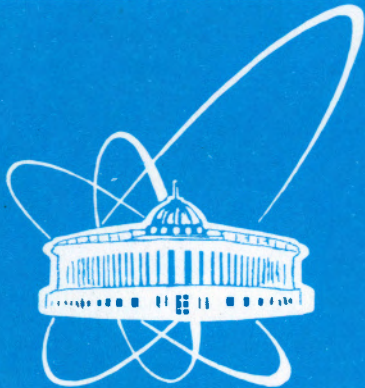


189-00



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7-2000-189

А.Г.Артюх\*, Г.Ф.Гриднев, М.Грушецки<sup>1</sup>, Ф.Косьцельняк<sup>1</sup>,  
А.Г.Семченков<sup>2</sup>, О.В.Семченкова<sup>2</sup>, Ю.М.Середа<sup>2</sup>,  
Ю.Г.Тетерев, Я.Шмидер<sup>1</sup>

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ  
ЯДЕР С  $2 \leq Z \leq 11$  В РЕАКЦИЯХ  $^{18}\text{O}$  (35 А МэВ)  
С ЯДРАМИ  $^9\text{Be}$  И  $^{181}\text{Ta}$

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»  
и на международную конференцию по ядерной физике  
«Кластеры в ядерной физике», Санкт-Петербург, 14–17 июня 2000 г.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.Неводничанского, Краков, Польша  
<sup>2</sup>НЦ «Институт ядерных исследований» НАН Украины, Киев  
\*E-mail: artukh@cv.jinr.ru

## 1. Введение

Известно [1], что ядерные реакции с тяжелыми ионами в переходной области энергии от 20 до 100 МэВ/нуклон эффективно используются для синтеза "холодных" (слабосвязанных) ядер вблизи границ нуклонной стабильности, а также для получения и формирования вторичных пучков радиоактивных ядер. Скорости бомбардирующих частиц в указанной области становятся сравнимыми со скоростями звука в ядерной материи и скоростями Ферми нуклонов в ядрах. Предполагается, что при переходе этих пороговых скоростей могут ожидать качественно новые явления. Какие механизмы образования слабосвязанных ядер доминируют в этой переходной области и как быстро механизмы бинарных реакций (срывы, подхваты, обмен нуклонами), характерные для низких энергий (ниже 20 А МэВ), эволюционируют в механизмы мультифрагментационного развала партнеров столкновения, характерные для высоких энергий (выше сотен МэВ/нуклон), до сих пор остаются открытыми вопросами.

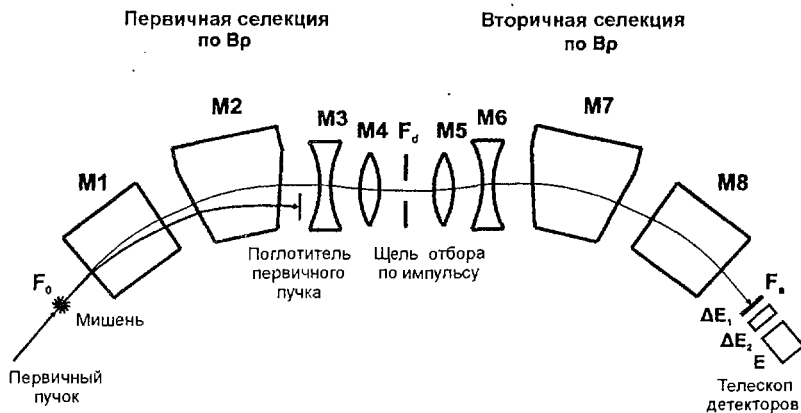
Эта работа посвящена изучению механизмов образования радиоактивных ядер (особенно слабосвязанных) в ядро-ядерных столкновениях  $^{18}\text{O}$  в области энергии Ферми (35 А МэВ) с ядрами мишеней разной величины изотоп-спина (нейтронный избыток  $(N/Z)_i$ )  $^9_4\text{Be}$  и  $^{181}_{72}\text{Ta}$ .

Для того чтобы минимизировать вклады возможных вторичных процессов девозбуждения в измеряемые выходы ядерных фрагментов (особенно слабосвязанных), детектирование продуктов ядерных реакций проводилось под нулем градусов относительно пучка. При этом предполагалось, что "выживать" слабосвязанные ядра могут только в тех случаях, когда они образуются в столкновениях с минимальной передачей импульса (минимальная энергия возбуждения). Такие процессы реализуются в далеких периферийных столкновениях с эмиссией продуктов ядерных реакций в направлении пучка бомбардирующих частиц.

## 2. Экспериментальные условия

Пучком бомбардирующих частиц  $^{18}\text{O}$  с энергией 35 А МэВ и интенсивностью до 2 мкА (электрических), полученных на циклотроне МЦ-400 Лаборатории ядерных реакций им Г.Н.Флерова, облучалась мишень из  $^9\text{Be}$  толщиной 14 мг/см<sup>2</sup> (или  $^{181}\text{Ta}$  той же толщины). Мишень располагалась во входном фокусе  $F_0$  кинематического сепаратора КОМБАС (рис.1). Размер пучка на мишени не превосходил 4 мм в диаметре. Интенсивность пучка и его позиция на мишени контролировались двумя мониторными детекторами, размещенными вблизи мишени по обе стороны от оси пучка.

Продукты ядерных реакций, вылетевшие под нулем градусов в телесном угле порядка 6 мсрад, сепарировались по магнитной жесткости от



СТРУКТУРА	$\Delta\Omega$ , мср	$\Delta\rho/\rho$ , %	$B\rho$ , Т·м	$R_{\rho/\Delta\rho}$	L, м
$M_1, M_2, M_3, M_4, F_0, M_5, M_6, M_7, M_8, F_1$	6.4	$\pm 10$	4.5	4360	14.5

Рис.1. Схематический вид физической установки КОМБАС, используемой для получения вторичных пучков радиоактивных ядер при промежуточных энергиях. В таблице под рисунком приводятся основные ионно-оптические характеристики кинематического сепаратора КОМБАС

интенсивного пучка бомбардирующих частиц и идентифицировались по массовому числу  $A$  и атомному номеру  $Z$  комбинацией сепаратора КОМБАС и телескопа кремниевых детекторов ( $\Delta E$ ,  $E$ ) [2]. Телескоп из прострельных детекторов  $\Delta E_1$  (0.38 мм, 60×60 мм),  $\Delta E_2$  (3.5 мм, Ø60 мм) и детектора поглощения остаточной энергии  $E$  (7.2 мм, Ø60 мм) размещался в выходном ахроматическом фокусе сепаратора, в котором реализуется тройная фокусировка по  $X$ ,  $Y$ ,  $E$ , сепарируемых продуктов ядерных реакций.

Магнитные поля всех 8 магнитов сепаратора измерялись датчиками Холла. Калибровка сепаратора, а также определение реперной магнитной жесткости производились транспортировкой пучка бомбардирующих частиц  $^{18}\text{O}$  вдоль ионно-оптической оси сепарирующего канала в позицию выходного фокуса  $F_d$ .

Толщина мишени  $B_e$  (или  $T_a$ ) контролировалась по разности магнитных жесткостей первичного пучка, транспортируемого через сепаратор без мишени и с введенной мишенью.

Для уменьшения загрузки детекторов и системы регистрации на оптической оси в плоскости сепарации  $F_d$  размещалась щель шириной 2 мм, которая ограничивала захват детектируемых ядер в пределах 0.15 % по импульсу (или 0.3 % по энергии). Эта мера была крайне необходима в измерениях выходов изотопов при магнитных жесткостях вблизи жесткости пучка и ниже. В  $F_d$  перед щелью использовалась тонкая обдирочная фольга толщиной 24 мкм из майлара, для того чтобы режектировать продукты ядерных реакций с ионными зарядами меньше атомного номера.

Весь спектр скоростных распределений изотопов с  $2 \leq Z \leq 11$  определялся сканированием изотопных выходов по магнитной жесткости в интервале от 1 до 3 Т·м. Измеренное число ядер в ходе каждой экспозиции набора данных нормировалось затем на число событий, зарегистрированных мониторными детекторами.

### 3. Результаты экспериментов

Существование различных механизмов ядерных реакций можно наблюдать по эволюции формы скоростных распределений изотопов в зависимости от переданного числа нуклонов. На рис.2 представлены скоростные распределения изотопов, полученных в малонуклонных передачах (рис.2а) и многонуклонных передачах (рис.2б) в реакции  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$  при энергии бомбардирующей частицы  $^{18}\text{O}$  35 А МэВ.

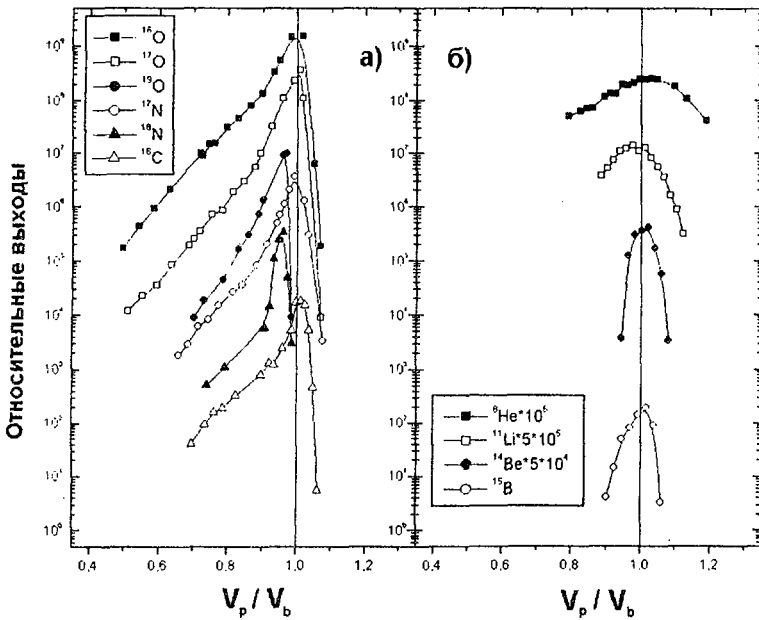


Рис.2. Скоростные распределения изотопов, измеренные под нулем градусов, в зависимости от отношения скорости продуктов ядерных реакций  $V_p$  к скорости ядра-снаряда  $V_b$ : а) ядра, полученные в малонуклонных реакциях передачи (квазиупругие прямые процессы); б) слабосвязанные ядра вблизи границы нейтронной стабильности, полученные в многонуклонных реакциях передачи. Числа вблизи символов изотопов, указанных в рамках, показывают величины коэффициентов, на которые были умножены выходы этих изотопов (для удобства представления)

Скоростные спектры продуктов ядерных реакций с массами, близкими к массе ядра-снаряда ( $^{16,17,19}\text{O}$ ,  $^{17,18}\text{N}$ ,  $^{16}\text{C}$  – малонуклонные передачи), характеризуются узкой колоколообразной формой с максимумом вблизи скорости пучка (квазиупругая компонента). Гауссоподобные скоростные распределения такой формы наблюдаются для малонуклонных реакций передачи при низких энергиях (квазиупругие прямые передачи). Форма скоростных распределений в области меньших скоростей (рис.2а) испытывает излом при спаде выхода более чем в 100 раз и далее наблюдается медленный экспоненциальный спад. Вклад компоненты с медленным спадом (неупругая часть спектра) в общий выход изотопа заметно возрастает с ростом числа переданных нуклонов.

Группа слабосвязанных изотопов (рис.2б) характеризуется гауссоподобной однокомпонентной формой с максимумом вблизи скорости пучка (квазиупругая компонента). Ширины скоростных распределений для этих изотопов имеют тенденцию к возрастанию с ростом числа переданных нуклонов. Форма скоростных распределений этих слабосвязанных ядер является близкой к форме квазиупругой компоненты в выходах изотопов, полученных в малонуклонных передачах (рис.2а). Как видно из рис.2б, неупругая компонента в выходах этих ядер исчезает, несмотря на массивные передачи нуклонов, в которых они образуются. Это обусловлено распадом слабосвязанных ядер, образующихся в процессах с заметной энергией возбуждения.

Изотопные выходы всех продуктов реакций получались интегрированием распределений по скоростям.

На рис.3 представлена экспоненциальная аппроксимация ( $Q_{\text{eg}}$ -систематика) изотопных выходов в зависимости от  $Q_{\text{eg}} = (M_1+M_2)-(M_3+M_4)$ . Из рис.3 видно, что в диапазоне более пяти порядков изотопные выходы нейтроноизбыточных ядер удовлетворительно аппроксимируются простой экспоненциальной функцией.  $Q_{\text{eg}}$ -систематика [3], служащая критерием бинарной реакции образования изотопов, является мощным инструментом для корректного

предсказания ожидаемых выходов неизвестных ядер вблизи и за пределами границ нуклонной стабильности.

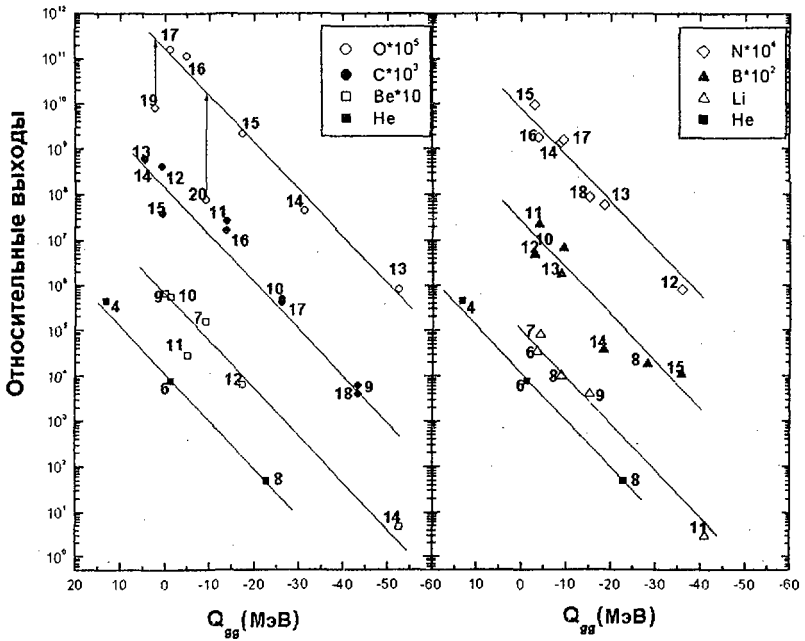


Рис.3. Изотопные выходы элементов с  $2 \leq Z \leq 11$  в зависимости от величины  $Q_{99}$ , где  $Q_{99} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$ .  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  и  $M_4$  – массы в основном состоянии ядра-снаряда, ядра мишени, детектируемого и недетектируемого сопряженных фрагментов в выходном канале реакции соответственно. Числа вблизи символов изотопов, указанных в рамках, показывают величины коэффициентов, на которые были умножены выходы этих изотопов

Были проведены также систематические исследования выходов под нулем градусов тех же изотопов с  $2 \leq Z \leq 11$ , полученных в более асимметричной комбинации  $^{18}\text{O}$  (35 А МэВ) +  $^{181}\text{Ta}$  с использованием ядра – мишени с большим нейтронным избытком  $(N/Z)_t$ . Установлено, что скоростные и изотопные распределения, измеренные в реакциях  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  и  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$ , являются подобными по форме. Обнаружено сильное влияние нейтронного избытка  $(N/Z)_t$

мишени на величину поперечного сечения образования нейтронно-избыточных изотопов. На рис.4 приведено сравнение поперечных сечений образования нейтронно-избыточных ядер в двух изученных реакциях, включая слабосвязанные ядра на границе нейтронной стабильности. Из рисунка видно, что поперечное сечение образования ядер на границе нейтронной стабильности на тяжелой мишени  $^{181}\text{Ta}$  (высокий изотоп-спин) на порядок величины превосходит сечение образования тех же ядер при использовании легкой мишени  $^9\text{Be}$  (малый изотоп-спин).

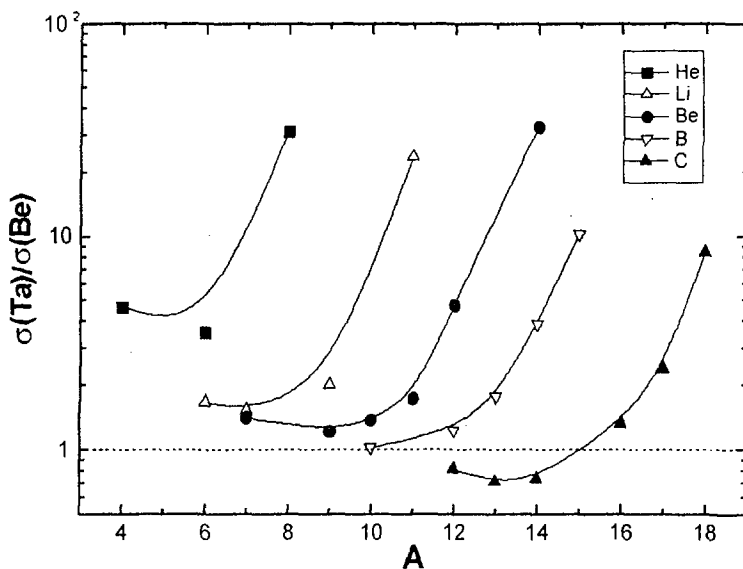


Рис.4. Сравнение поперечных сечений образования нейтронноизбыточных ядер для элементов He, Li, Be, B и C, полученных в реакции  $^{18}\text{O}$  (35·A МэВ) с ядром  $^{181}\text{Ta}$  (тяжелая мишень) и ядром  $^9\text{Be}$  (легкая мишень)

Систематические исследования выходов изотопов под нулем градусов с атомными номерами  $2 \leq Z \leq 11$ , полученных в реакциях с различной асимметрией по входному каналу  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ) при энергии Ферми, показали доминирование реакций срыва, подхвата и обмена нуклонами. Отмеченные



реакции передачи являются также доминирующими в реакциях с тяжелыми ионами низких энергий ( $< 20$  МэВ/нуклон). Установлено, что при энергии Ферми реакции подхвата протонов на ядро-снаряд реализуются с большими поперечными сечениями, как это наблюдается в реакциях при низких энергиях. Последнее противоречит утвердившемуся мнению, что в области промежуточных энергий ядро-ядерных столкновений основным механизмом образования ядерных фрагментов является механизм фрагментации ядра-снаряда.

Авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну за плодотворное обсуждение и поддержку этих работ. Мы благодарим также дипломанта А.Н.Воронцова за участие в экспериментах и сотрудников ускорителя МЦ-400 за высокое качество пучков. Эта работа частично поддержана грантами РФФИ - 96 - 02 - 17214 и ИНТАС - 93 - 496.

### Список литературы

1. Proc. of the 3<sup>rd</sup> Int. Conf. On Radioactive Nuclear Beams (East Lansing, Michigan, USA, 1993) and Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Conf. On Rad. Nuclear Beams (Omiya, Japan, 1996).
2. Artukh A.G. et al., Nucl. Instr. Meth., A426 (1999) 605.
3. Artukh A.G. et al., Nucl. Phys., A160 (1971) 511.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 августа 2000 года.