов с большим избытком или недостатком нейтронов, лежащих на границе или даже за границей нуклонной стабильности. Важное значение при получении максимального выхода экзотических ядер (или максимальной интенсивности пучка РЯ) занимает **выбор реакции**, дающей наибольший выход интересующих продуктов. Так, например, на Рис.25

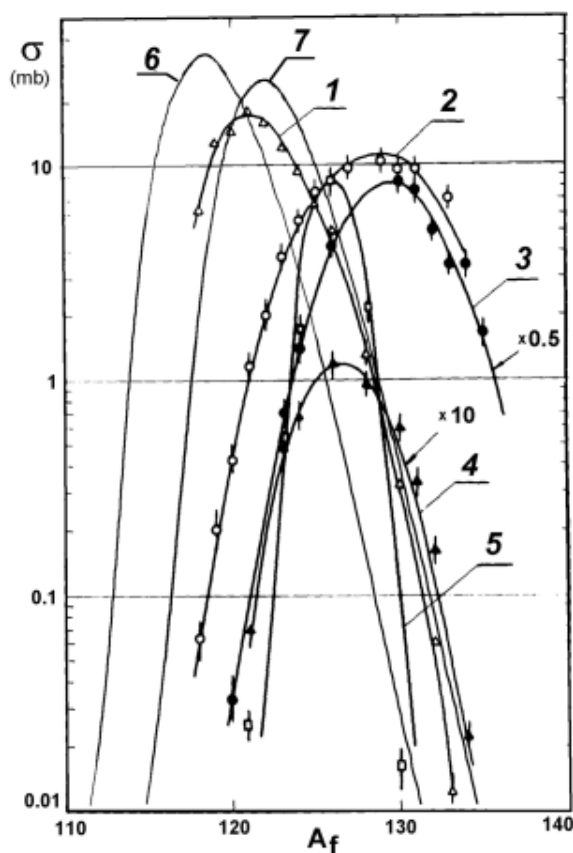


Рис.25. Изотопные распределения йода, образованного в реакциях:

- | | |
|--|-------------------------------------|
| 1. $^{139}\text{La}(p, \text{spallation})$ | $(E_p=590 \text{ МэВ})$ |
| 2. $^{238}\text{U}(p, f)$ | $(E_p=660 \text{ МэВ})$ |
| 3. $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ | $(E_{22\text{Ne}}=175 \text{ МэВ})$ |
| 4. $^{133}\text{Cs}(^{22}\text{Ne}, -2p \pm xn)$ | $(E_{22\text{Ne}}=175 \text{ МэВ})$ |
| 5. $^{127}\text{I}(^{22}\text{Ne}, 0p \pm xn)$ | $(E_{22\text{Ne}}=175 \text{ МэВ})$ |
| 6. $\text{Ta}(^{136}\text{Ce}, -5p \pm xn)$ | (фрагментация) |
| 7. $\text{Ta}(^{150}\text{Nd}, -7p \pm xn)$ | (фрагментация) |

приведены изотопные распределения йода, полученного в реакциях передач и деления [60], а также расчёты для фрагментации на основе параметеризации (см. Приложение П.2.) с протоноизбыточным пучком ^{136}Ce и нейтроноизбыточным пучком ^{150}Nd соответственно, что подчёркивает многообразие ядерных реакций применимых для получения радиоактивных изотопов йода. Из данных распределений видно, что в этой области ядер использование деления предпочтительно для получения нейтроноизбыточных изотопов йода, тогда как для нейтронодефицитных изотопов наибольшее сечение достигается при

* Постановка задачи, объясняющая почему именно выбрана область вблизи оболочки $N=20$, будет дана в следующей главе (§2.1. Актуальность исследований области нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$). Так анализ интенсивности вторичного пучка будет продемонстрирован в данном параграфе на примере синтеза изотопа ^{28}O в реакции фрагментации $^{36}\text{S}+\text{Ta}$ на спектрометре LISE (см. Приложение П.1.), предполагая существование пучков энергий в диапазоне от 20 до 1000 МэВ на нуклон.

использовании фрагментации протоноизбыточного пучка ^{136}Ce . Необходимо также отметить, что из рисунка видно, что применение нейтроноизбыточного пучка во фрагментации сдвигает изотопное распределение на 4 единицы в нейтроноизбыточную область по сравнению с протоноизбыточным пучком.

Однако в области нейтроноизбыточных изотопов около оболочки $N=20$ количество реакций применимых заметно уменьшается; так например при делении эффективно только получение ядер с атомным числом до 30 (см.Рис.23).

Очевидно также, что при выборе метода получения нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ **ИЗОЛ-метод не приемлем** вследствие коротких времён жизни ядер в данной области, где периоды полураспада порядка $1\div 100$ миллисекунд, тогда как для ИЗОЛ-метод эффективно применяется для радиоактивных ядер с периодом полураспада более 0.5 секунды.

Таким образом, нейтроноизбыточные ядра в области $N=20$ возможно получить только методом "фрагмент-сепаратора" в реакциях передачи или во фрагментации.

Попробуем вывести простую формулу для оценки интенсивности вторичного пучка по аналогии с работой [35]. Выход вторичных продуктов на выходы спектрометра можно записать следующим образом:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} (N_A / M) \sigma d \varepsilon_{\text{углов}} \varepsilon_{\text{импульс}} \quad /16/$$

где σ - полное сечение реакции в см^2 , d - толщина мишени в $\text{г}/\text{см}^2$, M - массовое число элемента мишени, N_A - число Авогадро и $\varepsilon_{\text{углов}}$, $\varepsilon_{\text{импульс}}$ - угловая и импульсная соответственно трансмиссии ядер через спектрометр. Рассмотрим все компоненты выхода вторичных продуктов отдельно, чтобы получить значение оптимальной толщины мишени в зависимости от энергии пучка и характеристик (масса и атомное число) пучка и мишени.

1.3.1. Угловая трансмиссия

Используя уравнение /13/ для углового распределения, можно найти ширину данного распределения пропорциональной

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{\phi} = \sigma_{\Delta p/p} \propto \frac{\sigma_{\text{frag}}}{p} \propto \frac{\sigma_{\text{frag}}}{\sqrt{E}}, \quad /17/$$

где σ_{frag} определяется следующим образом:

$$\sigma_{\text{frag}} = \sigma_{\text{fermi}} \sqrt{\frac{A_F (A_B - A_F)}{A_B - 1}} \propto \sqrt{\frac{A_B - A_F}{A_B - 1}}, \quad /18/$$

где $\sigma_{\text{fermi}} = 90 \text{ МэВ}/\text{с}$.

В расчётах [35] угловая трансмиссия рассчитывалась как произведение вертикальной и горизонтальной угловой трансмиссии, хотя в действительности трансмиссия будет

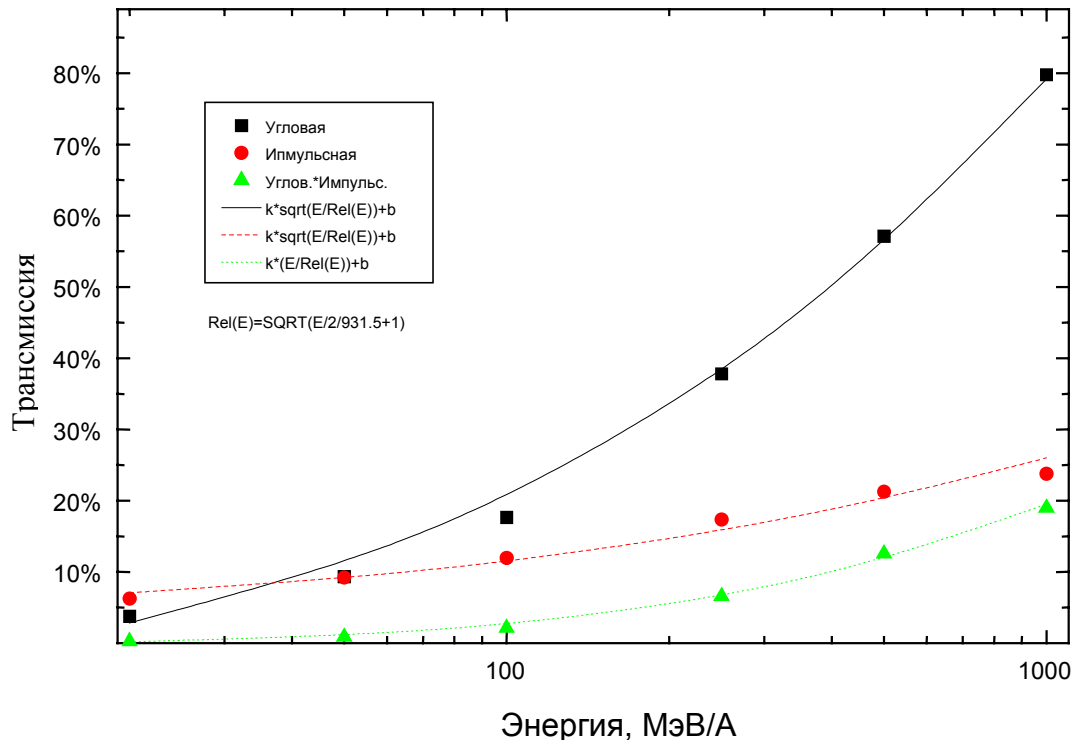


Рис.26. Угловая трансмиссия и трансмиссия по импульсу в случае расчётов программой LISE для максимального выхода ^{28}O при заданной энергии в реакции фрагментации $^{36}\text{S}+\text{Ta}$ для спектрометра LISE. Также показаны результаты фитирования этих трансмиссий функцией $E^{-1/2}$.

определяться отношением площади углового распределения, находящегося под овалом с полуосями горизонтального и вертикального акцептансов, к площади всего распределения. В этой работе зависимость угловой трансмиссии определялась обратно пропорциональной квадрату импульса, хотя в действительности имеет место простая обратно пропорциональная зависимость. Так программа "LISE", разрабатываемая автором данной работой уже в течении 4 лет, рассчитывает трансмиссию как среднегеометрическое от горизонтальной и вертикальной трансмиссий. Описание программы "LISE" дано в Приложении П.3.

Таким образом, можно определить общую угловую трансмиссию как

$$\varepsilon_{\text{углов}} \propto \sqrt{\frac{\Delta_{\phi}}{\sigma_{\phi}} \cdot \frac{\Delta_{\theta}}{\sigma_{\theta}}} \propto \frac{\Delta_{\text{углов}} \sqrt{E}}{\sigma_{\text{frag}}} \quad /19/$$

Угловая трансмиссия и трансмиссия по импульсу в случае расчётов программой LISE для максимального выхода ^{28}O при заданной энергии в реакции фрагментации $^{36}\text{S}+\text{Ta}$ для спектрометра LISE и результаты фитирования этих трансмиссий функцией $E^{-1/2}$ представлены на Рис.26.

1.3.2. Толщина мишени

Удельные энергетические потери (МэВ/А) иона (A_F , Z_F) при прохождении слоя мишени (Z_T) толщиной 1 мг/см^2 аппроксимируются выражением:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_F^2 Z_T}{A_F T}, \quad /20/$$

где T - кинетическая энергия налетающего иона в МэВ на нуклон.

Следовательно, можно оценить остаточную кинетическую энергию частицы на нуклон после прохождения вещества толщиной t как:

$$E_i \propto E - \frac{Z_i^2 t Z_T}{A_i E} \quad /21/$$

Энергетическое окно, в котором находится энергия фрагмента после прохождения мишени, можно определить следующим образом исходя из двух крайних условий: реакция произошла в начале мишени и соответственно в конце мишени:

$$\Delta E \propto t Z_T \left(\frac{Z_B^2}{A_B E} - \frac{Z_F^2}{A_F E} \right) \quad /22/$$

Следовательно, ширину импульсного распределения можно определить как

$$\frac{\Delta p}{p} (\text{после мишени}) \propto \frac{t Z_T}{E^2} \left(\frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right) \quad /23/$$

Для оценки используется тот факт, что энергия, выраженная в МэВ на нуклон, перед и после фрагментации существенно не меняется. Максимум выхода вторичных продуктов для оптимальной мишени t_{opt} достигается по расчётам Миттига [35], когда для более толстых мишеней потери в трансмиссии благодаря уширению распределений будут значительно сильнее, чем рост выходов продуктов из них:

$$\frac{\Delta p}{p} (\text{после мишени}) \approx \frac{\sigma_{frag}}{p}. \quad /24/$$

Однако необходимо добавить ещё один множитель ($\sigma_{углов}$) в правой части равенства /24/ в отличие от работы [35], где для оценки ширины углового распределения предполагалась начальная энергия, тогда как ширина углового распределения обратно пропорциональна импульсу в момент реакции, которая может иметь место и в конце мишени, следовательно, угловая трансмиссия также зависит от толщины мишени. Таким образом, можно для нерелятивистского случая определить зависимость t_{opt} от энергии в следующем виде:

$$t_{opt} \propto \frac{E^{1.5}}{\sigma_{frag} Z_T \left(\frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right)}, \quad /25/$$

1.3.3. Релятивистская поправка

В работе [35] была использована замена $p \propto \sqrt{E}$ в равенствах /17,25/, что привело к завышенной оценке выхода частиц при высоких энергиях, хотя это было объяснено автором тем, что ширина рассчитанных распределений уже меньше соответствующих акцептансов. Для того чтобы проверить этот факт для расчётов принимались малые акцептансы, но эффект завышенной оценки остается, и добиться согласия с результатами вычислений удалось только при добавлении релятивистской поправки (см.Рис.27), определённой в выражении /27/.

В релятивистском случае импульс выражается через кинетическую энергию (МэВ/А) как:

$$P_F = \frac{A_F}{c} \sqrt{E^2 + 2EU}, \quad /26/$$

тогда поправка к энергии будет равна отношению импульсов между релятивистским ($E \approx U$) и классическим случаями ($E \ll U$):

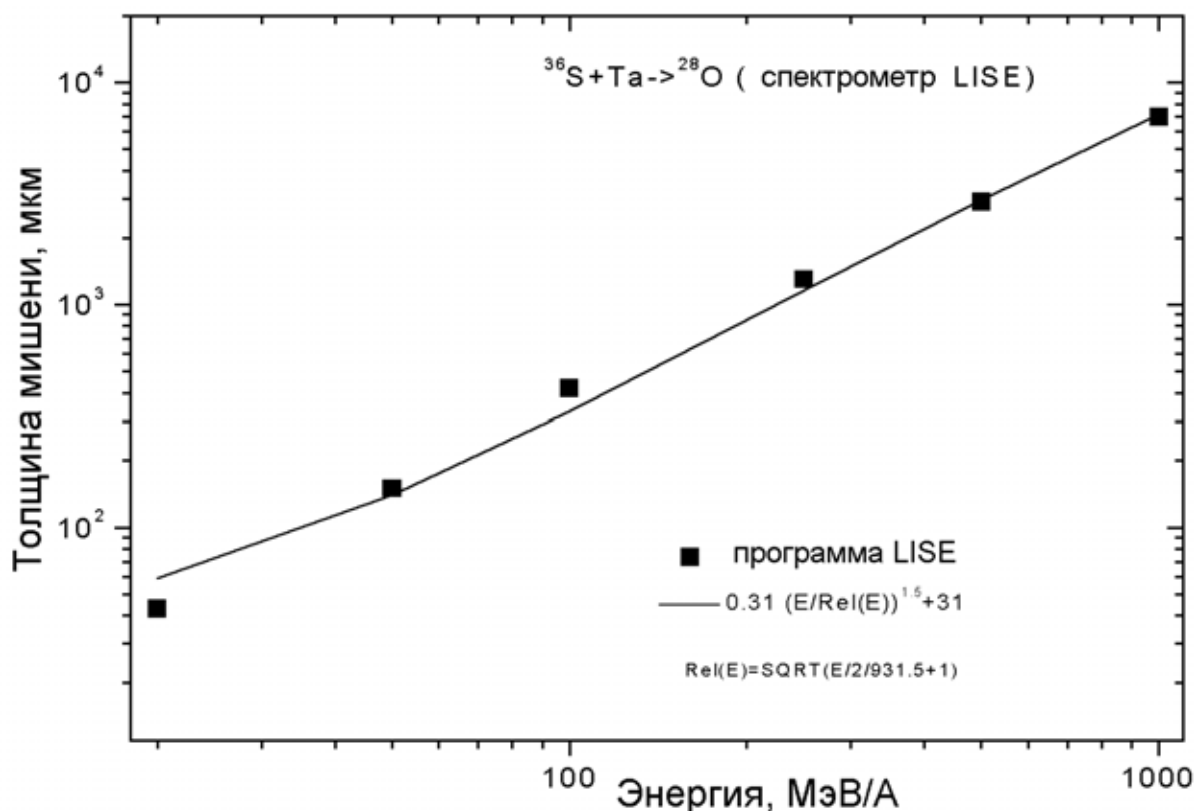


Рис.27. Толщина оптимальной мишени от энергии для максимального выхода изотопов ^{28}O в реакции фрагментации $^{36}\text{S} + \text{Ta}$ для спектрометра LISE. Сплошной линией показан результат фитирования выражением /25/ с учётом релятивистской поправки.

$$k(E) = \frac{\frac{A_F \sqrt{E^2 + 2EU}}{c}}{\frac{A_F \sqrt{2EU}}{c}} = \sqrt{\frac{E}{2U} + 1}. \quad /27/$$

1.3.4. Сечение

В работе [35] зависимость сечения от атомного номера пучка была определена квадратичной, здесь же используется экспоненциальная зависимость из соображения, что она лежит в основе параметризации [61]. На Рис.28 представлены сечения образования изотопов ^{28}O в реакциях фрагментации нейтроноизбыточных пучков от S до Mo (левый рисунок) и различными изотопами кальция (правый рисунок) на мишенях из тантала. Также на рисунке представлены результаты фитирования выражением

$$\sigma(N_{beam}, Z_{beam}) = \exp[-0.1763(Z_{beam} - 8) - 15.08 + 5.749 f_{NZ}^2 - 4.65 f_{NZ}], \quad /28/$$

$$\text{где } f_{NZ} = \left(\frac{N}{Z} \right)_{beam} - 1.25 \quad /29/$$

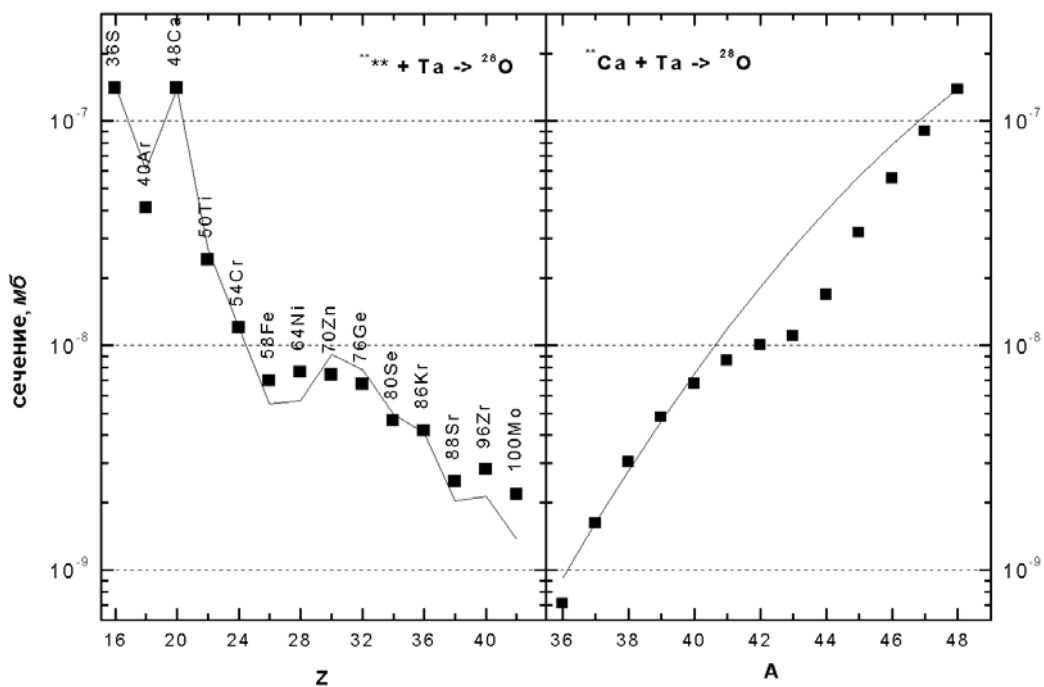


Рис.28. Сечения образования изотопов ^{28}O во фрагментации нейтроноизбыточных пучков от S до Mo (левый рисунок) и различными изотопами кальция (правый рисунок). Сечения вычислены на основе параметризации [61]. Сплошной линией показаны результаты фитирования выражением /28/.

Функции f_{NZ} введена, чтобы подчеркнуть нейтронный избыток в ядрах пучка. Для функции f_{NZ} коэффициент -1.25 был выбран, чтобы функция равнялась нулю в случае реакций с пучком ^{36}S . Для дальнейших грубых оценок можно считать, что сечение образование ^{28}O пропорционально $\exp(-0.1763 Z_{beam})$

1.3.5. Выход вторичных продуктов в зависимости от энергии

Для сравнения с результатом Миттига предположим, что сечение образования вторичных ядер и интенсивность первичного пучка не зависят от энергии. Тогда выражение /16/ будет выглядеть следующим образом:

$$I_{втор} \propto I_{перв} \left(\frac{N_A}{A_T} \right) \sigma_{CS} \frac{E^{3/2}}{\sigma_{frag} Z_T \left(\frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right)} \cdot \frac{\Delta_{углов} \sqrt{E}}{\sigma_{frag}} \cdot \frac{\Delta_{импульс} \sqrt{E}}{\sigma_{frag}}, \quad /30/$$

$$I_{втор} \propto I_{перв} e^{-0.1763 Z_B} \frac{E^{5/2}}{\sigma_{frag}^3 \left(\frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right)}. \quad /31/$$

Таким образом, зависимость выхода вторичных продуктов пропорциональна энергии в степени 5/2, а не 7/2 как было раньше отмечено в работе [35]. На Рис.29 представлены вычисления по программе LISE максимального выхода изотопа ^{28}O от энергии, а также результаты фитирования функцией $a \cdot E^b$. Наилучшее согласие достигается при показателе степени равным 2.491, что подтверждает предположение о пропорциональности интенсивности вторичного пучка от энергии в степени 2.5 (см. уравнение /31/). Также необходимо отметить, что ввод релятивистской поправки позволил хорошо аппроксимировать данные при релятивистских энергиях.

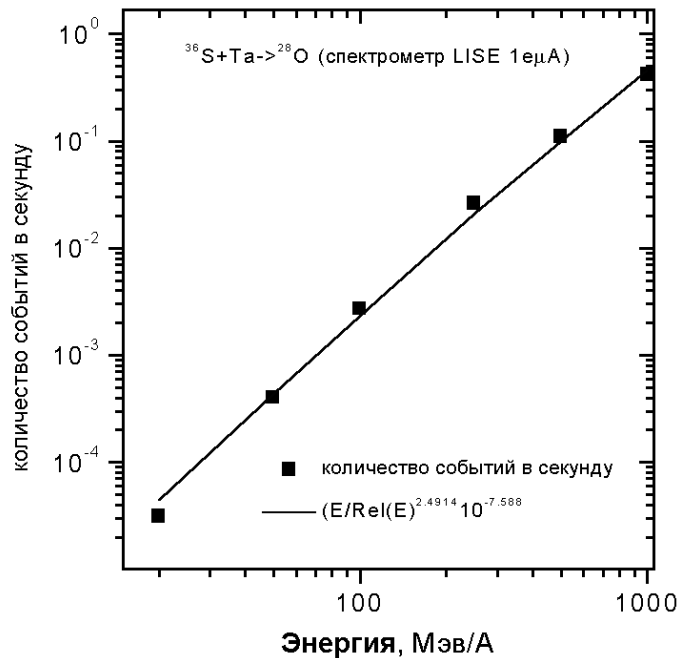


Рис.29. Максимальный выход изотопов ^{28}O от энергии на основе вычислений программы "LISE" во фрагментации ^{36}S на танталовой мишени для спектрометра "LISE". Сплошная линия есть результат фитирования функцией $a \cdot E^b$.

1.3.6. Выход вторичных продуктов в зависимости от атомного номера налетающей частицы

Для того чтобы оценить зависимость выхода вторичных частиц от атомного номера ядер пучка, необходимо в выражении /31/ перейти от масс к зарядам, для чего воспользуемся формулой из работы [61]:

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.155 A^{2/3}}. \quad /32/$$

Рассмотрим знаменатель в выражении /31/ как отдельную функцию f_{beam} :

$$f_{beam} = \frac{1}{\left(\frac{A_B - A_F}{A_B - 1}\right)^{3/2} \left(\frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F}\right)} \quad /33/$$

Значения функции f_{beam} от заряда первичного пучка для случая фрагмента ^{28}O представлены на Рис.30. Из рисунка видно, что функция хорошо описывается зависимостью обратно пропорциональной атомному номеру налетающего ядра.

Таким образом, окончательный вид аналитического выражения интенсивности вторичного пучка выглядит следующим образом:

$$I_{втор} \propto I_{перв} \frac{E^{2.5}}{Z_B e^{0.1763Z_B}}, \quad /34/$$

где при Z_B , близкому к заряду фрагмента из разложения выражения /28/ в ряд Тейлора следует, что экспонента пропорциональна атомному номеру налетающей частицы. Таким образом, выход продуктов обратно пропорционален в этом случае квадрату атомного номера первичного пучка.

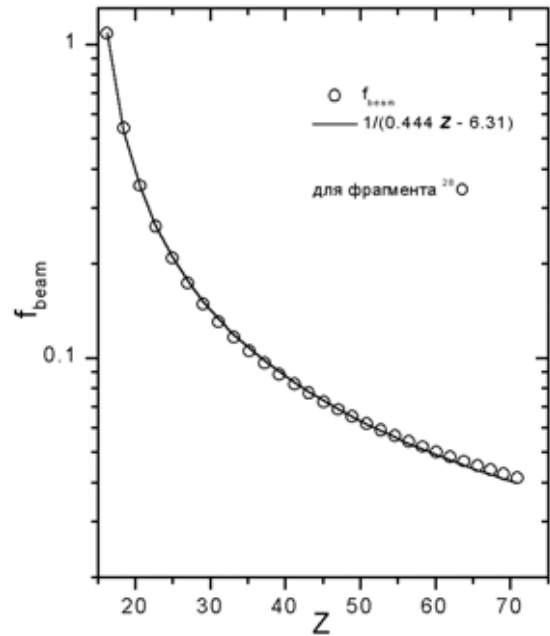


Рис.30. Зависимость функции f_{beam} /33/ от заряда первичного пучка в случае фрагмента ^{28}O . Сплошной линией показан фит зависимостью обратно пропорциональной атомному номеру налетающей частицы.

1.3.7. Интенсивность первичного пучка

Из формулы /34/ следует, что чем выше энергия первичного пучка, тем больше выход вторичных продуктов. Другими словами в случае постоянной интенсивности первичного пучка синтезировать новые изотопы предпочтительнее на ускорителях с релятивистскими энергиями. Однако, интенсивности на таких ускорителях (например, в ГСИ) на несколько порядков ниже для ускорителей ионов промежуточных энергий. Попробуем на основе имеющихся интенсивностей первичных пучков грубо оценить зависимость интенсивностей от энергии. Взяв три точки для анализа, как показано на Рис.31, была получена зависимость:

$$I \propto E^{-2.641} \quad /35/$$

Очевидно, что эта оценка интенсивности первичного пучка довольно грубая, но, однако в совокупности с выражением /34/ позволяет сделать следующий вывод: **энергия**

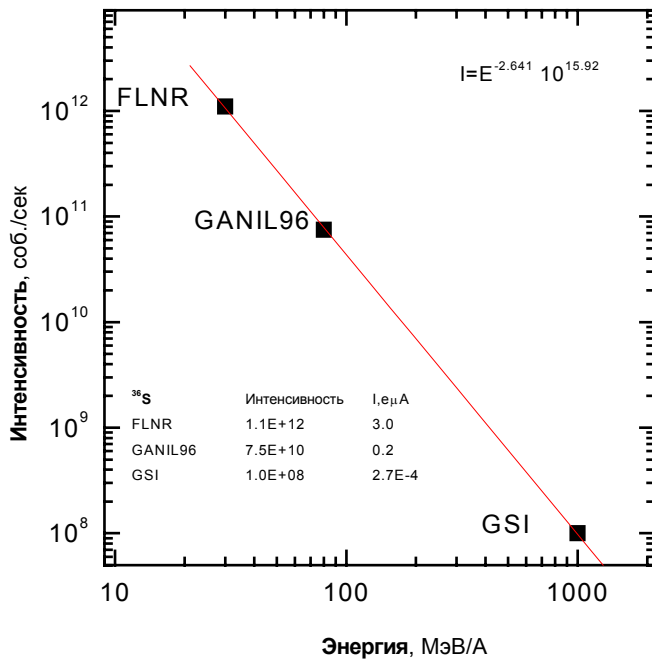


Рис.31. Оценки интенсивности первичного пучка ³⁶S на различных ускорителях.

стабильного нейтроноизбыточного изотопа с атомным номером наиболее близким к синтезируемому продукту. Так для случая вторичного продукта ²⁸O наиболее близким нейтроноизбыточным пучком по атомному числу, у которого число нейтронов столько же или больше, является пучок изотопов ³⁶S. Откуда можно сделать вывод, что **для синтеза нейтроноизбыточных изотопов в области оболочки N=20 наиболее предпочтителен пучок изотопов ³⁶S.**

Для вывода аналитической формулы предполагалась независимость сечений образования вторичных ядер от энергии первичного пучка, что в действительности не является справедливым. Вследствие чего, исследование образования лёгких нейтроноизбыточных ядер на различных изотопах серы в зависимости от энергии пучка, от мишени и от нейтронного избытка пучка приводится в следующей главе.

первичного пучка не является основополагающим фактором для синтеза нейтроноизбыточных изотопов лёгких ядер* (напомним, что анализ был проведён для получения ядер методом фрагмент-сепаратора на основе сечений фрагментации). Преимуществами одного эксперимента над другим будут являться большие акцептансы спектрометра, высокие технологии ускорения первичного пучка, а также безусловно выбор реакции.

Из выражения /34/ следует, что для получения нейтроноизбыточных изотопов наивыгоднее использовать пучок

* Так например, дважды магический протоноизбыточный изотоп ¹⁰⁰Sn был одновременно синтезирован в ГАНИЛ при промежуточных энергиях и в ГСИ при энергии уже больше ГэВ на нуклон.

ГЛАВА 2.

ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ НА ПУЧКАХ $^{32,34,36}\text{S}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ $6 \leq E \leq 75$ МэВ/А

2.1. Актуальность исследований области нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$

Изучение свойств супернейтроноизбыточных изотопов легких элементов является важной и интересной областью современных исследований в ядерной физике. Интерес к этой области вызван интригующими явлениями, обнаруженными у ядер вблизи нейтронной линии стабильности, например “скин” или “гало”. Сильнейшие тесты ядерных моделей могут быть сделаны с дважды магическими ядрами и с ядрами вблизи границ ядерной стабильности (см. Рис.32). Таким образом, синтез и исследование свойств супернейтроноизбыточных изотопов легких элементов, в частности дважды магического ядра ^{28}O , вызывает интерес как определение положения нейтронной линии стабильности, так и проверки различных моделей, описывающих свойства экзотических ядер.

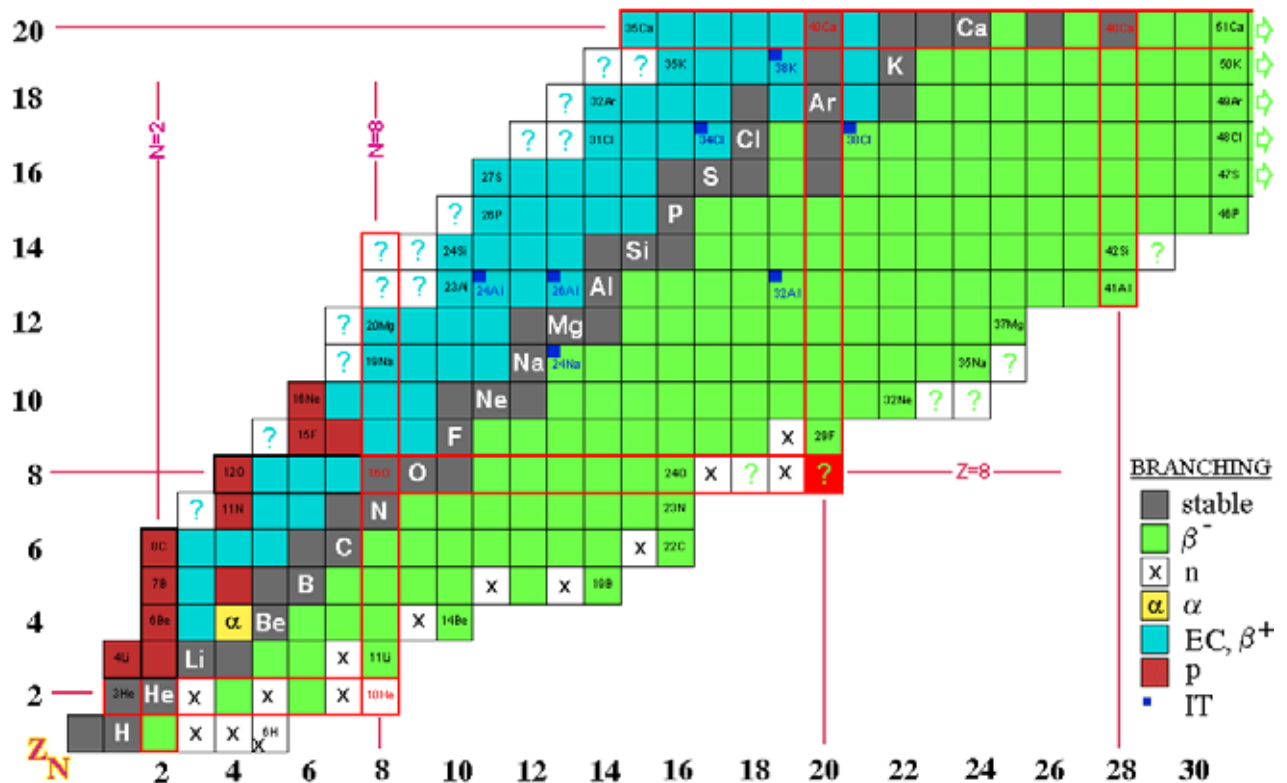


Рис.32. Таблица изотопов легких элементов.

2.1.1. Стабильность тяжелых изотопов кислорода

Наиболее тяжелым известным изотопом кислорода является ^{24}O , причем ^{26}O был найден несвязанным [62]. Большинство теоретических моделей предсказывает стабильность изотопу ^{26}O и нестабильность для изотопа ^{28}O , несмотря на то, что последний является дважды магическим ядром. Это отчетливо видно из Рис.33, где представлены теоретические расчеты [63,64] энергий связи одного и двух нейтронов в ядре (S_{1n} , S_{2n}) от массы A (для $Z=8$) и заряда Z (для $N=20$). Последняя попытка [65] синтезировать ^{26}O во фрагментации пучка ионов $^{40}\text{Ar}(92 \text{ МэВ/А})$ подтвердила нестабильность нейтроноизбыточного изотопа кислорода.

Результаты исследований стабильности дважды магического ядра ^{28}O и других нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$ приводятся в Главе 3.

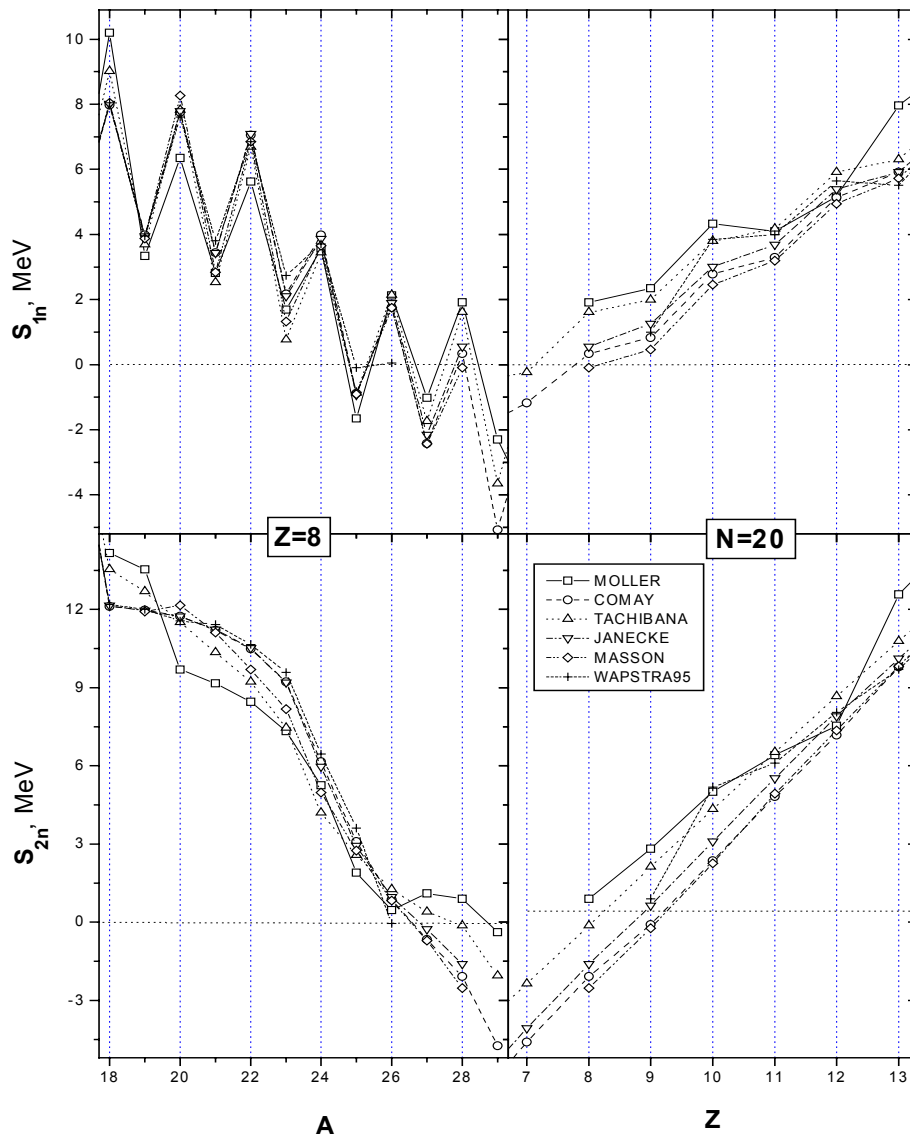


Рис.33. Различные теоретические расчеты [63,64] энергий связи одного и двух нейтронов в ядре (S_{1n} , S_{2n}) от массы A (для $Z=8$) и заряда Z (для $N=20$).

2.1.2. Свойства нейтроноизбыточных изотопов ядер вблизи оболочки $N=20$

Одним из интересных аспектов области нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ представляется явление деформации, наблюдаемое в районе Ne-Al. Компактные сферические формы, предсказанные для ядер вблизи магических чисел, могут быть представлены некоторыми другими деформированными равновесными состояниями. Было показано [66], что для ^{30}Na , имеющего одну вакансию в нейтронной оболочке $N=20$, ядерный потенциал имеет два минимума: один в $\beta=0$ и другой в $\beta=0.35$ (см. Рис.34). С увеличением числа нейтронов деформация основной равновесной конфигурации для изотопов Na становится равной $\beta=0.35$. Деформация ядер с данным числом нейтронов может быть также результатом появления изомерных состояний супернейтроноизбыточных изотопов кислорода, неона и натрия. Данное явление может влиять на свойства распада этих ядер, таких как время жизни, вероятность нейтронной эмиссии, и как уже наблюдалось в некоторых случаях, на массы и среднеквадратичный радиус.

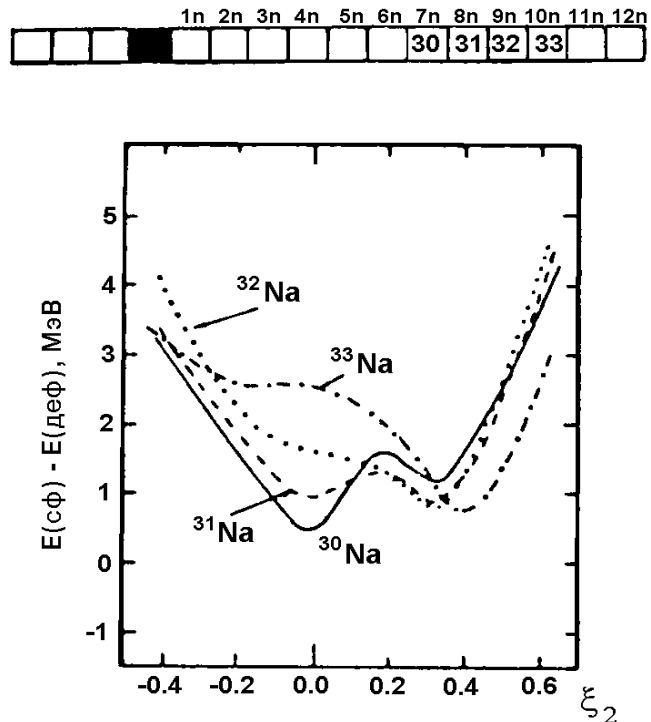


Рис.34. Разность потенциальных энергий (сферического и деформированного ядра) в основном состоянии для изотопов натрия в зависимости от параметра деформации ξ_2 . ($\xi_2 > 0$ - удлинение, $\xi_2 < 0$ - сжатие) [66].

С развитием ускорительной техники и применением экзотических пучков разделенных изотопов (например, ^{36}S , ^{48}Ca , ^{112}Sn) экспериментаторам удалось значительно продвинуться как к протонной, так и к нейтронной линиям ядерной стабильности. Были измерены массы супернейтроноизбыточных ядер, таких как $^{26,27}\text{F}$ и $^{29,30}\text{Ne}$ [67,1], но вопрос относительно их свойств β -распада ($T_{1/2}$, P_n , Q_β) оставался открытым. Несколько событий было зарегистрировано в эксперименте [32] соответствующих наитяжелейшему изотопу фтора ^{29}F , являющегося самым легким ядром с $N=20$. Исследования свойств β -распада ^{29}F вызывают повышенный интерес с точки зрения исследования стабильности дважды магического ядра ^{28}O как его ближайшего стабильного “соседа” по таблице изотопов.

В Главе 4 описывается экспериментальная методика исследований свойств β -распада нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$ и приводятся результаты их

исследований.

2.1.3. Получение нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$

На основе вычислений программы LISE и простых аналитических выкладок было продемонстрировано в главе §1.3, что для синтеза нейтроноизбыточных изотопов в области оболочки $N=20$ наиболее предпочтителен пучок изотопов ^{36}S , где для анализа предполагалось, что вторичные продукты образуются в реакциях фрагментации, и вклад других процессов не принимался во внимание. Однако, было показано, что для определенной области ядер процесс фрагментации является уже доминирующим при 27 МэВ/А [55], но реакции многонуклонных передач до сих пор играют значительную роль. Например, в реакции на пучке $^{58}\text{Ni}(Z=28)$ с энергией 55 МэВ/А были синтезированы впервые несколько изотопов меди ($Z=29$) [68]. Похожий эффект наблюдался в реакции на пучке ^{112}Sn (63 МэВ/А), где был отмечен значительный выход ядер с $Z=51\div 53$ [33], в следствие чего был введен термин “квазифрагментация”. Изучение механизма реакций глубоконеупругих передач и в наше время представляет большой практический интерес в связи с проектами фабрик радиоактивных пучков [7]. Таким образом, поднимаются вопросы о сосуществовании различных механизмов реакции (таких как фрагментация, глубоконеупругие передачи и т.д.) при различных энергиях и зависимости бомбардирующей частицы и изоспина ядер мишени на выход продуктов реакций.

В данной главе обсуждаются результаты эксперимента [69], целью которого было изучение закономерностей выходов продуктов реакций на пучках изотопов серы в зависимости от следующих факторов:

нейтронный избыток пучка - были выбраны в качестве ускоряемых частиц изотопы серы ^{32}S и ^{34}S , а также для дальнейшего анализа использованы результаты на пучке ионов ^{36}S [70];

отношение N/Z ядер мишени - были использованы две мишени: “легкая” углеродная ($N/Z=1$) толщиной 400 мкг/см² и “тяжелая” золотая ($N/Z=1.5$) толщиной 200 мкг/см²;

энергия ускоряемой частицы - см. §2.2.1. Получение пучков разных энергий.

Эксперименты на пучках $^{32,34}\text{S}$ при энергии $6 < E < 17$ МэВ/А были выполнены на циклотроне У400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Для измерения выходов различных изотопов использовался магнитный спектрометр МСП-144 [71], в фокальной плоскости которого находилась позиционно-чувствительная ионизационная камера [72].

2.2. Экспериментальная методика

2.2.1. Получение пучков разных энергий

Развитие ускорительной техники (тандем-генераторов, линейных ускорителей, циклотронов) позволило сделать значительный прогресс в исследованиях структуры ядра и механизма ядерных реакций. Каждый из типов ускорителей имеет свои преимущества и недостатки и, следовательно, свою область применения. Так наряду с преимуществами циклотронов:

- высокая интенсивность пучков,
- широкий диапазон ускоряемых частиц,
- высокие энергии,
- компактность и экономичность ускорителей,

существуют и ряд недостатков:

- “банч” - структура пучков,
- ограничения по выбору энергии пучка*.

Часто случается, что необходимо иметь в эксперименте определенное значение энергии пучка, либо несколько значений энергий в одном эксперименте (что еще более затруднительно), отличных от тех, что можно получить на данном ускорителе. Одним из распространенных способов получения различных энергий пучка (в данном случае понижения энергии) является использование поглотителя энергии пучка. Основными преимуществами являются быстрый переход на другую энергию путем изменением толщины поглотителя и возможность широкого выбора энергии путем подбора толщины поглотителя. Но данный метод имеет ряд недостатков:

- уширение энергетического разрешения пучка благодаря страглингу в поглотителе;
- сложность энергетического поглотителя в связи с большими интенсивностями пучков (охлаждение, вращение);
- появление дополнительного фона в виде продуктов реакций на поглотителе;
- незначительное уменьшение интенсивности первичного пучка.

В данном эксперименте для изменения энергии пучка помимо применения для ускорения и вывода разных ионных зарядов ускоряемой частицы был использован метод вариации выводных параметров пучка:

- заряд ионов пучка после обдирочной фольги,

* В случае вывода первичного пучка из ускорителя с помощью обдирочной фольги. Электростатический вывод из ускорителя ликвидирует этот недостаток.

- выводной радиус,
- количество оборотов ускоряемой частицы в ускорителе,

что позволило получить различные энергии пучков ионов $^{32,34}\text{S}$ в диапазоне $6 \div 17 \text{ МэВ/А}$ с высокой интенсивностью и хорошим энергетическим разрешением. Характеристики пучков, использовавшихся в эксперименте, приведены в Таблице 5.

Таблица 5. Характеристики пучков, использовавшихся в эксперименте.

Пучок	Выводной заряд	Число оборотов	Выводной радиус [см]	Вр [Тхм]	Энергия [МэВ/А]
$^{32}\text{S}^{5+}$	15	3	116	0.76	6.3
$^{32}\text{S}^{5+}$	15	2	139	0.93	9.1
$^{32}\text{S}^{5+}$	16	1	176	1.09	14.5
$^{32}\text{S}^{6+}$	15	1	160	1.24	16.1
$^{32}\text{S}^{6+}$	16	1	163	1.19	16.7
$^{34}\text{S}^{5+}$	14	2	138	0.97	8.0
$^{34}\text{S}^{5+}$	16	1	174	1.10	13.0
$^{34}\text{S}^{6+}$	14	1	161	1.34	14.6

Измерение энергии пучка производилось двумя способами с использованием следующих величин, характеризующих магнитную жёсткость частиц:

- измерение магнитного поля ускорителя и выводного радиуса;
- измерение магнитной жесткости магнитов снижения и магнитного спектрометра МСП-144.

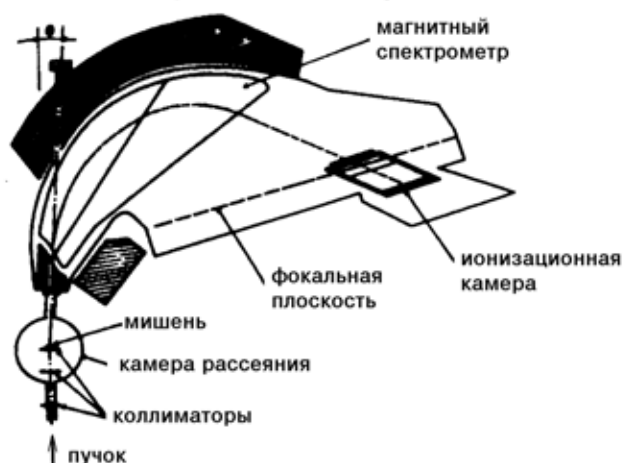
Данные методы определения энергии ускоряемой частицы находились в хорошем согласии друг с другом на протяжении всех измерений.

2.2.2. Магнитный спектрометр МСП-144

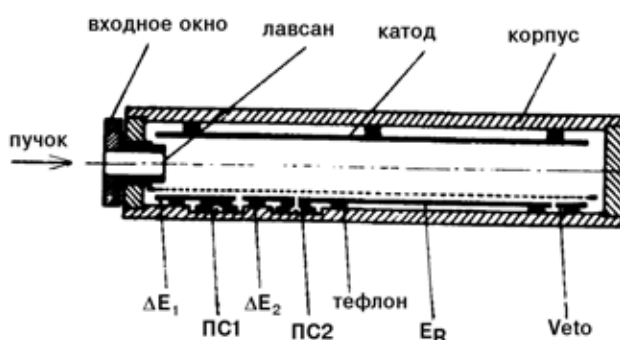
Важный этап на пути создания эффективной детектирующей системы для анализа продуктов реакций - введение магнитного поля в качестве одного из элементов системы. Детектирующая система с магнитным полем представляет собой магнитный анализатор и детектор, расположенный в фокальной плоскости анализатора. Благодаря различию в магнитных жесткостях продукты реакции и упруго рассеянные ионы разделяются пространственно. Подбором магнитного поля можно добиться таких условий регистрации продуктов регистрации, при которых упругорассеянные ионы не попадают в детектор. Это позволяет использовать пучки тяжелых ионов максимальной интенсивности и проводить измерения под малыми углами. Благодаря эффекту фокусировки магнитным полем в магнитном анализаторе можно использовать значительно большие телесные углы, чем в детекторах прямого видения.

Схема широкодиапазонного магнитного анализатора со ступенчатыми полюсами

Схема экспериментальной установки



Поперечное сечение ионизационной камеры



ΔE_1 , ΔE_2 , E_R , Veto - аноды ионизационной камеры
 PC1, PC2 - позиционно-чувствительные пропорциональные счетчики

А.В.Белозеров и др., Препринт ОИЯИ, P15-89-225

Рис.35. Схемы магнитного спектрометра МСП-144 и фокального детектора.

(для регистрации длиннопробежных частиц). Более точно энергия продуктов определяется по измеренной в фокальной плоскости спектрометра позиционно-чувствительными счетчиками координате и значению магнитного поля спектрометра. Кроме этого, два позиционно-чувствительных счетчика дают информацию о траектории частиц.

Одним из преимуществ данного анализатора является возможность изменения угла регистрации продуктов реакций в широком диапазоне. В данном эксперименте продукты реакций регистрировались магнитным анализатором под углом 4° . Телесный угол захвата продуктов реакций для магнитного анализатора составлял 0.85 мср и акцептанс по импульсу $\pm 4.1\%$. Мониторинг пучка проводился с помощью цилиндра Фарадея.

МСП-144 [71], используемого в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, представлена в верхней части Рис.35. Детектор, расположенный в фокальной плоскости анализатора, состоит из четырехсекционной ионизационной камеры и двух позиционно-чувствительных пропорциональных счетчиков [72]. Поперечное сечение ионизационной камеры показано в нижней части Рис.35. Детектор был сделан исходя из следующих требований: детектор должен надежно идентифицировать продукты ядерных реакций по заряду вплоть до $Z/\Delta Z=20$ и по массе до $A/\Delta A=40$. Для этого энергетические потери и остаточная энергия частиц должны измеряться в широком диапазоне с точностью нескольких процентов.

Анод ионизационной камеры состоит из четырех частей: двух ΔE -электродов (для измерения ионизационных потерь частиц), E_R -электрода (для измерения остаточной энергии частиц) и "VETO"-электрода

2.2.3. Идентификация продуктов реакции

Идентификация продуктов реакции по массе и заряду проводилась по данным измерений полной энергии (E), удельных энергетических потерь (dE) и координате (x) прихода частицы в фокальную плоскость. При этом использовались следующие выражения:

$$dE \approx \frac{AZ^2}{E} \quad /36/$$

$$E = k(Bx)^2 \frac{q^2}{A} \quad /37/$$

где A , Z , q есть соответственно массовое число, атомный номер и ионный заряд идентифицируемого ядра, B - значение магнитного поля и k - постоянный коэффициент. Для более наглядного представления выходов идентифицируемых изотопов элементов строились матрицы $Y(A-2Z, Z)$, как иллюстрируемая на Рис.36. Видно, что в данной постановке опыта, наблюдалось хорошее разрешение различных изотопов от углерода до хлора, что позволило однозначно идентифицировать продукты реакций.

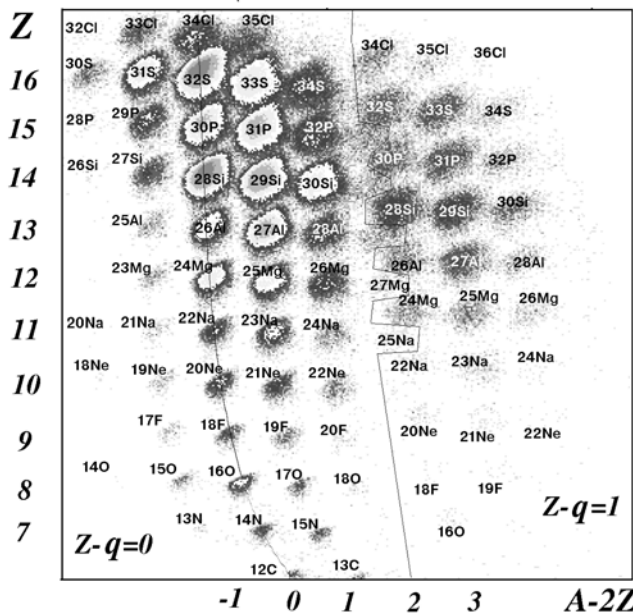


Рис.36. Идентификационная матрица ($A-2Z, Z$) продуктов реакции $^{32}\text{S}(14.5 \text{ МэВ}/A) + \text{C}$ для магнитного поля спектрометра $B=0.7975 \text{ Тл}$. Левая сплошная кривая проходит через полностью “ободранные” ядра с нулевым изотопическим спином, правая разделяет области ядер с зарядом $q=Z$ и $q=Z-1$.

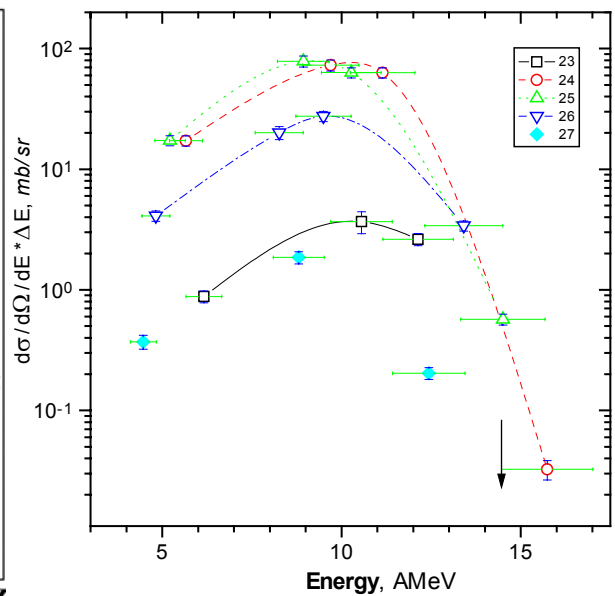


Рис.37. Энергетические спектры изотопов магния в реакции $^{32}\text{S}(14.5 \text{ МэВ}/A) + \text{C}$. Горизонтальные ошибки связаны с энергетическим акцептансом регистрации продуктов реакции для данной настройки анализатора. Положение стрелки соответствует энергии первичного пучка.

Энергетические спектры продуктов реакций измерялись сканированием по магнитной жесткости магнитного спектрометра. На Рис.37 представлены энергетические распределения изотопов магния в реакции $^{32}\text{S}(14.5 \text{ МэВ}/A) + \text{C}$. Горизонтальные ошибки соответствуют энергетическому захвату продуктов реакции для данной настройки

спектрометра.

2.3. Экспериментальные результаты и их анализ

Полученные изотопные распределения для реакций на ^{32}S (9.1 и 16.1 МэВ/А) при бомбардировки мишеней ^{12}C и ^{197}Au представлены на Рис.38. Для сравнения также приведены на нижнем рисунке результаты расчетов программой LISE для энергии пучка 75 МэВ/А. Как следует из представленных данных, изотопные распределения описываются кривой близкой к гауссовскому распределению, а ширины изотопных распределений для кислорода и неона сильно отличаются для углеродной и золотой мишеней при энергиях 9.1 и 16.1 МэВ/А. При этом выход нейтроноизбыточных изотопов этих элементов на золотой мишени существенно выше, чем на углеродной.

Для анализа некоторых закономерностей образования ядер в реакциях с ядрами серы на основе данных изотопных распределений проведено сравнение распределений дифференциальных сечений образования различных элементов (Рис.39) в зависимости от мишени, энергии и нейтронного избытка ядер пучка. Из представленных на рисунке распределений следует, что для энергий 7÷10 МэВ/А и легкой мишени наблюдается достаточно резкое падение сечений с уменьшением атомного номера (увеличением числа переданных протонов): от 700 мб/ср для ядра, образующегося с отрывом двух протонов, до 1 мб/ср с отрывом 7 протонов (см. Рис.39а). При увеличении энергии пучка эта разница уменьшается и при промежуточных энергиях становится незначительной (см. Рис.39б). Что касается изотопного состава бомбардирующей частицы, то сечения образования элементов с небольшим Z для пучков ^{32}S и ^{34}S близки, и разница в сечениях наблю-

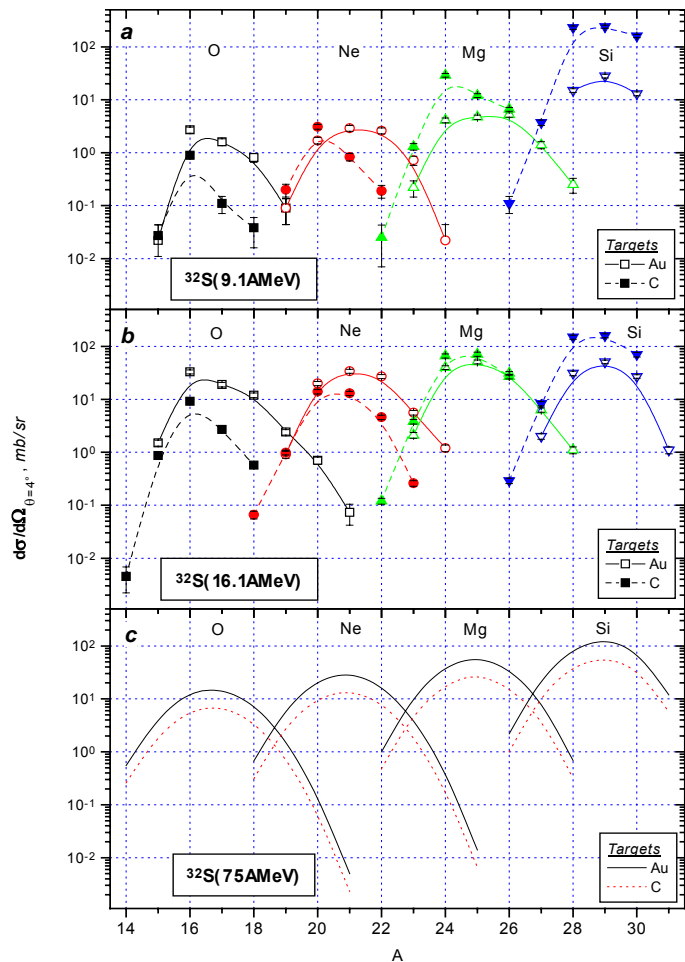


Рис.38. Изотопные распределения кислорода, неона, магния и кремния для мишеней ^{12}C (закрытые символы), ^{197}Au (открытые символы) и разных энергий бомбардирующего иона ^{32}S (9.1 {a} и 16.1 {b} МэВ/А) для угла регистрации $\theta_{\text{лаб}}=4^\circ$ и расчетные при энергии 75 МэВ/А {c} соответственно для $\theta_{\text{лаб}}=0^\circ$. Кривые на рисунках {a} и {b} есть результаты сглаживания.

дается только для продуктов реакции с зарядом больше, чем заряд пучка бомбардирующей частицы, что соответствует реакциям подхвата протонов (см. Рис.39с).

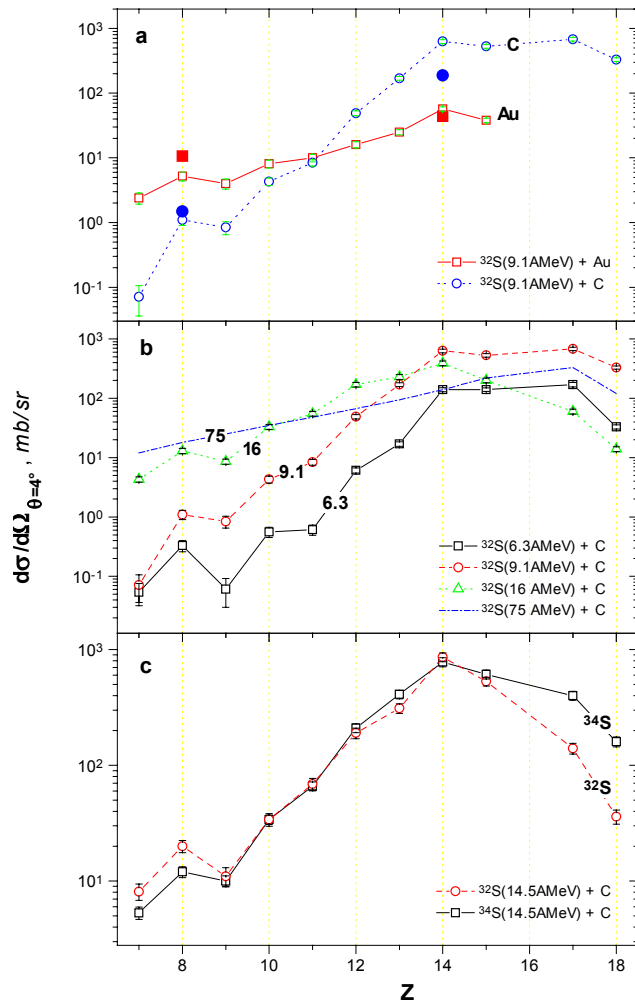


Рис.39. Дифференциальные сечения образования элементов, как функция атомного номера. Представлены зависимости сечений от мишени {a} для пучка $^{32}\text{S}(9.1\text{МэВ}/A)$, от энергии {b} для пучка ^{32}S на углеродной мишени, а также от пучков $^{32}\text{S}(14.5\text{МэВ}/A)$ и $^{34}\text{S}(14.6\text{МэВ}/A)$ на углеродной мишени {c}. На рисунке {a} закрытыми символами показаны точки, соответствующие теоретическим расчетам, сделанным на основе динамической модели глубоконеупругих столкновений [73].

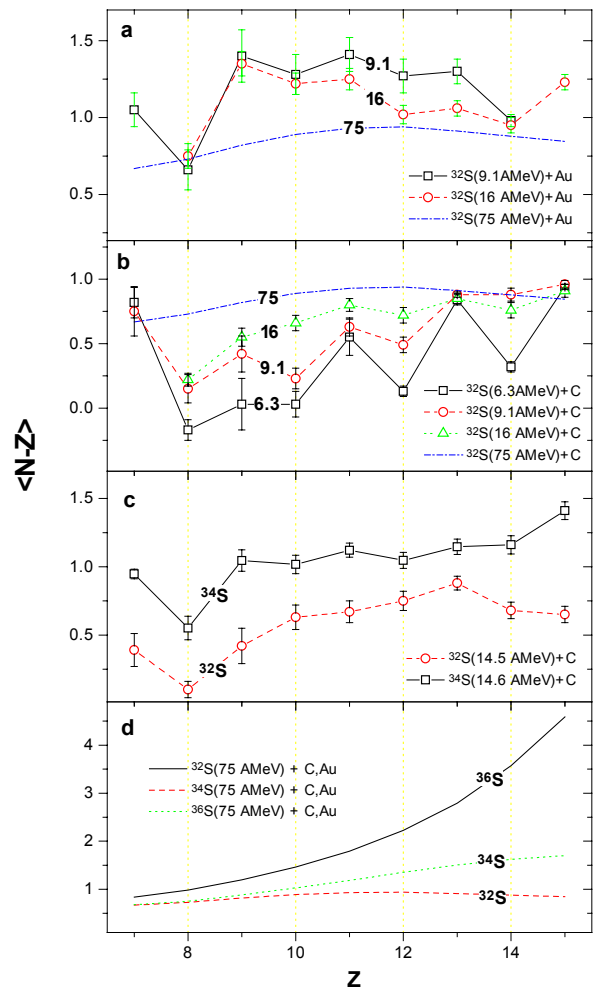


Рис.40. Центры тяжести изотопных дифференциальных сечений, как функция атомного номера, в зависимости от энергии для пучка ^{32}S на золотой {a} и углеродной {b} мишенях, от нейтронного избытка ядер пучка при энергиях $14.5\text{МэВ}/A$ {c} на углеродной мишени и расчетные при энергии $75\text{МэВ}/A$ {d}.

На основе изотопных распределений, представленных на Рис.38, проведены сравнения распределений центров тяжести изотопных дифференциальных сечений образования одних и тех же элементов в разных реакциях (Рис.40), соответствующих определенной величине нейтронного избытка ($N-Z$). Наблюдаются следующие тенденции в зависимости выходов изотопов от мишени: смещение центров тяжести распределений дифференциальных сечений в нейтроноизбыточную область для тяжелой мишени при малых энергиях (см.Рис.40а) и напротив в протоноизбыточную для легкой

мишени(см.Рис.40b), что находится в качественном согласии с микроскопической моделью многонуклонного обмена [74]. Направление потока нуклонов в системе определяется различием в соответствующих энергиях Ферми, где нуклоны “перетекают” от ядра с большим значением энергии Ферми к меньшим. С увеличением энергии пучка эти смещения уменьшаются, что в случае тяжёлой мишени может быть объяснено большим возбуждением, приводящим к испусканию дополнительного числа нейтронов. Кроме этого, при низких энергиях пучка наблюдается осциллирующий ход распределений центров тяжести, что обусловлено четно-нечетным эффектом, который сглаживается с ростом энергии. На Рис.40 с,d приведены зависимости значений нейтронного избытка образующихся ядер в реакциях с изотопами серы при энергиях 14.5 МэВ/А (экспериментальные значения) и 75 МэВ/А (расчетные значения). Из Рис.40с видно небольшое преимущество пучка ионов ^{34}S по сравнению ^{32}S при энергии 14.5 МэВ/А для получения нейтронно-избыточных изотопов. В то же время при больших энергиях (см.Рис.40d) эта разница существенна лишь для ядер с $Z \geq 12$.

Выходы различных изотопов в глубоконеупругих процессах, как уже говорилось, должны описываться энергетикой реакции Q_{gg} (см. §1.2.3. Реакции глубоконеупругих передач). В этом случае сечения образования отдельных изотопов определяются выражением /6/. На Рис.41 представлены

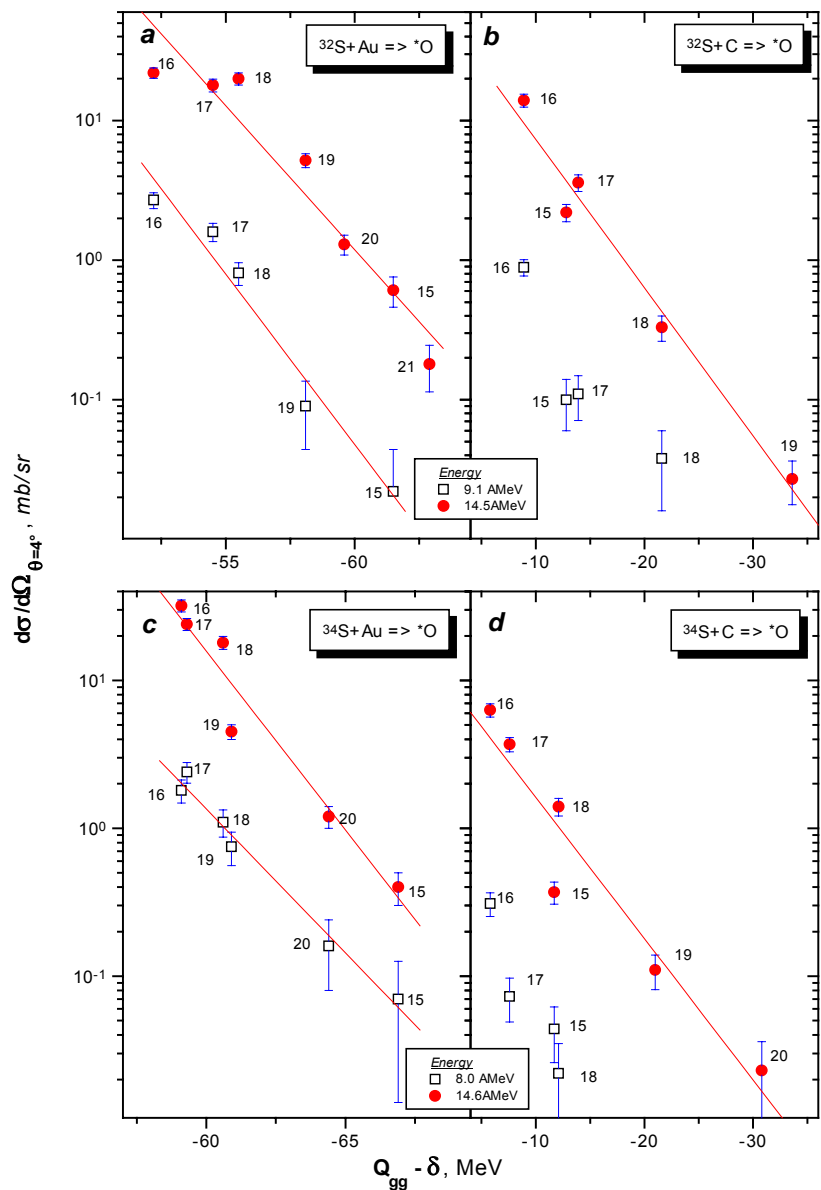


Рис.41. Экспериментальные дифференциальные сечения образования изотопов кислорода в зависимости от Q_{gg} для различных комбинаций “пучок-мишень” при разных энергиях налетающей частицы. Прямые есть результаты фитирования экспериментальных точек функцией $d\sigma/d\Omega = C_1 \exp\{C_2 \cdot (Q_{gg} - \delta)\}$.

экспериментальные дифференциальные сечения образования изотопов кислорода в зависимости от Q_{gg} для различных комбинаций “пучок-мишень” при разных энергиях налетающей частицы. Используя данную систематику, можно оценить выход различных ядер, удаленных от линии стабильности.

2.4. Энергетическая зависимость выходов изотопов кислорода

Полученные экспериментальные результаты представляют интерес как для изучения механизмов образования ядер, так и для оценки возможностей использования ядерных реакций с тяжелыми ионами различных энергий для получения интенсивных пучков радиоактивных ядер. В этом случае необходимо перейти от дифференциальных сечений образования изотопов к полным сечениям. При таком переходе необходимо учитывать угловые распределения продуктов ядерных реакций.

Угловые распределения продуктов реакций, полученных при низких энергиях $6 < E < 20$ МэВ/А были рассчитаны по динамической модели глубоконеупругих столкновений [73,75]. Данная модель учитывает как диссипацию кинетической энергии сталкивающихся ядер, так и флуктуацию движения ионов относительно классических траекторий, а также включает эффект деформации фрагментов в выходном канале. Результаты этих расчетов для образования ядер кислорода в реакции $^{32}\text{S}+\text{Au}$ представлены на Рис.42. Сплошные и пунктирные кривые относятся к продуктам глубоконеупругих столкновений с разными потерями кинетической энергии ионом ($\Delta E > 50$ МэВ и $\Delta E > E - V_C$). На рисунке приведены также экспериментальные точки для сечений, полученные в данном эксперименте, которые хорошо согласуются с расчетами для реакций с малыми потерями кинетической энергии. Переход от дифференциальных сечений к полным сечениям производился интегрированием по угловым распределениям, соответствующим малым потерям кинетической энергии.

В области промежуточных энергий максимум углового распределения продуктов реакций приходится на $\theta \approx 0^\circ$. Преобразования дифференциальных сечений к полным при этих энергиях были сделаны на основе

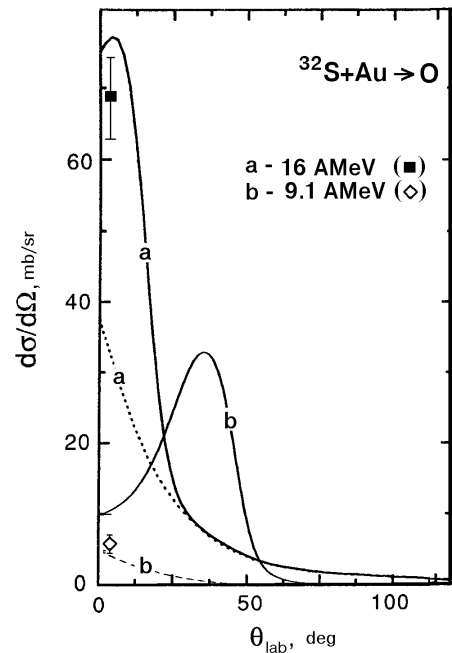


Рис.42. Угловые распределения ядер кислорода в реакции $^{32}\text{S}+\text{Au}$ для энергий 16 МэВ/А {a} и 9.1 МэВ/А {b}, рассчитанные по динамической модели глубоконеупругих столкновений [73]. Сплошные и пунктирные кривые относятся к продуктам глубоконеупругих столкновений с $\Delta E > 50$ МэВ и $\Delta E > E - V_C$ соответственно, где ΔE есть потери ионом кинетической энергии. Точками представлены экспериментальные значения, измеренные в данном эксперименте.

угловых распределений, рассчитанных методом, представленным в работе [54]. В лабораторной системе угловые распределения продуктов реакции для промежуточных энергий могут быть описаны на основе формулы /13/.

Полученные интегрированием по угловым распределением полные сечения образования некоторых изотопов в зависимости от энергии бомбардирующих ядер $^{32,34,36}\text{S}$ представлены на Рис.43. Из верхнего рисунка видно, что сечения непрерывно растут до энергии частицы 15÷20 МэВ/А. С увеличением энергии можно предположить, что сечения (^{15}O) выходят на плато или проходят через максимум (^{19}O , ^{21}O). На верхнем рисунке представлены расчетные зависимости сечения образования изотопов кислорода в зависимости от энергии бомбардирующей частицы. Расчеты первичных выходов ядер проводились в предположении бинарного механизма реакции с использованием микроскопической транспортной модели [74]. Вторичные (наблюдаемые) изотопные распределения были рассчитаны на основе статистической теории распада каждого возбужденного первичного ядра [76].

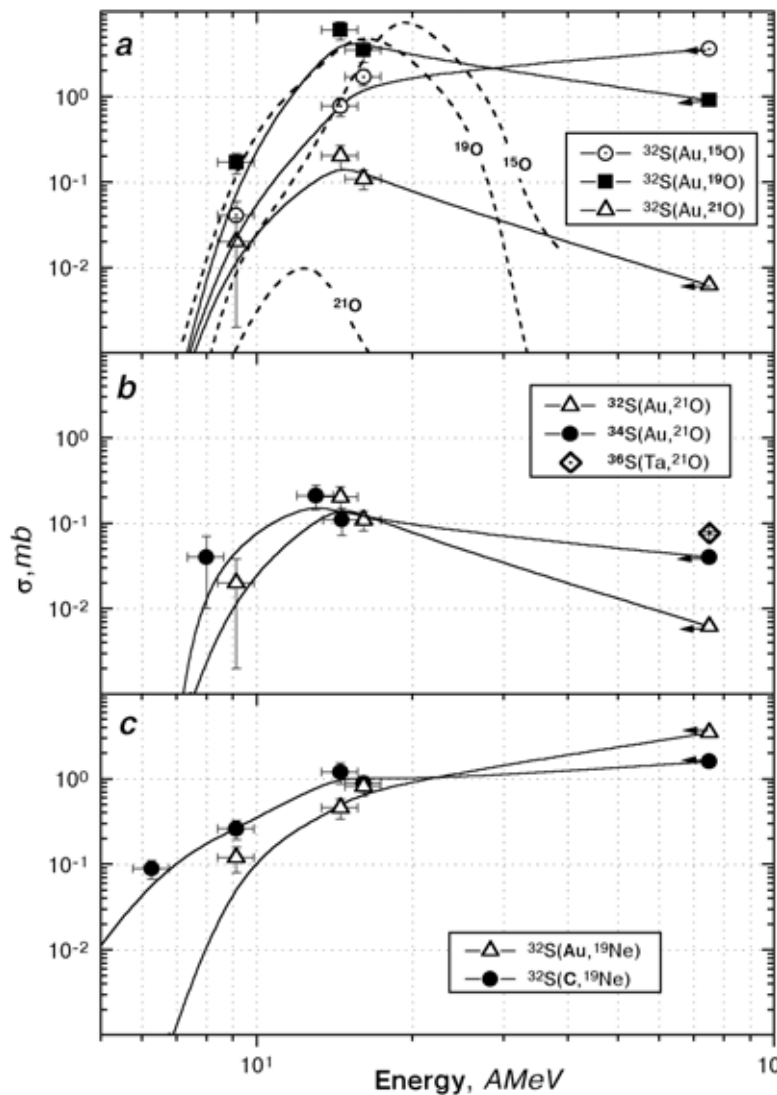


Рис.43. Полные сечения образования различных изотопов, как функция энергии бомбардирующей частицы. Представлены зависимости сечений от: {a} - нейтронного избытка образующихся изотопов кислорода для пучка ^{32}S на золотой мишени, {b} - нейтронного избытка пучка изотопа серы для образования изотопа ^{21}O на золотой мишени, включая экспериментальную точку 75МэВ/А для пучка ^{36}S , {c} - различных мишеней для пучка ^{32}S для изотопа ^{19}Ne .

Сечения для реакции фрагментации для пучков $^{32,34}\text{S}$ (75 МэВ/А) рассчитаны на основе модифицированной эмпирической параметризации [61] и отмечены стрелками. Сплошные линии на рисунках есть результаты сглаживания. Пунктирными линиями на рисунке {a} показаны расчетные сечения продуктов реакции передач, нормированных на ^{19}O (см. текст).

Из сравнения экспериментальных данных и расчетов видно, что вклад глубоконеупругих реакций передач в сечения образования как нейтроноизбыточных, так и нейтронодефицитных изотопов является определяющим в области низких энергий. Тогда как для промежуточных энергий основной вклад в сечения образования ядер вносят реакции фрагментации, хотя как видно из рисунка при этих энергиях еще заметен вклад реакции многонуклонных передач.

На основе экспериментальных данных, представленных на Рис.43, были рассчитаны выходы различных изотопов кислорода при полном поглощении бомбардирующей частицы в мишени в зависимости от её энергии. Число взаимодействий пучка ионов с мишенью определяется выражением:

$$\Delta N = \sigma N_{beam} \Delta N_{target} [\text{сек}^{-1}], \quad /38/$$

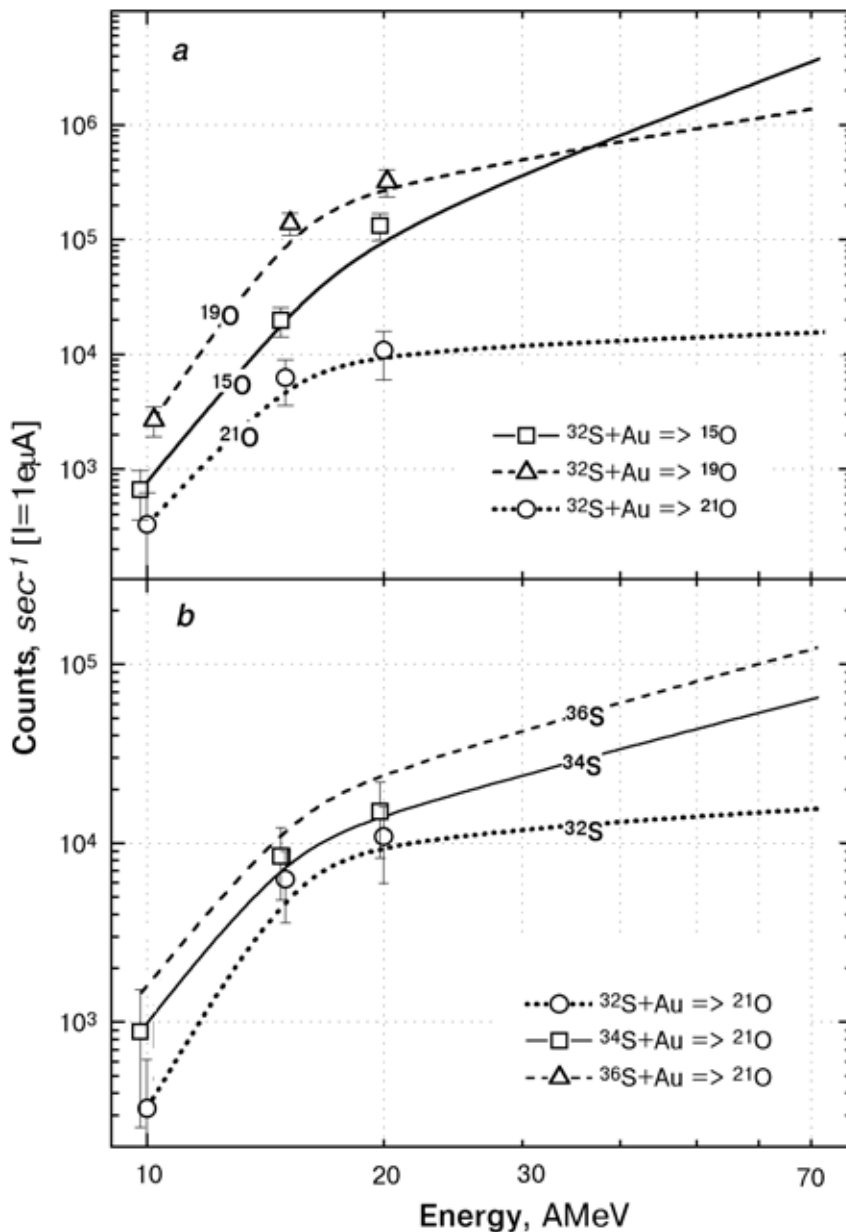


Рис.44. Выходы изотопов кислорода в реакциях с пучком серы на золотой мишени при токе 1 е10А от энергии ионов серы. На верхнем рисунке представлены выходы изотопов ¹⁵O, ¹⁹O и ²¹O на пучке ³²S, на нижнем рисунке соответственно выходы изотопа ²¹O на пучках ³²S, ³⁴S и ³⁶S. Кривые на рисунках есть результаты сглаживания.

где σ - сечение взаимодействия [см^2], N_{beam} - интенсивность пучка [сек^{-1}], ΔN_{target} - число ядер в мишени [см^{-2}]. N_{beam} и ΔN_{target} равны соответственно отношениям $I/(q_e Q_{beam})$ и $\Delta X/M_{target}$, где I - ток пучка [A], q_e - электрический заряд электрона [Кл], Q_{beam} - ионный заряд пучка в единицах заряда электрона, ΔX - толщина мишени в $\text{мг}/\text{см}^2$ и M_{target} - масса ядра мишени в мг. Полагая, что $\Delta X = (dE/dX)^{-1} \Delta E$, где dE/dX - энергетические потери ионов пучка в мишени [$\text{МэВ}/\text{мг}/\text{см}^2$], выход продуктов реакций при полном поглощении в мишени пучка с начальной энергией E_0 можно представить в виде:

$$N(E_0) = \frac{N_{beam}}{M_{target}} \int_{V_C}^{E_0} \sigma(E) \left(\frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE \quad [\text{сек}^{-1}], \quad /39/$$

где V_C - кулоновский барьер. На Рис.44 представлены рассчитанные таким образом выходы изотопов кислорода в реакциях с ионами серы на золотой мишени при токе 1 $\mu\text{А}$ в зависимости от энергии бомбардирующей частицы. На верхнем рисунке представлены выходы изотопов ^{15}O , ^{19}O и ^{21}O на пучке ^{32}S , на нижнем рисунке соответственно выходы изотопа ^{21}O на пучках ^{32}S , ^{34}S и ^{36}S . Из рисунка следует, что увеличение энергии приводит к резкому росту выходов нейтронодефицитных ядер (^{15}O), тогда как увеличение выходов нейтроноизбыточных ядер (^{21}O) незначительно (см. верхний рисунок). При энергиях до 20 МэВ/А разница между выходами изотопа ^{21}O на разных пучках серы незначительна, что видно из нижнего рисунка. При переходе к энергии 75 МэВ/А эта разница увеличивается и составляет уже порядок для пучков ^{32}S и ^{36}S .

Учитывая, что интенсивность пучка $^{32}\text{S}(20 \text{ МэВ}/\text{А})$ на У-400 в ОИЯИ превышает на порядок интенсивность $^{36}\text{S}(75 \text{ МэВ}/\text{А})$ в ГАНИЛ, можно ожидать сравнимые выходы нейтроноизбыточных изотопов удаленных на несколько массовых единиц от стабильных ядер для пучков, полностью остановившихся в мишени. Однако для получения сильно нейтроноизбыточных ядер в области $12 \leq Z \leq 15$ использование пучка ^{36}S при промежуточных энергиях является предпочтительнее (см. Рис.40d).

На основе аналитических выкладок в главе §1.3 и анализа закономерностей выходов продуктов реакций на пучках изотопов серы в данной главе можно сделать следующие выводы:

- для синтеза нейтроноизбыточных изотопов в области оболочки $N=20$ предпочтителен пучок нейтроноизбыточных изотопов серы, а именно изотопов ^{36}S ;
- энергия первичного пучка наиболее оптимальная в диапазоне 30-70 МэВ на нуклон для получения нейтроноизбыточных изотопов с использованием фрагмент-сепаратора исходя

из сечений образования нейтроноизбыточных изотопов кислорода, полученных в данной главе

и из анализа выхода вторичных продуктов в зависимости от энергии в

первой главе;

- в случае использования первичного пучка с энергией близкой к энергии Ферми (20-40 МэВ на нуклон) для получения нейтроноизбыточных ядер предпочтительно использовать более тяжёлые мишени, что вызвано смещением центров тяжести изотопных сечений в нейтроноизбыточную область по сравнению с лёгкими мишенями.

ГЛАВА 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ДВАЖДЫ МАГИЧЕСКОГО ЯДРА ^{28}O В РЕАКЦИЯХ КВАЗИФРАГМЕНТАЦИИ ПУЧКА ^{36}S ПРИ ЭНЕРГИИ 78 МэВ/А

Эксперимент, целью которого являлись исследования стабильности нейтроноизбыточных ядер в области оболочки $N=20$ и свойств β -распада ядер в этом регионе, был проведен в Национальной лаборатории ГАНИЛ (Кан, Франция) с использованием спектрометра LISE (см. Приложение П.1.). Попытка синтезировать ^{28}O была предпринята, используя фрагментацию пучка ионов ^{36}S (78.1 МэВ/А) со средней интенсивностью 800 еА [70]. Применение пучка ^{36}S позволяет значительно увеличить выход нейтроноизбыточных изотопов в области $N=20$ относительно предыдущих экспериментов [62,65]. Другим преимуществом являлось повышение магнитной жесткости (до 4.3 Тм) после модификации первого диполя спектрометра LISE. Как результат, выход нейтроноизбыточных изотопов в области ^{29}F был увеличен по сравнению с пучком ^{48}Ca [62] в 30 раз. В таблице 6 приведены сравнения различных экспериментов, направленных на исследование стабильности нейтроноизбыточных изотопов, откуда следует значительное преимущество использования пучка ионов ^{36}S для получения дважды магического ядра ^{28}O . Расчеты сечений продуктов реакций и их

Таблица 6. Ожидаемые выходы изотопа ^{28}O в различных экспериментах; основные параметры экспериментов.

Пучок	^{36}S	^{48}Ca	^{48}Ca	^{40}Ar
Установка	LISE Кан Франция	LISE Кан Франция	LISE Кан Франция	A1200 Мичиган, США
Год эксперимента	95 [70]	95 расчет	88 [62]	94 [65]
Интенсивность пучка [еА]	1000	200	200	50
Энергия [МэВ/А]	78.1	64	44	92
Мишень	Ta	Ta	Ta	Be
Толщина мишени [мг/см ²]	1070	600	173	190
Магнитная жесткость (Вр) [Тм]	3.3	3.3	3.1	4.76
Кэф. трансм. по импульсу [%]	13.0	16.6	35.1	29.1
Кэф. угловой трансмиссии [%]	13.4	9.1	7.8	15.6
Коэффициент трансмиссии [%]	1.7	1.5	2.7	4.5
Сечение образования фрагмента [мб]	1.4×10^{-8}	1.4×10^{-8}	1.4×10^{-8}	1.9×10^{-9}
Ожидаемый выход фрагмента [частиц/день]	30	2.2	1.2	0.2

трансмиссий были сделаны с помощью программы “LISE”.

Предварительно был проведен ряд экспериментов на пучке ^{36}S с целью получения следующей информации:

- сечения образования ядер вблизи ^{28}O на различных мишенях;
- выбор оптимальной мишени;
- определение оптимальной толщины мишени;
- выбор поглотителя в промежуточной дисперсивной плоскости спектрометра и определения его оптимальной толщины;
- наиболее вероятная скорость фрагментов;
- ширина импульсных распределений;
- определение наиболее оптимальной настройки спектрометра (магнитная жесткость, размеры щелей и т.д.) на основе анализа вышеприведенных пунктов.

Все это было направлено для того, чтобы получить в дальнейшем максимально возможный выход ядра ^{28}O при наименьшем “фоне” остальных продуктов реакции, и как следствие уменьшить “мертвое” время при наборе экспериментальной информации и иметь возможность впервые изучить свойства при β -распаде супернейтроноизбыточных ядер:

- период полураспада - $T_{1/2}$,
- вероятность нейтронной эмиссии P_n ,
- γ -линии дочерних ядер связанных с β -распадом.

Измерения импульсного распределения всех фрагментов в области $N=20$ и оптимизация мишеней (Be, C, Ni, Ta) были проведены для определения наилучшей настройки спектрометра LISE для получения ^{28}O . Было показано, что танталовая мишень дает наибольший выход нейтроноизбыточных ядер, что находится в согласии с результатами предыдущих экспериментов [62,65] и с выводами второй главы.

3.1. Экспериментальная методика

3.1.1. Детектирующая система

На Рис.45 показана схема детектирующей системы основного эксперимента. Расположенный в D3 телескоп был использован для анализа продуктов реакции после первого диполя. Окончательный анализ был проведен телескопом из пяти полупроводниковых детекторов, который был установлен в вакуумной камере в первой ахроматической фокальной точке (D4) спектрометра LISE и состоял из трех планарных поверхностно-барьерных кремниевых детекторов толщиной 300 мкм, 300 мкм, 500 мкм и двух толстых 5 мм Si(Li) детекторов. Для уменьшения загрузки в кремниевом телескопе в промежуточной дисперсивной плоскости спектрометра к был установлен листовидный поглотитель из бериллия толщиной

1047 мкм. Время пролета фрагментов измерялось относительно сигнала высокой частоты второго циклотрона.

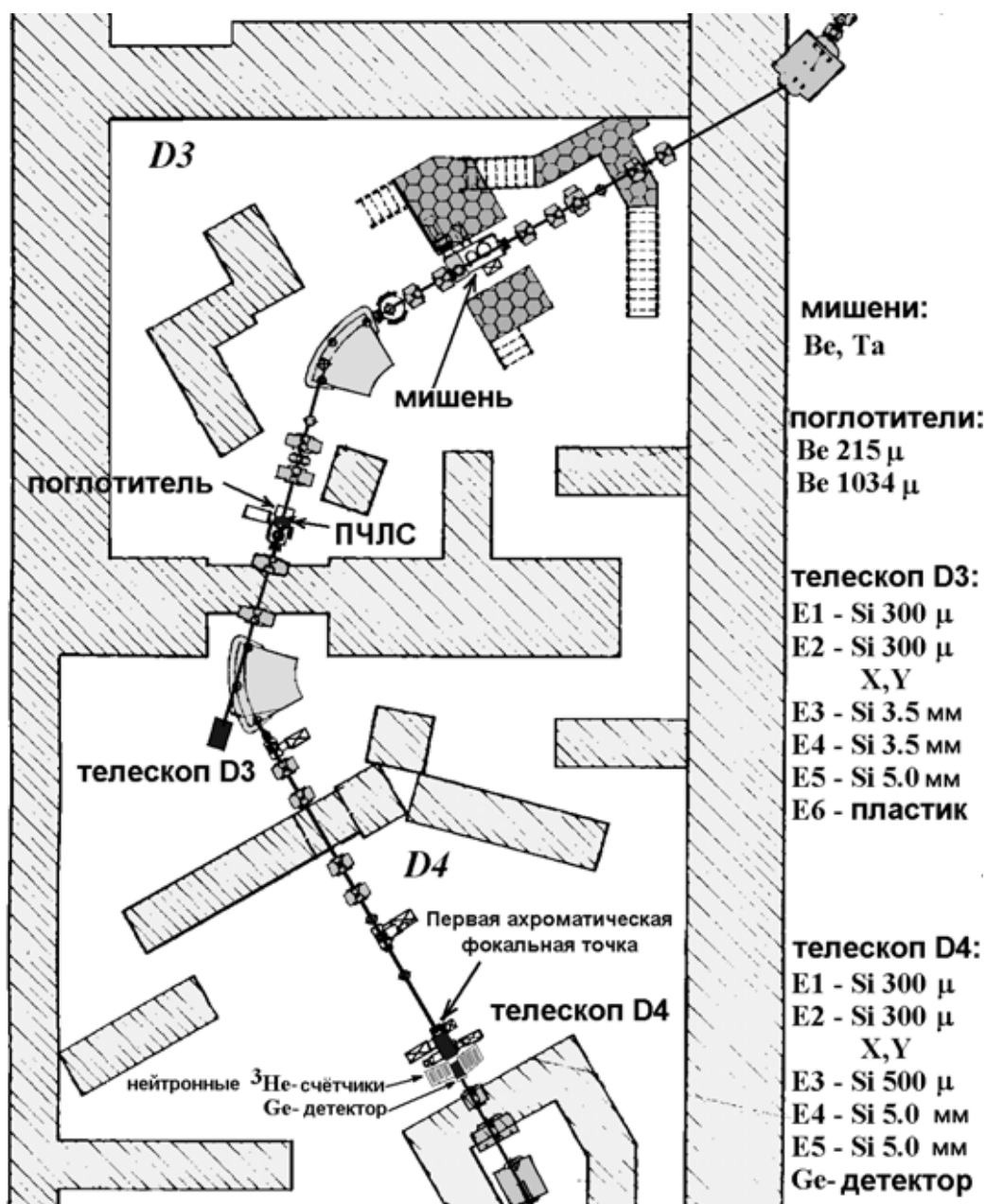


Рис.45. Схема детектирующей системы эксперимента.

Позиционно-чувствительный (X,Y) Si-детектор был расположен в телескопе для пространственного анализа вторичного пучка. Толщина телескопа была выбрана так, чтобы остановить фрагменты в районе кислорода и неона в первом 5 мм толстом Si(Li) детекторе. При приходе частицы в каждом из толстых Si(Li)-детекторов формировалось два сигнала: один для измерения остаточной энергии, а другой для определения характеристик β -распада имплантированного иона. Имплантационные детекторы были окружены ^3He нейтронными счетчиками [77] и 70% HPGe детекторами для измерения β - n и β - γ совпадений при β -распаде и поиска микросекундных изомерных состояний*.

* Более подробно методика исследования свойств β -распада будет приведена в следующей главе.

Спектрометр был настроен таким образом, чтобы ^{28}O фокусировался в центре Si-телескопа. Для этой цели позиционно-чувствительный детектор был установлен перед телескопом. Экспериментальные горизонтальные распределения продуктов реакции представлены на Рис.46. Из рисунка видно, что горизонтальная проекция этого спектра находится в хорошем согласии с моделированием программой LISE горизонтального распределения фрагментов в фокальной точке, приведенным на Рис.47.

Рис.46. Горизонтальные распределения продуктов реакции в финальной фокальной точке. X - горизонтальная координата позиционно-чувствительного детектора.

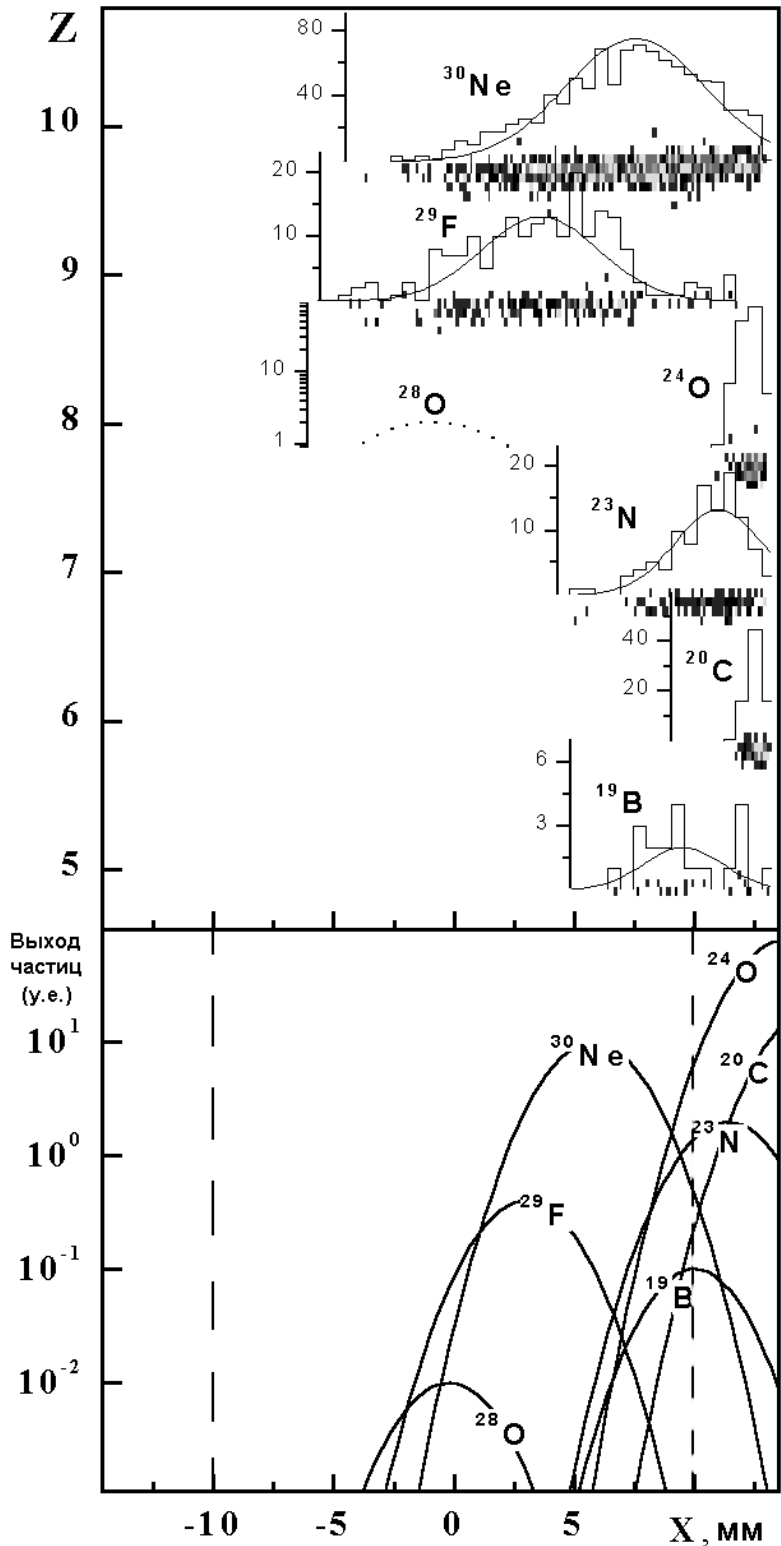


Рис.47. Компьютерное моделирование горизонтального распределения изотопов в фокальной точке. Вертикальные штриховые линии показывают положение щелей.

3.1.2. Идентификация продуктов реакции

Идентификация продуктов реакции была проведена стандартным методом измерений время пролета, потерь энергии и полной кинетической энергии на основе наблюдения зарядовых состояний первичного пучка и характерных линий γ -распадов известных изомеров ^{16}N ($T_{1/2}=5.25$ мкс, $E_\gamma=120$ КэВ) и ^{26}Na ($T_{1/2}=9.2$ мкс, $E_\gamma=82.5$ КэВ).

Первые детекторы позволяли независимо производить Z -идентификацию. Атомный номер определяется из комбинации потерь энергии (ΔE) и измерений времени пролета (TOF) согласно формуле Бета:

$$Z \approx \sqrt{\Delta E / \left(\frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{5930}{1/\beta^2 - 1} \right) - 1 \right)}. \quad /40/$$

TKE вычисляется как сумма потерь в каждом кремниевом детекторе.

Массы фрагментов были получены как из полной кинетической энергии и времени пролета, так и из магнитной жесткости и времени пролета. После вычислений TKE и скорости можно извлечь массу A каждого продукта реакции в атомных единицах массы из релятивистской формулы:

$$A = 931.5 \times TKE \times (\gamma - 1). \quad /41/$$

Зарядовое состояние продуктов реакции Q вычислялось из уравнения, используя вычисленное значение массы иона:

$$Q = 3.33 \times 10^{-3} \frac{TKE \times \beta \gamma}{B\rho(\gamma - 1)}. \quad /42/$$

Хотелось бы отметить, что существуют способы улучшить разрешения по массе, для чего можно применить целые значения Q в случае хорошего разрешения по Q , или применять целые значения для вычисляемой величины линии $A-2Q$, что легко

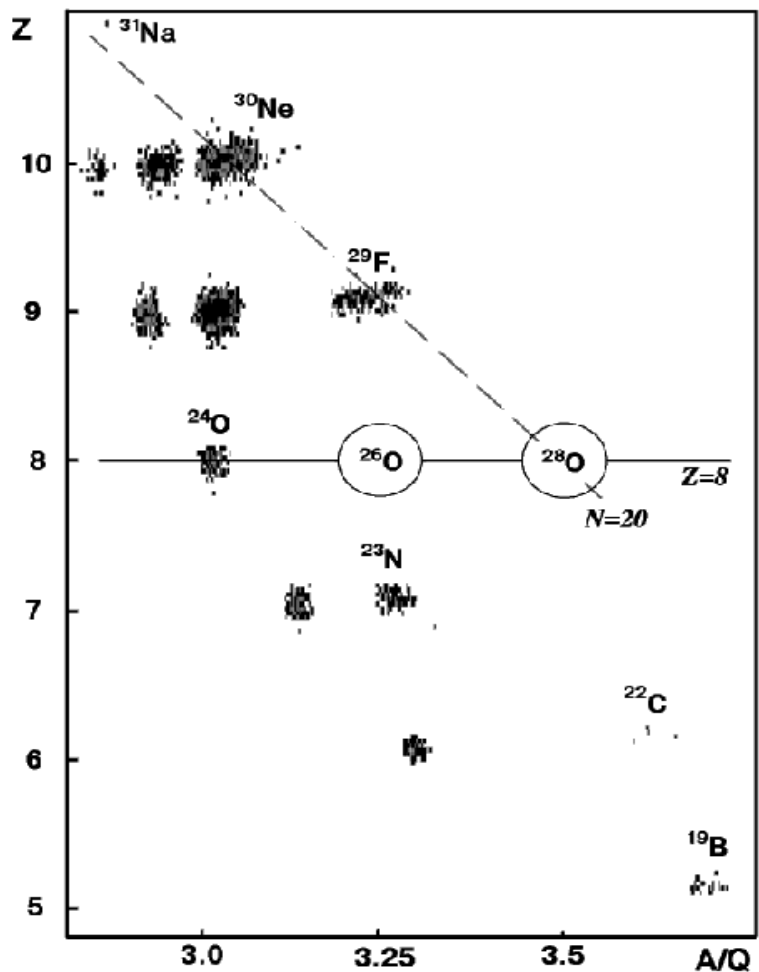


Рис.48. Идентификационная матрица ($A/Q, Z$). Штриховая линия показывает ядра с $N=20$, сплошная линия изотопы кислорода ($Z=8$).

осуществимо программными методами.

3.2. Исследование стабильности ^{28}O

На Рис.48 представлена матрица $(A/Q, Z)$, как результат 53-часового измерения для настройки спектрометра на поиск ^{28}O . Отчетливо виден самый тяжелый изотоп фтора ^{29}F ; всего было зарегистрировано 519 событий данного нуклида. Не было зарегистрировано ни одного события соответствующего изотопам кислорода ^{26}O и ^{28}O .

Экспериментально измеренные выходы и сечения образования экзотических ядер с $N=20$ представлены на Рис.49 и Рис.50 соответственно. Приведенные выходы ядер были получены при оптимальных настройках магнитной жесткости спектрометра на данные фрагменты. В соответствии с оценками на основе модифицированной параметризации EPAX* [61] (сплошная линия) ожидалось около 14 событий, соответствующих ^{28}O . Вертикальная стрелка показывает выход для наблюдения одного события. Результаты исследований **данным методом** указывают на нестабильность изотопа ^{28}O , также как и для ^{26}O . Верхние пределы сечения образования изотопов кислорода, извлеченных из данных, равны 0.7 пбн для ^{26}O и 0.2 пбн для ^{28}O соответственно.

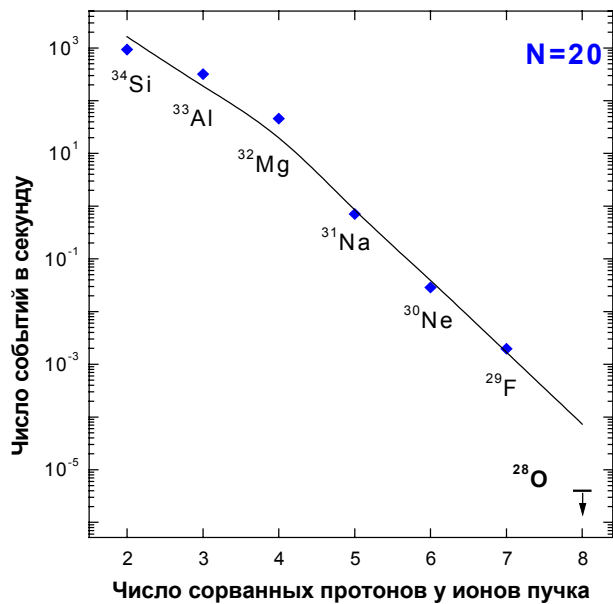


Рис.49. Выходы легких экзотических ядер с $N=20$ как функция переданных протонов в реакции фрагментации пучка ионов $^{36}\text{S}(78\text{ МэВ}/A)$. Вертикальная стрелка показывает выход для наблюдения одного события.

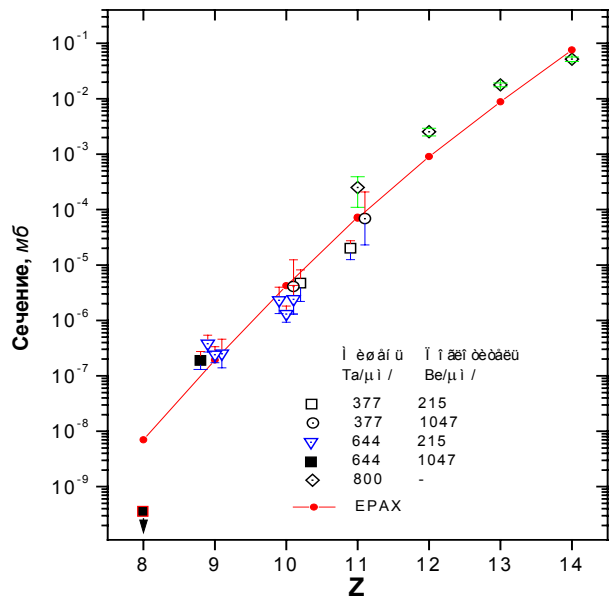


Рис.50. Измеренные сечения образования ядер с $N=20$ в реакции $^{36}\text{S}(78\text{ МэВ}/A)+\text{Ta}$ в различных комбинациях “мишень-поглотитель”. Вертикальная стрелка показывает выход для наблюдения одного события.

* См. Приложение П.2.

3.3. Сечения образования ядер в квазифрагментации ^{36}S

Измерение сечений образования ядер в реакциях фрагментации дает важную информацию как с точки зрения исследования механизма реакций, так и усовершенствования параметризаций для последующих оценок выходов продуктов. Однако, интерес как таковой в этих случаях представляют полные сечения образования ядер: масс-сепаратор же вырезает только часть из импульсного и углового распределений исходя из акцептансов $p \pm \Delta p$ и $\Delta\Omega$ соответственно. Другими словами, из одной настройки спектрометра можно извлечь дифференциальное сечение $d^2\sigma(E,\Omega)/(dE d\Omega)$. Для того чтобы получить полное сечение выхода данного иона $\sigma(A,Z,Q)$, необходимо исследовать его импульсное и угловое распределения. Импульсное распределение фрагмента можно восстановить, измеряя его выходы при различных значениях магнитной жесткости $B\rho^*$. Из данного распределения далее извлекаются важные параметры с точки зрения механизма реакции как ширина распределения и наиболее вероятная скорость фрагмента. Анализируя данные параметры, можно сделать вывод о вкладах различных реакций.

Все спектры выходов продуктов реакции при различных значениях магнитной жесткости были проанализированы программой автоматизированного поиска двухмерным пиков "Vi", описание которой подробно дается в Приложении П.4. На основе этих выходов с учетом трансмиссии, рассчитанной программой "LISE", были извлечены импульсные распределения фрагментов и сечения их образования, которые для

Таблица 7. Сечения образования ядер в реакции ^{36}S (75 МэВ/А) + Ве.

N / Z	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
5		6.1E-1									
6	1.1E+0	1.7E+0	7.6E-1								
7	8.3E-2	5.5E-1	1.0E+0	3.3E-1							
8	2.1E-2	2.2E-1	8.5E-1	1.1E+0	5.1E-1						
9		1.1E-2	1.4E-1	2.6E-1	4.5E-1	3.4E-1					
10	6.0E-5	3.0E-3	4.8E-2	2.2E-1	4.9E-1	3.4E+0					
11			4.2E-3	4.9E-2	1.8E-1	4.6E-1	9.7E+0				
12		1.1E-4	9.6E-4	1.5E-2	7.7E-2	3.2E-1	1.9E+0				
13			1.1E-5	1.3E-3	1.2E-2	8.6E-2	2.7E-1	1.7E+0			
14				1.7E-4	2.0E-3	2.5E-2	1.3E-1	6.6E-1			
15				7.9E-6	5.6E-5	2.4E-3	1.8E-2	1.6E-1	3.3E+0		
16					8.2E-6	2.4E-4	4.3E-3	7.2E-2	5.4E-1		
17						2.5E-5	1.9E-4	6.8E-3	7.7E-2	1.2E+1	
18						4.6E-6	8.5E-5	1.9E-3	2.3E-2	9.4E-1	
19								1.4E-4	1.9E-3	4.6E-2	
20							2.0E-6	3.1E-5	5.4E-4	1.4E-2	9.4E-1
21								1.4E-6	8.3E-6	5.6E-5	
22										3.5E-6	
23										4.7E-7	

* Так называемое, «сканирование» по магнитной жесткости (прим. автора)

Таблица 8. Сечения образования ядер в реакции ^{36}S (75 МэВ/А) + Та.

N / Z	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
5	6.0E+0	4.2E+0										
6	1.0E+1	1.5E+1	6.5E+0									
7	7.2E-1	4.5E+0	8.9E+0	2.6E+0								
8	3.2E-1	1.6E+0	6.4E+0	8.1E+0	2.7E+0							
9		1.1E-1	9.6E-1	1.9E+0	2.6E+0	1.2E+0						
10	2.9E-3	5.7E-2	3.4E-1	1.6E+0	3.1E+0	2.7E+0	3.1E+1					
11			3.4E-2	3.4E-1	1.1E+0	2.4E+0	4.9E+0					
12		1.1E-3	1.4E-2	1.1E-1	5.0E-1	1.7E+0	3.5E+0	4.2E+1				
13			6.6E-4	1.1E-2	7.7E-2	4.8E-1	1.2E+0	3.1E+0				
14				1.7E-3	1.6E-2	1.6E-1	6.0E-1	1.7E+0	1.4E+1			
15				1.4E-4	3.5E-3	1.8E-2	1.1E-1	5.7E-1	1.8E+0			
16					9.5E-5	2.5E-3	2.9E-2	2.3E-1	8.7E-1	1.3E+1		
17						2.0E-4	1.7E-3	4.0E-2	1.7E-1	9.5E-1		
18						6.6E-5	9.1E-4	1.2E-2	7.0E-2	4.7E-1		
19								1.8E-3	8.0E-3	7.1E-2	4.2E-1	
20							2.0E-7	3.0E-6	1.2E-4	2.5E-3	1.8E-2	5.2E-2
21										4.5E-4	3.5E-4	
22									2.0E-5	4.3E-5		

бериллиевой мишени приводятся в таблице 7 и соответственно для танталовой в таблице 8. Для того чтобы избежать дополнительных неопределенностей, при вычислении сечений были использованы данные без использования поглотителя в промежуточной дисперсионной плоскости спектрометра (за исключением для ^{29}F и ^{30}Ne на танталовой мишени).

3.3.1. Систематика сечений

Полученные сечения были сравнены с результатами параметризации ЕРАХ для вычисления сечений продуктов реакции фрагментации. Было отмечено, что для супернейтроноизбыточных ядер экспериментальные сечения лежат на порядок ниже расчетных, а форма экспериментальных сечений имеет отличный от оригинальной параметризации вид и более близка к экспоненте. Тот же самый эффект наблюдался в работе [65], где для описания экспериментальных данных также была использована параметризация ЕРАХ, но для супернейтроноизбыточных было использовано экспоненциальное фитирование. В случае экспериментов с ^{36}S был выбран другой путь: была предпринята попытка добиться наилучшего согласия с экспериментальными данными изменением коэффициентов параметризации. Результаты параметризации сечений с новыми коэффициентами и сравнение с оригинальной параметризацией представлены на Рис.51.

В работе [78] была предпринята попытка описать сечения образования продуктов, полученных в реакции $^{36}\text{S}(78\text{ МэВ/А})+\text{С}$ экспоненциальной зависимостью от следующего параметра $X = N - (N_{beam} / Z_{beam}) \cdot Z$, где N и N_{beam} - количество нейтронов продукта

реакции и ядра пучка, а Z и Z_{beam} - количество протонов соответственно. Величина X показывает “экзотичность” ядра относительно пучка. Согласно первому приближению в данном случае считается, что максимальный выход имеют изотопы, имеющие такое же отношение нейтронов к протонам, как и пучок (другими словами рассматривается только эффект “памяти” ядер пучка). Экспериментальные сечения продуктов реакции, полученных в этом эксперименте, и результаты их фитирования представлены на Рис.52. Данный эксперимент, выполненный на спектрометре потерь энергии SPEG (GANIL), был посвящен исследованию сечений образования радиоактивных ядер вблизи линии стабильности. Толщина углеродной мишени (801 мг/см^2) была выбрана таким образом, чтобы энергия пучка после мишени была близкой к нулю (пробег ядер ^{36}S с энергией 78 МэВ/А равен 804.4 мг/см^2). Продукты

реакции, вылетевшие из мишени, останавливались в поглотителе, который был окружен германиевыми детекторами. С помощью этих детекторов измерялось γ -излучение, связанное с распадами имплантированных в поглотитель продуктов реакции $^{36}\text{S}+\text{C}$. После с учетом эффективности были сделаны оценки сечений. Отсутствие дополнительной неопределенности, связанной с расчетом трансмиссии продуктов через спектрометр (100% - импульсные и угловые акцептансы), является важным преимуществом данного метода. Необходимо отметить ряд недостатков, присущих данному эксперименту:

- Невозможно измерить сечение образования стабильных ядер;
- Невозможно измерить сечение образования экзотических ядер, для которых неизвестны связанные с распадом γ -переходы в дочерних ядрах;
- Низкая эффективность регистрации γ -излучения с использованием прецизионных

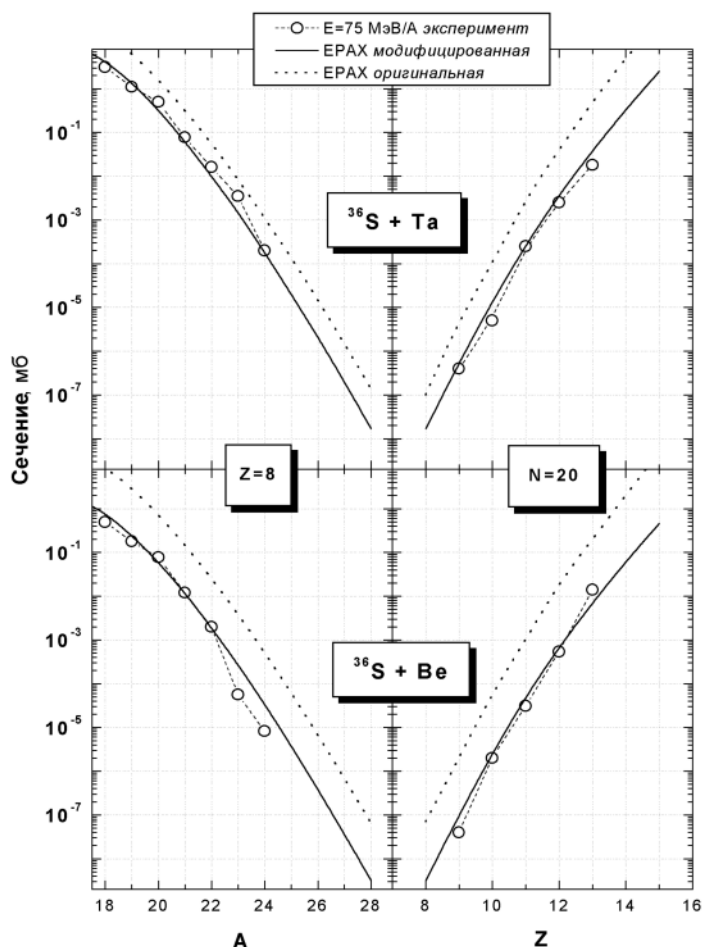


Рис.51. Экспериментальные сечения образования изотопов кислорода (на левых рисунках) и изотопов с $N=20$ (на правых рисунках), полученных в реакции фрагментации пучка ^{36}S (75 МэВ/А) [70] на двух мишенях: ^{181}Ta (верхние рисунки) и ^9Be (нижние рисунки). Сплошной линией показаны расчетные сечения на основе параметризации, модифицированной для описания результатов данного эксперимента; пунктирной линией вычисления на основе оригинальной параметризации [61].

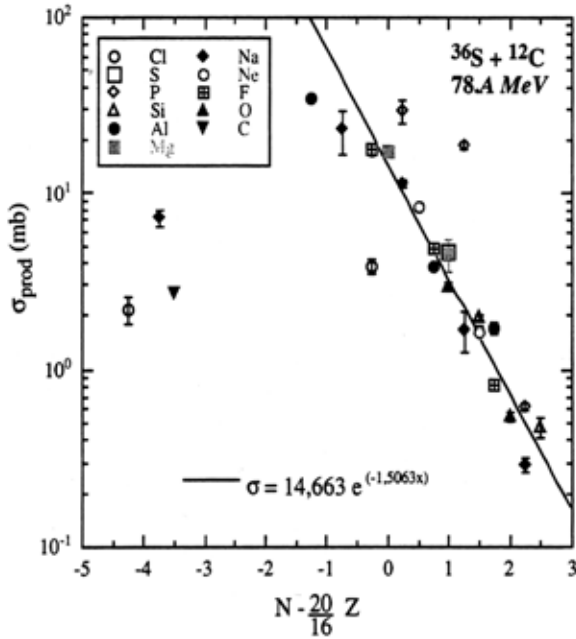


Рис.52. Экспериментальные сечения образования ядер в реакции фрагментации пучка ^{36}S (78 МэВ/А)+С в зависимости от величины $N - 20/16 \cdot Z$. Сплошной линией показан экспоненциальный фит [78].

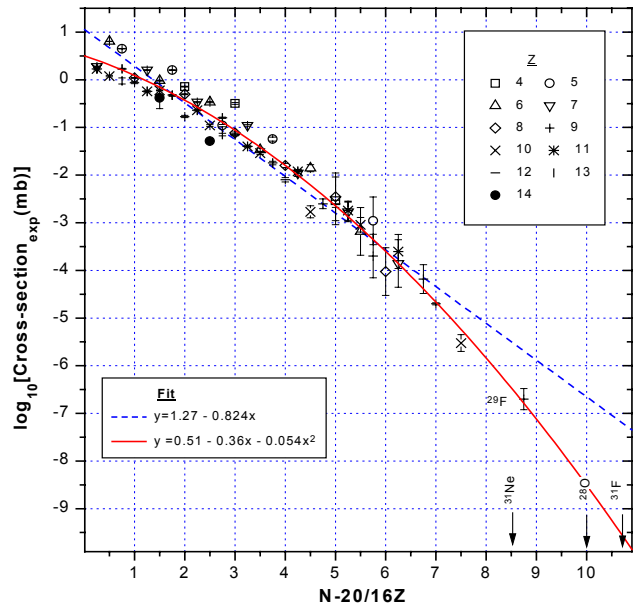


Рис.53. Экспериментальные сечения образования ядер с $Z=4 \div 14$ в реакциях фрагментации пучка ^{36}S (75 МэВ/А)+Та [70] в зависимости от величины $N - 20/16 \cdot Z$. Сплошной и пунктирной линиями показаны фиты экспериментальных данных с полиномами второй и первой степени соответственно. Стрелками указаны значения $N - 20/16 \cdot Z$ для супернейтроноизбыточных ядер ^{31}Ne , ^{28}O и ^{31}F .

германиевых детекторов, что делает проблематичным измерение выходов экзотических ядер;

- Измеряется усредненное сечение образования ядер в диапазоне энергий:

$$\bar{\sigma}(E_1, E_2) = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \left(\frac{dE}{dX}\right)^{-1} dE}{\int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{dE}{dX}\right)^{-1} dE}, \quad /43/$$

или в случае полной остановки пучка в мишени:

$$\bar{\sigma}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{R(E_0)} \left(\frac{dE}{dX}\right)^{-1} dE, \quad /44/$$

где $R(E_0)$ – пробег частицы с энергией E_0 в мишени. Необходимо отметить, что определение усредненных сечений образований продуктов **справедливо только для ядер близких к линии стабильности**, так как сечения образования этих ядер изменяются незначительно в диапазоне энергий 20÷80 МэВ/А (см.Рис.43). Удельные энергетические потери при меньших энергиях велики, и как следствие получаемое усредненное сечение для ядер близких к линии стабильности есть сечение фрагментации. Так из Рис.43 следует, что при энергиях пучка ионов ^{32}S 70 и 15 МэВ/А

отношение сечений для изотопов кислорода ^{15}O , ^{19}O и ^{21}O равны соответственно ~ 3 , $1/5$ и $1/20$. Другими словами, данный метод занижает сечения образования нейтронодефицитных ядер и завышает сечения нейтроноизбыточных ядер. По аналогии результаты эксперимента $^{36}\text{S}(78\text{ МэВ/А})+\text{Ta}$ [70], проведенного с использованием спектрометра "LISE", были представлены в зависимости от величины X (см.Рис.53). Из рисунка видно, что экспоненциальное фитирование плохо описывает нейтроноизбыточные ядра, в отличие от фита с полиномом второго порядка. Преобразование с полиномами первого порядка формы зависимости сечения от величины X , представленного на Рис.52, приводит к выражению $\sigma=2.9\cdot\exp(-1.9\cdot X)$. Различия в коэффициентах экспоненциальных фитирований, представленных на Рис.52 и Рис.53, объясняются в первую очередь как раз этим недостатком метода измерения сечения взаимодействия при полном поглощении пучка в мишени. Поскольку фитирование проводилось для нейтроноизбыточной части, экспонента оказалась выше и более пологой.

Однако остается вопрос о возможности применения экспоненциальной систематики в зависимости от величины X . На Рис.54 представлены расчетные сечения образования ядер на основе модифицированной параметризации в реакциях фрагментации пучка $^{36}\text{S}(78\text{ МэВ/А})+\text{Ta}$, где сплошной и пунктирной линиями показаны результаты такого же фитирования как и на Рис.53. Из данного рисунка можно сделать следующие выводы:

- нейтроноизбыточные ядра плохо описываются общей экспоненциальной зависимостью и особенно фрагменты близкие по Z к пучку;
- все нейтроноизбыточные изотопы одного ядра можно описать только параболической экспонентой: линейный экспоненциальный фит можно использовать только на коротком отрезке (например, при наличии двух точек экстраполировать третью).
- в эксперименте на основе данной зависимости реально сделать быструю оценку сечения экзотического ядра, используя ближайшие точки.

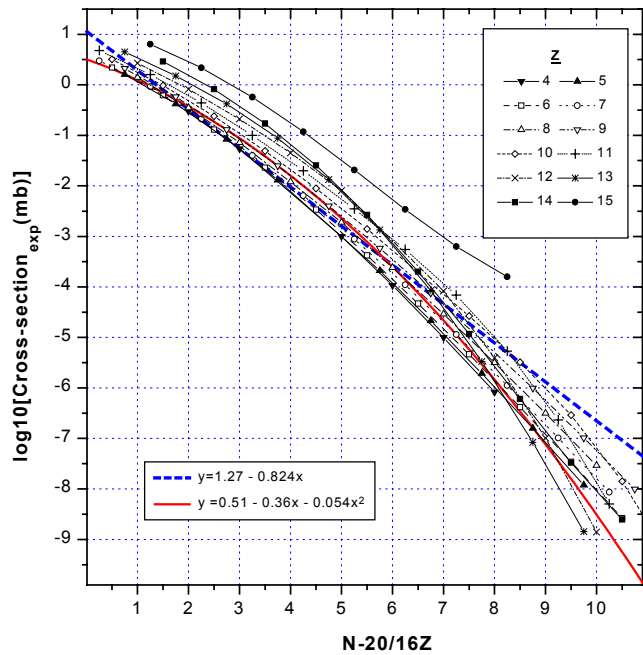


Рис.54. Расчетные сечения образования ядер на основе модифицированной параметризации в реакциях фрагментации пучка $^{36}\text{S}(75\text{ МэВ/А})+\text{Ta}$. Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты фитирования как и на Рис.53.

Таким образом, настоящий эксперимент дает первое доказательство ядерной нестабильности ^{28}O . Вывод о несвязанности ядра ^{28}O также следует из заложенной модели в расчетах по оболочечной модели, выполненных Ф.Новацким [70] для описания характеристик распада ядер вблизи оболочки $N=20$ в данном эксперименте. Данные вычисления предполагают, что регион инверсии, где fp -оболочка вмешивается в конфигурации для основных состояний, начинается с $Z=10$ и $N=19$. Следовательно, изотопы кислорода могут быть описаны «чистыми» sd -конфигурациями, что находится в согласии с предыдущими вычислениями (обзор которых дан, например, в работе [79]), предсказывающими нестабильность ^{28}O .

ГЛАВА 4.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК β -РАСПАДА НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ ОБОЛОЧКИ $N=20$ И ПОИСК НОВЫХ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИЯХ КВАЗИФРАГМЕНТАЦИИ ПУЧКА ^{36}S

4.1. Экспериментальная методика исследования свойств β -распадов

4.1.1. Метод регистрации миллисекундных β -распадов и определение их периодов полураспада

Как уже отмечалось в третьей главе от каждого из толстых Si(Li)-детекторов телескопа формировались два сигнала: один для измерения остаточной энергии тяжелых ионов, а другой для определения характеристик β -распада имплантированного иона. Запуск системы набора данных в эксперименте осуществлялся двумя способами: сигналом от прихода интересующих нас продуктов реакции в первом из трех планарных поверхностно-барьерных кремниевых детекторов толщиной 300 мкм, и β -частицами - одним из сформированных сигналов от первого толстого Si(Li)-детектора, в котором останавливались представлявшие интерес нейтроноизбыточные изотопы элементов с атомным номером $Z=8\div 12$. Каждое записанное событие включало в себя время (разрешение=0.1 мсек). При анализе данных принималось, что ядром-распадчиком является предыдущий зарегистрированный продукт реакции, и время распада есть разность между временем регистрации β -частицы и временем прихода предыдущего зарегистрированного тяжелого иона. Данное предположение может выполняться только в тех случаях, когда периоды полураспада исследуемых ядер в несколько раз меньше среднего интервала между регистрируемыми продуктами реакций исходя из загрузки детектирующей системы.

Для осуществления однозначной привязки “тяжелый ион - β -частица”, то есть для избежания случаев, когда между регистрациями тяжелого иона и его распада вклинивается другое событие, необходимо решать вопрос интенсивностей полезных событий и фона. Для нейтроноизбыточных ядер в области $N=20$ периоды полураспада ядер составляют десятки миллисекунд, из чего следует, что, по крайней мере, интервал между регистрацией таких ядер должен быть более ста миллисекунд (10 событий в секунду). В данном эксперименте было использовано независимо несколько способов для разных случаев, которые приводятся ниже:

1. **Толстый поглотитель.** Между двумя диполями устанавливается толстый поглотитель. Загрузка ограничивается изменением размеров щелей перед диполями. Недостатком данного метода являются обычные проблемы при работе с толстым

поглотителем: сложная настройка на определенный изотоп и потери его интенсивности.

2. **Блокировка пучка.** Электронными методами вырезаются временное и энергетическое (dE) окна, в которых находятся определенные исследуемые ядра. После регистрации ядер-продуктов в обоих окнах на некоторый промежуток времени блокируется пучок (в данном эксперименте выключалось напряжение на поворотном магните) и система набора находится в ожидании β -распада имплантированного иона. Данный метод позволяет избежать вклинивания другого продукта реакции между регистрациями истинного распадчика и его распадом, но нельзя исключить это для распада ядра, пришедшего раньше, чем событие, остановившей вторичный пучок. В связи с этим в любом случае приходится ограничивать загрузку детектирующей системы.

3. **$\beta\gamma$ -совпадения.** Данный метод применим для ядер с известным значением γ -излучения, следующим за β -распадом, и ограничен эффективностью регистрации γ -излучения. После регистрации β -распада в совпадении с характерным значением γ -излучения ядром-распадчиком принимается ион, пришедший последним перед данным β -распадом и имеющего такое же γ -излучение. Необходимо отметить, что данный метод наиболее прецизионный, позволяющий иметь большие фоновые загрузки.

В действительности реальная загрузка при использовании толстого поглотителя была ~ 150 событий в секунду, при условии, что возможно иметь загрузку не более 10 событий в секунду для определения периодов полураспада порядка десятков миллисекунд. Высокая загрузка была вызвана в основном большой примесью легких частиц, перерассеянных на краях поглотителя и стенках ионопровода, а также в результате реакций на поглотителе. Наблюдение такой большой доли примесей можно объяснять очень малыми сечениями образования ядер в исследуемом регионе. Так сечения образования легких стабильных частиц в реакции фрагментации ^{36}S порядка десятка миллибарн, что на семь порядков выше, чем сечение образования ^{29}F . Очистка от нежелательных событий производилась следующим образом. Условие остановки тяжёлых ионов в четвертом детекторе телескопа позволило очиститься от легких частиц, пролетающих в пятый детектор, и от очень тяжелых ядер, останавливающихся в третьем детекторе. Часть легких частиц (p, d, α и др.) не были зарегистрированы в первом детекторе, но были зарегистрированы далее в телескопе, что давало системе набора старт четвертым детектором. Данный тип событий был отрезан при сортировке данных условиями $E_2=0$ и $E_3 \times E_4 \times E_5 = 0$ (другими словами после распада в четвертом детекторе β -частица может быть либо в третьем, либо в пятом детекторе или только в четвертом).

При дальнейшем анализе случаи, когда после первой регистрации системой набора тяжелого ядра был опять зарегистрировано тяжелое ядро в течение определенного временного окна (в данном анализе окно определялось двумя ожидаемыми периодами

полураспада первого тяжелого ядра), далее исключались из обработки. Данное условие можно назвать методом упорядочивания продуктов реакции по времени.

Определенные трудности при анализе создают распады дочерних ядер. В случае, когда эффективность регистрации β -распадов близка к 100%, этот вопрос решается автоматически, предполагая первый β -распад после регистрации тяжелого ядра за истинный, игнорируя все последующие. В случае исследования β -распадов эффективность регистрации напрямую связана с просчетами событий, являющимися следствием больших загрузок в совокупности длинными временными воротами системы набора. В данном эксперименте в зависимости от настройки на конкретное ядро и от конкретной задачи в ряде случаев эффективность регистрации была далекой от 100%. В этом случае метод “первого события” не приемлем, и требуется более глубокий анализ. Для восстановления реальных характеристик распада была создана программа, параметрами которой являются характеристики распадов дочерних ядер и эффективность регистрации β -частиц. Описание программы и алгоритм её работы приводится в Приложении П.5.

4.1.2. Детектор нейтронов на основе ^3He счетчиков

Для измерения β - n совпадений телескоп из кремниевых детекторов был окружён пропорциональными нейтронными счетчиками, заполненных ^3He . Детектор нейтронов, состоящий из ^3He счетчиков, создан в ЛЯР им. Г.Н.Флерова [77] и позволяет исследовать множественность и угловые характеристики низкоэнергетических нейтронов, возникающих при распадах ядер.

Принцип работы детектора заключается в следующем: нейтроны, испускаемые из ядра, за несколько микросекунд замедляются до тепловых энергий и затем диффундируют в сборке и либо поглощаются, либо уходят из детектора. Детектирование нейтронов в гелиевых счетчиках происходит путем поглощения теплового нейтрона в реакции $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p + 780 \text{ КэВ}$ с сечением 5320 барн. Нейтрон может быть зарегистрирован только один раз и так называемый “cross talk” отсутствует в принципе, а так как поглощаются только тепловые нейтроны, то энергетический порог практически нулевой. Гелиевые счетчики мало чувствительны к γ -квантам, что позволяет использовать их в условиях большого γ -фона.

В данном эксперименте для регистрации запаздывающих нейтронов была использована сборка из 40 гелиевых счетчиков, и эффективность регистрации нейтронов составляла 15%. Для оценки эффективности регистрации и извлечения лабораторного фона были использованы известные вероятности нейтронной эмиссии в распадах ядер

$^{30,31}\text{Na}$, полученных в эксперименте [80]. Лабораторный фон был менее 2 регистрируемых нейтронов на каждую тысячу событий тяжелых ядер.

4.2. Результаты измерений периодов полураспада

В данном эксперименте впервые были изучены свойства β -распадов супернейтроноизбыточных ядер $^{26,27,29}\text{F}$ и $^{29,30}\text{Ne}$. Определение их периодов полураспада

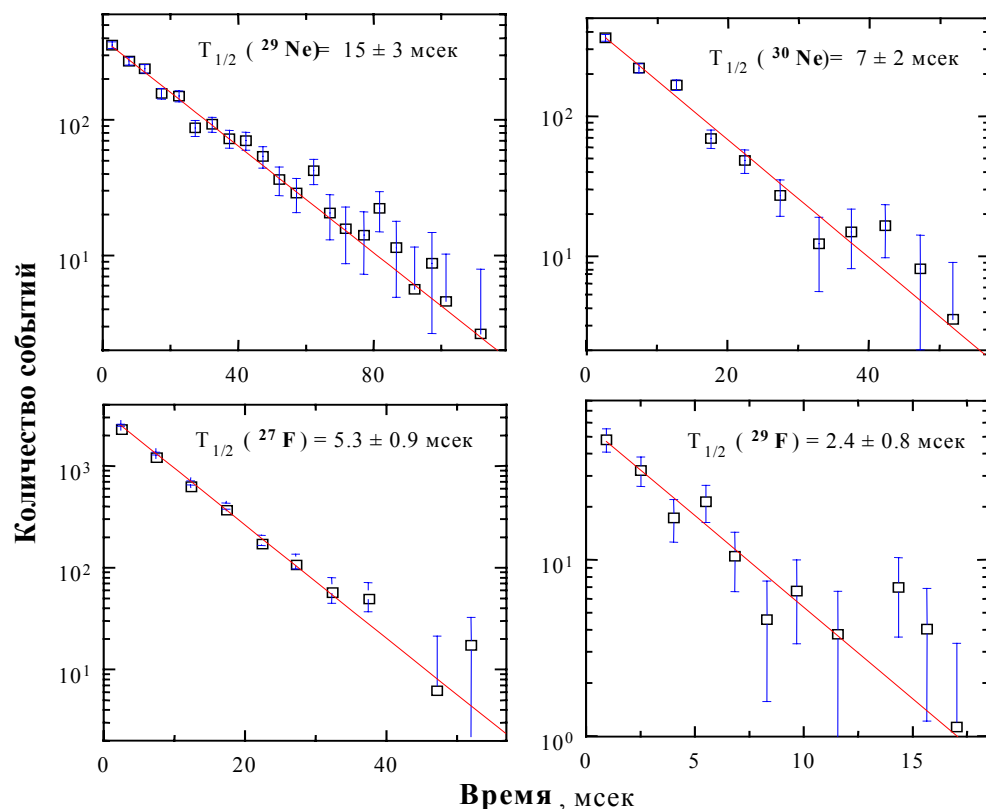


Рис.55. Определение периодов полураспада супернейтроноизбыточных ядер $^{27,29}\text{F}$, $^{29,30}\text{Ne}$. Временные спектры приведены после вычитания постоянного фона и учёта вклада дочерних распадов.

Таблица 9. Основные характеристики β -распада нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$, полученных в реакциях квазифрагментации ^{36}S , и сравнение их с результатами предыдущих экспериментов и теоретическими вычислениями на основе оболочечной модели. Жирным шрифтом выделены распады, свойства которых были изучены впервые.

A,Z	Данная работа		Результаты других работ [12]			Теоретические предсказания [81]	
	$T_{1/2}$ [мс]	P_n [%]	$T_{1/2}$ [мс]	P_n [%]	Q_β [МэВ]	$T_{1/2}$ [мс]	Q_β [МэВ]
^{22}N	31(5)	37(14)	24(7)	35(5)	22.8(0.2)		
^{24}O	67(10)	12(8)	61(26)	58(12)	11.4(0.3)	34	11.1
^{25}F	70(10)	14(5)	59(4)	15(10)	13.33(0.09)	61	13.4
^{26}F	9.6(0.8)	11(4)			17.86(0.14)	9.2	18.1
^{27}F	5.2(0.3)	90(30)			18.0(0.4)	7.8	17.1
^{29}F	2.4(0.4)	100(80)				2.7	20.4
^{27}Ne	22(6)	0(3)	32(2)	2.0(0.5)	12.67(0.10)	35	12.8
^{28}Ne	20(3)	11(3)	17(4)	22(3)	12.31(0.14)	16.9	11.8
^{29}Ne	15(4)	27(9)	200(100)		15.4(0.3)	7.4	17.0
^{30}Ne	7.5(1.5)	9(17)			13.6(0.8)	3.7	16.0
^{30}Na	50(4)		48(2)	30(4)	17.48(0.11)	24.7	18.2
^{31}Na	16.9(1.5)		17.0(0.4)	37(5)	15.88(0.18)	11.8	17.3

представлено на Рис.55. В Таблице 9 приводятся результаты исследования свойств β -распада нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ и сравнение их с результатами других экспериментов и теоретическими предсказаниями [81]. Из таблицы следует, что достигнуто хорошее согласие с результатами измерений периодов полураспада в предыдущих экспериментах, за исключением случая ^{29}Ne . Результат $T_{1/2}(^{29}\text{Ne}) = 200(100)$ мсек был получен в эксперименте, проведенном на ISOLDE [82], при высоком вкладе ионов $^{87}\text{Kr}^{++}$ в спектр β -распада ядер с массой 29, что мешало однозначному определению времени жизни ядра ^{29}Ne , что и было отмечено авторами работы [82]. Систематика периодов полураспада нейтроноизбыточных изотопов элементов с $Z = 7 \div 16$ представлена на Рис.56.

Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями для нескольких изотопов в районе $N=20$ специально были проделаны расчеты по оболочечной модели с использованием программ «ANTOINE» (the Strasbourg-Madrid shell-model code)[70] и «OXBASH»[83,84]. Детальное обсуждение этих расчётов и сравнение с

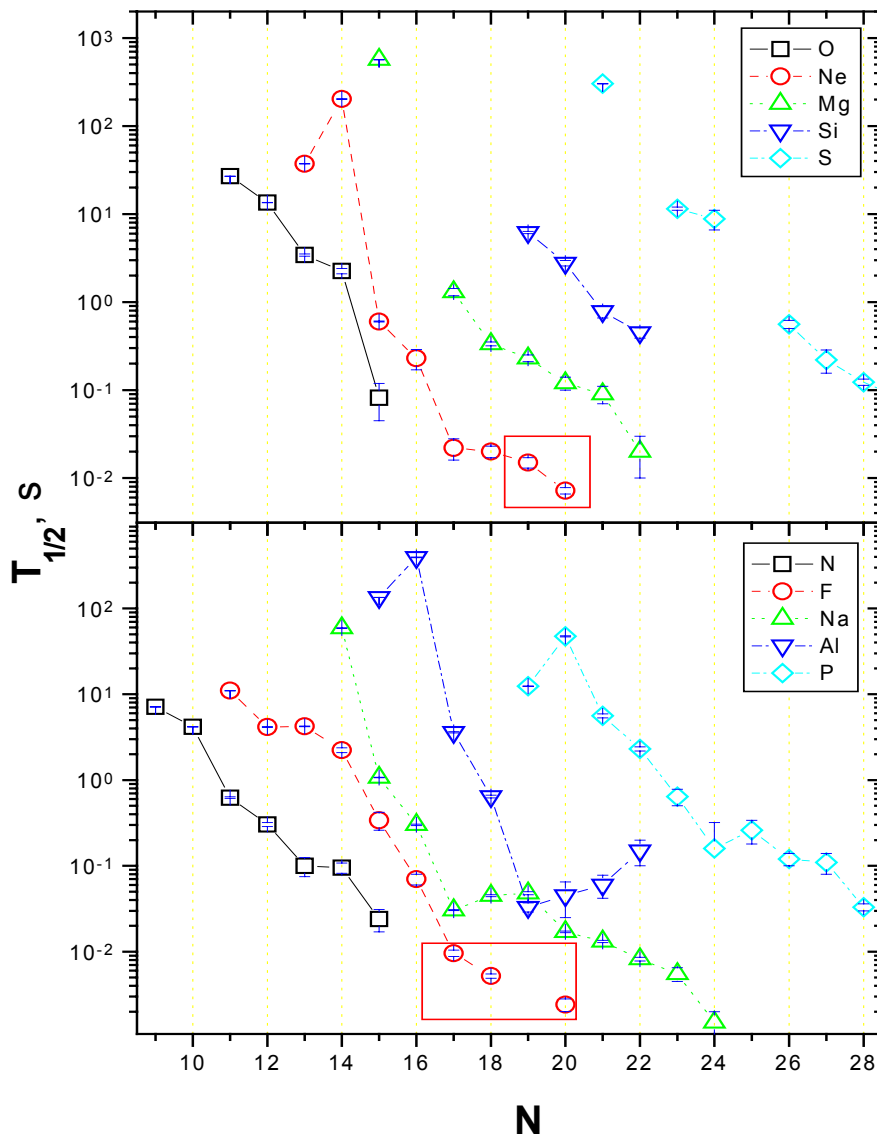


Рис.56. Зависимости периодов полураспада нейтроноизбыточных изотопов элементов с $Z=7 \div 16$ от числа их нейтронов. На верхнем рисунке представлены изотопы элементов с четным атомным номером, на нижнем соответственно с нечетным. Прямоугольниками выделены нейтроноизбыточные ядра, времена жизни β -распада которых впервые были измерены в квазифрагментации пучка ионов ^{36}S .

экспериментальными данными представлено в работе [85].

4.3. Результаты измерений вероятностей испускания запаздывающих нейтронов

Результаты измерений вероятностей испускания нейтронов в β -распаде нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ приведены в таблице 9. Данные результаты, полученные в эксперименте на пучке ^{36}S , сравнены с результатами предыдущих экспериментов. Большая ошибка измеренных вероятностей испускания нейтронов в случае изотопов фтора $^{27,29}\text{F}$ обусловлена их малой статистикой. Известные значения вероятностей испускания нейтронов изотопов натрия использовались в качестве реперных точек для калибровок эффективности регистрации нейтронов. Определение отношений, соответствующих распадам $\beta 0$, $\beta 1n$, $\beta 2n$ и т.д. к полному числу распадов, может определяться двумя методами: определением дочерних ядер [80] и регистрацией количества нейтронов, соответствующих данным распадам. Последний способ затруднителен для регистрации распадов с испусканием большого количества нейтронов. Это связано, в первую очередь, с невысокими эффективностями регистрации детекторов нейтронов. Так для идентификации одного события $\beta 2n$ -распада в данном эксперименте, принимая ожидаемую вероятность $\beta 2n$ -распада около 1%, даже при 100%-эффективности регистрации β -частицы, необходимо было иметь около пяти тысяч тяжёлых ядер - продуктов реакций, остановившихся в телескопе. Как следствие, измерялась “полная” вероятность испускания нейтронов P_n согласно формуле:

$$P_n = \sum_i i P_{in} \quad /45/$$

4.3.1. Систематика вероятностей испускания запаздывающих нейтронов

Во всех известных случаях испускания запаздывающих нейтронов процесс (β, xn) происходит, когда $Q_\beta > B_{xn}$, где Q_β - разница избытка масс соседних изобар и B_{xn} - энергия связи x нейтронов в дочернем ядре. Вероятность таких процессов определяется значениями этих энергий и структурой силовой функции β -распада $S_\beta(E)$. Зависимость силовой функции от энергии возбуждения показана на Рис.57. Функция $S_\beta(E)$ является дискретной при $E_x < B_{1n}$ (B_{1n} - энергия связи одного нейтрона в ядре A_{Z+1}) и становится непрерывной при $E_x > B_{1n}$. Выше энергетического окна β -распада Q_β показаны два изобарных гигантских резонанса: IAS - изобар-аналоговый резонанс (соответствует состоянию с такими же спином, четностью и изоспином) и GTR - Гамов-Теллеров резонанс. Ниже гигантских резонансов проиллюстрированы изобарные коллективные состояния различной природы. Показана конкуренция между испусканием нейтронов и γ -распадом.

Первые вычисления вероятностей испускания запаздывающих нейтронов были

сделаны на основе статистической глобальной теории (gross-theory), в которой рассматривалось только одно изобарное состояние - GTR, и силовая функция определялась следующим образом [86]:

$$S_{\beta}(E) = \frac{|M_{if}|^2 \omega(E)}{6220 \text{ sec MeV}}, \quad /46/$$

где M_{if} - вероятность β -перехода из начального состояния в конечное и $\omega(E)$ - плотность уровней. В дальнейшем матричный элемент M_{if} стал представляться в виде двух компонент [87]:

$$|M_{if}(E)|^2 = K \left\| G_V^2 |M_F(E)|^2 + G_A^2 |M_{GT}(E)|^2 \right\|, \quad /47/$$

где $M_F(E)$ и $M_{GT}(E)$ - элементы Фермиевской и Гамов-Теллеровской матриц, G_V и G_A - константы векторного и аксиально-векторного взаимодействий, K - константа. Формы $M_F(E)$ и $M_{GT}(E)$ представлены на Рис.58.

После некоторого допущения (конкуренция между γ -распадом и испусканием нейтронов в первом приближении ничтожна: $\Gamma_n/\Gamma_{tot} \approx 1$) можно определить вероятность испускания нейтронов следующим образом [88]:

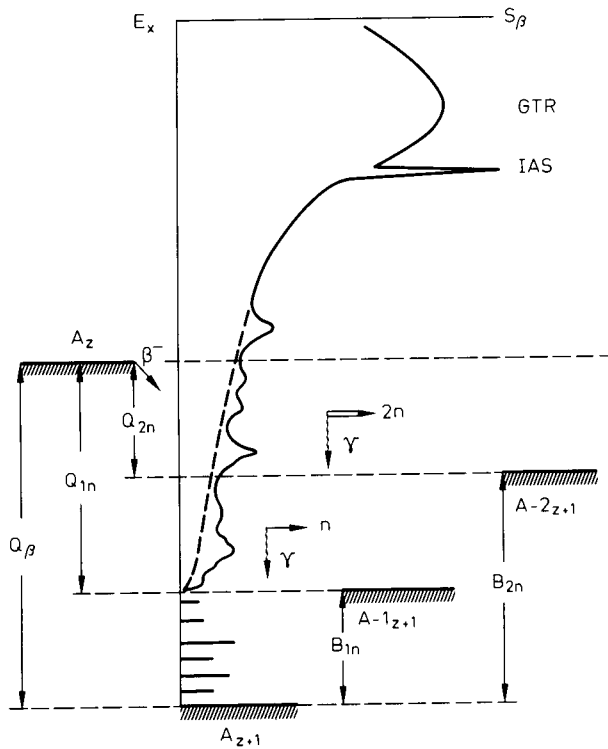


Рис.57. Схема одно- и двух- β -задержанной нейтронной эмиссии супернейтроноизбыточных ядра A_z [66]. Силовая функция β -распада $S_{\beta}(E)$ показана над дочерним ядром A_{z+1} в зависимости от энергии возбуждения.

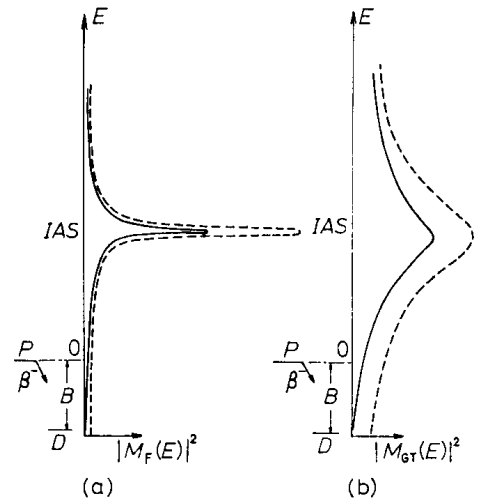


Рис.58. Схема иллюстрирующая силовые функции β -распада [89]. Сплошные кривые представляют силовые функции для **a)** перехода Ферми, **b)** Гамов-Теллерова перехода. Пунктирные линии соответствуют случаям, в которых принцип Паули игнорируется. P: материнское ядро, D: дочернее ядро, IAS: изобар-аналоговое состояние, B: область, в которой происходит реальный β -распад.

$$P_n = \frac{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_{\beta^-}(E) f(Z, Q_\beta - E) dE}{\int_0^{Q_\beta} S_{\beta^-}(E) f(Z, Q_\beta - E) dE}, \quad /48/$$

где $f(Z, Q_\beta - E)$ есть функция Ферми.

Дальнейшее упрощение было сделано, предполагая силовую функцию $S_\beta(E)$ постоянной выше определенного значения энергии C и равной нулю ниже C , где C зависит от типа ядерных преобразований. Данное утверждение было найдено в хорошем согласии в первом приближении при анализе спектров запаздывающих протонов. Функция Ферми в первом приближении может быть записана следующим образом:

$$f(Z, Q_\beta - E) \cong (Q_\beta - E)^n \text{ с } n \cong 5 \quad /49/$$

На основе вышеприведенных упрощений можно определить вероятность испускания нейтронов:

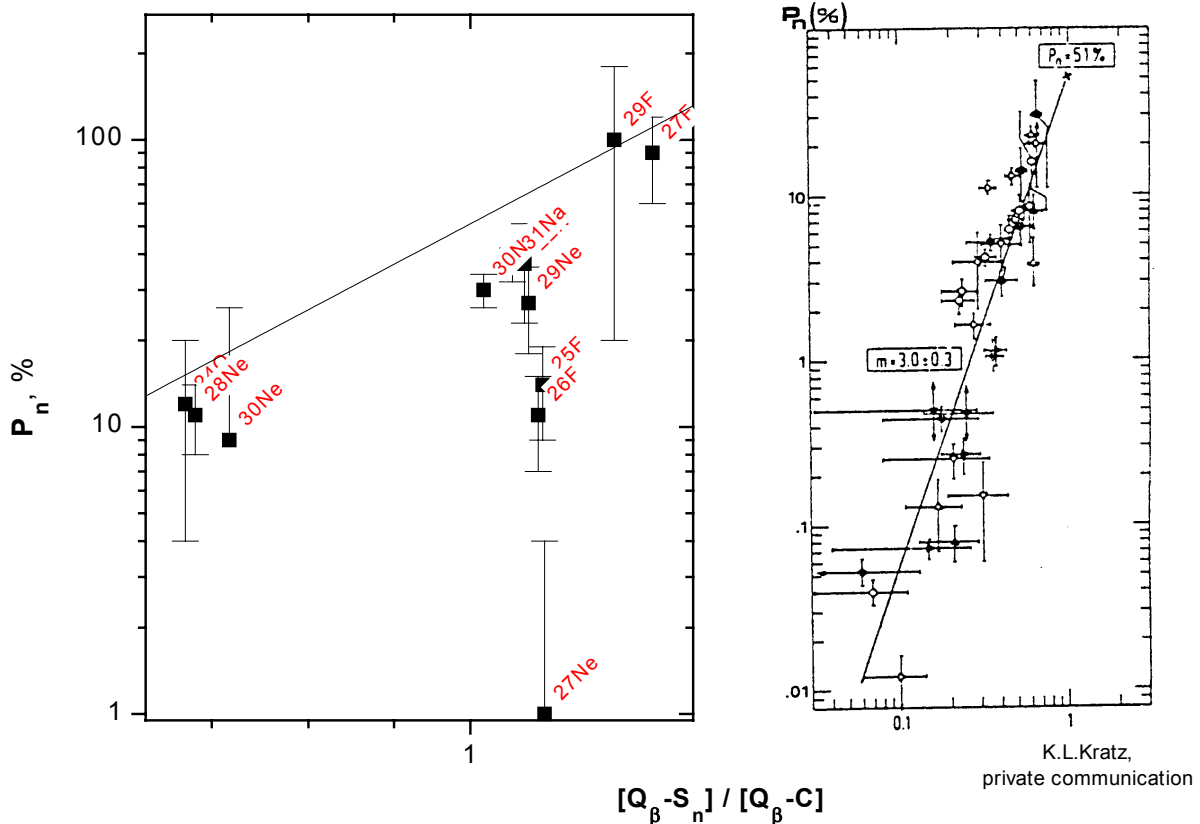


Рис.59. Вероятность нейтронной эмиссии в зависимости от “уменьшенного” энергетического окна $(Q_\beta - B_n)/(Q_\beta - C)$. На правом рисунке представлены систематика вероятностей нейтронной эмиссии из работы [88]. На левом показаны результаты, полученные в данной работе на пучке ^{36}S и для сравнения прямая линия - результат фитирования, полученный на правом рисунке.

$$P_n \cong \left(\frac{Q_\beta - B_n}{Q_\beta - C} \right)^{n+1} \quad /50/$$

Параметр C для случая β^- -распада был выбран в соответствии с числом нуклонов ядра, испытывающего β -распад: $C=0$ для четно-четных ядер, $C=13A^{-1/2}$ для нечетных масс и $C=26A^{-1/2}$ для нечетно-нечетных ядер.

Экстраполяция измеренных значений вероятностей испускания запаздывающих нейтронов зависимостью /50/ была проделана в работе [88] и приведена в правой части Рис.59. В левой части данного рисунка представлены результаты измерений в эксперименте на пучке ^{36}S , а также для сравнения приведен результат экстраполяции, полученный на правом рисунке. Из данного рисунка следует, что полученное в данном эксперименте значение $P_n(^{24}\text{O})=12(8)\%$ находится в лучшем согласии в сравнении с ранним результатом $58(12)\%$. Однако вопрос об отклонении вероятности от систематики в случае ^{27}Ne остается открытым.

4.4. Исследование γ -спектров в совпадениях с β -распадом

Для измерения β - γ совпадений при распаде ядер и поиска микросекундных изомерных состояний полупроводниковые детекторы были окружены 70% HPGe детекторами. Важным источником информации для определения структуры ядра является исследование γ - γ совпадений, позволяющих исследовать каскады γ -излучения и, следовательно, идентифицировать переходы между уровнями ядра. Осуществление эффективного анализа данных совпадений зависит от следующих факторов:

- эффективность регистрации детекторов γ -излучения,
- геометрическая эффективность регистрирующей γ -распады системы,
- высокая гранулярность детекторов,
- число исследуемых распадов,
- окружающий лабораторный фон.

Основной проблемой регистрации задержанного γ -излучения при распаде супернейтроноизбыточных ядер является их низкий выход, что не позволило в данном эксперименте провести эффективное исследование γ - γ совпадений, а ограничиться только измерением значений γ -линий переходов в дочерних ядрах без идентификации этих переходов. Однако в ряде случаев можно констатировать принадлежность γ -распада к определенному уровню. Как пример, предварительного анализа распада ядра ^{26}F приводится ниже.

На Рис.60 приведены энергетические спектры γ -излучения, наблюдаемые при β -распаде хорошо изученного ядра ^{31}Na ($T_{1/2}=17.0$ мсек, $P_{1n}=37\%$) для двух временных окон $0 \div 50$ и $50 \div 200$ мсек. На верхнем рисунке отчетливо видны наиболее интенсивные пики в

излучении, соответствующие распадам $^{31}\text{Na}(\beta)^{31}\text{Mg}$, $^{31}\text{Na}(\beta n)^{30}\text{Mg}$ и также распадам дочерних ядер $^{30,31}\text{Mg}$; на нижнем рисунке спектры при распаде дочерних ядер $^{29-31}\text{Al}$, $^{29-31}\text{Mg}$.

Впервые измеренный спектр задержанного γ -излучения при распаде ядра ^{26}F ($T_{1/2}=9.6$ мсек, $P_n=11\%$) представлен на Рис.61. На верхнем рисунке отчетливо видно пик 2020(2) КэВ, который идентифицирован как переход в основное состояние с первого уровня 2^+ в чётно-чётном ядре ^{26}Ne , что находится в хорошем согласии с результатами вычислений [81], приведенными в Таблице 10.

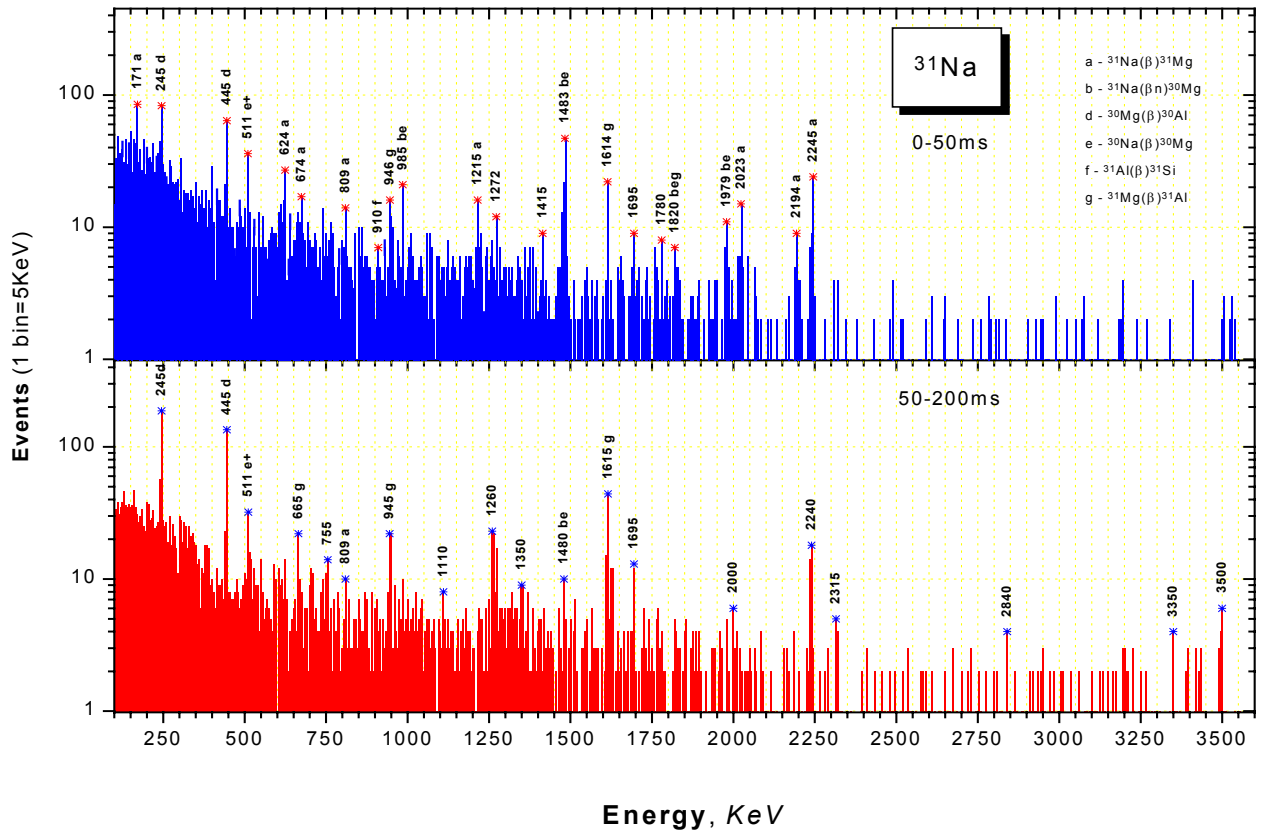


Рис.60. Энергетические спектры γ -излучения, наблюдаемые в β -распаде ^{31}Na для двух временных окон $0 \div 50$ и $50 \div 200$ мсек.. Наиболее интенсивные пики проидентифицированы и отмечены их значениями энергиями.

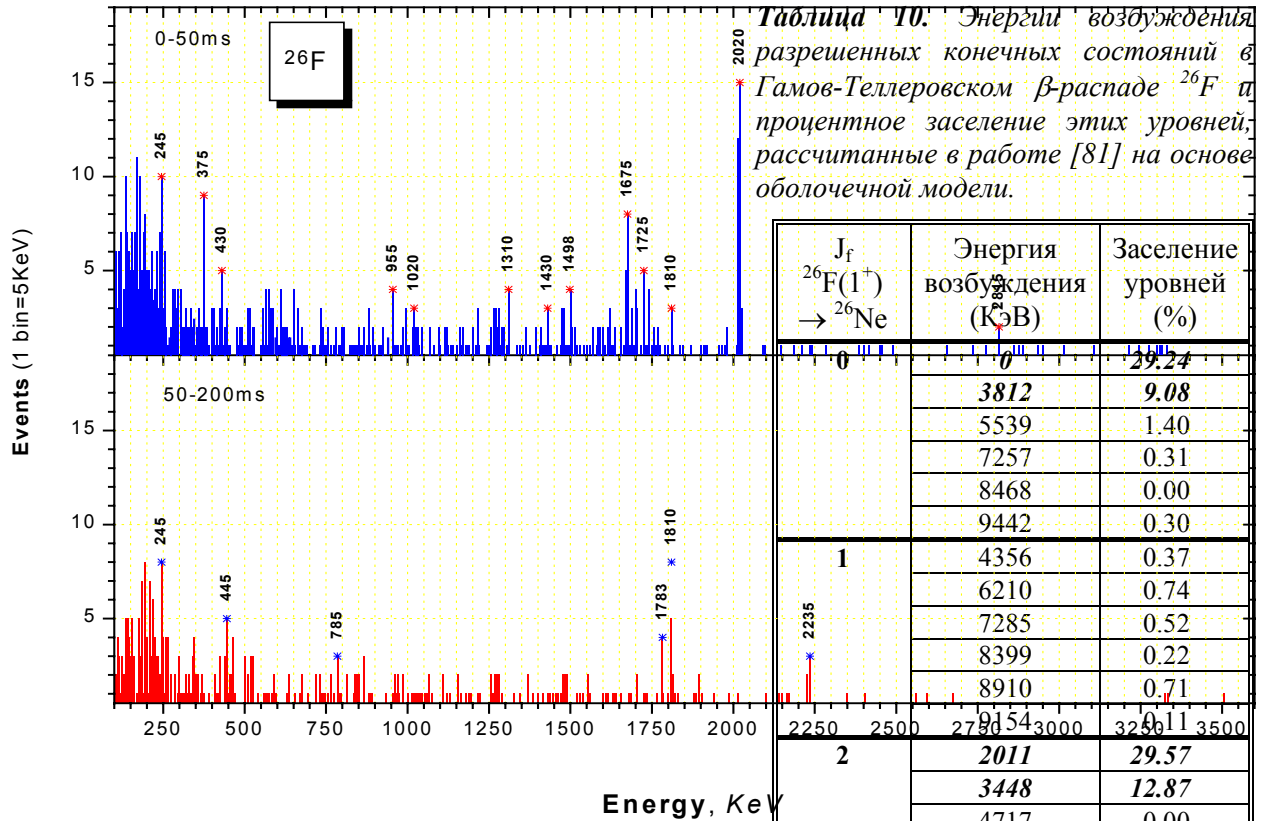


Рис.61. Такие же спектры, как и на Рис.60 для β -распада ^{26}F . На верхнем рисунке отчетливо видно пик 2020(2) КэВ, соответствующий первому уровню 2^+ в дважды четном изотопе ^{26}Ne .

Более детальный анализ γ -излучения, испущенного после β -распада нейтроноизбыточных ядер ^{24}O , $^{25-27}\text{F}$ и $^{28-30}\text{Ne}$ (полученных в реакциях фрагментации на пучках ^{36}S), был сделан в работе [90]. Измеренные энергетические спектры γ -излучения были сравнены с вычислениями по оболочечной модели.

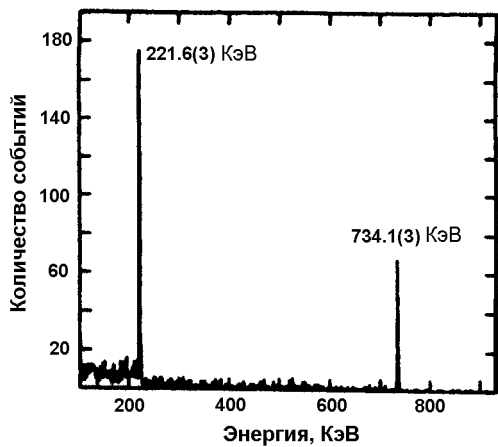


Рис.62. Энергетический спектр γ -излучения, в корреляции с распадами ядер, полученный для изомера ^{32m}Al . γ -линии изомерных переходов указаны со значениями энергиями.

4.5. Новый изомер ^{32m}Al

Исследования существования изомеров в ядрах дают важную информацию для проверки ядерных моделей. Так, например, метод регистрации изомеров [22], подробно приведённый в Приложении П.6, может быть применим к пучкам радиоактивных ядер, для которых не могут быть измерены быстрые переходы, позволяющие извлечь элементы матрицы переходов. Как уже было отмечено, одним из интересных аспектов в области ядер Ne-Al вблизи $N=20$ представляется явление деформации. Деформация ядер с данным числом

нейтронов может быть также результатом появления изомерных состояний супернейтроноизбыточных изотопов. Так, например, в эксперименте [91] было приведено доказательство существования изомера ^{32m}Al , но свойства его не были изучены.

Одной из задач нашего эксперимента, проведенного в GANIL с использованием спектрометра LISE на пучке ^{36}S , являлись поиск новых изомеров и исследование их свойств опирались на ранее опробованный метода обнаружения и идентификации изомеров (см. Приложение П.6). Регистрация γ -излучения в корреляции во временном интервале до 100 мкс с идентифицированными вторичными ядрами значительно повысило чувствительность регистрации изомерных распадов относительно фона и γ -излучения следующим за β -распадом имплантированных ядер. “Быстрое” γ -излучение, индуцированное реакциями в детекторах, по условиям на короткое время жизни (≤ 2 мкс) было подавлено в спектрах γ -излучения. На Рис.62 представлен спектр при настройке спектрометра на изотоп ^{32}Al , где идентифицированы две γ -линии 221.6(3) и 734.1(3) КэВ, которые после дальнейшего анализа были определены как изомерные переходы ^{32}Al . Спектр изотопов алюминия представлен на Рис.63а. Результат условия совпадения двух γ -линий (Рис.62) со спектром изотопов алюминия (Рис.63а) приведен на Рис.63b, из которого однозначно следует принадлежность данных γ -линий к изомерным переходам в ^{32}Al [92]. В таблице 11 представлены основные характеристики идентифицированных изомерных переходов ^{32}Al . Близость измеренных периодов полураспада и интенсивностей двух γ -линий, предполагает, что они обе являются простым каскадом, представляющим распад долгоживущего изомера и быстрых последующих переходов. На основе калибровки γ -эффективности были исключены из этого каскада любые другие γ -излучения в диапазоне $100 \text{ КэВ} < E_\gamma < 4000 \text{ КэВ}$. Отношение выходов изомеров к полному числу ядер в мишени было получено равным 32(3)% после поправки на время пролета для распада ^{32m}Al .

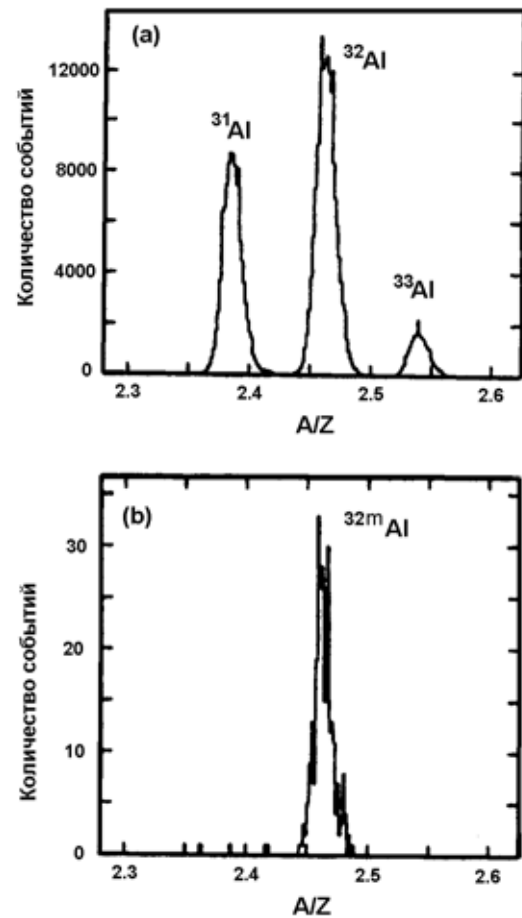


Рис.63. Массовое распределение ядер с $Z=13$, наблюдаемых в финальном фокусе спектрометра LISE: (a) имплантированные изотопы алюминия; (b) имплантированные изотопы алюминия в совпадении в микросекундном диапазоне с двумя γ -линиями (Рис.62).

γ -излучение 735 КэВ также наблюдалось в работе [93] в каскаде с линией 2467 КэВ

последующих β -распаду ^{32}Mg ; переход 222 КэВ в данном эксперименте не наблюдался. Таким образом, результаты указывают на то, что изомер ^{32}Al имеет переход 221.6 КэВ с периодом полураспада 200(20) нс в промежуточное состояние, а затем быстрый переход 734.1 КэВ на следующий уровень. Может быть постулировано, что этот следующий уровень есть основное состояние ^{32}Al , если только данный уровень не является изомером, распадающимся с испусканием частиц, или что эти переходы не имеют место между уровнями выше 4 МэВ. Таким образом, может быть извлечена энергия возбуждения для изомера - 955.7 МэВ.

Теоретический анализ на основе оболочечной модели энергетических уровней ^{32}Al , извлеченных из результатов данного эксперимента представлен в работе [92].

Таким образом, в настоящем эксперименте впервые были изучены характеристики β -распадов ($T_{1/2}, P_n$) нейтроноизбыточных ядер $^{26,27,29}\text{F}$ и $^{29,30}\text{Ne}$ вблизи оболочки $N=20$ в реакциях квазифрагментации пучка ^{36}S . Характеристики распадов для остальных ядер в области $N=20$ находятся в согласии с результатами предыдущих экспериментов. Был сделан анализ γ -излучения, испущенного после β -распада нейтроноизбыточных ядер ^{24}O , $^{25-27}\text{F}$ и $^{28-30}\text{Ne}$. Приведены результаты исследований характеристик распада изомера ^{32m}Al . Теоретическими расчёты по оболочечной модели свойств нейтроизбыточных ядер в районе $N=20$ находятся в согласии с экспериментальными результатами.

Таблица 11. Основные характеристики идентифицированных изомерных переходов ^{32}Al .

Энергия КэВ	Период полураспада [$T_{1/2}$] нс	Интенсивность с учетом эффективности регистрации γ -излучения
221.6(3)	180(40)	$3.24(18) \times 10^4$
734.1(3)	210(40)	$2.87(22) \times 10^4$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. Исследованы закономерности образования различных изотопов элементов с $6 \leq Z \leq 14$ в реакциях на пучках $^{32,34,36}\text{S}$ в диапазоне энергий $6 \leq E \leq 75$ МэВ/А. Получены выходы ядер в зависимости от мишени, бомбардирующей энергии пучка и от нейтронного избытка ядер пучка. На основе экспериментальной информации даны оценки образования различных изотопов для промежуточных энергий на пучках $^{32,34,36}\text{S}$. Приведены сравнения экспериментальных результатов измерения сечений в области низких энергий с расчетами по динамической модели глубоконеупругих столкновений. Проведен анализ возможностей реакций с тяжелыми ионами в широком диапазоне энергий для получения ядер, удаленных от линии стабильности. Разработана аналитическая формула для оценки интенсивности вторичных пучков. Было показано, что наиболее выгодной для синтеза нейтроноизбыточных ядер вблизи оболочки $N=20$ является фрагментация нейтроноизбыточного изотопа серы ^{36}S .
2. Впервые в реакции фрагментации нейтроноизбыточного изотопа серы ^{36}S получено доказательство о ядерной нестабильности дважды магического ядра ^{28}O . Верхние пределы сечения образования изотопов кислорода, извлеченные из данных, равны 0.7 пбн для ^{26}O и 0.2 пбн для ^{28}O соответственно.
3. Впервые изучены характеристики β -распадов ($T_{1/2}, P_n$) нейтроноизбыточных ядер $^{26,27,29}\text{F}$ и $^{29,30}\text{Ne}$ вблизи оболочки $N=20$ в реакциях квазифрагментации пучка ^{36}S . Характеристики распадов для остальных ядер в области $N=20$ находятся в согласии с результатами предыдущих экспериментов. Приведены результаты исследований характеристик распада изомера $^{32\text{m}}\text{Al}$.
4. На основе полученных сечений продуктов реакции на пучках ионов серы модифицирована эмпирическая параметризация для оценок сечений образования нейтроноизбыточных изотопов.
5. Разработано программное обеспечение для моделирования экспериментов и анализа экспериментальной информации:
 - Модифицирована программа "LISE" (расчет трансмиссии и выходов фрагментов для ахроматического спектрометра), разработана ее версия под Windows;
 - Разработана программа автоматического поиска двухмерных пиков и определения их статистических характеристик;
 - Разработана программа моделирования регистрации продуктов цепочки β -распадов.

В заключении я считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность своим научным руководителям доктору физ.-мат. наук, профессору Ю.Э.Пенионжкевичу, кандидату физ.-мат. М.Левитовичу за руководство и плодотворное обсуждение результатов, за поддержку и помощь в течение всей моей научной работы.

Я признателен научным коллективам ЛЯР и ГАНИЛ, в которых я смог проделать совместно с ними эту работу, где в первую очередь мне бы хотелось отметить эффективную работу вот уже десятилетней коллаборации ЛЯР-ГАНИЛ-Ржеж-Бухарест-Орсе в лице Д.Гиймо-Мюллер, А.Мюллер, О.Сорлен, Д.Базен, З.Длоугы, К.Борча и Ф.Негоита. Я выражаю благодарность сотрудникам сектора НЭФО, и в первую очередь кандидату физ.-мат. наук Н.К.Скобелеву, кандидату физ.-мат. наук С.М.Лукьянову, кандидату физ.-мат. наук Р.Калпакчиевой, З.Д.Покровской и А.Белозерову. Мне бы хотелось выразить отдельное признание Н.К.Скобелеву за помощь в работе над рукописью данной диссертации.

Я очень признателен за оказанную помощь на отдельных этапах совместной работы кандидату физ.-мат. наук А.Фомичеву, моим польским коллегам кандидату физ.-мат. наук Р.Грживачу и доктору физ.-мат. наук К.Рыкашевскому.

ПРИЛОЖЕНИЕ

П.1. Спектрометр “LISE”

Для энергетического диапазона пучков ионов (30-100 МэВ/А), получаемыми на ускорительном комплексе ГАНИЛ в г. Кан (Франция), основной вклад в сечение реакции даёт фрагментация ядер пучка. Фрагменты при данных энергиях испускаются под углом близким к 0° градусов со скоростями близкими к начальной энергии пучка. Для сепарации продуктов фрагментации пучка, для изучения свойств экзотических ядер и создания вторичных пучков в 1984 году был создан спектрометр “LISE”[36]. Данный спектрометр является двойным ахроматом по углу и позиции, и поэтому положение вторичного пучка в точке фокального изображения не зависит от угла и позиции входного пучка. Спектрометр был разработан не только для ядерной физики, которая требует двойной ахроматизм в фокальной точке, но также для нужд атомной физики, где требуются иногда параллельные пучки на выходе спектрометра.

Первоначально спектрометр состоял из двух магнитных диполей, что позволяло использовать два метода селекции вторичных продуктов:

- **Магнитная селекция на первом диполе:** продукты реакции, вылетающие из производящей мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего магнита, диспергируют в фокальной плоскости этого магнита, где потом, используя щелевые диафрагмы, выделяются определенные продукты, соответствующие установленной магнитной жесткости. В данном случае частицы сепарируются согласно формуле движения заряженной частицы в магнитном поле (в нерелятивистском виде):

$$B\rho = \frac{mv}{q}; \quad /51/$$

- **Селекция по разности потерь энергии в специальном поглотителе* в сочетании со вторым диполем:** для дополнительной очистки продуктов реакции между двумя диполями вводится специальный поглотитель. Тогда второй диполь анализирует продукты в зависимости от их потерь в поглотителе. Вторая часть спектрометра компенсирует дисперсию в первой его части и фокусирует ахроматический пучок в фокальной плоскости спектрометра. Хорошие оптические свойства пучка обеспечиваются дважды ахроматической системой, которая кроме диполей и квадруполей содержит также один или несколько секступольных элементов. Сепарация определяется значением потерь энергии в поглотителе, которые в первой аппроксимации можно выразить через A^3/Z^2 :

$$\frac{dE}{E} \approx k \frac{A^3}{Z^2} e, \quad /52/$$

* Существуют два основных типа поглотителя и соответственно методы их использования: ахроматического и энергетического (потерь энергии).

где k – постоянный коэффициент, зависящий от материала поглотителя, а e – толщина поглотителя.

В 1991 и 1995 годах спектрометр «LISE» был существенно модернизирован:

- Появилась возможность изменять угол входа пучка относительно оси спектрометра (от 0° до 3.5°). Это позволяет подавить оставшиеся не полностью ободранные состояния пучка.
- Улучшилась очистка продуктов реакции, за счёт установки создан фильтр скоростей Вина. Фильтр имеет перекрестные электрическое и магнитное поля, которые действуют на фрагменты с соответствующими силами $F_3 = QE$ и $F_M = QvB$, где $Q \sim Z_{\text{eff}}$. В случае равенства этих сил, ядра со скоростью $v_0 = E/B$ не отклоняются и проходят через щель на выходе фильтра. Именно фильтр дает мощное средство для селекции ядер и подавления фона. Более того, чтобы провести пучок до фильтра, были установлены два поворотных диполя и несколько элементов магнитной оптики (квадруполи, секступоли

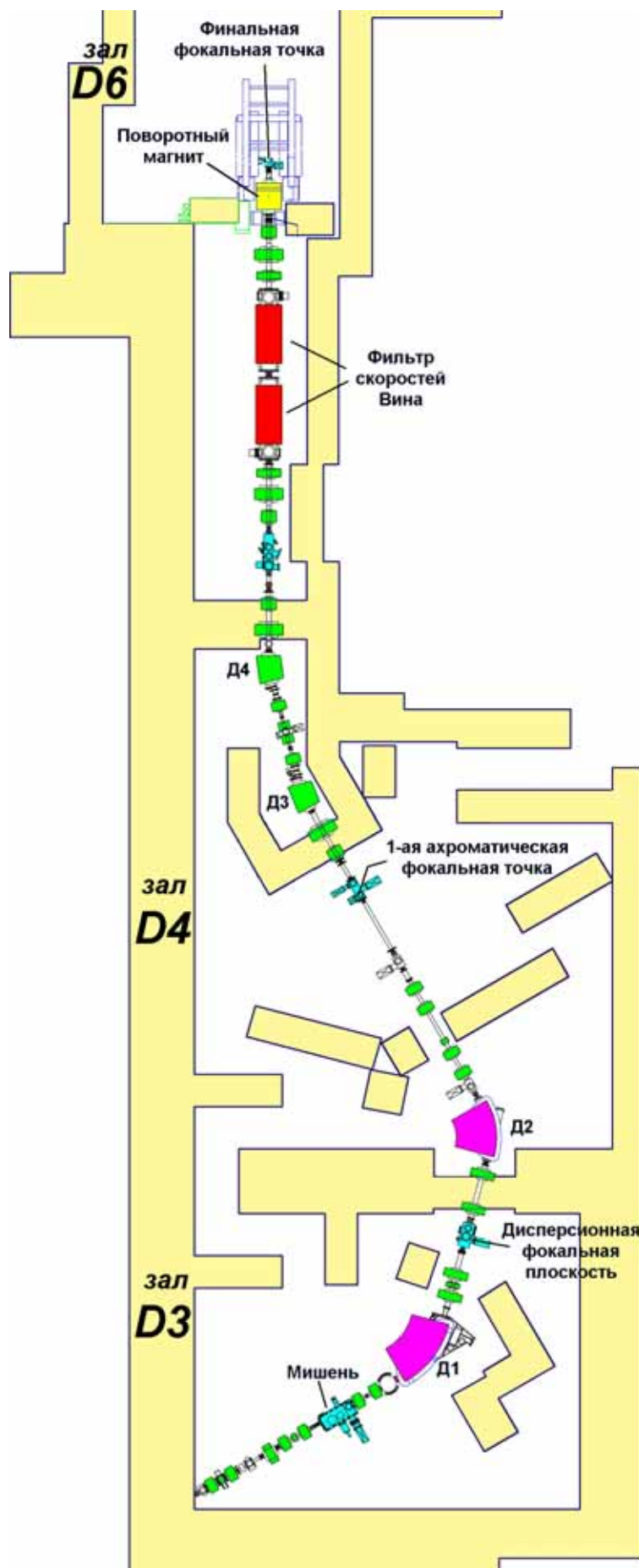


Рис.64. Схема спектрометра «LISE3».

и т.д.), вследствие чего, длина пролета пучка увеличилась вместо прежних 19 метров до 43 метров.

- Появилась дополнительная ступень очистки, представляющая собой еще один дипольный магнит, установленный за фильтром Вина в финальной фокальной точке спектрометра и действующий в вертикальной плоскости с соответствующими устройствами вертикальных и горизонтальных щелей.
- Вместо первого магнитного диполя $D1$ с магнитной жесткостью $3.2 Tm$ был установлен новый диполь, что позволило увеличить магнитную жесткость до $4.3 Tm$.

Комбинация спектрометра “LISE” с фильтром Вина (получившая название “LISE3”) позволяет выбрать практически только одно ядро при определенных условиях, что позволяет создавать «чистые» радиоактивные пучки (только пучок ионов интересующего

Таблица 12. Основные характеристики фрагмент-сепаратора LISE.

Характеристики спектрометра LISE	
максимальная магнитная жесткость 1-го диполя	4.3 Тл·м
максимальная магнитная жесткость 2-го диполя	3.2 Тл·м
радиус 1-го диполя /D1/	2.6 м
радиус 2-го диполя /D2/	2.003 м
расстояние «мишень – ДФП*»	7.58 м
расстояние «ДФП – 1АФП†»	12.31 м
расстояние «мишень – ФФТ*»	43.1 м
отклоняющий угол дипольных магнитов /D1,D2/	45 град.
максимальная апертура щелей	± 50 мм
максимальный импульсный акцептанс	± 2.5 %
телесный угловой акцептанс /D1/	1 мстер
θ-акцептанс /D1/	± 17.453 мрад
φ-акцептанс /D1/	± 17.453 мрад
θ-акцептанс /D2/	± 20.265 мрад
φ-акцептанс /D2/	± 6.0 мрад
дисперсия «мишень – ДФП»	17.347 мм/%
дисперсия «ДФП – 1АФП»	43.931 мм/%
горизонтальное увеличение «мишень – ДФП»	0.788
горизонтальное увеличение «ДФП – 1АФП»	1.999
θ-увеличение «ДФП – 1АФП»	1.267
φ-увеличение «ДФП – 1АФП»	0.283
θ/х-коэффициент «ДФП – 1АФП»	0.353 мрад/мм
φ/у-коэффициент «ДФП – 1АФП»	1.032 мрад/мм
θ-дисперсия «ДФП – 1АФП»	2.802 мрад/%

изотопа). На Рис.64 показана схема фрагмент-сепаратора LISE, основные характеристики которого представлены в таблице 12.

* ДФП – дисперсионная фокальная плоскость

† 1АФТ – первая ахроматическая фокальная точка

* ФФТ – финальная фокальная точка

П.2. Параметрическая эмпиризация продуктов реакции фрагментации

Точное предсказание сечений образования продуктов реакций является важным фактором в подготовке к эксперименту: выбор оптимальных комбинаций пучок-мишень, расчет ожидаемых интенсивностей, оценка времени на проведение эксперимента. Важным является вопрос интенсивностей вторичных пучков, позволяющих продвинуться к линии ядерной стабильности: исследовать механизмы реакций с радиоактивными ядрами и изучать свойства экзотических ядер. Эмпирическая систематика выходов продуктов фрагментации была предметом многих работ [61,94], из которых можно выделить основные тенденции. В основном, работы по параметризации сечений фрагментации были сделаны для фрагментации мишени на пучках легких ядер (преимущественно протонами). Приводимые ниже основные выражения эмпирической параметризации ЕРАХ [61] преобразованы для случая фрагментации пучка. Данная параметризация является независимой от энергии налетающей частицы.

Выход продуктов реакции $\sigma(A, Z)$ как функция массы и атомного номера фрагмента был предложен в виде:

$$\sigma(A, Z) = Y(A) \sigma(Z_M - Z). \quad /53/$$

Первый множитель $Y(A)$ представляет массовый выход, т.е. сумму изобарных сечений с массой A . Второй член соответственно описывает зарядовую дисперсию вокруг максимума Z_M . Форма зарядовой дисперсии контролируется параметром ширины R и экспонентой U :

$$\sigma(Z_M - Z) = n \cdot \exp\left(-R|Z_M - Z|^U\right), \quad /54/$$

где фактор n служит для нормировки интеграла зарядовой дисперсии к единице и равен $\sqrt{R/\pi}$.

П.2.1. Массовый выход

Многие авторы основывали свой выбор для функциональной формы массового выхода $Y(A)$ на наблюдении того, что полные изобарные сечения тяжелых фрагментов падают экспоненциально с удалением от массы частицы пучка A_p , вследствие чего была предложена следующая форма:

$$Y(A) = \sigma_R P(A_p) \exp[-P(A_p)(A_p - A)] \quad /55/$$

где σ_R - полное сечение реакции в миллибарнах. Предполагается, что параметр наклона $P(A_p)$ зависит только от массы бомбардирующей частицы:

$$\ln[P(A_p)] = k_1 A_p + k_2, \dots \text{где } k_1 = -7.57 \cdot 10^{-3}, k_2 = -2.584 \quad /56/$$

Благодаря периферической природе реакций фрагментации “массовый” выход и изотопические сечения зависят от суммы радиусов мишени и частицы. После анализа

результатов различных комбинаций мишень-пучок для реакций, индуцированных тяжелыми ионами, фактор σ_R в выражении /55/ был выбран как:

$$\sigma_R = 450 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 2.38), \quad /57/$$

где A_P и A_T есть соответственно массы ядер налетающей частицы и мишени.

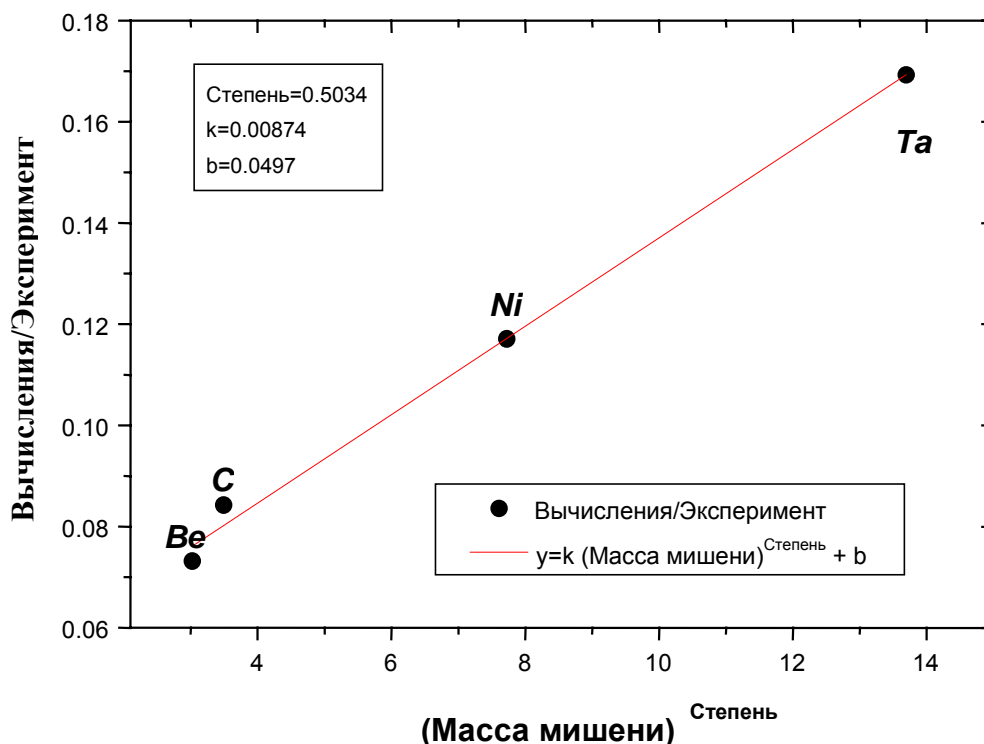


Рис.65. Отношения выходов рассчитанных по ЕРАХ к экспериментальным результатам в реакции фрагментации ^{36}S (75 МэВ/А) в зависимости от массы мишени.

Однако экспериментальные результаты [70] показали большую зависимость от мишени, чем дается оригинальной параметризацией ЕРАХ. На Рис.65 показаны отношения выходов рассчитанных по ЕРАХ к экспериментальным результатам в реакции фрагментации ^{36}S (75 МэВ/А) в зависимости от массы мишени. Полученные результаты были описаны функцией:

$$y = k \cdot A_T^{\text{Power}} + b, \quad /58/$$

параметры фитирования которой представлены на рисунке. Видно, что разница между вычислениями и экспериментом прямопропорциональна квадратному корню массы мишени. Исходя из этого было предложено следующее выражение для расчета полного сечения реакции:

$$\sigma_R = 450 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 2.38) \cdot (k_3 A_T^{1/2} + k_4). \quad /59/$$

В случае водородной мишени для вычисления сечения реакции предложено [Bas97] использовать в параметризации следующую форму:

$$\sigma_R = \pi k_0 r_0^2 \left(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} + \frac{k_a A_p^{1/3} A_T^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_T^{1/3}} - k_b \right)^2, \quad /60/$$

где коэффициенты k_0 , r_0 , k_a и k_b соответственно равны 10, 1.1, 1.85 и 1.9.

П.2.2. Зарядовая дисперсия

Для расчета зарядового распределения Z фрагмента с массой A в уравнении /54/, необходимо определить параметры R , Z_M и U . Эти три параметра сильно коррелируют между собой, вследствие чего трудно фитированием определить их однозначно. Следовательно, в начале фиксировалось экспонента U , затем анализировались опубликованные данные для R и Z_M .

П.2.2.1 Параметр U

Ряд авторов использовали симметричное зарядовое распределение со значением степени U в экспоненте между 2 (Гауссовское распределение) и 1.48. Однако другие авторы нашли, что зарядовое распределение является асимметричным относительно их максимума. После анализа доступных данных была предложена окончательная форма в предположении, что нейтроноизбыточная часть распределения описывается степенью в экспоненте с параметром $U=1.5$, а протоноизбыточная часть гауссианом:

$$U = \begin{cases} 2 & \text{если } Z_M - Z < 0 \\ 1.5 & \text{если } Z_M - Z \geq 0 \end{cases} \quad /61/$$

В дальнейшем было показано [95], что данное утверждение об асимметричной форме работает только для “тяжелого” пучка, а для “легкого” пучка соответственно зарядовое распределение является гауссовским:

$$U = \begin{cases} 2 & \text{если } \left[(Z_M - Z < 0) \text{ или } (A_p < 33) \right] \\ 1.5 & \text{если } \left[(Z_M - Z \geq 0) \text{ и } (A_p \geq 33) \right] \end{cases} \quad /62/$$

П.2.2.2 Параметры Z_M и R

В ранних работах, посвященных анализу сечений фрагментации, были получены следующие выводы:

- максимум зарядового распределения всегда находится на нейтронодефицитной стороне от полосы β -стабильности,
- Z_M является только функцией массы фрагмента,
- для более нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных пучков фрагменты “помнят” избыток нейтронов или протонов пучка (так называемый “эффект памяти”).

Было предложено, что наиболее вероятное значение заряда $Z_M(A)$ измеряется относительно β -стабильного заряда:

$$Z_M(A) = Z_\beta(A) + \Delta. \quad /63/$$

Для того чтобы и в вычислениях избежать влияния оболочечных эффектов, которые определенно “размываются” при образовании наблюдаемого ядра испарением частиц из сильно возбужденного фрагмента, $Z_\beta(A)$ аппроксимируется сглаженной функцией:

$$Z_\beta(A) = \frac{A}{1.98 + 0.0155 \cdot A^{2/3}}. \quad /64/$$

Разница Δ между экспериментальными значениями $Z_\beta(A)$ и $Z_M(A)$ был определена следующим образом:

$$\Delta = \begin{cases} c_1 \cdot A - c_2 & \text{если } A \geq 66 \\ c_3 \cdot A^2 & \text{если } A < 66 \end{cases}, \quad /65/$$

$$\text{где } c_1, c_2, c_3 = 2.703 \cdot 10^{-2}, -0.895, 2.041 \cdot 10^{-4}$$

Подобно параметру Z_M , описанному выше, параметр ширины является также только функцией массы фрагмента:

$$\ln[R(A)] = \sum_{i=0}^3 cr_i \cdot A^i, \quad /66/$$

$$\text{где } cr_i = (0.778, -6.77e-3, 0, 0).$$

II.2.2.3 Влияние избытка нейтронов или протонов в бомбардирующей частице

Большинство данных, использованных для определения эмпирических параметризаций сечений фрагментации, были получены во фрагментации *мишеней* близких к β -стабильности. Кривизна долины β -стабильности, отношение числа нейтронов к числу протонов в мишени $(N/Z)_T$, увеличивается с увеличением массы *мишени*. Разумно предположить, что во время испускания частиц из сильно возбужденных первичных фрагментов этот нейтронный избыток частично теряется благодаря предпочтению нейтронной эмиссии (вызванной отсутствием кулоновским барьером для эмиссии нейтронов). Несмотря на это, ядра-остатки из тяжелых *мишеней* ожидаются более нейтроноизбыточными чем из легких. Была предложена [96] линейная зависимость между нейтронным избытком фрагмента $(N/Z)_F$ и нейтронным избытком *мишени* $(N/Z)_T$. Однако, эта зависимость была основана только для узкого диапазона фрагментов с $1.10 \leq (N/Z)_F \leq 1.27$.

“Нормальный” эффект памяти для *мишеней*, близких к линии β -стабильности, определяется выражением /63/ и линейно связан Z_β . Тогда Δ дает сдвиг (обусловленный испусканием частиц) в выходах наиболее вероятного ядра в более протоноизбыточную область. Для учета эффекта памяти был введен дополнительный параметр Δ_m . Таким образом, можно переписать выражение для наиболее вероятного значения заряда следующим образом:

$$Z_M(A) = Z_\beta(A) + \Delta + \Delta_m, \quad /67/$$

где эффект памяти ядер пучка выражается как:

$$\Delta_m(A) = \Delta_m^*(A) \Delta_\beta(A_p), \quad /68/$$

$$\Delta_m^*(A) = \sum_{i=1}^4 m_i \left(\frac{A}{A_p} \right)^i, \quad /69/$$

$$\Delta_\beta(A_p) = Z_p - Z_\beta(A_p), \quad /70/$$

где $\Delta_\beta(A_p)$ есть сдвиг ядра по Z от линии стабильности, и $Z_\beta(A_p)$ определяется выражением /64/. Коэффициенты $m_{i=1..4}$ приводятся в таблице 13.

Таблица 13. Коэффициенты для вычисления эффекта памяти в различных параметризациях.

фрагменты						
m_i	нейтроноизбыточные			протоноизбыточные		
i	[61]	[95]	[97]	[61]	[95]	[97]
1	0	0	-0.425	0	0	-0.425
2	0.4	0.542	0	0	-0.279	0
3	0	0	0	0	0	0
4	0.6	0.365	1.55	0.6	0.879	1.55

где [61] – оригинальная ЕРАХ параметризация, [95] – используемая в программе “LISE” параметризация, [97] – параметризация, полученная на сравнении экспериментальных данных на различных пучках криптона.

Необходимо отметить также, что в ряде параметризаций накладываются дополнительные условия к эффекту памяти. Так в работе [95] предполагается, что для легких фрагментов, полученных при фрагментации протоноизбыточного пучка, эффект памяти отсутствует:

$$\text{если } (\Delta_\beta(A_p) > 0 \text{ и } A/A_p < 0.55) \Delta_m^*(A) = 0 \quad /71/$$

Сравнение экспериментальных данных с эмпирической параметризацией показало, что существует значительное различие для продуктов близких к пучку. Для того чтобы преодолеть этот недостаток, были введены поправки для Δ и R для фрагментов с массой более чем $0.86 \cdot A_p$:

$$f_\Delta = -51 \left(A/A_p - 0.86 \right)^2 + 1, \quad /72/$$

$$f_R = 20 \left(A/A_p - 0.86 \right)^2 + 1. \quad /73/$$

П.3. Программа “LISE”

В начале 90-х годов в ГАНИЛ была разработана программа для расчета трансмиссии и выходов фрагментов для ахроматического спектрометра “LISE”. Одноименная спектрометру программа, написанная на языке программирования C++, разработана Д.Базеном и О.Сорленом [95]. Данный код позволяет промоделировать эксперимент, начиная от установки параметров механизма реакции и заканчивая регистрацией отселектированных спектрометром продуктов реакций в детекторах. Программа имеет дружелюбный интерфейс с пользователем и служит не только для предварительных оценок выходов, но и для оптимизации параметров спектрометра для получения максимального выхода исследуемых продуктов реакций, а также для идентификации различных ядер и зарядовых состояний. Программа позволяет экспериментатору быстро и легко в течение эксперимента пересчитать настройку спектрометра в случае, когда некоторые параметры эксперимента были изменены (различные выбранные ядра, различные детекторы и т.п.).

В основе программы лежит использование транспортного интеграла для расчета оптики пучка [98] и модифицированной эмпирической параметризации сечений фрагментации, подробно описанной в Приложении П.1. Таблицы пробегов различных ядер в материалах, на основе которых рассчитываются потери энергии, хранятся в файлах. Стартовая точка для интегрирования берется в соответствии с работой [99] при энергии 2.5 МэВ/А. Потери энергии рассчитываются в соответствии с функциями, представленными в работе F.Hubert et al.[100]. Программа рассчитывает как энергетический, так и угловой стратглинги. Угловые и импульсные распределения продуктов фрагментации рассчитываются на основе стандартных моделей, представленных в разделе §1.2.4. Фрагментация.

Более детальное описание программы можно найти, используя WWW-ссылку <http://dnr080.jinr.ru/LISE.html>.

П.3.1. Модернизация программы “LISE” и ее адаптация под “Windows”

При всех своих достоинствах (удобный оконный интерфейс, поддержка манипулятора «мышь», графическая визуализация моделирования эксперимента) программа «LISE» имеет существенный недостаток для современного пользователя, который заключается в операционной системе MS-DOS, в которой была написана программа. Вследствие чего, данной программе присущи недостатки среды:

- отсутствие возможности работы с несколькими окнами;
- отсутствие гибкости в программе: чтобы изменить любой параметр, необходимо пройти через несколько меню;

- значительные трудности при печати результатов работы программы;
- сложности использования результатов программы в других приложениях и т.п..

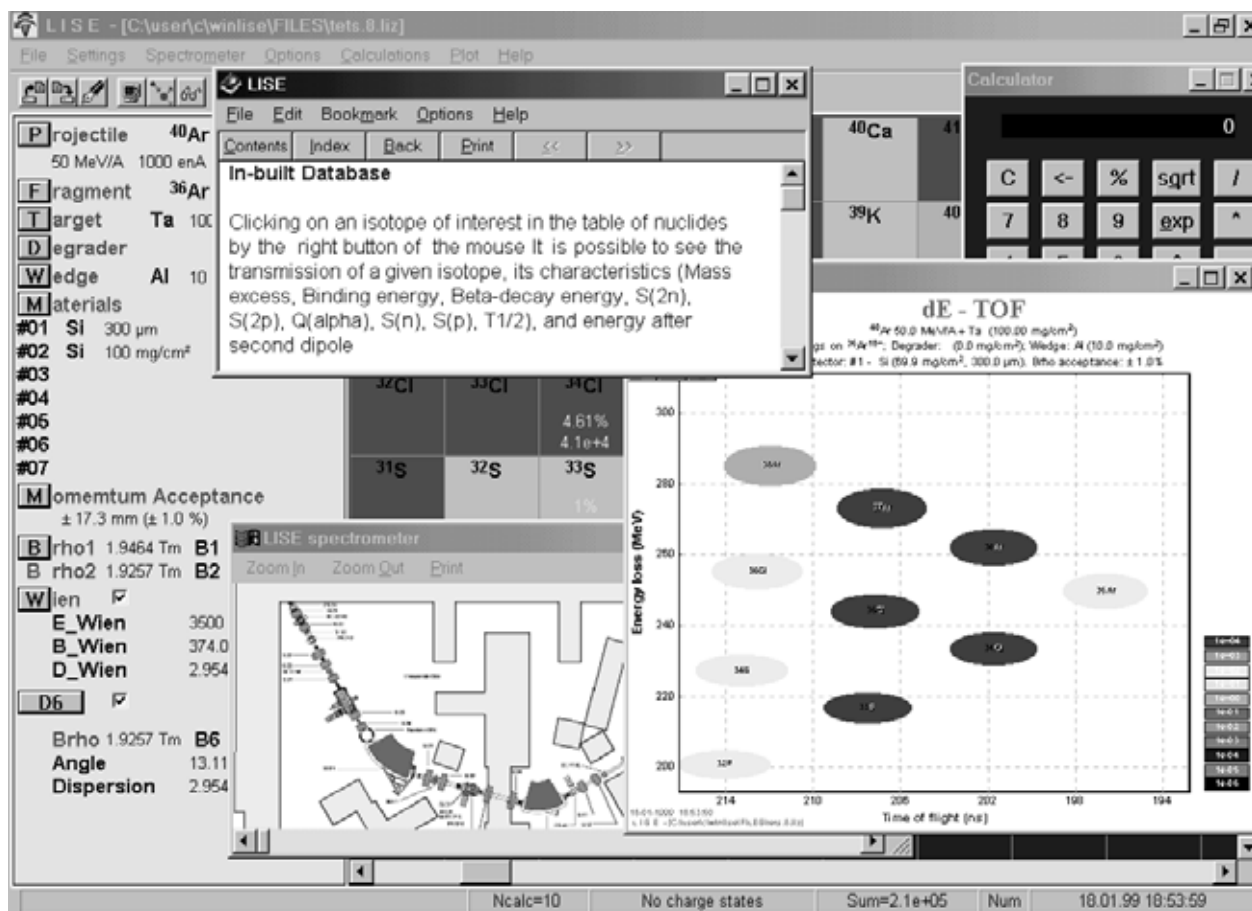


Рис.66. Программа "LISE" в действии.

В 1996-99 годах в рамках коллаборации Дубна-ГАНИЛ автором данной работы была разработана версия программы под 32-х разрядную операционную систему "Windows", что придало программе улучшенный интерфейс с пользователем и все возможности данной операционной системы (работа в нескольких окнах, драйверы печати и т.п. См.Рис.66). В программе также были сделаны следующие изменения:

- Изменен алгоритм расчета угловых распределений фрагментов;
- Введено понятие "мертвого" слоя мишени. Очень важный момент при работе с толстыми мишенями для получения легких экзотических ядер, на пример, когда пучок останавливается в мишени, а регистрируемые продукты реакции образуются в начальном слое мишени;
- Изменены ряд графических подпрограмм, а также подкорректированы некоторые неточности (например, изменение в программе параметров механизма реакции вызывало немедленно сбой в программе).
- Добавлен ряд графиков для просмотра результатов вычисления трансмиссии продуктов реакции.
- Появилась возможность выбора параметризации сечений фрагментации [61,69], и

также была добавлена в программу новая модель зарядовых распределений ионов [101] к уже существующей;

- Добавлен ряд утилит для расчёта оптимальных величин (толщина мишени, энергия пучка, магнитные жесткости) при заданных параметрах спектрометра.
- К программе была подключена база данных об основных свойствах изотопов: масса (Mass excess), энергия связи, энергия β -распада, период полураспада ($T_{1/2}$), а также энергии связи нейтронов, протонов и α -частицы (S_n , S_p , S_{2n} , S_{2p} , Q_α) в ядре;
- Оптические параметры вводятся в виде транспортных матриц. При расчётах используется эммитанс пучка, что важно для пучков с большим эммитансом. Раньше пользователь задавал только радиус изображения пучка на мишени, тогда как в новой версии также учитываются угловой и энергетический эммитансы.
- Добавлен масс-спектрометр после фильтра скоростей Вина;
- Для удобства пользователя создан диалог "Физический Калькулятор" (см. Рис.67), который позволяет быстро пересчитать коррелированные физические величины для выбранного иона исходя из одной физической величины, заданной пользователем;
- В новой версии пользователь может задавать эффективную толщину мишени (поглотителя, детектора) изменением угла наклона мишени (поглотителя, детектора). Появилась возможность вычисления каждой из трёх величин, если две другие известны: эффективная толщина мишени, толщина мишени под нулём градусов и угол наклона мишени (см.Рис.68);
- Все диалоги содержат встроенную справочную информацию, что даёт пользователю возможность быстро найти информацию по данному разделу;
- Данная версия работает также под Windows NT и под эмулятором операционной системы Windows95 на компьютерах Макинтош.

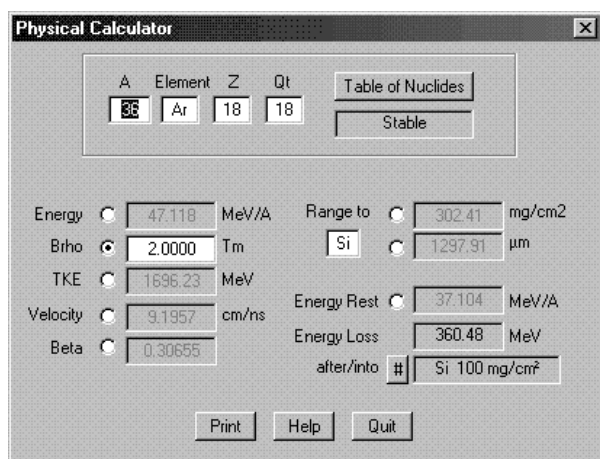


Рис.67. Диалог "Физический калькулятор".

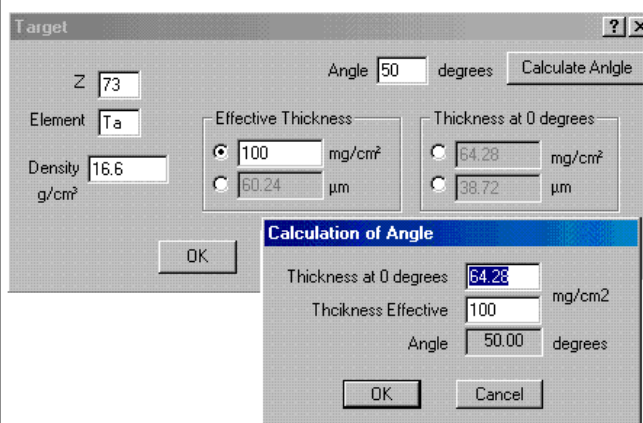


Рис.68. Диалог ввода значения толщины мишени и угла поворота мишени.

Данную программу можно получить, используя ФТП по адресу: 159.93.20.89 (Дубна) или 192.93.218.174 (Кан) user: anonymous.

П.4. Автоматизированный поиск двумерных пиков и определение их характеристик

Определение выходов ядер довольно трудоемкий процесс: необходимо обработать десятки матриц, каждая из которых несет информацию о нескольких десятках ионов. Так в случае эксперимента на пучке ^{112}Sn [33] были идентифицированы ядра с массовыми числами от 8 до 53. Для каждого значения магнитной жесткости существовало четыре матрицы для различных зарядовых состояний продуктов, и в каждой более пятисот ионов. После измерения выходов все данные вносятся в компьютер для дальнейшего анализа. Колоссальный объем работы грубо можно оценить:

$$500 \text{ ионов} \times 4 \text{ матрицы для заряд. состояний} \times 10 \text{ значений магнит. жестк.} = 20\,000 \text{ значений !!}$$

Необходимо также отметить большую вероятность субъективных ошибок экспериментатора, связанных, как с анализом двумерным пиков, так и при переносе информации в компьютер. В связи с чем, для автоматизированного поиска двумерных пиков и определения статистических параметров автором данной работы была создана программа "Vi".

Существует две версии программы:

	Операционная система	Язык программирования	Формат спектра
1	VMS 5.1 и выше	Фортран	GANIL Acquisition
2	MS DOS 3.3 и выше	C	Программа "Athene" /формат "SURFER/

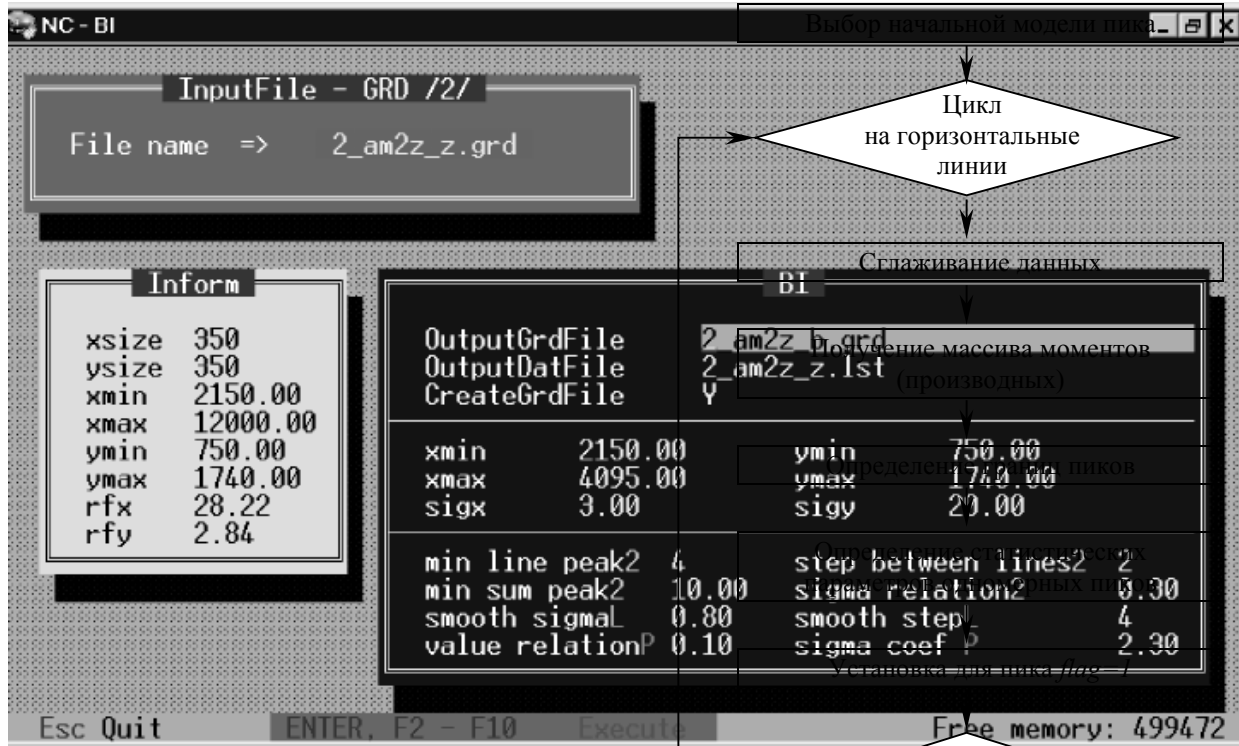


Рис.69. Интерфейсное окно программы "Bi" (версия под Windows) предназначенной для автоматизированного поиска двумерных пиков и определения статистических параметров.

Ввод начальной модели поиска заключается в следующем (согласно меню на Рис.69):

- определяются координаты окна поиска по координатам $xmin$, $xmax$, $ymin$, $ymax$ (по умолчанию берутся параметры окна исследуемого спектра);
- задаются важные параметры индивидуальные для каждого спектра $sigx$ и $sigy$, значения которых должны быть близки к среднестатистическим отклонениям исследуемых пиков по горизонтальной и вертикальной осям соответственно;
- в зависимости от качества спектра (фон, «размытость», наложение пиков) модифицируются[†] внутренние параметры, описание которых дается ниже.
- $value\ relationP$ – умножается на

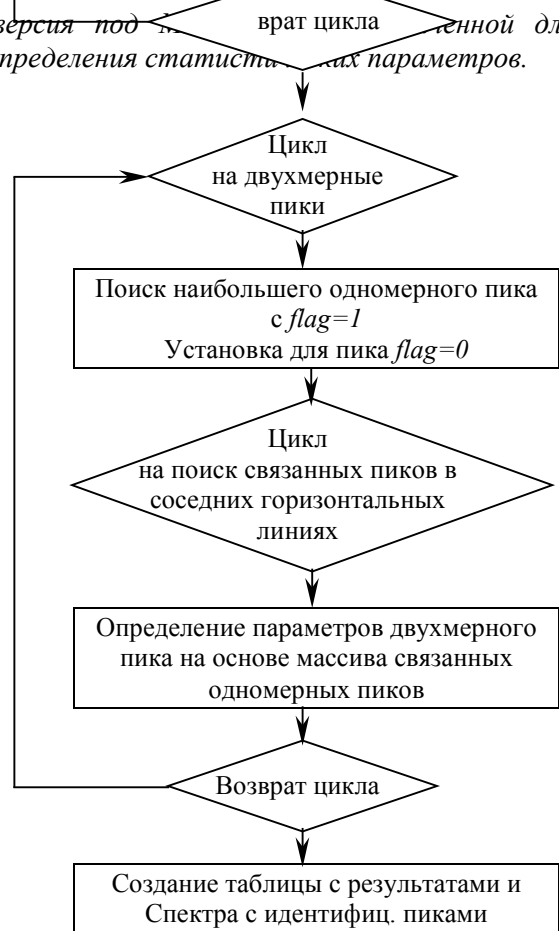


Рис.70. Алгоритм работы программы автоматизированного поиска двумерных пиков и определения их статистических параметров

* низкоинтенсивные широкие пики

[†] в большинстве случаев из опыта работа с программой внутренние параметры берутся по умолчанию

амплитуду пика (по умолчанию 0.1). Полученная величина используется для определения границы пика, если до следующего пика или до границы спектра существует точка, значение в которой меньше данной величины. Полученное значение служит, чтобы избежать фоновых событий, не имеющих отношения к данному пику и способных повлиять на его характеристики;

- *min line peak2* – минимальное количество одномерных горизонтальных пиков в двухмерном пике (по умолчанию 4). Если количество горизонтальных пиков меньше данной величины, то пик исключается из списка;
- *min sum peak2* – минимальная площадь двухмерного пика (по умолчанию 10). Если площадь пика меньше данной величины, то пик исключается из списка;
- *step between lines2* – максимальное количество горизонтальных линий, в которых происходит поиск в определенном направлении (вверх или вниз) одномерных пиков для двухмерного пика (по умолчанию 2). Если в этих линиях был найден одномерный пик, удовлетворяющий условиям данного двухмерного пика, поиск продолжается в том же направлении, используя вновь то же самое максимальное количество горизонтальных линий.

Алгоритм работы программы автоматизированного поиска двухмерных пиков и определения их статистических параметров представлен на Рис.70.

Пример результатов работы программы представлен на см.Рис.71. Обе версии выдают результаты работы в графическом виде (новый спектр такого же формата [см. нижний спектр на Рис.71]) и в виде таблицы со всеми статистическими параметрами идентифицированных пиков. Программа может быть легко без изменения ее основы модифицирована к другим форматам спектра добавлением соответствующих подпрограмм чтения и записи спектров.

Сглаживание осуществляется с помощью коэффициентов, полученных из нормального распределения. В начале для каждой c -ой точки создается образ:

$$T(x_c) = \sum_{i=c-step}^{c+step} f(x_i) \cdot \exp\left[-\frac{(x_i - x_c)^2}{2 \cdot \sigma_{smooth}^2}\right], \quad /74/$$

где $step$ – число соседних точек, принимающих участие в сглаживании (согласно меню, представленного на Рис.69, данный параметр называется "smooth stepL" и имеет значение по умолчанию 4), σ_{smooth} – параметр, определяющий ширину нормального распределения (согласно меню: "smooth sigmaL", по умолчанию равно 0.80). После нормировки, чтобы сохранить сумму событий в данной горизонтальной линии, получаем сглаженное значение.

Наиболее важным моментом программы является поиск одномерного пика и определение его границ, при условии, чтобы этот поиск был достаточно быстрым и эффективным. Первоначально поиск был осуществлен с помощью вычисления производных в каждой точке. Исходя из экстремумов:

$$\begin{aligned} f'(x_c) = 0, f''(x_c) < 0 &\Rightarrow x_c - \text{минимум}, \\ f'(x_c) = 0, f''(x_c) > 0 &\Rightarrow x_c - \text{максимум}, \end{aligned} \quad /75/$$

определялись границы пиков (минимумы) и местонахождения максимумов (максимумы). Для определения производной в точке x_c применялось фитирование* линией в

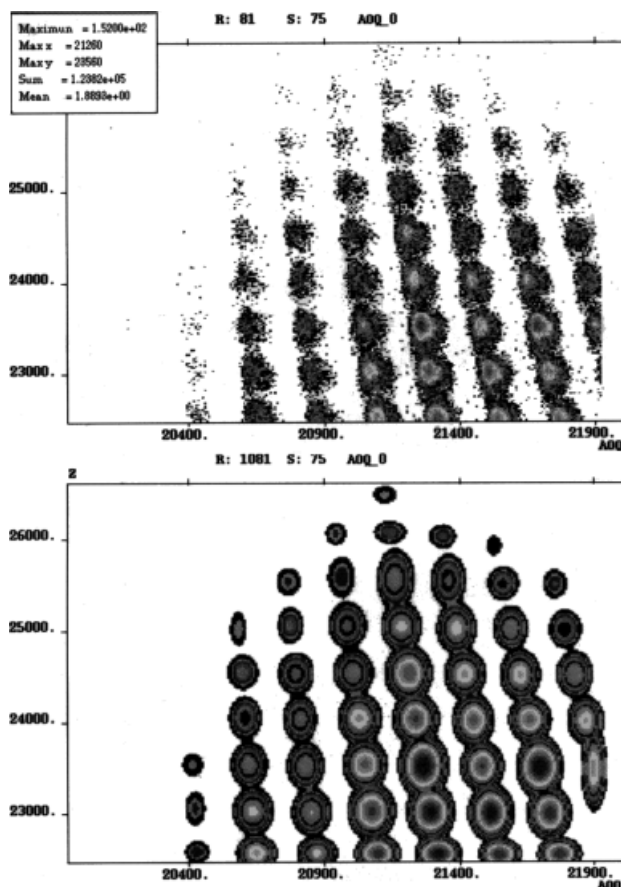


Рис.71. На верхнем рисунке представлен экспериментальный спектр выхода продуктов с $Z=45 \div 53$ в реакции $^{112}\text{Sn}(58\text{МэВ}/A) + \text{Ni}$ [Lew94] для полностью ободанных ядер ($Q=Z$) при магнитной жесткости $B\rho=1.98835 \text{ Тм}$ в зависимости от массового числа Z и величины A/Q . На нижнем приведен спектр, полученный после поиска и определения параметров двухмерных пиков программой "Bi".

* для фитирования была использована подпрограмма "Minuit" библиотеки "CERNLib"

определенном интервале $x_c - step^{\#} \div x_c + step^{\#}$. Значение $step^{\#}$ равно произведению $sigx$ и $sigma_coef_P$ (см. меню на Рис.69) и имеет физический смысл полной ширины на полувысоте пика. Параметр наклона данной линии использовался в качестве производной. Однако фитирование занимает достаточно много времени, в результате чего был предложен простой и эффективный метод на основе вычисления момента первого порядка в точке x_c :

$$Mom(x_c) = \sum_{x=x_{c-l}}^{x_c+l} f(x) \cdot (x - x_c), \quad /76/$$

где l равно целому значению отношения $step^{\#}$ к шагу оси $\Delta x = x_i - x_{i-1}$. Пример результатов сглаживания экспериментальных данных и определения их «моментов» для одномерного спектра представлен на Рис.72. Из рисунка отчетливо видно, что пересечения функции моментов с нулевой осью и сменой знаков «+» на «-» соответствуют максимумам пиков экспериментальных данных, а со сменой знаков «-» на «+» соответственно границам пиков.

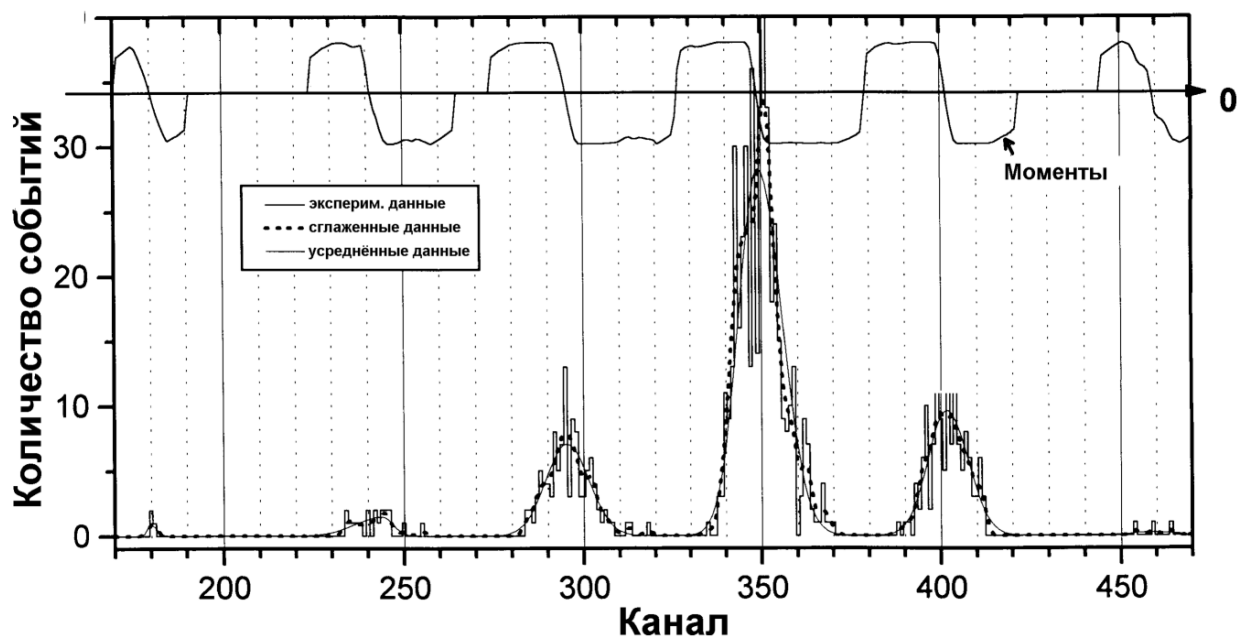


Рис.72. Результаты сглаживания экспериментальных данных и определения их «моментов» для одномерного спектра.

П.5. Моделирование регистрации продуктов цепочки β -распадов

В случае исследования β -распадов эффективность регистрации тесно связана с просчетами событий, являющимися следствием больших загрузок в совокупности длинными временными воротами системы набора. Определенные трудности при анализе создают распады дочерних ядер при низкой эффективности регистрации β -распадов. В этом случае необходимо разделить истинные первичные распады, как от вторичных дочерних распадов, так и от фона*. При эффективности регистрации β -распадов близкой к 100% при низком фоне, этот вопрос решается автоматически, предполагая первый β -распад после регистрации тяжелого иона за истинный, игнорируя все последующие.

Для восстановления реальных характеристик распада в случае низкой эффективности регистрации β -распадов была создана программа моделирования регистрации цепочки распадов. Параметрами данной программы являются характеристики распадов дочерних ядер (периоды полураспада и вероятность нейтронной эмиссии), эффективность регистрации β -частиц, количество событий в секунду исследуемого изотопа и фоновая нагрузка.

Если заканчивать цепочку дочерних распадов на четвертом распаде†, то систему из четырех дифференциальных уравнений невозможно решить в аналитическом виде. Наиболее оптимально в данном случае решать систему численным методом, используя малые‡ приращения по времени Δt .

Для системы, претерпевающий распад, из N ядер за время dt , убыль описывается следующим образом:

$$dN = -\lambda N dt, \quad /77/$$

где λ - постоянная распада:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad /78/$$

Проинтегрировав дифференциальное уравнение /77/ и сделав переход к вероятностям, получаем, что вероятность $P^{A,Z}(\Delta t)$ распада ядра (A,Z) за временной промежуток $T=(0,\Delta t)$ равна:

$$P^{A,Z}(\Delta t) = 1 - \exp(-\lambda^{A,Z} \Delta t). \quad /79/$$

Тогда можно определить количество дочерних ядер $\Delta N_{A-i,Z+1}^{A,Z}(\Delta t, t)$, образовавшихся за временной промежуток $T=(t, t+\Delta t)$ от начального числа материнских ядер $N^{A,Z}(t)$ в

* фон существует благодаря долгоживущим β -распадчикам, имплантированных либо параллельно с исследуемым ядром, либо появившимся в результате первичных распадов имплантированных ядер

† что является обоснованным, так как обычно в случае нейтроноизбыточных ядер период полураспада дочернего ядра $(A,Z+3)$ на 2-3 порядка больше, чем материнского (A,Z)

‡ по крайней мере, на порядок меньше периода полураспада материнского ядра

результате β -распада с испусканием i нейтронов:

$$\Delta N_{A-i, Z+1}^{A, Z}(t) = p_i^{A, Z} P^{A, Z}(\Delta t) N^{A, Z}(t), \quad /80/$$

где $p_i^{A, Z}$ вероятность i -нейтронной эмиссии.

Используя уравнение /80/, можно определить изменение количество ядер (A, Z) за промежуток времени Δt :

$$N^{A, Z}(t + \Delta t) = N^{A, Z}(t) + \sum_{i=0}^k \Delta N_{A+i, Z-1}^{A+i, Z-1}(t) - \sum_{i=0}^k \Delta N_{A-i, Z+1}^{A, Z}(t), \quad /81/$$

где первая сумма связана с распадами материнских ядер $(A+i, Z-1)$ в ядро (A, Z) , а вторая сумма соответственно с распадами ядра (A, Z) в дочерние ядра $(A-i, Z+1)$. Число k (максимальное число испускаемых нейтронов) равно 2, так как испускание более двух нейтронов имеет очень малую вероятность.

Эффективность регистрации β -событий в случае имплантации ядра-распадчика в толстый кремниевый детектор определяется в первую

очередь просчетами, связанными с «мертвым» временем системы набора. Если временные ворота системы набора того же порядка что и времена жизни ядер-распадчиков, то эффективность регистрации β -распадов не является постоянной величиной. В этом случае для моделирования регистрации β -распадов необходимо применять метод Монте-Карло. В вышеописанной модели предполагается эффективность регистрации β -событий постоянной независимо от энергии β -частицы и момента ее регистрации. Данное предположение для нашего эксперимента выполнимо, так как при малых временных воротах системы набора по отношению к временам жизни ядер-распадчиков времени просчеты были обусловлены легкими частицами (более 90% основной загрузки системы набора), распределенных независимо от β -распадов.

Как пример, на Рис.73 представлен результат моделирования цепочки β -распадов

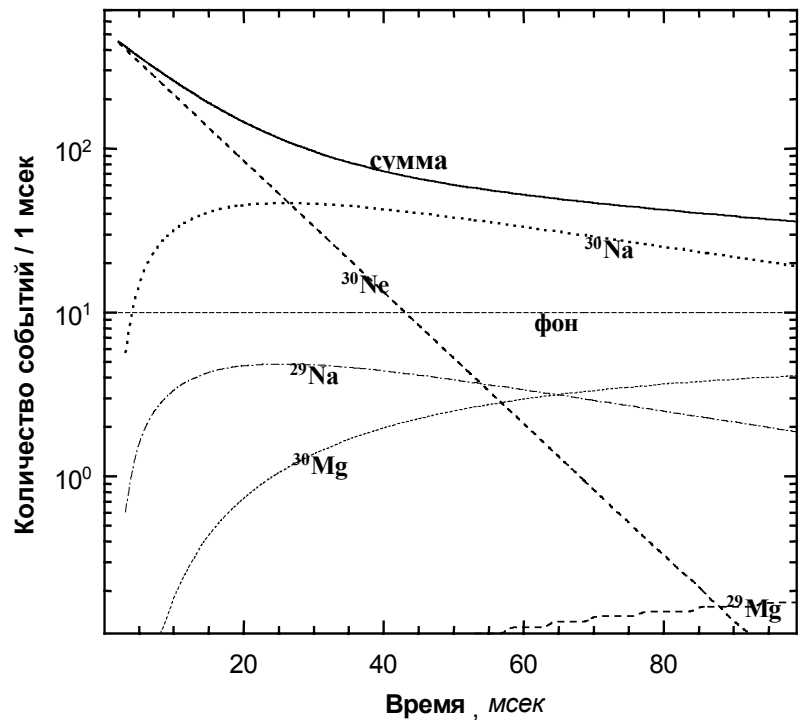


Рис.73. Результат моделирования цепочки β -распадов в случае материнского ядра ^{30}Ne .

для материнского ядра ^{30}Ne с параметрами, представленными в Таблице 14.

Таблица 14.

Временной шаг:	1 мс
Количество имплантируемых в детекторе ядер ^{30}Ne :	10000
Эффективность регистрации β -распадов:	50%
Фон:	20 мс^{-1}

Ядро	$T_{1/2}$	P_{1n}	P_{2n}	Масса	Заряд
^{30}Ne	7.5 мс	9%	0.1%	A	Z
^{30}Na	48.0 мс	30%	1.17%	A	Z-1
^{29}Na	44.9 мс			A-1	Z-1
^{28}Na	30.5 мс			A-2	Z-1
^{30}Mg	335.0 мс			A	Z-2
^{29}Mg	1.3 сек			A-1	Z-2
^{28}Mg	20.9 час			A-2	Z-2
^{30}Al	3.6 сек			A	Z-3

П.6. Метод обнаружения и идентификации микросекундных изомеров

Данный метод обнаружения и идентификации изомеров в микросекундном диапазоне, позволивший при одной настройке спектрометра получить более чем в сорока ядрах известные изомерные распады, был опробован в экспериментах [22,23], проведенных на спектрометре LISE3 в GANIL, в реакции фрагментации пучка ионов ^{112}Sn . Идентификационные изомерные спектры регистрируемых ядер представлены на Рис.74 в совпадении с сигналами γ -излучения в микросекундном диапазоне для определенных временных ворот. Примеры энергетических спектров γ -излучения, полученного в задержанных совпадениях с полностью ободранными ядрами, приведены на Рис.75. γ -лучи измерялись во временной корреляции с соответственными сигналами от регистрируемых в телескопе ядер. Впервые такие исследования по изомерии были сделаны в одном измерении для большей части карты нуклидов.

В первом эксперименте детектирующая система была расположена в финальном фокусе спектрометра и представляла собой телескоп из четырех кремниевых детекторов, окруженный четырьмя германиевыми детекторами [102]. Суммарная эффективность регистрации γ -квантов достигала 11% для 166 КэВ и около 4.5% для γ -лучей с энергией 1 МэВ. Во втором эксперименте был использован для регистрации γ -излучения высокоэффективный сегментированный кольцеобразный ВГО-детектор [103]. Полная эффективность регистрации фотопика была около 50%, однако, при довольно низком энергетическом разрешении. Основной целью использования такого сегментированного детектора была возможность регистрация излучения аннигиляционной пары 511-511 КэВ в противоположных сегментах в совпадениях с реакциями ядер - продуктов реакций во

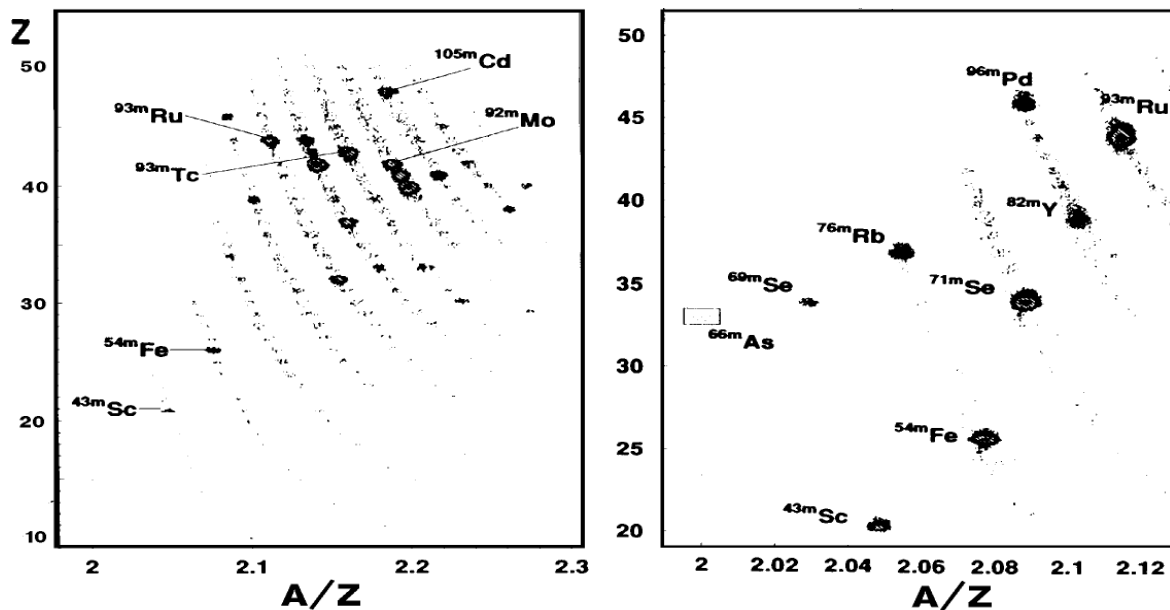


Рис. 74. Двухмерные диаграммы выходов продуктов фрагментации ^{112}Sn в зависимости от атомного числа и величины A/Z . На левом рисунке представлен спектр полностью ободранных ионов ($Z=Q$) для первичного пучка ^{112}Sn с энергией 58 МэВ/А и соответственно с энергией 63 МэВ/А на правом, полученных в совпадениях внутри временного окна 10 мкс с γ -излучением (так называемые графики Грживача [22]). Случайный фон ионов в их основном состоянии был вычтен, используя как образец наблюдаемый (низкий) уровень фона для ядер с известными изомерными состояниями в диапазоне времен жизни 0.01÷100 мкс.

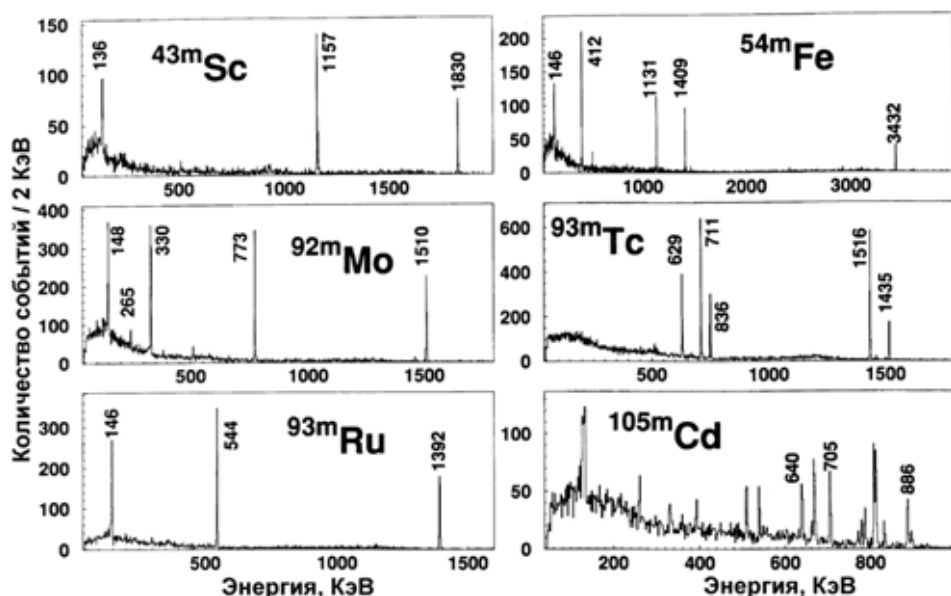


Рис. 75.

Примеры γ -энергетических спектров, полученных для зарегистрированных ядер в изомерных состояниях.

Известные изомерные переходы отмечены их энергиями в КэВ. Для ^{105m}Cd указаны только те линии, которые были использованы для оценки выходов изомерных состояний.

временном диапазоне ожидаемых периодов полураспада ядер в районе ^{100}Sn (секунды).

Среди других параметров, стандартные временные сигналы ТАС (время амплитудный преобразователь) соответствующих быстрым совпадениям между имплантированными ядрами и γ -излучением были записаны в режиме “событие за событием” вместе с энергиями ионов и γ -лучей. Рабочий диапазон ТАС был 500 нс, хотя система набора открывалась любым триггерным сигналом в течение ≈ 10 мкс (временные ворота амплитудно-цифрового преобразователя). Загрузка тяжелыми ионами держалась на уровне одной тысячи в секунду. Быстрый пик совпадений в спектре ТАС (полная ширина на полувысоте ≈ 10 нс) был в основном благодаря быстрому γ -излучению индуцированных ядерными реакциями имплантированных ионов в кремниевых детекторов. Эти сигналы были получены только для 2% от всех записанных событий имплантированных ионов. Однако, временное распределение γ -излучения было много шире чем быстрый пик в ТАС и рабочий диапазон ТАС, как следствие задержанного γ -излучения следующего за β - и изомерными распадами. Время жизни β -распадов составляет порядка сотни миллисекунд для экзотических слабосвязанных образовавшихся ядер и довольно большие времена жизни для ядер при приближении к линии стабильности. Эти ядра создавали постоянный уровень фона (около 150 событий в секунду) γ -событий некоррелированных в 10 мкс диапазоне с имплантированными продуктами квазифрагментации. Напротив, запись излучения с характерными временами распада сравнимыми с 10 мкс интервалом системы набора может быть сильно расширена по сравнению с постоянным фоном. Это может быть сделано через требование корреляции с определенным ионом, который может находиться в возбужденном изомерном состоянии в течение имплантации. В этом случае корреляции совпадения брались между определенным имплантированным ионом и γ -излучением, где сигнал γ -излучения был вне быстрого пика или даже вне рабочего диапазона ТАС, но внутри 10 мкс ворот.

Необходимо отметить, что данный метод регистрации изомерных состояний представляет собой новый метод идентификации продуктов реакций в дополнение к

стандартной методике идентификации продуктов реакций по удельным потерям ΔE , полной кинетической энергии TKE и времени пролета TOF .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Orr N.A., Mittig W., Fifield L.K., Lewitowicz M., Plagnol E., Schutz Y., Long Z.W., Bianchi L., Gillibert A., Belozyorov A.V., Lukyanov S.M., Penionzhkevich Yu.E., Villari A.C.C., Cunsolo A., Foti A., Audi G., Stephan C., Tassan-Got L. "New mass measurements of neutron-rich nuclei near $N=20$ " // *Physics Letters B*, 1991, V.258, p.29.
- [2] Chartier M., Auger G., Mittig W., Lepine-Szily A., Bibet D., Casabdjian J.M., Chabert M., Fifield L.K., Ferme J., Gillibert A., Lewitowicz M., MacCormick M., Moscatello M.H., Odland O.H., Orr N.A., Plagnol E., Ricault C., Spitaels C., Villary A.C.C. "Mass Measurement of Secondary Ions of $A=100$ in the Vicinity of ^{100}Sn Using the Second Cyclotron of GANIL". // *Acta Physica Polonica B*, 1996, V.27, pp.451-456.
- [3] Chartier M., Auger G., Mittig W., Lepine-Szily A., Bibet D., Casabdjian J.M., Chabert M., Fifield L.K., Ferme J., Gillibert A., Lewitowicz M., MacCormick M., Moscatello M.H., Odland O.H., Orr N.A., Plagnol E., Ricault C., Spitaels C., Villary A.C.C. "Mass Measurement of ^{100}Sn ". // *Physical Reviews Letters*, 1996, V.77, p.2400.
- [4] Ames F., Audi G., Beck D., Bollen G., de Saint Simon M., Jertz R., Kluge H.-J., Kohl A., Konig M., Lunney D., Martel I., Moore R.B., Otto T., Patyk Z., Raimbault-Hartmann H., Rouleau G., Savard G., Scharck E., Schwarz S., Schweikhard L., Stolzenberg H., Szerypo J., and the ISOLDE Collaboration, "High-Accuracy Mass Determination of Unstable Cesium and Barium Isotopes" // *Nuclear Physics A*, 1999, Vol.651, p.3.
- [5] Ogloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E. // In *Treatise on Heavy Ion Science*, Plenum Press, edited by A.Browley, New York, 1989, p.261.
- [6] Seth K.K., Parker B. "Evidence for Dineutrons in Extremely Neutron-Rich Nuclei" // *Phys.Rev.Lett.*, 1991, V.66, p.2448.
- [7] Penionzhkevich Yu.E. "Beams of Radioactive Nuclei" // *Phys.Part.Nucl.*, 1994, Vol.25, p.394.; *ЭЧАЯ*, 1994, T.25, c.930.
- [8] Hansen P.G., Jonson B. "The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei." // *Europhys.Lett.*, 1987, V.4, p.409.
- [9] Minamisono T., Ohtsubo T., Minami I., Fukuda S., Kitagawa A., Fukuda M., Matsuta K., Nojiri Y., Takeda S., Sagawa H., Kitagawa H., "Proton Halo of ^8B Disclosed by Its Giant Quadrupole Moment" // *Phys.Rev.Lett.*, 1992, V.69, p.2058.
- [10] Obuti M.M., Kobayashi T., Hirata D., Ogawa Y., Ozawa A., Sugimoto K., Tanihata I., Olson D., Christie W., Wieman H., "Interaction Cross Section and Interaction Radius of the ^8B Nucleus" // *Nuclear Physics A*, 1996, V.609, p.74.
- [11] Langevin M., Detraz C., Epherre M., Guillemaud-Mueller D., Jonson B., Thibault C., and the ISOLDE Collaboration. "Observation of beta-Delayed Triton Emission". // *Phys. Lett. B*. 1984, V.146, p.176.
- [12] *Table of Isotopes*, Eight edition, Edited by R.B.Firestone, March 1996, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California.
- [13] Lyutostansky Yu.S. "The Processes which accompany beta-Decay of Nuclei with a Great Excess of Neutrons." // *Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.*, 1986, V.50, No.5, p.835.
- [14] Yu C.-H., Galindo-Uribarri A., Paul S.D., Carpenter M.P., Davids C.N., Janssens R.V.F., Lister C.J., Seweryniak D., Uusitalo J., MacDonald B.D., "Spectroscopy of the Proton Emitter ^{109}I " // *Phys.Rev. C*, 1999, V.59, p.1834.
- [15] Kryger R.A., Azhari A., Hellstrom M., Kelley J.H., Kubo T., Pfaff R., Ramakrishnan E., Sherrill B.M., Thoennessen M., Yokoyama S., Charity R.J., Dempsey, J., Kirov A., Robertson N., Sarantites D.G., Sobotka L.G., Winger J.A. "Studies of Light Nuclei Beyond the Particle Driplines: The two-proton emitter ^{12}O " // *Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B*, 1995, V.99, p.312.
- [16] Riisager K // contribution to the International Conference on Nuclear Structure ANIS-97, November 4-8, 1997, Caen, France.
- [17] Nakamura T., Shimoura S., Kobayashi T., Teranishi T., Abe K., Aoi N., Doki Y., Fujimaki M., Inabe N., Iwasa N., Katori K., Kubo T., Okuno H., Suzuki T., Tanihata I., Watanabe Y., Yoshida

- Y., Ishihara M. "Coulomb Dissociation of a Halo Nucleus ^{11}Be at 72A MeV" // Phys. Lett. B, 1994, V.331, p.296.
- [18] Anne R., Borchta K., Bimbot R., Borrel V., Giimo-Muller D., Gareev F.A., Dlougy Z., Dogny S., Ershov S.N., Kazacha G.S., Kordyasz A., Levitovich M., Lukyanov S.M., Mueller A.S., Penionzhkevich Yu.E., Puzho F., Sen-Loran M.-G., Skobelev N.K., Tretiakova S.P., Shvanda Ya., "Elastic Scattering of ^{11}Li Ions with an Energy of 29 MeV per Nucleon on ^{28}Si Nuclei". // Bull.Rus.Acad.Sci.Phys. 1993, V.57, p.118.
- [19] Becchetti F.D., Ashktorab K., Brown J.A., Janecke J.W., Roberts D.A., Van Klinken J., Liu W.Z., Kolata J.J., Lamkin K., Smith R.J., Warner R.E., "Production of an Isomeric, Excited Radioactive Nuclear Beam" // Phys.Rev. C, 1990, V.42, p.801.
- [20] Young B.M., Bazin D., Benenson W., Kelley J.H., Morrissey D.J., Orr N.A., Ronningen R., Sherrill B.M., Steiner M., Thoennessen M., Winger J.A., Yennello S.J., Tanihata I., Bai X.X., Inabe N., Kubo T., Moon C.-B., Shimoura S., Suzuki T., Boyd R.N., Subotic K. "Strong Isomer Production in Fragmentation Reactions" // Phys.Lett. B, 1993, V.311, p.22.
- [21] Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y., Yoshikawa N., Sigimoto K., Yamakawa O., Kobayashi T., Takahashi T. "Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region" // Phys.Rev.Lett., 1985, V.55, pp.2676-2679.
- [22] Grzywacz R., Anne R., Auger G., Bazin D., Borcea C., Borrel V., Corre J.M., Dorfler T., Fomichev A., Guillemaud-Mueller D., Hue R., Huysse M., Janas Z., Keller H., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mueller A.C., Penionzhkevich Yu., Pfutzner M., Pougheon F., Rykaczewski K., Saint-Laurent M.G., Schmidt K., Schmidt-Ott W.D., Sorlin O., Szerypo J., Tarasov O., Wauters J. "Identification of μs -isomers produced in the quasifragmentation of a ^{112}Sn beam" // Phys. Lett. B, 1995. V.355, p.439.
- [23] Grzywacz R., Anne R., Auger G., Bazin D., Borcea C., Corre J.M., Dorfler T., Fomichev A., Grevy S., Grawe H., Guillemaud-Mueller D., Huysse M., Janas Z., Keller H., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mueller A.C., Orr N., Ostrowski A., Penionzhkevich Yu., Piechaczek A., Pougheon F., Rykaczewski K., Saint-Laurent M.G., Schmidt-Ott W.D., Sorlin O., Szerypo J., Tarasov O., Wauters J., Zylicz J. "New μs -isomers in $T_z=1$ nuclei produced in the $^{112}\text{Sn}(63\text{A MeV}) + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ reaction" // Physical Review C, 1997, V.55, pp.1126-1129.
- [24] Bernas M., Czajkowski S., Armbruster P., Geissel H., Dessagne Ph., Donzaud C., Faust H.-R., Hanelt E., Heinz A., Heese M., Kozhuharov C., Mieke Ch., Munzenberg G., Pfutzner M., Rohl C., Schmidt K.-H., Schwab W., Stephan C., Summerer K., Tassan-Got L., Voss B., "Projectile Fission at Relativistic Velocities: A novel and powerful source of neutron-rich isotopes well suited for in-flight isotopic separation" // Phys.Lett. B, 1994, V.331, p.19.
- [25] Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., J.Wilczynski, "New Isotopes $^{29,30}\text{Mg}$, $^{31,32,33}\text{Al}$, $^{33,34,35,36}\text{Si}$, $^{35,36,37,38}\text{P}$, $^{39,40}\text{S}$ and $^{41,42}\text{Cl}$ Produced in Bombardment of a ^{232}Th . Target with 290 MeV ^{40}Ar Ions". // Nucl.Phys. A, 1971, V.176, p.284.
- [26] Artukh A.G., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J., "Transfer Reactions in the Interaction of ^{40}Ar with ^{232}Th ". // Nucl.Phys. A, 1973, V.215, p.91.
- [27] Волков В.В. «Ядерные реакции глубоконеупругих передач» // М.: Энергоиздат, 1982.
- [28] Volkov V.V. "Production of Nuclei Far from Stability" // Treatise on Heavy-Ion Science, Ed. D.Allan Bromley, Plenum Press, 1989, V.8, p.101.
- [29] Norenberg W. "Transport Phenomena in Multi-Nucleon Transfer Reactions" // Phys.Lett. B, 1974, V.52, p.289.
- [30] Symons T.J.M., Viyogi Y.P., Westfall G.D., Doll P., Greiner D.E., Faraggi H., Lindstrom P.J., Scott D.K., Crawford H.J., McParland C. "Observation of New Neutron-Rich Isotopes by Fragmentation of 205-MeV/Nucleon ^{40}Ar Ions" // Phys.Rev.Lett., 1979, V.42, p.40.
- [31] Westfall G.D., Symons T.J.M., Greiner D.E., Heckmann H.H., Lindstrom P.J., Mahoney J., Shotter A.C., Scott D.K., Crawford H.J., McParland C., Awes T.C., Gelbke C.K., Kidd J.M. "Production of Neutron-Rich Nuclides by Fragmentation of 212 MeV/amu ^{48}Ca " // Phys.Rev.Lett., 1979, V.43, p.1959.
- [32]] Guillemaud-Mueller D., Penionzhkevich Yu.E., Anne R., Artukh A.G., Bazin D., Borrel V., Detraz

- C., Guerreau D., Gvozdev B.A., Jacmart J.C., Jiang D.X., Kalinin A.M., Kamanin V.V., Kutner V.B., Lewitowicz M., Lukyanov S.M., Mueller A.C., Hoai Chau N., Pougheon F., Richard A., Saint-Laurent M.G., Schmidt-Otto W.D. "Observation of the new neutron-rich nuclei ^{29}F , $^{35,36}\text{Mg}$, $^{38,39}\text{Al}$, $^{40,41}\text{Si}$, $^{43,44}\text{P}$, $^{45,46,47}\text{S}$, $^{46,47,48,49}\text{Cl}$, and $^{49,50,51}\text{Ar}$ by means of a 55 MeV/nucleon ^{48}Ca beam" // *Z.Physik A*, 1989, Vol.332, p.189.
- [33] Lewitowicz M., Anne R., Bazin D., Auger G., Corre J.M., Hue R., Saint-Laurent M.G., Grzywacz R., Pfutzner M., Rykaczewski K., Zylicz J., Fomichev A., Lukyanov S., Penionzhkevich Yu., Tarasov O., Borrel V., Guilemaund-Mueller D., Mueller A.C., Pougheon F., Sorlin O., Borcea C., Janas Z., Keller H., Schmidt K., Dorfler T., Schmidt-Ott W.D., Huyse M., Szerypo J., Wauters J. "Identification of the doubly-magic nucleus ^{100}Sn in the reaction $^{112}\text{Sn} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ at 63 MeV/nucleon" // *Phys. Lett. B*, 1994, Vol.332, pp.20-24 and ref. therein.
- [34] Geissel H., Muenzenberg G., Riisager K. "Secondary exotic nuclear beams" // *Annual Reviews.Nucl.Part.Sci.*, 1995, pp.163-203.
- [35] Mittig W. "Radioactive beams by fragmentation and ISOL techniques" // Invited contribution to the "International Workshop on Radioactive Nuclear Beams produced by fragment-separator techniques" Varna, Bulgaria, October 12-15, 1993; Preprint GANIL, 1994, P-94-05.
- [36] Anne R., Mueller A.C. "LISE 3: A magnetic spectrometer-Wien filter combination for secondary radioactive beam production" // *Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B*, 1992, V.70, p.276.
- [37] Bjornstad T., Hagebo E., Hoff p., Jonsson O.C., Kugler E., Ravn H.L., Sundell S., Vosicki B., and the ISOLDE Collaboration, "Methods for Production of Intense Beams of Unstable Nuclei: New developments at ISOLDE" // *Phys.Scr.*, 1986, V.34, p.578.
- [38] Ravn H.L., "Radioactive Ion Beams Available at On-Line Mass Separators" // *Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B*, 1987, V.26, p.72.
- [39] Artukh A.G., Gridnev G.F., Grushezki M., Koscielniak F., Semchenkov A.G., Semchenkova O.V., Sereda Yu.M., Shchepunov V.A., Szmider J., Teterev Yu.G., Bondarenko p.G., Rubinskaya L.A., Severgin Yu.P., Myasnikov Yu.A., Rozhdestvenski B.V., Konstantinov A.Yu., Koreniuk V.V., Sandrev I., Genchev S., Vishnevski I.N., "Wide aperture kinematic separator COMBAS realized on the strong focusing principle" // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 426 (1999) 605}617
- [40] Rodin A.M., Sidorchuk S.I., Stepantsov S.V., Ter-Akopian G.M., Fomichev A.S., Wolski R., Galinsky V.B., Ivanov G.N., Ivanova I.B., Gorshkov V.A., Lavrentyev A.Yu., Oganessian Yu.Ts., "High Resolution Beam Line of the U400M Cyclotron and a Possibility of RIB Accumulation and Cooling in the K4 Storage Ring" // *Nucl.Phys. A*, 1997, V.626, p.567c.
- [41] Geissel H., Beckert K., Bosch F., Eickhoff H., Franczak B., Franzke B., Jung M., Klepper O., Moshhammer R., Munzenberg G., Nickel F., Nolden F., Schaaf U., Scheidenberger C., Spadtke p., Steck M., Summerer K., Magel A., "First Storage and Cooling of Secondary Heavy-Ion Beams at Relativistic Energies" // *Phys.Rev.Lett.*, 1992, V.68, p.3412.
- [42] PIAFE coloboration, PIAFE project: Physics Case, SARA/ISN, Institute des Sciences Nucleares de Grenoble, June 1994.
- [43] Pollock R.E., "Storage Rings for Nuclear Physics" // *Nucl.Phys. A*, 1997, V.626, p.385c.
- [44] Gorshkov V.A, Malyshev O.N., Oganessian Yu.Ts., Popeko G.S., Rodin A.M., Sagaidak R.N., Sarantsev V.P., Sidorchuk S.I., Sokol Ye.A., Stepantsov S.V., Ter-Akopian G.M., Timakov V.A. "K4-K10 project TREBLE: Two Ring Exotic Beam Laboratory" // *Proc. of the Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics*, Dubna, Russia, 1993, V.2, pp.417-429.
- [45] Pollock R.E. "Storage rings for nuclear physics" // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1991. V.41, pp.357-388.
- [46] Гангрский Ю.П., Оганесян Ю.Ц., Пенионжкевич Ю.Э., Тер-Акопян Г.М. "Взаимодействия тяжелых ионов с ядрами" // *Препринт УНЦ-97-4*, 1997, ОИЯИ, Дубна.
- [47] Kaufman R., Wolfgang R. // *Phys.Rev.*, 1961, V.121, p.192.
- [48] Tanihata I. // *Proc. of Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics*, 10-15 May 1993, ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, 1993, Dubna, V.1, p.3.
- [49] Russo P., Schmitt R.P., Wozniak G.J., Jared R.C., Glassel P., Cauvin B., Sventek J.S., Moretto

- L.G. "Evidence for Diffusive Relaxation Along the Mass Asymmetry Coordinate in the Reaction $^{197}\text{Au} + 620 \text{ MeV } ^{86}\text{Kr}$ " // Nucl.Phys. A, 1977, V.281, p.509.
- [50] Gridnev G.F., Volkov V.V., Wilczynski J., "Evidence for an Intermediate Mechanism in Interactions between Complex Nuclei". // Nucl.Phys.A, 1970, V.142, p.385.
- [51] Volkov V.V., Artyukh A.G., Gridnev G.F., Grushetski M., Karcz W., Mezentsev A.N., Mikheev V.L., Pomorski L., Popescu A., Popescu D.G. "Dominance of alpha-Particle Emission Channels in Deep Inelastic Transfer Reactions with ^{40}Ar Ions" // Izv.Akad.Nauk SSSR, Ser.Fiz.,1980, V.44, p.2226.
- [52] Wong C.Y., Bibber K.V., "Coulomb final state and the charge effect in heavy ion projectile fragmentation at intermediate energies" // Physical Review C, 1982, V.25, pp.2990-2995.
- [53] Goldhaber A.S., "Statistical models of fragmentation process" // Physics Letters B, 1974, V.53, pp.306-308.
- [54] Borrel V., Guerrea D., Galin J., Gatty B., Jacquet D., Tarrago X. "Peripheral Ar induced reactions at 44 MeV/u - Similarities and deviations with respect to a high energy fragmentation process" // Z.Physik A, 1983. Vol.314, p.191.
- [55] Borrel V., Gatty B., Guerrea D., Galin J., Jacquet D., "Projectile Like Fragment Production in Ar Induced Reactions around the Fermi Energy. I. Experimental Results - Competing Mechanisms". // Z.Physik A, 1986, V.324, p.205.
- [56] Rykaczewski K., Anne R., Auger G., Bazin D., Borcea C., Borrel V., Corre J.M., Dorfler T., Fomichov A., Grzywacz R., Guillemaud-Mueller D., Hue R., Huysse M., Janas Z., Keller H., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mueller A.C., Penionzhkevich Yu., Pfurtzner M., Pougheon F., Saint-Laurent M.G., Schmidt K., Schmidt-Ott W.D., Sorlin O., Szerypo J., Tarasov O., Wauters J., Zylicz J. "Identification of New Nuclei at and beyond the Proton Drip-Line near the Doubly-Magic Nucleus ^{100}Sn Region" // Physical Review C, 1995, V.52, p.2310.
- [57] Fomichev A.S., David I., Dlouhy Z., Lukyanov S.M., Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E., Pereygin V.P., Skobelev N.K., Tarasov O.B., Wolski R., "Fission of ^{209}Bi Induced by ^6He Ions". // Z.Physik. A, 1995, V.351, p.129.
- [58] Ridikas D., Mittig W., "RIB production with high energy neutrons from Be(d, xn) reaction // Proceedings of the 2nd International conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM98), Shanty Creek Resort, Bellaire, Michigan, USA, 23-27 June 1998; preprint GANIL P 98 22, 1998.
- [59] Souliotis G.A., Loveland W., Zyromski K.E., Wozniak G.J., Morrissey D.J., Liljenzin J.O., Aleklett K., "Production of neutron-rich nuclides and radioactive beams by intermediate energy ^{238}U fission" // Physical Review C, 1997, V.55, pp.2146-2149.
- [60] Пенионжкевич Ю.Э. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат.наук, 1970, Дубна.
- [61] Summerer K., Bruchle W., Morrissey D.J., Schadel M., Schweryn B., Weifan Y., "Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons" // Physical Review C, 1990, Vol.42, pp.2546-2561.
- [62] Guillemaud-Mueller D., Penionzhkevich Yu., Jacmart J.C., Kashy E., Latimier A., Mueller A.C., Pougheon F., Artukh A.G., Belozyorov A.V., Lukyanov S.M., Anne R., Bricault P., Detraz C., Lewitowicz M., Zhang Y., Lyutostansky Yu.S., Zverev M.V., Bazin D., Schmidt-Ott W.D. "Particle Stability of the Isotopes ^{26}O and ^{32}Ne in the Reaction 44 MeV/Nucleon $^{48}\text{Ca} + \text{Ta}$." // A.Richard, Physical Review C, 1990, V.41, p.937.
- [63] Atomic Data and Nuclear Data Sheets, 1988, Vol.39(2).
- [64] Audi G. and Wapstra A.H. "The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation" // Nucl. Phys. A, 1995, V.595, p.409.
- [65] Hellstrom M., Fauerbach M. Benenson W., Kryger R.A., Kelley J.H., Morrissey D.J., Pfaff R., Powell C.F., Sherrill B.M.. "Search for ^{26}O ".// In Proc.of Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 19-23, 1995, p.299.
- [66] Lyutostansky Yu.S., Panov I.V., Zverev M.V. "New Deformation Region of Neutron-Rich Nuclei and beta-Delayed Neutron Emission". // Contrib.Proc. 5th Int.Conf.Nuclei Far from Stability, Rosseau Lake, Canada, K8, 1987.

- [67] Vieira D.J., Wouters J.M., Vaziri K., Kraus R.H., Wollnik H., Butler G.W., Wohn F.K., Wapstra A.H. "Direct mass measurements of neutron-rich light nuclei near $N=20$ " // *Phys.Rev.Lett.*, 1986, V.57, p.3253.
- [68] Pougheon F., Jacmart J.C., Quiniou E., Anne R., Bazin D., Borrel V., Galin J., Guerreau D., Guillemaud-Mueller D., Mueller A.C., Roeckl E., Saint-Laurent M.G., Detraz C. "Direct Observation of New Proton Rich Nuclei in the Region $23 \leq Z \leq 29$ using a 55A.MeV ^{58}Ni Beam" // *Z.Physik A*, 1987, V.327, p.17.
- [69] Tarasov O.B., Penionzhkevich Yu.E., Anne R., Baiborodin D.A., Guillemaud-Mueller D., Fomichev A.S., Kalpakchieva R., Lewitowicz M., Lukyanov S.M., Maidikov V.Z., Mueller A.C., Oganessian Yu.Ts., Saint-Laurent M.G., Skobelev N.K., Sorlin O., Toneev V.D., Trinder W. "Production of nuclei in $^{32,34,36}\text{S}$ -induced reactions in the energy range $6 \div 75$ MeV/A" // *Nuclear Physics A*, 1998, V.629, pp.605-620.
- [70] Tarasov O., Allatt R., Angelique J.C., Anne R., Borcea C., Dlouhy Z., Donzaud C., Grévy S., Guillemaud-Mueller D., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mueller A.C., Nowacki F., Oganessian Yu., Orr N.A., Ostrowski A.N., Page R.D., Penionzhkevich Yu., Pougheon F., Reed A., Saint-Laurent M.G., Schwab W., Sokol E., Sorlin O., Trinder W., Winfield J.S. "Search for ^{28}O and study of the neutron rich nuclei near the neutron closure $N=20$ " // *Physics Letters B*, 1997, V.409, p.64-70.
- [71] Майдигов В.З., Гофман Ю.В., Попеко Г.С., Скобелев Н.К. "Широкодиапазонный магнитный анализатор продуктов реакций на пучке тяжелых ионов" // *ПТЭ*, 1979, Vol.4, p.78.
- [72] Белозёров А.В., Винцоур И, Длоуги З. "Детектор для магнитного спектрометра МСП-144" // *Препринт ОИЯИ, Дубна*, 1989, 15-89-225.
- [73] Toneev V.D., Schmidt R. "A Dynamical Model for Deep Inelastic Collisions of Heavy Ions" // *Yad.Fiz.*, 1979, V.30, p.112; *Sov.J.Nucl.Phys.* 1979, V.30, p.57.
- [74] Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Nasirov A.K., "Excitation Energy Distribution Over Heavy Ion Collision Products" // *Bull.Rus.Acad.Sci.Phys.*, 1994, Vol.58, p.60.
- [75] Schmidt R., Toneev V., Woloshin G. "Mass Transport and Dynamics of the Relative Motion in Deeply Inelastic Heavy-Ion Collisions". // *Nucl.Phys. A*, 1978, V.311, p.247.
- [76] Barashenkov V.S., Toneev V.D. // "High Energy Interaction of Particles and Nuclei with Atomic Nuclei", Moscow, 1972 (in Russian).
- [77] Сокол Е.А., Смирнов В.И., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. "Детектор для измерения множественности и угловых корреляций нейтронов" // *Препринт ОИЯИ, Дубна*, 1996, P7-96-225.
- [78] Lecesne N. // *Ph.D. Thesis, GANIL, Caen*, 1997.
- [79] Fauerbach M., Morrissey D.J., Benenson W., Brown B.A., Hellstrom M., Kelley J.H., Kryger R.A., Pfaff R., Powell C.F., Sherrill B.M., "New Search for ^{26}O ". // *Phys. Rev. C*, 1996, V.53, p.647.
- [80] Guillemaud-Mueller D., Detraz C., Langevin M., Naulin F., De Saint-Simon M., Thibault C., Touchard F., Epherre M. "Decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants" // *Nucl.Phys.A*, 1984, V.426, pp.37-76.
- [81] Wildenthal B.H., Curtin M.S., Brown B.A. "Predicted features of the beta decay of neutron-rich sd-shell nuclei" // *Phys.Rev.C*, 1983, V.28, pp.1343-1366.
- [82] Tengblad O., Borge M.J.G., Johannsen L., Jonson B., Lindroos M., Nilsson T., Nyman G., Poves A., Ravn H.L., Retamosa J., Riisager K., Sona P., Wilhelmssen K., and the ISOLDE Collaboration "Study of Neutron Rich Neon Isotopes" // *Z.Physik A*, 1992, V.342, p.303.
- [83] Siiskonen T., Suhonen J., Izosimov I.N., private communications.
- [84] Brown B.A., Etchegoyen A., and Rae W.D.M., Computer Code OXBASH, // *MSU-NSCL Report 524*.
- [85] Tarasov O., Allatt R., Angelique J.C., Anne R., Borcea C., Dlouhy Z., Donzaud C., Grévy S., Guillemaud-Mueller D., Izosimov I.N., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mueller A.C., Nowacki F., Oganessian Yu., Orr N.A., Ostrowski A.N., Page R.D., Penionzhkevich Yu., Pougheon F., Reed A., Saint-Laurent M.G., Schwab W., Siiskonen T., Sokol E., Sorlin O., Suhonen J., Trinder W., Winfield J.S. " β -decay of neutron rich isotopes of fluorine and neon" // *Proceedings of the VI-International School-Seminar, Dubna, 1997, World Scientific, Singapore 1998, Ed.*

- Yu.Ts.Oganessian and R.Kalpakchieva, pp.364-366.
- [86] Pappas A.C., Sverdrup T. "Gross properties of delayed neutron emission and β -strength functions" // Nuclear Physics A, 1972, V.188, pp.48-64.
- [87] DeShalit A., Feshbach H. // Theoretical Nuclear Structure (Vol.1), editor Wiley J.
- [88] Kratz K.-L., Herrmann G. "Systematics of neutron emission probabilities from delayed neutron precursors" // Z.Physik, 1973 V.263, pp.435-442.
- [89] Takahashi K. "Application of the gross theory of β -decay to delayed neutron emissions" // Progress of Theoretical Physics, 1972, V.47, pp.1500-1516.
- [90] Reed A., Tarasov O., Page R.D., Guillemaud-Mueller D., Penionzhkevich Yu., Allatt R., Angeli J.C., Anne R., Borcea C., Burjan V., Catford W.N., Dlouhy Z., Donzaud C., Grevy S., Lewitowicz M., Lukyanov S., Marques F.M., Martinez G., Mueller A.C., Nolan P.J., Novak J., Orr N.A., Pougheon F., Regan P.H., Saint-Laurent M.G., Siiskonen T., Sokol E., Sorlin O., Suhonen J., Trinder W., Vincent S.M., "Radioactivity of Neutron Rich Oxygen, Fluorine and Neon Isotopes" // Physical Review C, 1999, V.?, pp.?
- [91] Gillibert A., Mittig W., Bianchi L., Cunsolo A., Fernandez B., Foti A., Gastebois J., Gregoire C., Schutz Y., Stephan C. "New Mass Measurements Far From Stability" // Phys.Lett. B, 1987, V.192, p.39.
- [92] Robinson M., Halse P., Trinder W., Anne R., Borcea C., Lewitowicz M., Lukyanov S., Mirea M., Oganessian Yu., Orr N.A., Penionzhkevich Yu., Saint-Laurent M.G., Tarasov O. "New isomer ^{32m}Al " // Physical Review C, 1996, V.53, pp.1465-1468.
- [93] Klotz G., Baumann P., Bounajma M., Huck A., Knipper A., Walter G. "Beta decay of $^{31,32}\text{Na}$ and ^{31}Mg : study of the N=20 shell closure" // Phys.Rev. C, 1993, V.47, pp.2502-2516.
- [94] Hufner J., Mukhopadhyay D. "Fragmentation of Nuclei, Stones and Asteroids" // Phys.Lett. B, 1986, V.173, p.373; Phys. Report, 1985, V.125, p.129.
- [95] Bazin D., private communications; <http://www.nscl.msu.edu/~bazin/LISE.html>.
- [96] Noguchi M., Hirabayashi H., Katoh K., Kondo K., Takasaki M., Asano Y., Mori S., Sakano M. "Nuclear Reactions of ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{57}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , and ^{65}Cu by 12-GeV Protons" // Phys.Rev. C, 1988, V.38, p.1811.
- [97] Pfaff R., Morrissey D.J., Benenson W., Fauerbach M., Hellstrom M., Powell C.F., Sherrill B.M., Steiner M., Winger J.A., "Fragmentation of ^{78}Kr projectiles" // Physical Reviews C, 1996, V.53, pp.1753-1758.
- [98] Bazin D. And Sherrill B.M. "Transport integral: A method to calculate the time evolution of phase-space distributions" // Physical Review C, 1994, V.50, pp.4017-4021.
- [99] Norrthcliffe L.C. et al. // Nucl.Dat.Tabl. A, 1970, V.7, p.233.
- [100] Hubert F. Et al. // Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1990, V.46, pp.1-123.
- [101] Leon A., Melki S, Lisfi D., Grandin J.P., Jardin P., Suraud M.G., Cassimi A. "Charge state distributions of swift heavy ions behind various solid targets ($36 \leq Z_p \leq 92$, $18 \text{ MeV/u} \leq E \leq 44 \text{ MeV/u}$)" // Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1998, V.69.
- [102] Lewitowicz M., Anne R., Auger G., Bazin D., Saint-Laurent M.G., Grzywacz R., Pfitzner M., Rykaczewski K., Zyllicz J., Lukyanov S., Fomichov A., Penionzhkevich Yu., Tarasov O., Borrel V., Guillemaud-Mueller D., Mueller A.C., Keller H., Sorlin O., Pougheon F., Huysse M., Pluym T., Szerypo J., Wauters J., Borcea C., Schmidt K., Janas Z. "Towards ^{100}Sn " // Nouvelles du GANIL, 1993, V.48, pp.7-14.
- [103] Keller H., Kirchner R., Klepper O., Roeckl E., Schardt D., Simon R.S., Kleinheinz P., Menegazzo R., Liang C.F., Paris P., Rykaczewski K., Zyllicz J. "Beta+-Endpoint Measurements Near ^{100}Sn and ^{146}Gd ". // Z. Phys. A, 1991, V.340, p.363.