

ЯДРА ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ  
С БОЛЬШИМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ,  
ПОЛУЧАЕМЫЕ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

В. В. Волков

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены методы получения ядер легких элементов с большим избытком нейтронов. Показано, что реакции мнуклонных передач с тяжелыми ионами в настоящее время наиболее эффективны для получения таких ядер. Рассмотрен новый метод идентификации легких продуктов реакций передачи. Обсуждается проблема границы нуклонной стабильности для легких ядер с избытком нейтронов.

## A B S T R A C T

The production methods of light nuclei with large neutron excess were considered. It was shown that up to the present time multinucleon transfer reactions with heavy ions are the most effective method. The new method of identification of transfer reaction products was considered. The problem of nucleon stability boundary for light neutron rich nuclei is discussed.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы все больший интерес вызывают ядра, расположенные вдали от полосы стабильных и естественно радиоактивных изотопов: ядра с большим избытком или большим недостатком нейтронов, трансурановые элементы и предсказываемые теорией сверхтяжелые ядра в новой области стабильности\*.

Значительное изменение соотношения между числом нейтронов и протонов в ядре приводит к появлению новых ядерных свойств. Открыты новые виды радиоактивного распада: протонная и дву-протонная активность, испускание запаздывающих нейтронов, протонов, тритонов,  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^3\text{He}$ . Существенно изменяется и пространственное распределение нуклонов в ядре. Легкие ядра с большим избытком нейтронов вследствие резкого различия в энергии связи нейтронов и протонов оказываются окруженными слоем слабосвязанных нейтронов. Размеры таких ядер могут существенно возрасти по сравнению со стабильными изобарами.

Как показал анализ [8—10], изучение свойств легких ядер с большим избытком нейтронов может дать ценную информацию о ядерных силах, действующих между нейтронами в определенных состояниях, уточнить положение границы ядерной стабильности. Ядра с избытком нейтронов играют важную роль в процессах нуклеосинтеза, протекающего в звездах, и в частности в процессах, которые приводят к образованию нейтронных звезд [11].

Для получения нуклидов, удаленных от полосы стабильных изотопов, используют различные ядерные реакции: деление, многократный захват нейтронов, расщепление ядер высокоэнергетическими протонами, реакции с тяжелыми ионами. В последние годы сильно возросла роль тяжелых ионов в исследованиях, проводимых в этой области. С помощью тяжелых ионов были синтезированы все трансменделевиевые элементы. Тяжелые ионы — единственные частицы, которые могут быть использованы для синтеза сверхтяжелых ядер. С помощью тяжелых ионов был получен первый излучатель запаздывающих протонов и большое число нейтронодефицитных изотопов.

Настоящий обзор посвящен новой области применения тяжелых ионов — получению ядер легких элементов с большим избытком нейтронов. За сравнительно короткий срок в реакциях передачи с тяжелыми ионами удалось синтезировать одиннадцать новых тяже-

---

\* Обзоры по методам получения ядер, расположенных вдали от полосы стабильных изотопов, см. в работах [1—7].

лых изотопов углерода, азота, кислорода, фтора и неона [12—14]. Были получены также все известные самые тяжелые изотопы гелия, лития, бериллия и бора. Во многих случаях выход нейтроноизбыточных изотопов в реакциях с тяжелыми ионами оказался в сотни раз больше, чем выход тех же изотопов в реакциях расщепления на быстрых протонах. Тем самым открылись большие возможности для более детального изучения ядерных свойств этих своеобразных нуклидов.

## 2. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР С БОЛЬШИМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ

Для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов используется ряд методов: 1) спонтанное деление  $^{252}\text{Cf}$ ; 2) деление  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами; 3) захват и двойная перезарядка  $\pi$ -мезонов; 4) реакции глубокого расщепления ядер высокоэнергетическими протонами; 5) реакция передачи на тяжелых ионах.

1. При изучении спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  были обнаружены длиннопробежные частицы, которые затем были идентифицированы как ядра легких элементов: водорода, гелия, лития, бериллия. В работе [15] был найден изотоп гелия —  $^6\text{He}$ . В работе [16] среди легких продуктов деления зарегистрированы тяжелые изотопы гелия —  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ; изотопы лития —  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  и бериллия —  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ . Был предпринят также поиск еще более тяжелых изотопов гелия —  $^9\text{He}$ ,  $^{10}\text{He}$ . Не обнаружив этих ядер, авторы работы [16] пришли к выводу о ядерной нестабильности  $^9\text{He}$  и  $^{10}\text{He}$ .

2. Известно, что деление  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами в ряде случаев сопровождается вылетом  $\alpha$ -частиц. Дальнейшие исследования [17—21] показали, что при делении этих ядер могут испускаться и более массивные частицы: тяжелые изотопы гелия —  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ , ядра лития, бериллия, бора и других легких элементов. На рис. 1 показан выход изотопов легких элементов, полученный в работе [22] при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Из рисунка видно, что для каждого  $Z$  наблюдается значительный выход изотопов с избытком нейтронов. Таким образом, деление урана и плутония может быть использовано для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов и изучения их ядерных свойств. Этим методом были получены наиболее тяжелый изотоп гелия —  $^8\text{He}$ , а также тяжелые изотопы лития —  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ , бериллия —  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  и бора —  $^{13}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$ . Следует заметить, что недостаточное изотопное разрешение в работе [19] не позволяет сделать четких выводов относительно  $^{15}\text{B}$ . В работе [22] был предпринят поиск ядер  $^{10}\text{He}$  при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Зарегистрировано 2500 ядер  $^8\text{He}$ . На основании экстраполяции выходов  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  ожидалась регистрация около 50 ядер  $^{10}\text{He}$ . Однако обнаружить  $^{10}\text{He}$  не удалось. Этот результат, по мнению авторов работы

[22], можно истолковать, как указание на ядерную нестабильность  $^{10}\text{He}$ .

В экспериментах по делению урана и плутония использовались потоки нейтронов до  $10^{13}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·сек). Можно полагать, что применение более высокой плотности потока нейтронов позволит расширить диапазон получаемых изотопов.

3. При захвате  $\pi^-$ -мезона происходит сильное возбуждение ядра и уменьшение его заряда на единицу. В легких нуклидах такое воз-

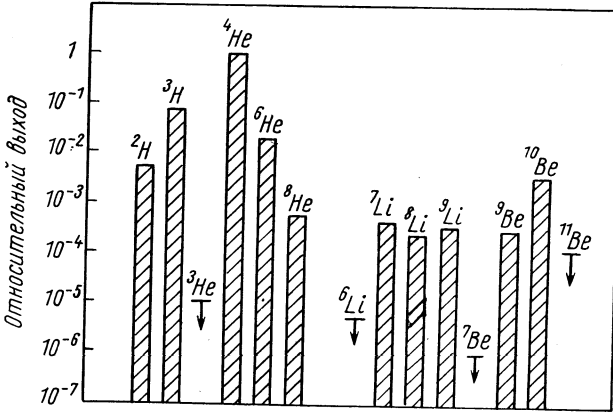
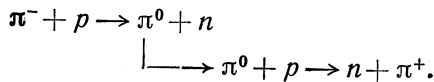


Рис. 1. Выход легких ядер, образующихся при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [22].

буждение приводит к распаду ядра. Среди продуктов распада обнаруживаются и тяжелые изотопы самых легких элементов. В работе [23] таким путем впервые было получено надежное доказательство существования ядра  $^8\text{He}$ . Среди звезд, вызванных захватом остановившихся  $\pi^-$ -мезонов легкими ядрами фотоэмульсии, были найдены три случая, соответствующие схемам распада без вылета нейтронов. Из кинематического анализа удалось довольно точно рассчитать массу  $^8\text{He}$ ; применение же эмульсий, чувствительных к релятивистским электронам, позволило получить информацию о главной ветви радиоактивного распада  $^8\text{He}$ .

В работе [24] был предпринят поиск тетранейтрона:  $^{12}\text{C} + \pi^- \rightarrow ^8\text{B} + 4n$ . Высказывалось предположение [25] о возможности получения тяжелых изотопов легких ядер при двойной перезарядке  $\pi^-$ -мезона:



В этом процессе два протона переходят в два нейтрона. На ядре  $^4\text{He}$  такая реакция могла бы привести к образованию тетранейтрона:  $^4\text{He} + \pi^- \rightarrow ^4n + \pi^+$ .

4. Для получения легких ядер с избытком нейтронов эффективны реакции расщепления, вызываемые протонами с энергией до нескольких гигаэлектронвольт. При попадании в ядро высокоэнергетического протона возникает внутриядерный каскад, сопровождаемый сильным возбуждением остаточного ядра. Этот процесс во многих случаях приводит к развалу ядра на отдельные фрагменты. Среди

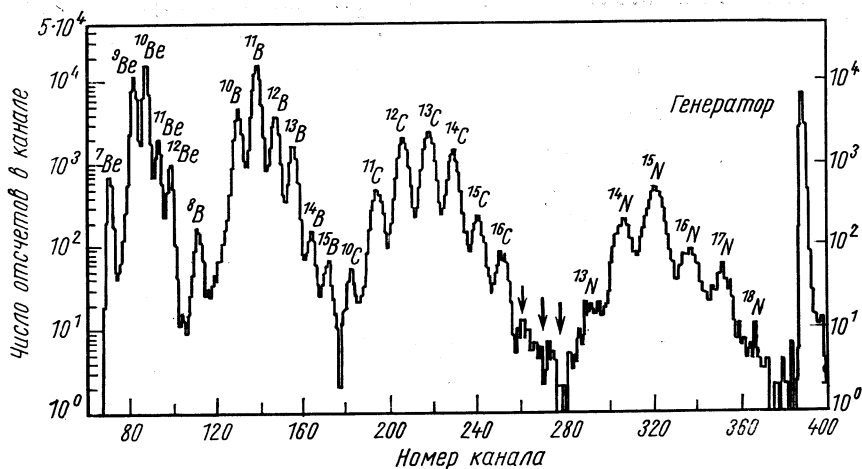


Рис. 2. Спектр легких ядер, полученный в реакциях глубокого расщепления  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 5,5 Гэв [27].

них попадают изотопы легких элементов как с избытком, так и с недостатком нейтронов. На рис. 2 в качестве примера показан выход изотопов легких элементов при облучении  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 5,5 Гэв [27]. С помощью быстрых протонов впервые были получены изотопы:  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$  [26],  $^{17}\text{C}$  [27],  $^{19}\text{N}$ ,  $^{21}\text{O}$  [28]. Дальнейшее продвижение удалось осуществить, используя быстродействующий масс-сепаратор, работающий в линию с синхрофазотроном [29]. При облучении мишеней из  $\text{Ig}$  и  $\text{U}$  протонами с энергией 24 Гэв удалось выделить и идентифицировать  $^{11}\text{Li}$ , тяжелые изотопы натрия, от  $^{26}\text{Na}$  до  $^{31}\text{Na}$ , и измерить их периоды полураспада.

Дальнейшее расширение возможностей метода определяется интенсивностью пучков протонов с более высокой энергией (в этом отношении весьма перспективен синхрофазотрон ИФВЭ; ускоряющий протоны до энергии 76 Гэв) и совершенствованием высокоэффективных быстродействующих масс-сепараторов.

5. В экспериментах, проведенных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов впервые были использованы реакции многонуклонных передач на тяжелых ионах. Краткое описание особенностей этих реакций дается в следующем разделе.

### 3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С БОЛЬШИМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ

Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами отличается большим многообразием. Сложность сталкивающихся частиц и значительная энергия возбуждения открывают множество каналов реакций. Вместе с тем малая длина дебройлевской волны тяжелого иона ( $\sim 0,1$  ферми) позволяет применять полуклассическое описание относительного движения частиц и ввести простую и наглядную систематику процессов взаимодействий.

Обычно принято различать лобовые столкновения, приводящие к образованию компаунд-ядра, касательные столкновения, с которыми связаны односторонние передачи, и, наконец, далекие столкновения, ведущие к упругому и неупругому рассеянию.

Важная особенность взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, по сравнению с взаимодействием легких частиц, состоит в резко возросшей роли кулоновского отталкивания и центробежных сил. Кулоновский барьер для ионов неона на тяжелых ядрах достигает  $100$  Мэв, центробежный барьер при касательном столкновении и исходной энергии  $\sim 10$  Мэв на нуклон измеряется несколькими десятками мегаэлектронвольт. Это приводит к образованию специфической системы, состоящей из двух сильно взаимодействующих ядер, слиянию которых препятствуют мощные кулоновская и центробежная силы. Сильное перекрытие ядерных поверхностей и интенсивное взаимодействие обеспечивают возможность передачи от ядра к ядру значительного числа нуклонов.

Для каждой пары ядер существует некоторое критическое значение углового момента относительного движения —  $\hbar l_c$ , выше которого компаунд-ядро не образуется. Если  $\hbar l_s$  — угловой момент при касательном столкновении тяжелого иона с ядром, то область значений  $l$ , лежащая в интервале  $l_s - l_c$ , принадлежит многонуклонным передачам. Размер этой области возрастает вместе с массой и энергией бомбардирующих частиц и может достигать десятков процентов от полного сечения неупругих процессов.

Теоретический анализ механизма многонуклонных передач представляет сложную задачу. Был рассмотрен в основном простейший случай — передача одного нейтрона. Ниже приводятся экспериментальные характеристики этих реакций, позволяющие сделать вывод о возможности использования многонуклонных передач для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов.

На рис. 3 показан спектр легких продуктов реакций передачи (и, соответственно, спектр самих реакций), полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией  $137$  Мэв [30]. Легкие продукты реакций регистрировались с помощью магнитного анализатора, в фокальную плоскость которого был помещен телескоп из тонкого и толстого полупроводниковых детекторов. В полученных данных обращает на себя внимание большое количество зарегистрирован-

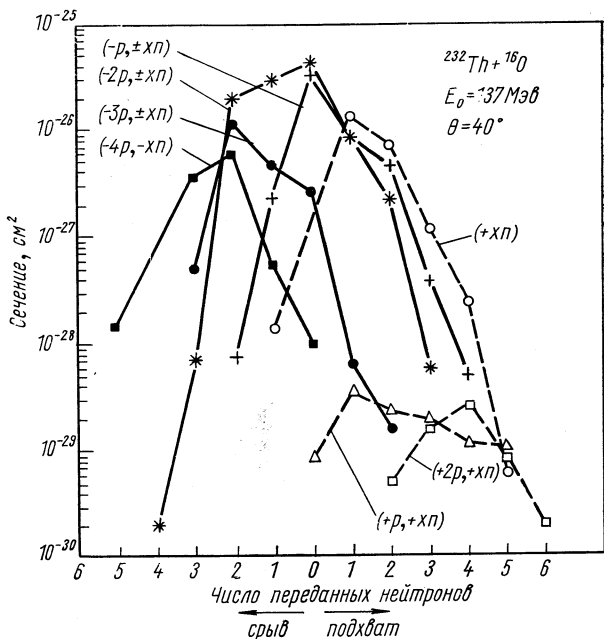


Рис. 3. Спектр реакций передачи, полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 137 МэВ.

Линии соединяют реакции, в которых зафиксировано определенное число передаваемых протонов; сплошные линии — реакции срыва протонов, пунктирные — реакции подхвата. Дифференциальные сечения усреднены по интервалу энергий ионов 137—103 МэВ. Толщина мишени 20 мг/см<sup>2</sup> [30].

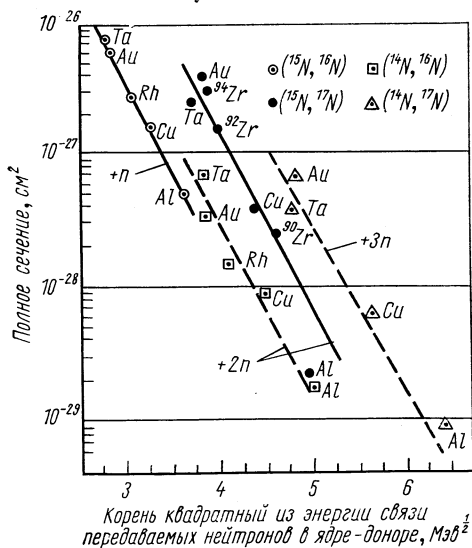


Рис. 4. Полные сечения подхвата нейтронов  $i$  на различных ядрах.

Сравнение сделано при энергии ионов на 30 МэВ выше кулоновского барьера для каждого ядра [35].



ных продуктов реакций передачи: 43 изотопа. Сравнение выхода различных изотопов показывает, что наибольшим сечением обладают реакции, ведущие к образованию изотопов с избытком нейтро-

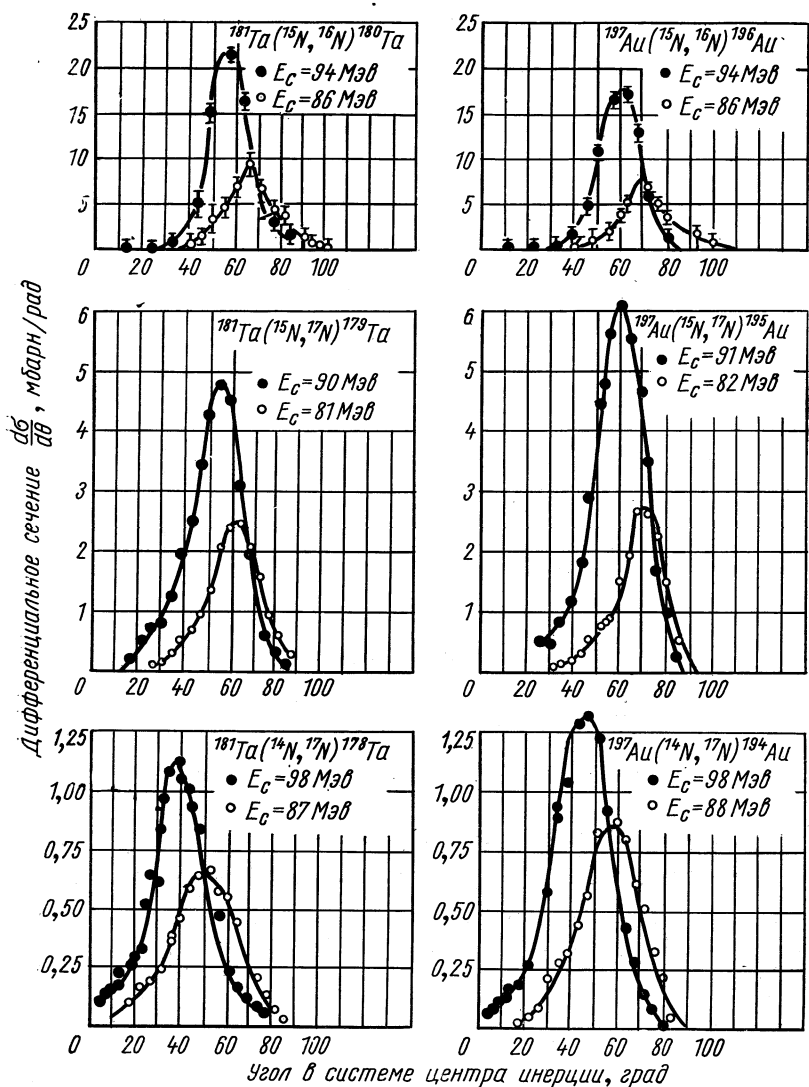


Рис. 5. Дифференциальные сечения реакций подхвата нейтронов при облучении  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^{14}\text{N}$  и  $^{15}\text{N}$  [35].

нов: подхват нейтронов, срыв протонов и реакции обменного типа, в которых налетающее ядро отдает ядру-мишени протоны и подхватывает нейтроны. Реакции же, в которых налетающее ядро подхватывает

вает протоны и отдает нейтроны, оказываются, напротив, подавленными. Причина асимметрии в величинах сечений при передаче протонов в сторону тяжелого и легкого ядра была указана в работе

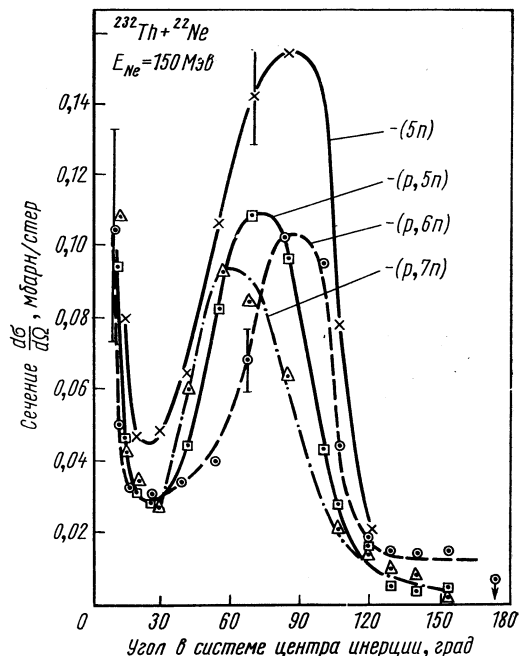


Рис. 6. Дифференциальные сечения реакций передачи нуклонов при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ .

Указанные в скобках группы нуклонов срываются с ядра  $^{232}\text{Th}$  [34].

[31]. Потенциальная энергия электростатического отталкивания двух сильно взаимодействующих ядер  $E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$  при  $Z_1 \gg Z_2$  уменьшается при передаче протонов из легкого в тяжелое ядро и, наоборот, возрастает при переходе протонов в обратном направлении.

Можно предполагать, что соответствующее изменение вращательной энергии системы будет способствовать передаче нейтронов от тяжелого к легкому ядру. Избыток нейтронов на поверхности тяжелого ядра также будет увеличивать вероятность подхвата нейтронов.

Следующий вопрос — выбор условий облучения, обеспечивающих максимальный выход: бомбардирующей частицы, энергии облучения, мишени, угла вылета продуктов реакций.

В качестве бомбардирующих частиц естественно использовать ядра, которые уже имеют «избыточные» нейтроны:  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ .

Функции возбуждения многонуклонных передач были измерены в работах [32—34]. Во всех случаях сечения реакций растут монотонно с энергией вплоть до энергии 10 Мэв на нуклон. Это означает, что следует использовать частицы максимальной энергии и там, где это возможно, увеличивать толщину мишени.

Сравнение функций возбуждения для разных ядер-мишеней показывает, что сечения реакций подхвата нейтронов, срыва протонов и обмена нуклонами типа ( $-np$ ,  $+yn$ ) возрастают с увеличением массы и атомного номера ядра-мишени [35] (рис. 4). Следовательно, в качестве мишеней необходимо выбирать тяжелые элементы, например торий или уран.

Угловые распределения многонуклонных передач отличаются большим разнообразием. На легких и средних ядрах дифференциальные сечения растут монотонно с уменьшением угла вылета [32]. На тяжелых ядрах в угловом распределении всегда присутствует максимум, соответствующий резерфордскому рассеянию при касательном столкновении двух частиц. На рис. 5 и 6 представлены дифференциальные сечения подхвата одного, двух и трех нейтронов при облучении  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^{15}\text{N}$  и  $^{14}\text{N}$  [35] и передачи различного числа нуклонов при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ . В обоих случаях угловые распределения имеют характерные максимумы.

При детектировании интересующих нас продуктов многонуклонных передач магнитный анализатор располагался таким образом, чтобы регистрировать частицы под углом, близким к характерному.

#### **4. ПРИМЕНЕНИЕ КОМБИНАЦИИ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА И МЕТОДА $\Delta E$ , $E$ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР — ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ**

Основная трудность для экспериментатора при регистрации продуктов многонуклонных передач — обилие каналов реакций, затрудняющих выделение изотопов с малым сечением образования.

За время экспериментов с тяжелыми ионами было разработано несколько методов идентификации продуктов реакций.

В ряде работ успешно использовалась радиохимия [36, 37]. Облученная мишень подвергалась химической переработке, в результате которой выделялись определенные элементы. Отдельные изотопы идентифицировались методами  $\gamma$ -спектроскопии. Хорошая селективность и высокая чувствительность радиохимического метода особенно при использовании Ge(Li)-детекторов [37] позволяла измерять сечения реакций вплоть до  $10^{-32}$  см<sup>2</sup>. Однако для выделения и идентификации легких ядер с большим избытком нейтронов радиохимический метод не мог быть использован: время жизни этих ядер обычно измеряется долями секунды, а характеристики радиоактивного распада неизвестны.

Существует метод одновременной регистрации энергии и удельной ионизации легкой частицы — метод  $\Delta E$ ,  $E$  [38]. Однако и его применение при поиске новых нейтроноизбыточных изотопов легких

элементов встречает серьезные трудности. Тяжелые изотопы элемента  $Z$  и легкие изотопы элемента  $Z + 1$  создают в обоих детекторах импульсы, близкие по величине. Это хорошо видно на рис. 2,

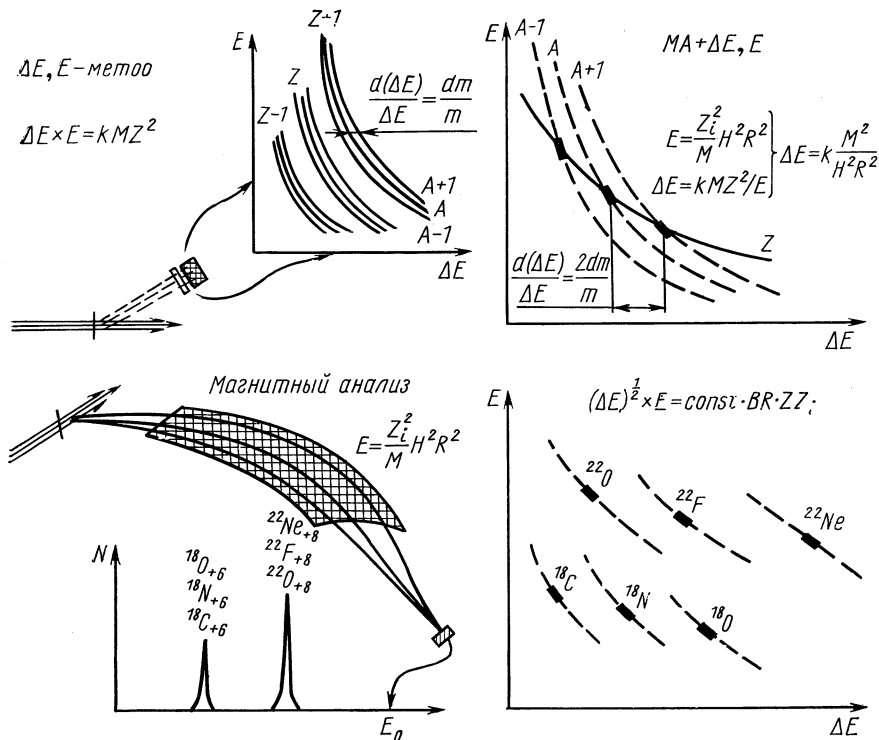


Рис. 7. Схема методов идентификации заряженных частиц:  $\Delta E$ ,  $E$ , магнитного анализа и их комбинации [40].

приведенном в работе [27], в которой использовалась одна из модификаций этого метода. Кроме того, разрешающая способность тонкого детектора  $\Delta E$  оказывается недостаточной для надежного разделения изотопов кислорода и более тяжелых элементов в условиях малого выхода. Загрузка детекторов упруго рассеянными ионами вынуждает ограничивать интенсивность пучка и тем самым затрудняет регистрацию продуктов с малым сечением образования.

Магнитный анализатор с полупроводниковым детектором в фокальной плоскости [39] обладает высоким изотопным разрешением и позволяет избавиться от регистрации упруго рассеянных ионов за счет различия в магнитной жесткости частиц. Однако и в этом методе есть свой недостаток: он не дает возможности различить ядра-изобары, находящиеся в одинаковом зарядовом состоянии, например ионы  $^{22}\text{Ne}^{+8}$ ,  $^{22}\text{F}^{+8}$ ,  $^{22}\text{O}^{+8}$  (рис. 7).

В работах [12—14] для регистрации продуктов реакций передачи был применен новый метод [40] — комбинация магнитного анализа и метода  $\Delta E, E$ . В фокальную плоскость магнитного анализатора был помещен телескоп из тонкого и толстого полупроводниковых детекторов. После усиления импульсы от обоих детекторов подавались на вход многоканального амплитудного анализатора, работающего в двумерном режиме. Такая комбинация методов позволила, с одной стороны, сохранить достоинства магнитного анализа: высокое изотопное разрешение и разгрузку детекторов от упруго рассеянных ионов, с другой — устранить неоднозначность идентификации частиц, связанную с наличием нескольких зарядовых состояний.

Характеристики частиц в новом методе должны удовлетворять одновременно уравнениям магнитного анализа (1) и метода  $\Delta E, E$  (2):

$$E = \frac{Z_i^2}{A} H^2 R^2, \quad (1)$$

$$\Delta E \approx \frac{Z_{ef}^3 A}{E}, \quad (2)$$

где  $A$  — массовое число;  $Z_i$  — ионный заряд,  $Z_{ef}$  — эффективный заряд иона при прохождении через тонкий детектор. Вместо традиционных гипербол метода  $\Delta E, E$  на плоскости  $\Delta E, E$  возникает система дискретных по  $E$  и  $\Delta E$  максимумов, каждый из которых соответствует определенному значению  $A$  и  $Z_i$  (рис. 8).

Изотопное разрешение метода по  $E$ , как и в обычном магнитном анализе, зависит от размеров мишени и детектора. Его можно довести до 1% и даже меньшей величины. Интересно отметить, что относительное изотопное разрешение по  $E$  повышается, так как в детекторе  $\Delta E$  тяжелый изотоп теряет больше энергии, чем легкий.

В этом методе  $\Delta E \propto A^2$ , в отличие от линейной зависимости  $\Delta E$  от  $A$  в методе  $\Delta E, E$ . Тем самым разрешение по  $\Delta E$  повышается в два раза по сравнению с обычным методом  $\Delta E, E$ .

Идентификация максимумов на плоскости  $\Delta E, E$  проводится следующим образом: при фиксированном магнитном поле энергии всех частиц, прошедших через магнитный анализатор и попавших в детектор, определяются уравнением (1). Зная энергии частиц и используя кривые пробег — энергия, можно найти их энергетические потери в детекторах  $\Delta E$  и  $E$  и тем самым определить положение каждой частицы на плоскости  $\Delta E, E$ . Энергетическая калибровка осей плоскости  $\Delta E, E$  осуществлялась с помощью упруго рассеянных ионов, энергия которых обычно хорошо известна.

Однозначность идентификации в этом методе зависит от возможности попадания двух различных частиц в одну или очень близкие области плоскости  $\Delta E, E$ . В методе  $\Delta E, E$  такая ситуация может возникнуть для тяжелого изотопа элемента  $Z$  и легкого изотопа элемента  $Z + 1$ . В предложенном методе при  $Z_i = Z$  такая пара изотопов на плоскости  $\Delta E, E$  будет иметь сильно различающиеся координаты  $E$ . Поэтому идентификация легкого изотопа в зарядовом состоянии  $Z_i = Z$  всегда однозначна.

Для тяжелых изотопов положение более сложно. В некоторых случаях изотоп элемента  $Z_2 = Z_1 + 1$ , находящийся в зарядовом состоянии  $Z_{2i} = Z_2 - 2$ , может попасть в ту же область плоскости  $\Delta E, E$ , что и изотоп  $Z_1$ , находящийся в зарядовом состоянии  $Z_{1i} = Z_1$ .

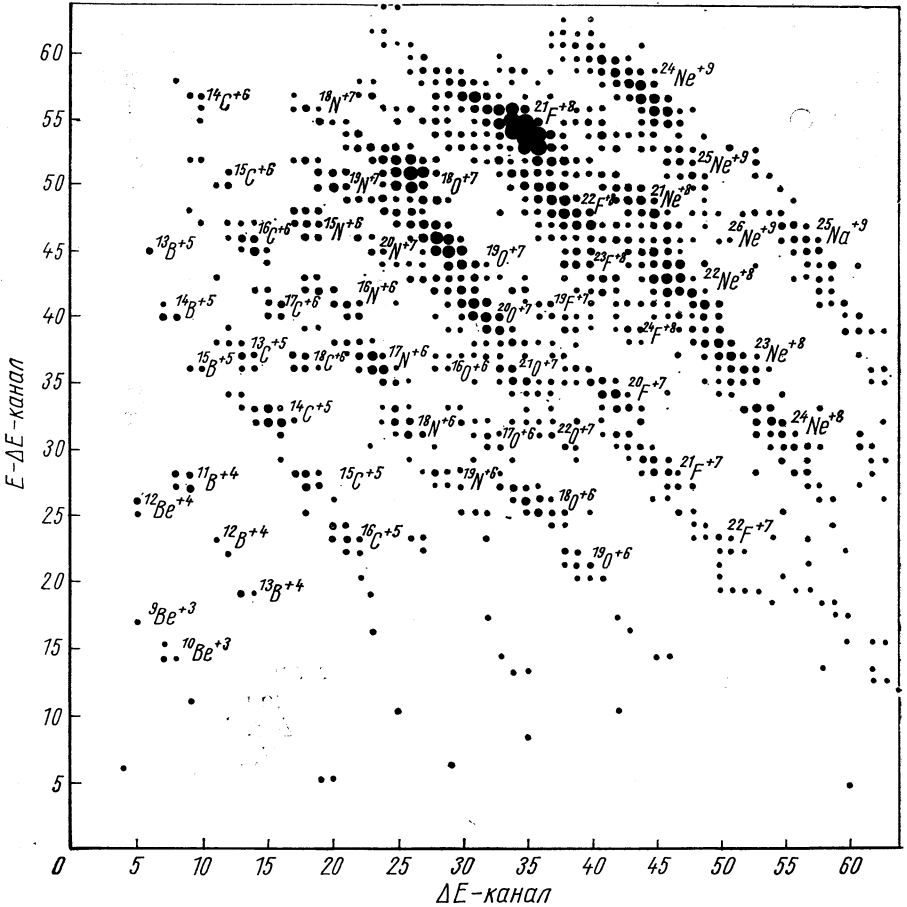


Рис. 8. Двумерный спектр, полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 Мэв.

Площадь каждого кружка пропорциональна квадратному корню из числа отсчетов в канале [40].

Такая ситуация возникает для пар изотопов, имеющих близкое значение  $Z_i^2/A$  и близкие кривые пробег — энергия, например  $^{22}\text{O}^{+8}$  и  $^{17}\text{F}^{+7}$ ,  $^{14}\text{O}^{+6}$  и  $^{20}\text{N}^{+7}$ ,  $^{18}\text{C}^{+6}$  и  $^{12}\text{N}^{+5}$ . Благоприятным обстоятельством является малость сечения образования легких изотопов и малость доли опасных зарядовых состояний при тех энергиях, с которыми обычно проводится облучение. Вклад мешающих изотопов может

быть оценен путем измерения их выхода в полностью ионизированных состояниях. Этот выход обычно во много раз больше, чем в состоянии  $Z_2 - 2$ , а идентификация однозначна. Опыт показал [14], что иногда удобнее регистрировать представляющие интерес изотопы в зарядовом состоянии  $Z_i = Z - 1$ . В этом случае мешающий легкий изотоп элемента  $Z + 1$  должен иметь кроме двух  $K$ -электронов еще один  $L$ -электрон. При атомных столкновениях он легко теряется, в результате чего интенсивность мешающих изотопов резко понижается.

## 5. НОВЫЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, ПОЛУЧЕННЫЕ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Первые эксперименты [12] по получению ядер легких элементов с большим избытком нейтронов были ориентированы на реакции подхвата нейтронов. Известно [35], что сечения этих реакций падают с увеличением числа передаваемых нейтронов, однако это падение оказалось не слишком сильным (см. рис. 4).

В качестве мишени был взят металлический  $^{232}\text{Th}$ , в качестве бомбардирующих частиц — ионы  $^{18}\text{O}$ . Продукты реакций регистрировались под углом  $60^\circ$ , что примерно соответствовало резерфордскому рассеянию при касательном столкновении ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{18}\text{O}$ . Поскольку энергетические спектры в многонуклонных передачах изучены мало, невозможно было оценить заранее магнитную жесткость получаемых тяжелых изотопов кислорода. Облучения при различных магнитных полях анализатора показали, что магнитная жесткость изотопов возрастает вместе с их массой. Это свидетельствовало о том, что подхват нейтронов не сопровождается значительным возбуждением конечных ядер. На рис. 9 показано изменение выхода различных изотопов кислорода в зависимости от магнитной жесткости.

На основании полученных данных можно было оценить магнитную жесткость, при которой ожидался максимальный выход наиболее тяжелых изотопов кислорода. Результаты шестичасового облучения при найденном значении магнитного поля приведены на рис. 10. Наряду с уже известными тяжелыми изотопами кислорода  $^{19}\text{O}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{21}\text{O}$  был зарегистрирован новый изотоп  $^{22}\text{O}$ .

Кривые, изображенные на рис. 9 и 10, получены «сверткой» по  $\Delta E$  двумерных спектров, принадлежащих изотопам данного элемента в определенном зарядовом состоянии. На рис. 10 видны кроме тяжелых изотопов кислорода тяжелые изотопы азота, углерода, бора и бериллия и среди них новый изотоп азота  $^{20}\text{N}$  и новый изотоп углерода  $^{18}\text{C}$ . Оба изотопа образовались в реакциях обменного типа ( $-xp + yn$ ). Налетающее ядро передает мишени протоны и подхватывает нейтроны:  $^{20}\text{N}$  — в реакции ( $-p, +3n$ );  $^{18}\text{C}$  — в реакции ( $-2p, +2n$ ). Реакции срыва протонов привели к образованию тяжелых изотопов бора и бериллия:  $^{14}\text{B}$ ,  $^{12}\text{Be}$ . Образование этих изотопов

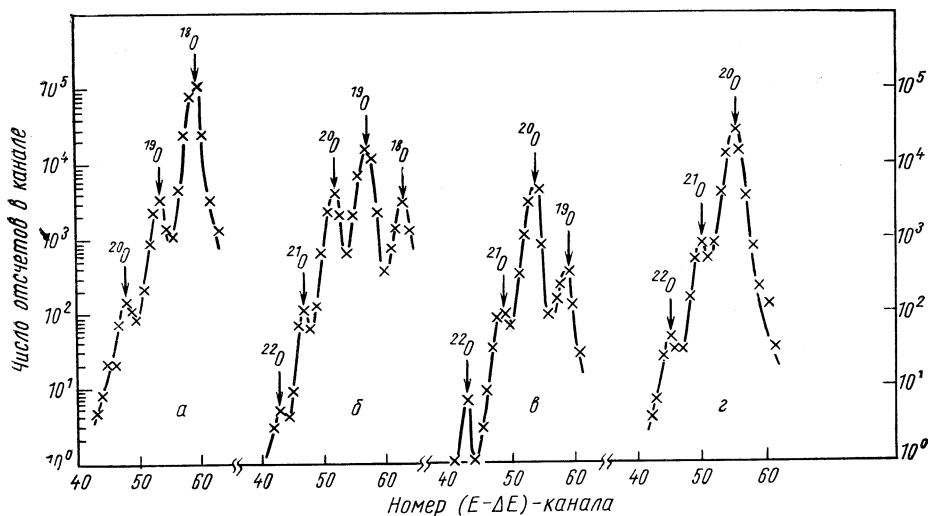


Рис. 9. Относительный выход тяжелых изотопов, кислорода в зависимости от магнитной жесткости при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{18}\text{O}$  с энергией 122 Мэв [12]:

BR, кгс·м	N
a 7,87	$2,3 \cdot 10^{14}$
б 8,03	$1,9 \cdot 10^{15}$
в 8,10	$1,9 \cdot 10^{15}$
г 8,17	$1,4 \cdot 10^{16}$

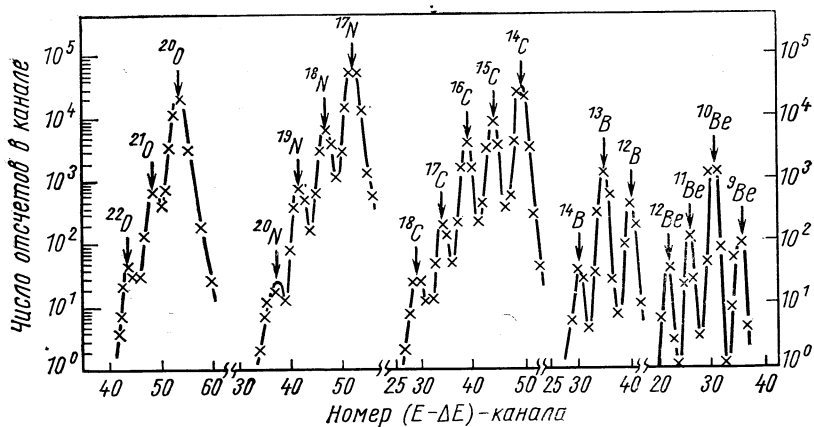


Рис. 10. Выход тяжелых изотопов кислорода, азота, углерода, бора и бериллия, полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{18}\text{O}$  с энергией 122 Мэв, BR = 8,17 кгс·м, N =  $1,4 \cdot 10^{16}$  [12].



в результате деления исключается. При делении выход легких ядер быстро падает с увеличением  $Z$ ; в рассмотренном эксперименте имеет место обратная зависимость. Кроме того, энергия легких

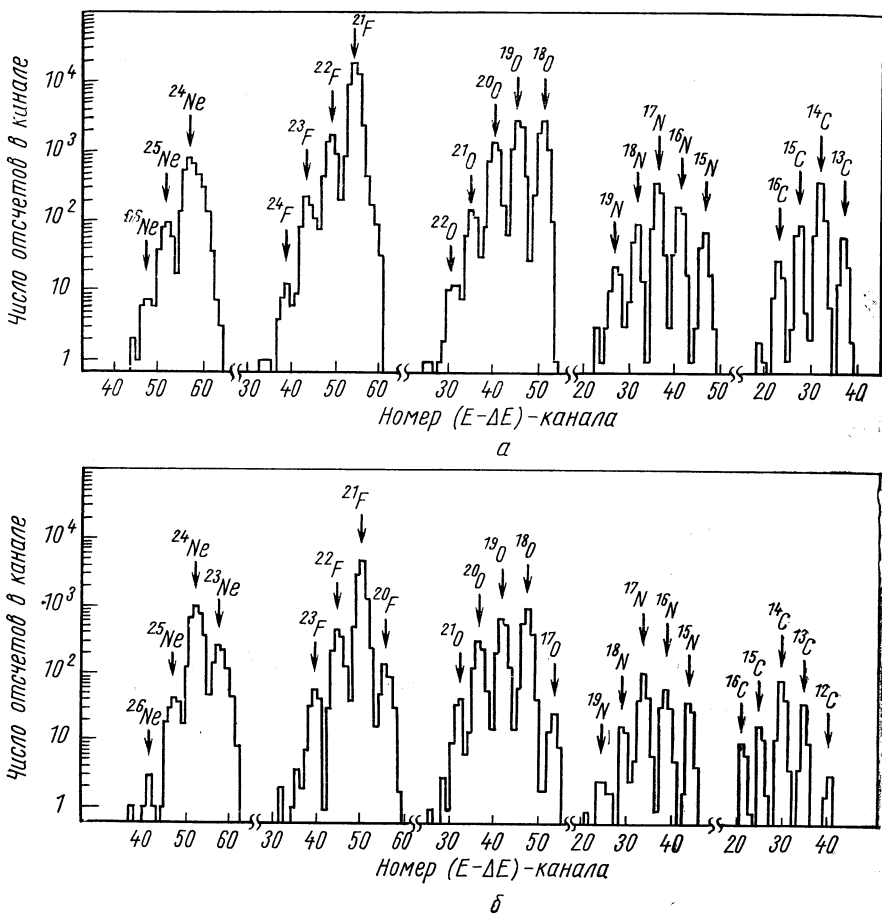


Рис. 11. Выход изотопов неона, фтора, кислорода, азота и углерода, полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 Мэв:

$$а - BR/BR^* = 1,159, \quad N = 9,2 \cdot 10^{15};$$

$$б - BR/BR^* = 1,138, \quad N = 2,3 \cdot 10^{15}$$

( $BR^*$  — магнитная жесткость упруго рассеянных ионов) [13].

продуктов реакции оказалась существенно выше кулоновского барьера и близкой к энергии бомбардирующей частицы.

В следующей серии экспериментов в качестве бомбардирующей частицы были использованы ионы  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 Мэв с целью получения новых изотопов неона и фтора. Мишенью по-прежнему служил  $^{232}\text{Th}$ , продукты реакции регистрировались под углом  $40^\circ$  к пучку. Спектры изотопов для двух значений магнитной жесткости

приведены на рис. 11. В этих экспериментах удалось синтезировать два новых изотопа неона  $^{25}\text{Ne}$  и  $^{26}\text{Ne}$  и два новых изотопа фтора  $^{23}\text{F}$  и  $^{24}\text{F}$  [13]. Полученные в этих экспериментах данные показали, что для синтеза нейтроноизбыточных изотопов легких элементов

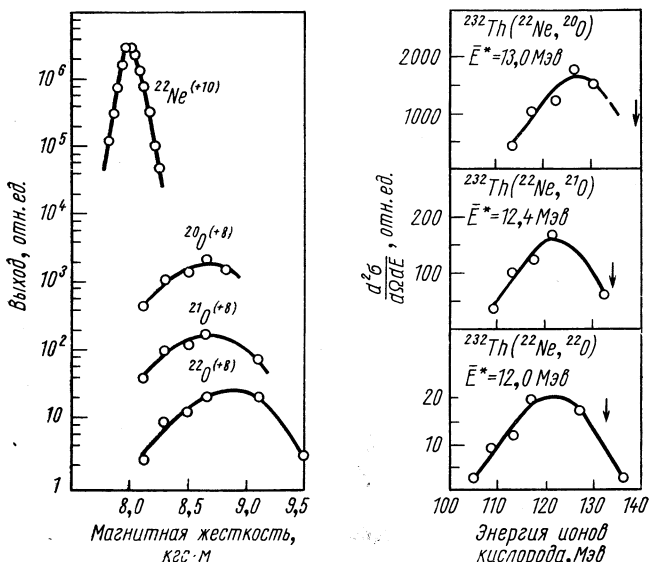


Рис. 12. Энергетические спектры и выходы изотопов кислорода, полученных в обменных реакциях ( $-2p, +xn$ ) при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 Мэв.

Стрелки указывают расчетную энергию для случая, когда конечные ядра оказываются в основном состоянии [14].

могут быть использованы не только реакции подхвата нейтронов, но и реакции срыва протонов и особенно реакции обменного типа.

Следующая серия экспериментов [14] была нацелена главным образом на получение новых изотопов кислорода в реакциях обменного типа. На рис. 12 показаны магнитная жесткость и сечения образования некоторых тяжелых изотопов кислорода при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$ . Эти данные были использованы при выборе наилучших условий регистрации для более тяжелых изотопов кислорода. С целью ослабления мешающего фона легких изотопов фтора ядра кислорода регистрировались в зарядовом состоянии  $\text{O}^{+7}$ . По сравнению с  $\text{O}^{+8}$  выход  $\text{O}^{+7}$  немного уменьшился, зато выход легких изотопов фтора был ослаблен во много раз. Полученные результаты представлены на рис. 13. В этих экспериментах были получены новые изотопы кислорода:  $^{23}\text{O}$  и  $^{24}\text{O}$ , новый изотоп азота  $^{21}\text{N}$  и новый изотоп фтора  $^{25}\text{F}$ . Кроме того, в существенно больших количествах были получены синтезированные ранее с помощью тяжелых ионов изотопы:  $^{18}\text{C}$ ,  $^{20}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$ ,  $^{23,24}\text{F}$ ,  $^{25,26}\text{Ne}$ .

Используя более легкие бомбардирующие частицы, удалось получить самые тяжелые из известных изотопы:  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{B}$  [41]. На рис. 14 показан выход тяжелых изотопов лития, бора

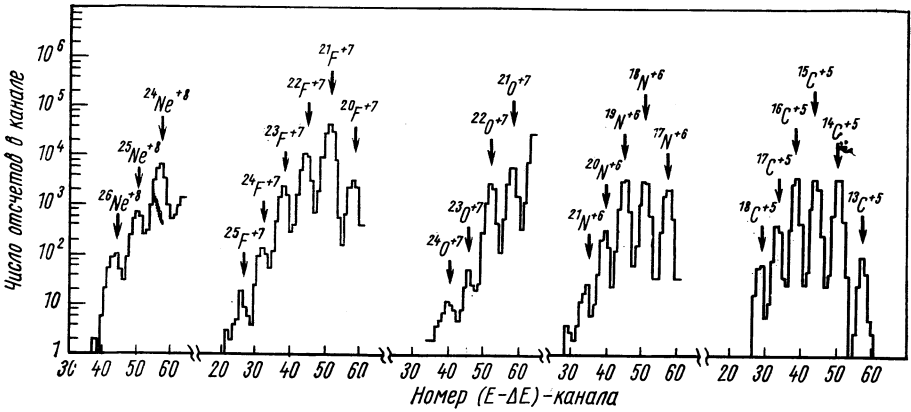


Рис. 13. Изотопы неона, фтора, кислорода, азота и углерода, полученные при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 Мэв.  $BR = 10,4$  кгс·м,  $N = 5,1 \cdot 10^{16}$ .

и бериллия, полученный при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией 146 Мэв. При облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{11}\text{B}$  с энергией 84 Мэв удалось регистрировать в 1 ч до 2000 ядер  $^8\text{He}$ .

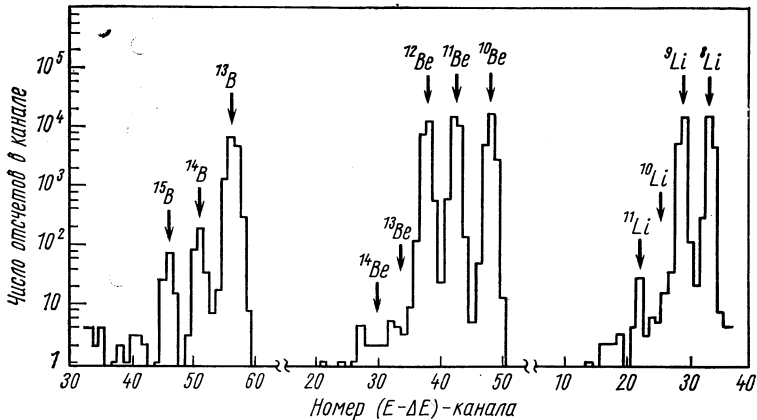


Рис. 14. Тяжелые изотопы бора, бериллия и лития, полученные при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией 146 Мэв [41].

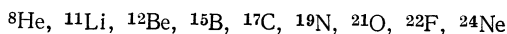
В табл. 1 суммированы данные по получению в реакциях передачи с тяжелыми ионами изотопов легких элементов с большим избытком нейтронов. В табл. 2 указаны реакции передачи с тяже-

лыми ионами, которые были использованы для получения этих изотопов. Сравнение выходов ядер  $^{17}\text{C}$ ,  $^{19}\text{N}$ ,  $^{21}\text{O}$ , в реакциях расщепления на быстрых протонах, с выходом этих же ядер в реакциях передачи показывает, что выходы на тяжелых ионах в сотни раз больше.

Таблица 1

**Нейтронноизбыточные изотопы легких элементов,  
полученные в реакциях передачи с тяжелыми ионами**

Известные изотопы



Новые изотопы

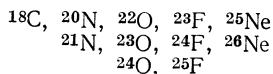


Таблица 2

**Реакции передачи с тяжелыми ионами, использованные для получения  
нейтронноизбыточных изотопов легких элементов**

Подхват нейтронов



Срыв протонов



Обмен нуклонами



**6. ГРАНИЦА ЯДЕРНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ  
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ  
ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Получение таких ядер, как  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{15}\text{Be}$ ,  $^{18}\text{C}$ , естественно, ставит вопрос о границе ядерной стабильности для нейтронноизбыточных изотопов легких элементов. Могут ли существовать легкие ядра с еще большим избытком нейтронов, или у каждого элемента есть предельное значение  $N$ , выше которого изотопы становятся неустойчивыми по отношению к распаду с испусканием тяжелой частицы?

Положение границы ядерной стабильности для ядер с избытком протонов не вызывает сомнений. Кулоновское отталкивание

довольно быстро ставит предел продвижению в сторону ядер с большим избытком протонов, и в области легких ядер можно считать, что эта граница уже достигнута.

Положение границы нейтроноизбыточных ядер менее определено. В настоящее время существует несколько подходов к решению этой проблемы: формальные экстраполяции энергии связи нейтронов в ядрах за пределы известных нуклидов, оценки ядерной устойчивости нуклидов в рамках модели оболочек, прямые расчеты энергии связи ядер с помощью метода многомерных гармоник ( $K$ -гармоник).

Пример экстраполяции энергии связи нейтронов в легких ядрах представлен на рис. 15 [22]. По оси абсцисс отложен атомный номер ядра, по оси ординат — энергия связи нейтрона. Кривые проведены через точки, соответствующие ядрам с фиксированным числом нейтронов. Стрелки показывают, как следует сместить точки, для того чтобы исключить влияние  $\alpha$ -кластеризации и получить более сглаженные кривые. Авторы работы [22] обращают внимание на тенденцию к искривлению линий при малой энергии связи нейтронов, не исключающую возможности существования таких, например, ядер, как  $^{10}\text{He}$  или  $^{14}\text{Be}$ . Экстраполяции такого рода, конечно, не могут дать однозначного ответа на вопрос о границе ядерной стабильности, однако они указывают на те нуклиды, экспериментальное получение которых было бы особенно интересным.

Существование границы ядерной устойчивости у легких ядер с большим избытком нейтронов оказывается естественным следствием модели оболочек [42]. Согласно принципу Паули, для размещения одних нейтронов требуется больше энергетических уровней, чем для размещения нейтронов и протонов. Так, например, при  $N = A = 12$  нейтроны будут заполнять уровни  $1s$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $2s$ ,  $1d_{s/2}$ , тогда как в ядре с  $N = Z = 6$  все нуклоны находятся лишь на первых двух уровнях. Если далее считать, как это и делается в модели оболочек, что размер потенциальной ямы, в которой находятся нуклоны, зависит лишь от  $A$  ( $\propto A^{1/3}$ ), то уровни  $2s$  и  $1d_{s/2}$  окажутся за пределами ямы, а это и означает, что существование «нейтронного» ядра в связанном состоянии невозможно. Более того, с увеличением асимметрии между количеством нейтронов и протонов в ядре яма становится мельче, а это приводит к смещению вверх всех уровней в нейтроноизбыточном ядре по сравнению с  $\beta$ -стабильным изобаром. В результате некоторые из уровней могут быть вытолкнуты из потенциальной ямы и из связанных превратятся в виртуальные. На рис. 16, взятом из работы [42], представлены результаты расчетов по модели оболочек уровней с нулевой энергией связи нейтрона. Расчет выполнен для потенциала в форме Саксона — Вудса со спин-орбитальным членом и членом, отражающим влияние асимметрии между числом нейтронов и протонов в ядре. Если на плоскости с осями  $A^{1/3}$  и  $(N - Z)/A$  ядро оказывается выше линии уровня, который заполняется в нем, — ядро ядерностабильно. Так, например, в  $^8\text{He}$  нейтроны заполняют подоболочку

$1p_{3/2}$  в  ${}^9\text{He}$  и в  ${}^{10}\text{He}$  — подоболочку  $1p_{1/2}$ . Модель оболочек предсказывает ядерную устойчивость  ${}^8\text{He}$  и неустойчивость  ${}^9\text{He}$  и  ${}^{10}\text{He}$ .

Однако анализ свойств легких ядер с большим избытком нейтронов в рамках модели оболочек затруднителен. Для ядер с небольшим числом нуклонов и резким различием в энергии связи нейтронов и протонов может оказаться неправомерным представление

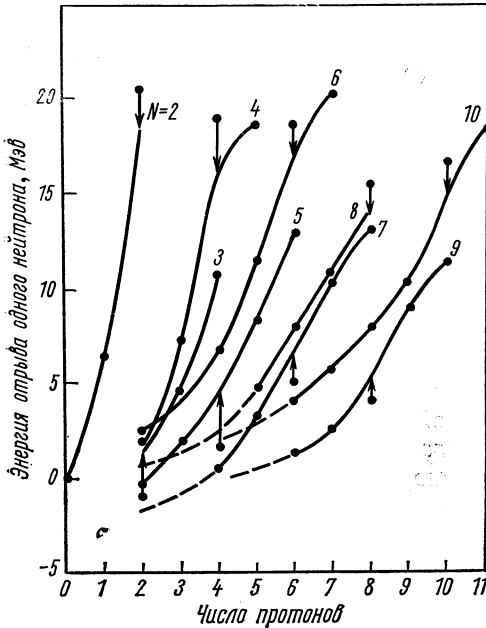


Рис. 15. Зависимость энергии отрыва одного нейтрона от числа протонов в ядре при фиксированном числе нейтронов [22].

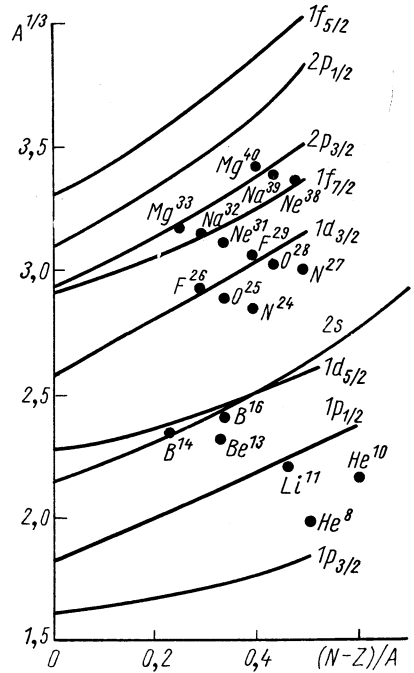


Рис. 16. Кривые  $E_{ij}=0$  для нейтронов в зависимости от нейтронного избытка  $(N - Z)/A$  [42].

о самосогласованном потенциале, в частности о его зависимости от члена  $(N - Z)/A$ , который для этих ядер достигает значительной величины. Небольшие изменения параметров модели легко превращают такие нуклиды, как  ${}^{11}\text{Li}$  или  ${}^{14}\text{Be}$ , в ядерноустойчивые или, наоборот, ядернонеустойчивые.

В последние годы для расчета энергии связи самых легких ядер применяется метод многомерных гармоник ( $K$ -гармоник). Расчет ведется на основе нерелятивистского уравнения Шредингера для системы нуклонов, между которыми действуют известные парные силы. Трудность, с которой связан этот метод, состоит в том, что не все силы, действующие между нуклонами, известны с точностью, необходимой для расчета. Так, потенциал взаимодействия двух

нуклонов в состоянии с полным спином и изоспином, равными 1, в интервале энергий, характерном для ядра, не может быть надежно определен из опытов по рассеянию нуклонов. Введение в этом состоянии небольшого притягивающего потенциала, не противоречащего данным по рассеянию нуклонов, приводит к возможности существования в связанном состоянии  $^{10}\text{He}$  и даже  $^{22}\text{He}$  [43, 44]. Это, естест-

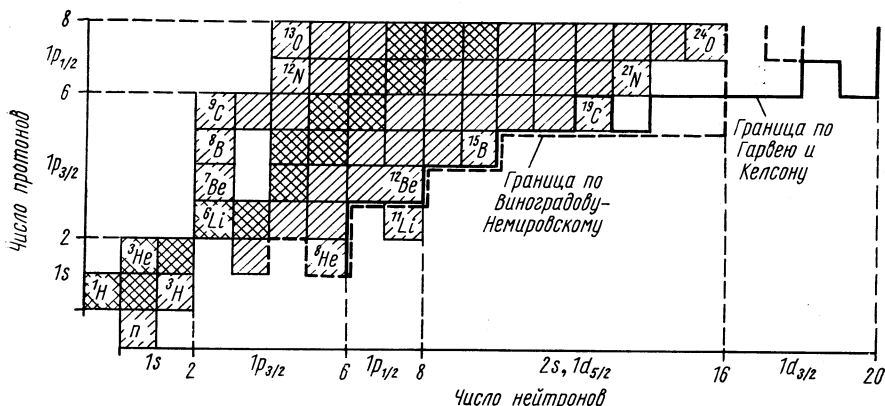


Рис. 17. Карта изотопов легких элементов и граница нуклонной стабильности.

венно, резко сдвигает границу нуклонной устойчивости и открывает возможность существования легких ядер с очень большим избытком нейтронов.

Проблему нейтроноизбыточных ядер можно рассмотреть и с другой стороны: изучая ядерные свойства легких нуклидов с избытком нейтронов, получить дополнительные сведения о ядерных силах, действующих между нейтронами в ядре.

Таким образом, проблема существования легких ядер с большим избытком нейтронов и положение границы ядерной устойчивости приобретает принципиальный характер.

На рис. 17 представлена карта изотопов легких ядер, где по осям отложено число нейтронов и протонов в ядре, —  $N$  и  $Z$ , нанесены границы ядерной стабильности согласно расчетам Б. И. Виноградова, П. Э. Немировского [42] и оценкам Гарвея и Келсона [45]. Заметим, что метод экстраполяции Гарвея и Келсона [45] подвергся серьезной критике в работе [22]. На карте отмечены самые тяжелые изотопы элементов от He до O, полученные в экспериментах. Видно, что для He, Li, Be, B экспериментаторы вышли на предсказанную границу, а для C, N и O вплотную подошли к ней. Синтезируя более тяжелые изотопы легких элементов, можно установить, лежит ли граница ядерной стабильности там, где предсказывает ее модель оболочек, или существуют ядра с еще большим избытком нейтронов. Полученные здесь результаты существенны для дальнейшего развития модели оболочек, уточнения наших данных о ядерных силах,

решения некоторых проблем космофизики. Значительный выход нейтроноизбыточных ядер в реакциях с тяжелыми ионами делает последние наиболее подходящими частицами для решения этой задачи.

При проведении экспериментов по синтезу ядер, которые могут быть ядернонестабильны, возникает несколько вопросов.

Прежде всего необходимо знать сечение реакций, в которых образуются эти изотопы, с тем чтобы обеспечить необходимую интен-

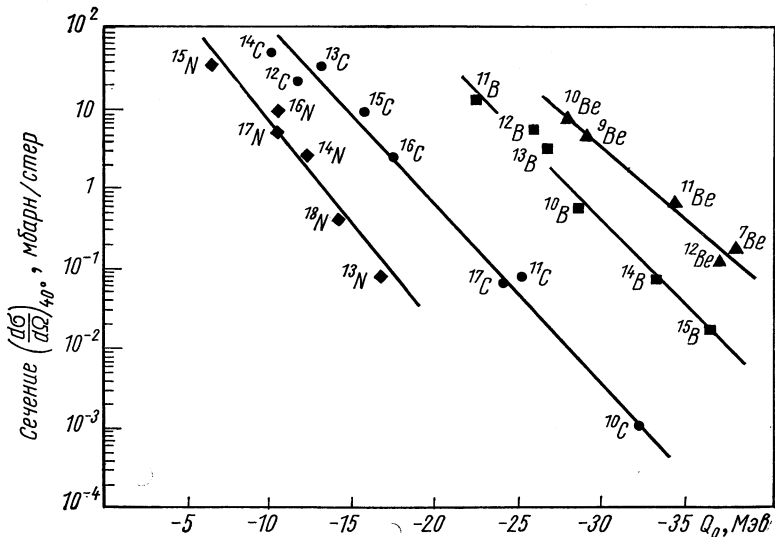


Рис. 18. Зависимость дифференциальных сечений реакций многоуклонных передач от  $Q_0$ .

Данные получены при облучении  $^{232}Th$  ионами  $^{16}O$  с энергией 137 Мэв, толщина мишени 20 мг/см<sup>2</sup> [30].

сивность пучка и время облучения. Изотопы, лежащие у границы стабильности, образуются в наиболее экзотических реакциях, сечение которых зависит от выбора мишени, типа и энергии бомбардирующей частицы. Наиболее надежный путь оценки сечения состоит в экстраполяции сечений других реакций, получающихся в этом же облучении. В работе [30] удалось найти удобную для таких экстраполяций систематику сечений реакции многоуклонных передач (рис. 18 и 19). Если по оси абсцисс откладывать  $Q_0$ -энергию, необходимую для перестройки ядер с выходом определенного продукта и без возбуждения конечных ядер, а по оси ординат — логарифм дифференциального сечения, то все изотопы данного элемента (для реакций со срывом протонов) довольно хорошо ложатся на прямые.

Далее, поскольку регистрирующая система [40] обладает сравнительно узким энергетическим окном (примерно 2—3% в зависимости от размера детектора), необходимо правильно выбрать магнит-



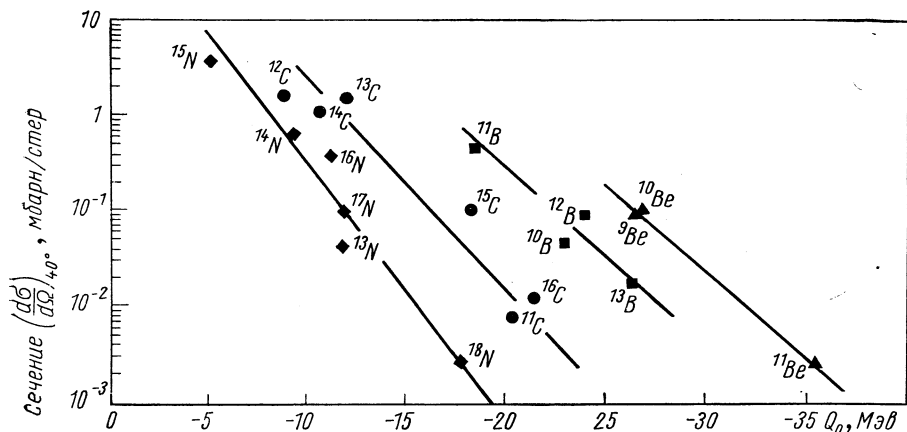


Рис 19. Зависимость дифференциальных сечений реакций многоуклонных передач от  $Q_0$ .

Данные получены при облучении  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 137 Мэв, толщина мишени 2,3 мг/см<sup>2</sup> [30]

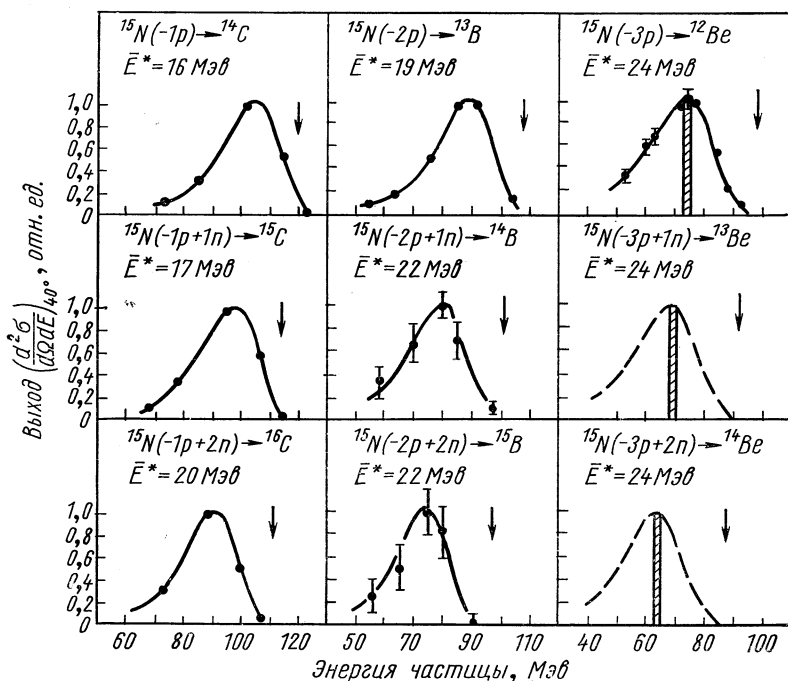


Рис 20. Сравнительные данные по энергетическим спектрам реакций многоуклонных передач, использованные для выбора магнитной жесткости при поиске изотопов бериллия —  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ .

Спектры получены при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией 146 Мэв. Стрелки указывают энергию, соответствующую  $Q_0$  [46].

ную жесткость, с тем чтобы регистрировать наиболее интенсивную часть энергетического спектра искомого продукта. Обычно этот спектр заранее неизвестен, поэтому приходится измерять энергетические спектры ряда реакций и на основании полученных данных делать заключения об ожидаемом энергетическом спектре искомого

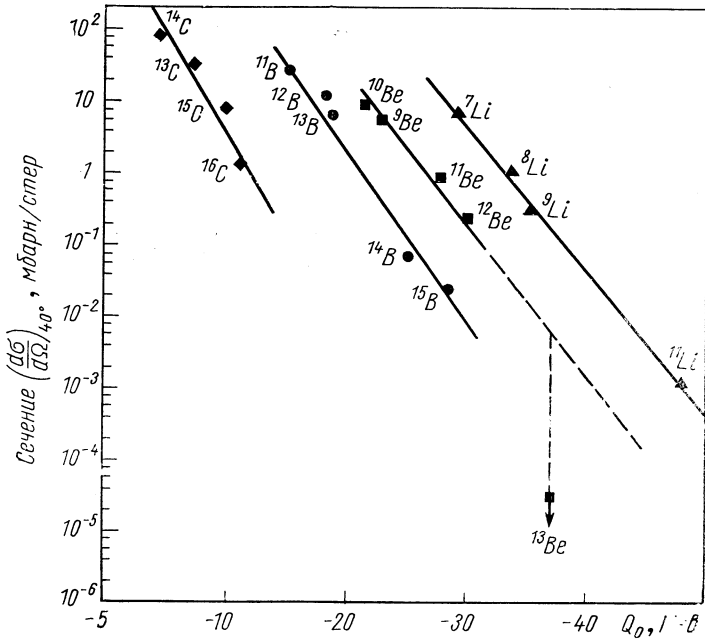


Рис. 21. Поиск изотопа  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией  $146 \text{ МэВ}$  [46].

продукта. На рис. 20 показана такая систематика спектров, которая позволяет выбрать нужную магнитную жесткость при поисках изотопов  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ .

Некоторые моменты, связанные с поиском нейтроноизбыточных изотопов, требуют теоретического анализа. Речь идет о том, можно ли на основании факта, что ядро в эксперименте не обнаружено (естественно, при условии, что облучение было достаточно интенсивным), сделать вывод о его нуклонной нестабильности. Напомним, что время пролета в системе [40] составляет примерно  $10^{-7} \text{ сек}$ , поэтому  $\beta$ -распад или  $e$ -захват исключается. Внимание привлекают два момента, обусловленные малой энергией связи нейтронов в ядрах. Волновая функция слабосвязанного нейтрона сильно размазана в пространстве по сравнению с размерами стабильного ядра; это может привести к значительному уменьшению интеграла перекрытия в реакции обмена нуклонами и соответственно к очень малым сечениям.

При движении в кулоновском поле ядро со слабосвязанными нейтронами может диссоциировать на нейтроны и более прочно связанный остаток. Теоретического анализа этих эффектов пока не сделано. Обнадешивает тот факт, что эффективные сечения для ядер с наиболее слабосвязанными нейтронами (например,  $^{14}\text{B}$ , для которого энергия связи нейтрона оценивается в  $0,4 \text{ Мэв}$ ) не выпадают из систематик реакций.

На рис. 21 представлены результаты поиска ядра  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией  $146 \text{ Мэв}$ . Оба изотопа образуются в реакциях обмена нуклонами ( $^{15}\text{N}, -3p + 1n$ ) и ( $^{15}\text{N}, -3p + 2n$ ) соответственно. Эти реакции обладают достаточным для надежной регистрации сечением и наблюдаются при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{16}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}$ . Как можно видеть из рисунка, для сечений образования изотопов углерода, бора, бериллия и лития была получена систематика, аналогичная систематикам на рис. 18 и 19. Магнитная жесткость при поисках  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  выбиралась на основании данных об энергетических спектрах реакций, представленных на рис. 20.

В эксперименте было зарегистрировано более 20 000 ядер  $^{12}\text{Be}$ . При ядерной стабильности  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  можно было ожидать около 700 случаев регистрации  $^{13}\text{Be}$  и от 30 до 70 (в зависимости от предположений об энергии связи двух нейтронов) случаев регистрации  $^{14}\text{Be}$ ; фактически было зарегистрировано лишь несколько фоновых импульсов. Этот результат можно рассматривать как свидетельство ядерной нестабильности  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ . Некоторые указания на ядерную нестабильность  $^{13}\text{Be}$  были получены также в работе [26]. Согласно модели оболочек,  $^{13}\text{Be}$  ядернонестабилен, поскольку после заполнения в  $^{12}\text{Be}$   $p$ -оболочки девятый нейтрон должен садиться на уровень  $2s$ , который для этого ядра является несвязанным. Предсказания относительно ядерной нестабильности  $^{14}\text{Be}$  неопределенны [22, 42]. Если обратиться к карте изотопов (см. рис. 17), то наибольший интерес представляет поиск в дальнейшем таких ядер, как  $^{10}\text{He}$ ,  $^{17}\text{B}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{25}\text{O}$ . Все эти ядра могли бы быть получены в реакциях передачи с тяжелыми ионами на пучках действующих ускорителей.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Легкие ядра с большим избытком нейтронов представляют значительный интерес для современной ядерной физики. Их получение и изучение ядерных свойств дает ценную информацию для решения принципиальных вопросов, таких, как свойства ядерных сил, возможность существования ядер с очень большим избытком нейтронов, положение границы ядерной устойчивости, процессы нуклеосинтеза в звездах.

Среди различных способов получения легких ядер с большим избытком нейтронов наиболее перспективны реакции передачи с тяжелыми ионами. В этих реакциях был получен ряд новых изотопов,

а значительный выход обеспечивает возможность более детального изучения их ядерных свойств. Для идентификации изотопов удобным методом оказалась комбинация магнитного анализа и метода  $\Delta E$ ,  $E$ . Дальнейшее изучение их ядерных свойств (схем распада, энергетических уровней и т. д.) требует применения быстродействующего масс-сепаратора, работающего в линию с ускорителем тяжелых ионов.

Найденные закономерности в сечениях образования нейтроноизбыточных изотопов легких элементов позволяют проводить эксперименты по установлению границы ядерной стабильности легких ядер с большим избытком нейтронов. Использование для облучения более тяжелых ионов может открыть новые возможности для исследований в этой области

Автор считает необходимым отметить, что успешные эксперименты по получению нейтроноизбыточных изотопов легких элементов в реакциях с тяжелыми ионами, описанные в настоящем обзоре, стали возможными благодаря большой помощи и постоянному вниманию к этим работам академика Г. Н. Флёрова. Автор признателен академику Г. Н. Флёрову и за плодотворное обсуждение настоящего обзора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Флоров Г. Н., Дрвин В. А. Atomic Energy Review, **8**, No. 2, 255 (1970).
2. Флёров Г. Н. и др. «Успехи физ. наук», **100**, 45 (1970).
3. Флоров Г. Н. In: Proceedings International Conference on Properties of Nuclear States. Montreal. Canada, 1969, p. 175 (Les Presses de L'University de Montreal, 1969).
4. Seaborg G. T. Ann. Rev. Nucl. Sci., **18**, 53 (1968).
5. Goldanskii V. I. Ann. Rev. Nucl. Sci., **16**, 1 (1966).
6. Серны J. Ann. Rev. Nucl. Sci., **18**, 27 (1968).
7. Why and How should we investigate nuclides far off the stability line. In: Proceedings of International Symposium. Lysekil, Sweden, 1966. Ed. by W. Forsling, C. J. Herrlander and Ryde. Stockholm. Almqvist wiksell.
8. Сурков Е. Л. «Ядерная физика», **5**, 908 (1967).
9. Бадалян А. М., Симонов Ю. А. «Ядерная физика», **9**, 69 (1969).
10. Базь А. И., Жуков М. В. Препринт ИАЭ-1883. Москва, 1969.
11. Cameron A. G. W. In: Proceedings International Conference on Properties of Nuclear States. Montreal, Les Presses de l'University de Montreal, 1969, p. 551.
12. Artukh A. G. et al. Nucl. Phys. **A137**, 348 (1969).
13. Artukh A. G. et al. Phys. Lett., **31B**, 129 (1970).
14. Artukh A. G. et al. Phys. Lett., **32B**, 43 (1970).
15. Whetstone S. L., Thomas T. D. Phys. Rev. Lett., **15**, 298 (1965).
16. Cosper S. W. et al. Phys. Rev., **154**, 1193 (1967).
17. Dakowski M. et al. Phys. Lett., **25B**, 213 (1967).
18. Bollini D. et al. Nuovo cimento, **51**, 235 (1967).
19. Андреев В. Н. и др. «Ядерная физика», **8**, 38 (1968).
20. Воробьев А. А. и др. «Атомная энергия», **27**, 31 (1969).
21. Vorobiev A. A. et al. Phys. Lett., **30B**, 332 (1969).
22. Воробьев А. А. и др. Препринт ФТИ-232, Ленинград, 1969.
23. Batusov Yu. A. et al. Phys. Lett., **22**, 487 (1966).
24. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», **6**, 1149 (1967).

25. Ericson T. In: International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, CERN 63-28, 1963, p. 47.
26. Poskanzer A. M. et al. Phys. Rev. Lett., **17**, 1271 (1966).
27. Poskanzer A. M. et al. Phys. Lett. **27B**, 414 (1968).
28. Thomas T. D. et al. Phys. Lett., **27B**, 504 (1968).
29. Klapisch R. et al. Phys. Lett., **23**, 652 (1969).
30. Artukh A. G. et al. Nucl. Phys., **A 160**, 511 (1971).
31. Diamond D. M. et al. Phys. Lett., **20**, 802 (1968).
32. Kaufman R., Wolfgang R. Phys. Rev., **121**, 206 (1961).
33. Volkov V. V. et al. In: Proceedings Conference on Direct Interaction and Nuclear Reaction Mechanisms. Ed. by E. Clementel and V. Villi. N.Y. Gordon and Breach, 1963, p. 994.
34. Кумпф Г., Донец Е. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 798 (1963).
35. Волков В. В. Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Т. 1. Тбилиси, 1967, стр. 226.
36. Grocholski W. et al. In: Proceedings of the Third Conference on Reaction between Complex Nuclei. Ed. by Ghiorso et al. Univ. of California Press, 1963, p. 120.
37. Оганесян Ю. И. и др. Препринт ОИЯИ Р7-4637. Дубна, 1969.
38. Sachs M. W. et al. Nucl. Instr. Meth., **41**, 213 (1966).
39. Jastart J. C. et al. In: International Conference on Heavy Ion Physics. Dubna USSR, 1966.
40. Artukh A. G. et al. Nucl. Instr., **83**, 72 (1970).
41. Артюх А. Г. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **XXXV**, 2 (1971).
42. Виноградов Б. И., Немировский П. Э. «Ядерная физика», **10**, 505 (1969).
43. Базь А. И. В кн. «Программа и тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра». Ч. 1. Ереван, 1969, стр. 179.
44. Базь А. И. и др. «Ядерная физика», **9**, 1184 (1969).
45. Garvey G. I., Kelson I. Phys. Rev. Lett., **16**, 197 (1966).
46. Artukh A. G. et al. Phys. Lett., **33B**, 407 (1970).
47. Artukh A. G. et al. Nucl. Phys., **A 168**, 321 (1971).