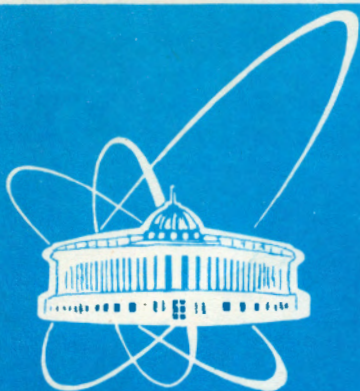


98-301



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-301

P15-98-301

А.С.Данагулян<sup>1</sup>, И.Адам<sup>2</sup>, А.Р.Балабекян<sup>1</sup>,  
В.Г.Калинников, В.И.Стегайлов, В.К.Родионов,  
В.И.Фоминых, Яр.Франа<sup>2</sup>

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ ПРОТОНОВ  
С РАЗДЕЛЕННЫМИ ИЗОТОПАМИ ОЛОВА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет

<sup>2</sup>Институт ядерной физики АН Чехии, Ржеж

1998

С момента открытия процесса фрагментации опубликовано значительное количество работ по его исследованию [1]. Однако к настоящему времени по результатам огромного экспериментального материала нет единой теории, объясняющей механизмы образования фрагментов и тонкие эффекты, связанные с нуклонным составом ядер-мишеней и фрагментов, хотя последнему вопросу посвящено много работ [2-5]. Новые теоретические подходы и создание разных моделей в последнем десятилетии [6-8] стимулировали проведение новых сложных экспериментов, в которых регистрируются фрагменты в  $4\pi$ - геометрии [9-11]. Эти работы в основном проведены с мишенями натурального состава. В части из них рассматриваются процессы термического одновременного развала ядра на легкие фрагменты и фрагменты с промежуточными массами ( $3 \leq Z \leq 20$ ) под действием высокоэнергетичных протонов. В другой части этих работ рассматривается происхождение динамических изменений, таких как сжатие и ротация ядерной материи и вследствие их - распад ядра под действием тяжелых высокоэнергетичных ионов. Помимо исследований с прямыми регистрациями фрагментов продолжают также исследования с регистрацией радиоактивных продуктов, полученных в ядерных реакциях под действием высокоэнергетических частиц [12-13]. Цель настоящей работы - исследовать энергетическую зависимость сечений образования легких ядер-продуктов под действием протонов при разных значениях энергий методом наведенной активности, с тем чтобы получить информацию о механизме их образования, а также исследовать тонкие эффекты, относящиеся к фрагментам, полученным из разделенных изотопов олова.

Металлические фольги из обогащенных изотопов олова  $^{112}\text{Sn}(92,6\%)$ ,  $^{118}\text{Sn}(98,7\%)$ ,  $^{120}\text{Sn}(99,6\%)$ ,  $^{124}\text{Sn}(95,9\%)$  с толщинами соответственно 390, 61, 70 и 72,7 мг/см<sup>3</sup> облучались на фазотроне ЛЯП ОИЯИ протонами с энергией 660 МэВ в течение 27 и 5 минут и на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ протонными пучками с энергиями 1,0 и 8,1 ГэВ в течение 1,0 и 0,6 ч соответственно. Интенсивности пучков составляли  $1,36 \cdot 10^{16}$ ,  $1,19 \cdot 10^{16}$ ,  $4,97 \cdot 10^{12}$  и  $2,27 \cdot 10^{13}$  протон/ч. Для мониторингирования пучка была использована реакция  $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ , значения сечений которой при указанных энергиях соответственно равнялись 10,7, 10,1 и 8,1 мбн. Наведенная в мишенях активность была измерена Ge(Li) и сверхчистыми HpGe-детекторами через некоторое время после облучения. Для выделения долгоживущих продуктов реакций измерения регулярно повторялись в течение одного года. При измерениях, для обеспечения "точности" источника и оптимальной загрузки электроники, расстояния источник - детектор выбирались равными 160, 26, 15 и 8 см. Предварительная обработка  $\gamma$ -спектров проводилась с помощью компьютерных программ. По характерным  $\gamma$ -линиям с учетом периодов полураспада ядер были выделены легкие ядра-продукты и определены их сечения образования, значения которых приведены в таблице 1 (там же даны типы сечений ядер-продуктов: Н - независимое сечение и К - кумулятивное). Ошибки на величине сечений - статистические.

## Обсуждение экспериментальных результатов

На рисунке 1 приведены зависимости значений сечений от энергии протонов для  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$  и  ${}^{24}\text{Na}$  из исследуемых мишеней. Из таблицы и рисунка видно, что значения сечения сильно (более чем на порядок) растут с увеличением энергии начальной частицы, что характерно для механизма фрагментации [1]. Изотопы  ${}^{28}\text{Mg}$ ,  ${}^{38}\text{S}$ ,  ${}^{38}\text{Cl}$  и  ${}^{39}\text{Cl}$  не регистрировались при энергиях протонов 0,66 и 1,0 ГэВ и поэтому для них невозможно было получить энергетическую зависимость. При 8,1 ГэВ из мишени  ${}^{112}\text{Sn}$  не регистрировались короткоживущие изотопы  ${}^{38}\text{Cl}$  и  ${}^{39}\text{Cl}$ , т.к.  $\gamma$ -спектр облученной мишени  ${}^{112}\text{Sn}$  был измерен через несколько часов после облучения во избежание большого мертвого времени, а  $\gamma$ -линии  ${}^{38}\text{S}$  не наблюдались в гамма-спектре облученной мишени  ${}^{112}\text{Sn}$ , т.к.  ${}^{38}\text{S}$  сильнейтронноизбыточное ядро и его сечение, по-видимому, мало.

Для мишени  ${}^{118}\text{Sn}$  на рисунке 2 дана зависимость значений сечений от массового числа фрагмента. Кривая получена методом подгонки и соответствует уравнению  $\sigma(A_f) = aA_f^{-\tau}$ , где  $a=1334$ , а  $\tau = 2,10 \pm 0,06$ . Такая же зависимость наблюдается от зарядового числа фрагмента  $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-2,47}$ . Степенную зависимость сечений образования фрагментов от  $Z_f$  и  $A_f$  ряд авторов [8,14,15] объясняет фазовым переходом "жидкость-газ", который происходит при критической температуре горячей ядерной материи, наступающей при облучении ядра - мишени высокоэнергетичной частицей. В работах [14,15] предложен механизм образования фрагментов промежуточных масс вследствие конденсации сильно разогретого нуклонного газа, основываясь на теории конденсации вблизи критической точки [16]. По ана-

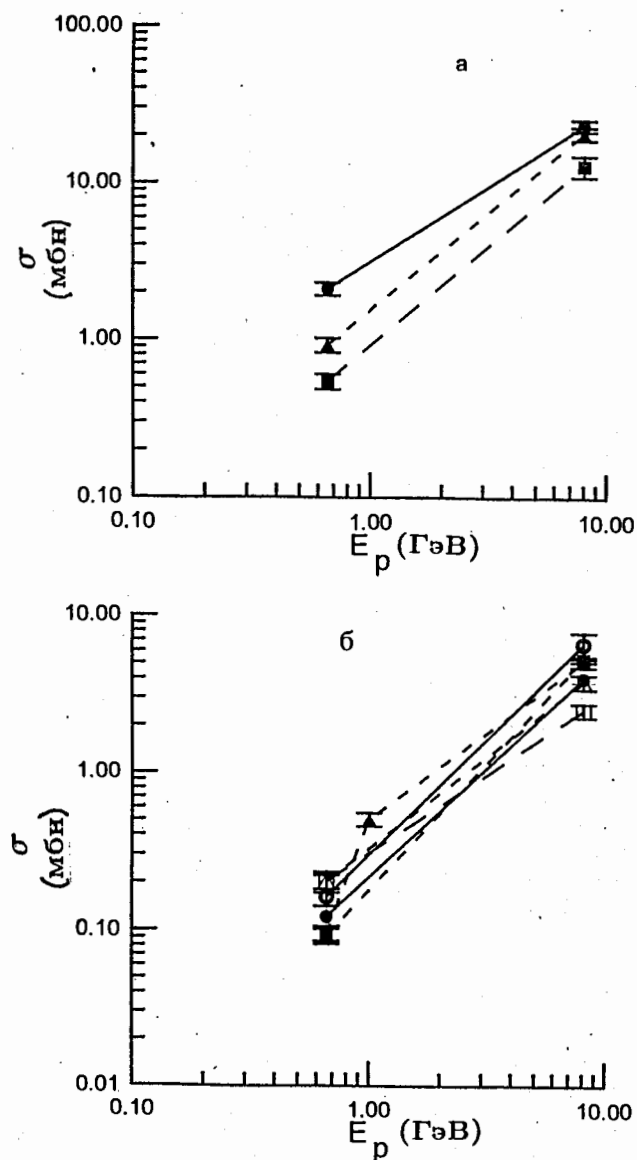


Рисунок 1. Зависимость значений сечений образования фрагментов от энергии протонов ( $E_p$ ) для мишеней  $\bullet, \circ - {}^{112}\text{Sn}$ ,  $\blacktriangle, \triangle - {}^{118}\text{Sn}$ ,  $\blacksquare, \square - {}^{124}\text{Sn}$ ; а) для  ${}^7\text{Be}$  б) светлые точки для  ${}^{22}\text{Na}$ , темные - для  ${}^{24}\text{Na}$ . Кривые показывают рост, а не ход сечений

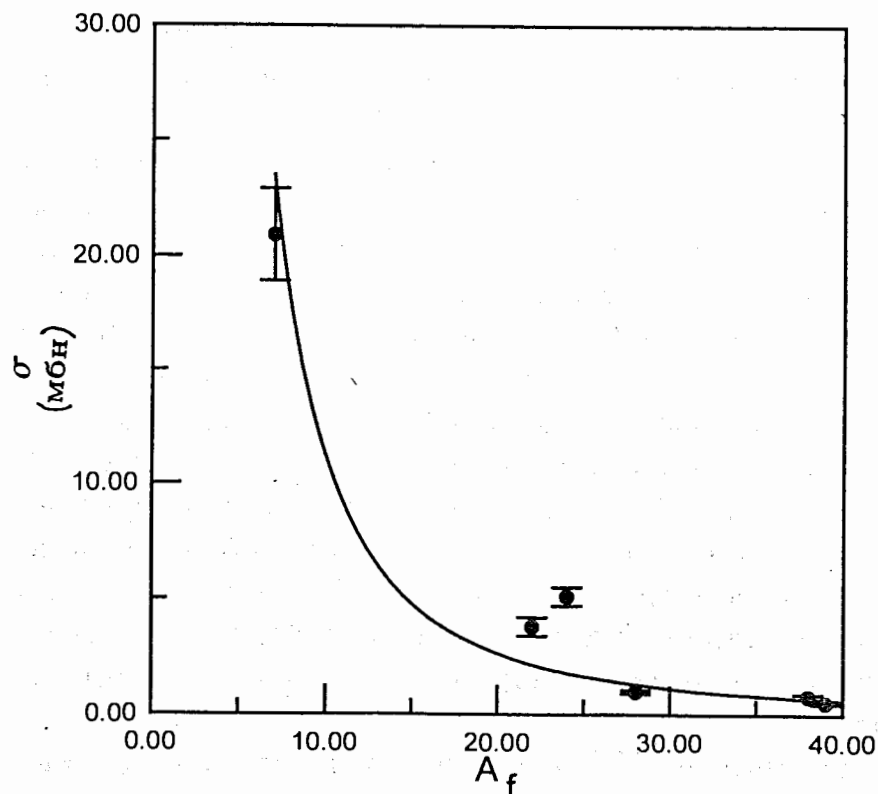


Рисунок 2. Зависимость значений сечений от массового числа фрагментов для мишени  $^{118}\text{Sn}$ . Кривая проведена по формуле  $\sigma(A_f) = aA_f^{-\tau}$ ,  $a = 1334$ ,  $\tau = 2,10 \pm 0,06$

логии с газом Ван дер Ваальса степенная зависимость сечения образования фрагментов от их массы  $A_f$  или  $Z_f$

$$\sigma(A_f) \sim A_f^{-\tau},$$

где  $\tau = 2 \div 3$ . Здесь  $\sigma(A_f)$  или  $\sigma(Z_f)$  полные изобарические или изотопические сечения. В настоящем эксперименте измерялись только радиоактивные изотопы, вклады сечений образования которых невелики в полных сечениях. Тем не менее для радиоактивных фрагментов наблюда-

ется степенная зависимость с параметром  $\tau$  со значением, близким к тому, что получено в других работах (например, [17]) с прямой регистрацией фрагментов по методике  $\Delta E - E_1 - E_2$  под действием протонов с энергией в области 2,7 - 7,5 ГэВ. Интересно; что в данной работе для  $\tau$  получились разные значения в пределах от 1,55 до 2,1 из разных мишеней олова. Следовательно, можно предполагать, что при энергии протонов 8,1 ГэВ исследуемые нами фрагменты с некоторой вероятностью образуются в процессе мультифрагментации (т.е. одновременного развала ядра - break up).

Нами сделаны расчеты значений сечения фрагментов из всех исследуемых мишеней по модели Бондорф - Ботвина и других при энергии протонов 8,1 ГэВ [18]. Полученные данные приведены в таблице 1. Сравнение расчетных и экспериментальных значений сечений показывает, что есть удовлетворительное согласие между ними для фрагментов с промежуточными массами  $^{24}\text{Na}$  и  $^{38}\text{Cl}$ , а для легкого фрагмента  $^7\text{Be}$  расчетные значения превышают экспериментальные примерно в 5 раз. Для нейтроноизбыточных ядер  $^{28}\text{Mg}$  и  $^{39}\text{Cl}$  наоборот, расчетные значения в несколько раз меньше по сравнению с экспериментальными. По-видимому, в модели [18] брались высокие энергии возбуждения ( $E^*$ ) промежуточного ядра после прохождения каскада, что увеличивает число легких фрагментов, и не учитывались "тонкие эффекты", связанные с изотоп-эффектом, хотя в расчетах наблюдается правильное направление уменьшения (для  $^7\text{Be}$  и  $^{22}\text{Na}$ ) и увеличения (для остальных) значений сечения при переходе от  $^{112}\text{Sn}$  к  $^{124}\text{Sn}$ .

Теперь рассмотрим зависимость сечений исследуемых фрагментов от массового числа мишени  $A_t$ , используя по-

мимо данных, полученных в настоящей работе, также литературные данные. Известно, что эта зависимость сильно меняется с изменением энергии начального протона [1] и остается постоянной в области ограниченной фрагментации ( $E_p > 8 - 10$  ГэВ), поэтому нами использованы данные при энергиях протонов больше 8 ГэВ [19-22]. На рисунке 3 приведена зависимость  $\sigma$  от  $A_t$  для нейтроноизбыточных фрагментов  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ . Там же дана зависимость третьей проекции изоспина мишени  $T_{3t}/A_t$  от  $A_t$  (на графике поставлено  $3T_{3t}/A_t$ , для ясности картины). Из рисунка видно сходство структур зависимостей, что говорит о корреляции сечений с величиной  $T_{3t}/A_t$  и следовательно о зависимости  $\sigma$  от  $T_t$  - изоспина мишени. Та же тонкая структура наблюдается и для фрагментов  $^7\text{Be}$  и  $^{22}\text{Na}$  (рис.4). Для нейтроноизбыточных ядер-остатков наблюдается также в общих чертах рост сечений при увеличении  $A_t$  - мишени (рис.3). Для нейтронодефицитного ядра  $^7\text{Be}$  и для  $^{22}\text{Na}$ , число нейтронов которого равно числу протонов ( $T_{3t} = 0$ ) при переходе от мишени  $^{112}\text{Sn}$  к  $^{124}\text{Sn}$  значения сечений уменьшаются (см. таблицу и рис. 4).

На рисунках 3 и 4 приведены также зависимости фотывыходов от  $A_t$  для  $^{24}\text{Na}$  и  $^7\text{Be}$ , полученные при максимальной энергии тормозного спектра  $E_{\gamma\text{max}} = 4,5$  ГэВ [23-24]. Как видно, здесь тоже есть структура и её различие, по-видимому, связано с отсутствием данных по некоторым мишеням. Это говорит о том, что явление изоэффекта не зависит от сорта первичной частицы.

Для изучения механизма образования фрагментов нами рассмотрена зависимость сечения образования этих фрагментов от суммы энергии отделения фрагмента и эффективного кулоновского барьера  $Q_f + B_f$ . В настоящей работе энергия отделения фрагментов определялась двумя спосо-

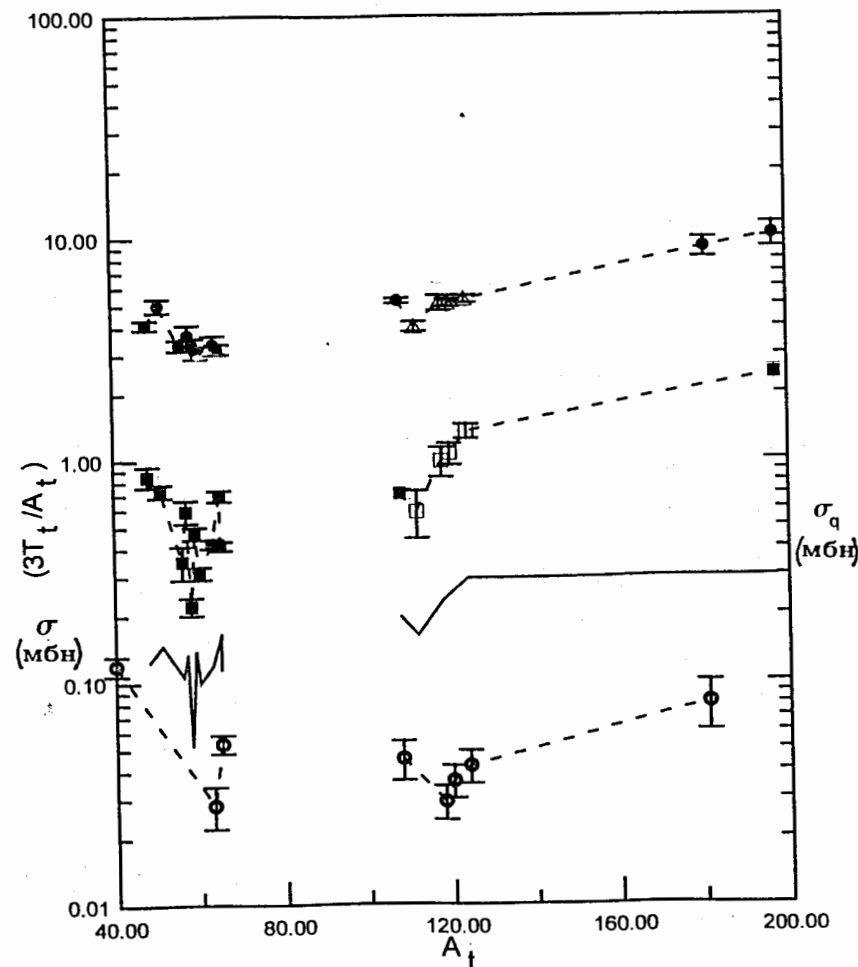


Рисунок 3. Зависимость значений сечений нейтроноизбыточных фрагментов от массового числа мишеней  $A_t$ .  $\bullet, \Delta$  -  $^{24}\text{Na}$ ,  $\blacksquare, \square$  -  $^{28}\text{Mg}$ , экспериментальные точки взяты из работ [19-21], светлые точки - настоящая работа;  $\circ$  -  $^{24}\text{Na}$  для фотоядерных реакций [23,24] (шкала с правой стороны); сплошная кривая - зависимость  $3T_{3t}/A_t$  от  $A_t$

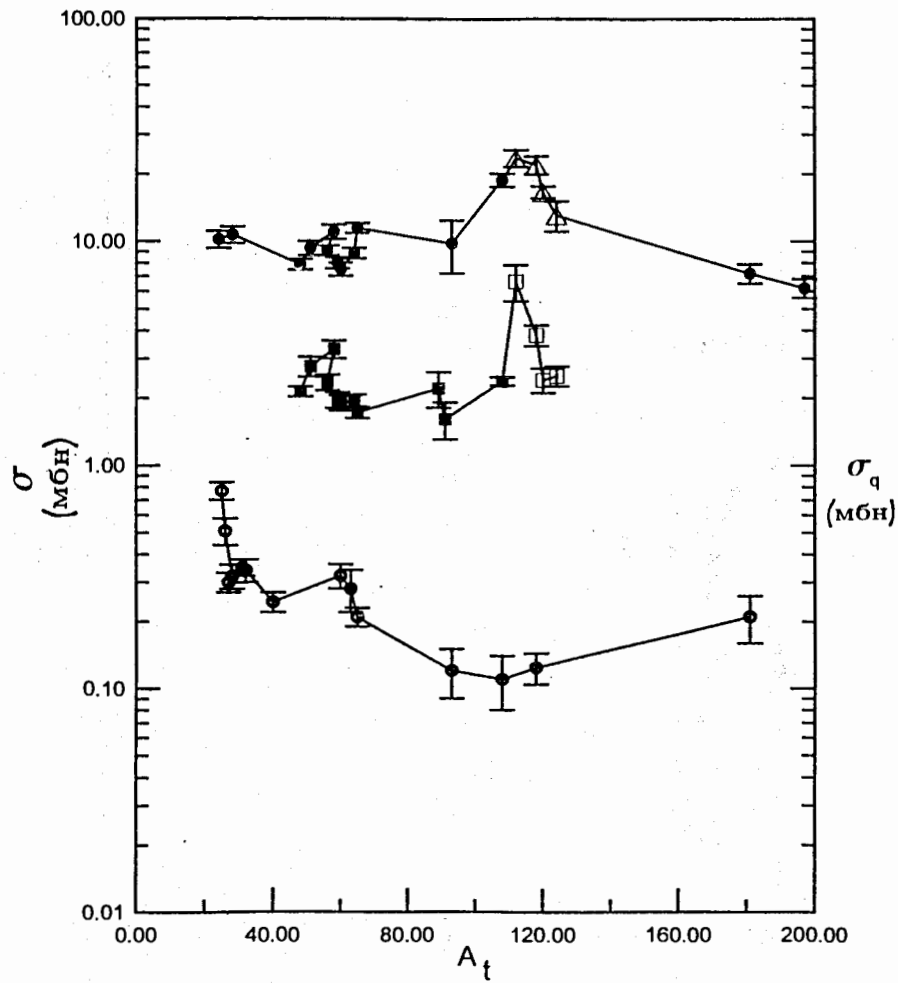


Рисунок 4. Зависимость значений сечений нейтронодефицитных фрагментов от массового числа мишеней  $A_t$ .  $\bullet, \Delta$  —  ${}^7\text{Be}$ ,  $\blacksquare, \square$  —  ${}^{22}\text{Na}$ ; экспериментальные точки взяты из работ [19-21], светлые точки — настоящая работа;  $\circ$  —  ${}^7\text{Be}$  для фотоядерных реакций [23,24] (шкала с правой стороны)

Таблица 1. Значения сечений

Ядро-продукт	Тип сечения	${}^{112}\text{Sn}$			${}^{118}\text{Sn}$					
		$\sigma$ [мбн]	расч.[18]	$\sigma$ [мбн]	$\sigma$ [мбн]	расч.[18]	$\sigma$ [мбн]			
${}^7\text{Be}$	H	$0.66\text{ГэВ}$	$2.10 \pm 0.20$	$23.50 \pm 2.00$	$111.03$	$0.66\text{ГэВ}$	$0.92 \pm 0.10$	$8.1\text{ГэВ}$	$20.90 \pm 2.00$	$82.80$
${}^{22}\text{Na}$	K	$0.16 \pm 0.02$	$6.60 \pm 1.20$	$6.60 \pm 1.20$	$13.25$	$0.20 \pm 0.02$	-	$1.0\text{ГэВ}$	-	$3.80 \pm 0.40$
${}^{24}\text{Na}$	K	$0.12 \pm 0.02$	$4.00 \pm 0.20$	$4.00 \pm 0.20$	$5.16$	$0.09 \pm 0.01$	$0.50 \pm 0.05$	$0.50 \pm 0.05$	$5.10 \pm 0.04$	$5.8$
${}^{28}\text{Mg}$	K	-	$0.58 \pm 0.14$	$0.58 \pm 0.14$	$0.09$	-	-	-	$0.98 \pm 0.15$	$0.14$
${}^{38}\text{S}$	K	-	-	-	-	-	-	-	$0.22 \pm 0.08$	-
${}^{38}\text{Cl}$	H	-	-	-	$0.35$	-	-	-	$0.80 \pm 0.10$	$0.6$
${}^{39}\text{Cl}$	K	-	-	-	$0.09$	-	-	-	$0.53 \pm 0.05$	$0.14$

Таблица 1.(продолжение) Значения сечений

Ядро-продукт	Тип сечения	${}^{120}\text{Sn}$			${}^{124}\text{Sn}$				
		$\sigma$ [мбн]	расч.[18]	$\sigma$ [мбн]	$\sigma$ [мбн]	расч.[18]	$\sigma$ [мбн]		
${}^7\text{Be}$	H	$8.1\text{ГэВ}$	$16.50 \pm 1.00$	$74.16$	$0.66\text{ГэВ}$	$0.54 \pm 0.06$	$8.1\text{ГэВ}$	$13.00 \pm 2.00$	$65.14$
${}^{22}\text{Na}$	K	$2.40 \pm 0.30$	$2.40 \pm 0.30$	$9.2$	$0.20 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.03$	$2.50 \pm 0.25$	$2.50 \pm 0.25$	$7.60$
${}^{24}\text{Na}$	K	$5.10 \pm 0.20$	$5.10 \pm 0.20$	$6.0$	$0.09 \pm 0.01$	$0.09 \pm 0.01$	$5.30 \pm 0.20$	$5.30 \pm 0.20$	$6.65$
${}^{28}\text{Mg}$	K	$1.06 \pm 0.12$	$1.06 \pm 0.12$	$0.20$	-	-	$1.34 \pm 0.10$	$1.34 \pm 0.10$	$0.51$
${}^{38}\text{S}$	K	$0.17 \pm 0.07$	$0.17 \pm 0.07$	-	-	-	$0.40 \pm 0.15$	$0.40 \pm 0.15$	-
${}^{38}\text{Cl}$	H	$1.36 \pm 0.15$	$1.36 \pm 0.15$	$0.91$	-	-	$1.35 \pm 0.15$	$1.35 \pm 0.15$	$0.76$
${}^{39}\text{Cl}$	K	$0.63 \pm 0.10$	$0.63 \pm 0.10$	$0.3$	-	-	$0.85 \pm 0.20$	$0.85 \pm 0.20$	$0.42$



бами: а) с использованием экспериментальных значений  $Q_{gg} = M(A_f, Z_f) + M(A_{\text{ост.}}, Z_{\text{ост.}}) - M(A_t, Z_t)$ , где значения масс фрагментов, ядер-остатков и мишеней брались из работы [25]; б) с использованием жидкокапельной модели  $Q_{ld} = M_{ld}(A_f, Z_f) + M_{ld}(A_{\text{ост.}}, Z_{\text{ост.}}) - M_{ld}(A_t, Z_t)$ , в которой энергия связи вычисляется по формуле [5]

$$E_{\text{св}} = \varepsilon_{is}A + \varepsilon_{iv}T_3^2A^{-1} - 0,71Z^2A^{-1/3},$$

где  $\varepsilon_{is} = 15,68(1 - 1,184A^{-1/3})$ ,  $\varepsilon_{iv} = -112,4(1 - 1,184A^{-1/3})$  и  $T_3 = (N - Z)/2$ , а эффективный кулоновский барьер  $B_f = 0,55Z_fZ_{\text{ост.}}e^2/(R_f + R_{\text{ост.}})$ ,  $R = r_0A^{1/3}$  и  $r_0 = 1,44 \cdot 10^{-13}$  см.

Используя литературные данные для фрагментов  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$ ,  ${}^{28}\text{Mg}$  в массовой области мишеней от 48 до 197, нами исследуется зависимость значений сечений, полученных при  $E_p > 8$  ГэВ от  $Q_f + B_f$ . На рисунке 5а и 5б приведены зависимости сечения от  $Q_{ld} + B_f$  и  $Q_{gg} + B_f$  для  ${}^{28}\text{Mg}$ . Как следует из рисунка, между сечением и  $Q_{ld} + B_f$  наблюдается зависимость, близкая к экспоненциальной. Такая зависимость наблюдается и для изотопов  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$  (для  ${}^7\text{Be}$  параметр  $a$  берется в виде  $A_i^a$ ), однако разброс экспериментальных точек больший, чем для  ${}^{28}\text{Mg}$  (рис.6). Подгонка экспериментальных данных по формуле  $\sigma = a \exp(-(Q_f + B_f)/T)$  дает возможность определить параметры  $a$  и  $T$ . Результаты приведены в табл. 2 ( $T$  связан с температурой системы, распадающейся на фрагменты). Как видно из таблицы, все значения  $T \geq 20$  МэВ, т.е. выше ожидаемых температур системы, которая образуется после прохождения каскада при облучении мишени протонами с энергией  $\geq 8$  ГэВ. Надо отметить, что в протон-ядерных [26] ( $E_p = 1$  ГэВ) и в фо-

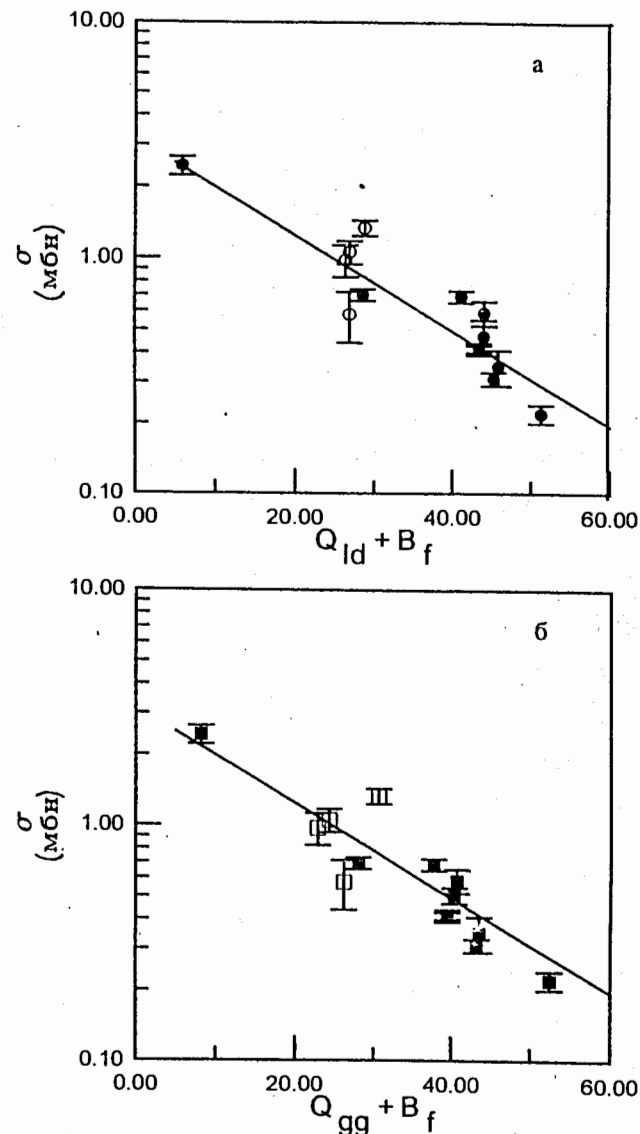


Рисунок 5. Зависимость сечения образования  ${}^{28}\text{Mg}$  от а)  $Q_{ld} + B_f$ , б)  $Q_{gg} + B_f$ . Экспериментальные точки взяты из работ [19-21], светлые точки - настоящая работа. Кривые проведены по формуле  $\sigma = a \exp(-(Q_f + B_f)/T)$

тоядерных [27] ( $E_{\gamma_{max}} = 4,5 \text{ ГэВ}$ ) реакциях, как считают авторы этих работ, при образовании  ${}^7\text{Be}$  для  $T$  также были получены большие значения. Как видно из рис.6 и табл. 2, для фрагментов  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$  лучшее согласие с экспериментальными данными получается при расчете энергии отделения жидкокапельной моделью. Это означает нечувствительность сечений к флуктуациям энергии отделения, обусловленным оболочечными эффектами в энергии связи ядер. На рисунках 5 и 6 виден разброс данных, отражающий зависимость сечений реакции от нуклонного состава мишени и фрагментов (см. также таблицу 1). Нами сделана попытка в экспоненциальную зависимость  $\sigma$  добавить член в виде  $T_{zf}T_{zi}$ , чтобы учитывать влияние изоспинов [5] на вероятность реакции. Однако результаты получились неудовлетворительными.

Авторы выражают благодарность В.М.Цупко - Ситникову, В.С.Пронских, А.Н.Приемышеву и К.В.Калыпкину за участие в измерениях гамма-спектров, Г.С.Айвазян и Л.Г.Мартirosян за участие в обработке, персоналу фазотрона и синхроциклотрона за обеспечение хороших параметров пучка во время облучения мишеней. Один из авторов (Данагулян А.С.) благодарит Министерство науки и высшего образования Республики Армения за финансовую поддержку, а также дирекции Лаборатории ядерных проблем и Объединенного института ядерных исследований за предоставленную возможность выполнения эксперимента в ОИЯИ.

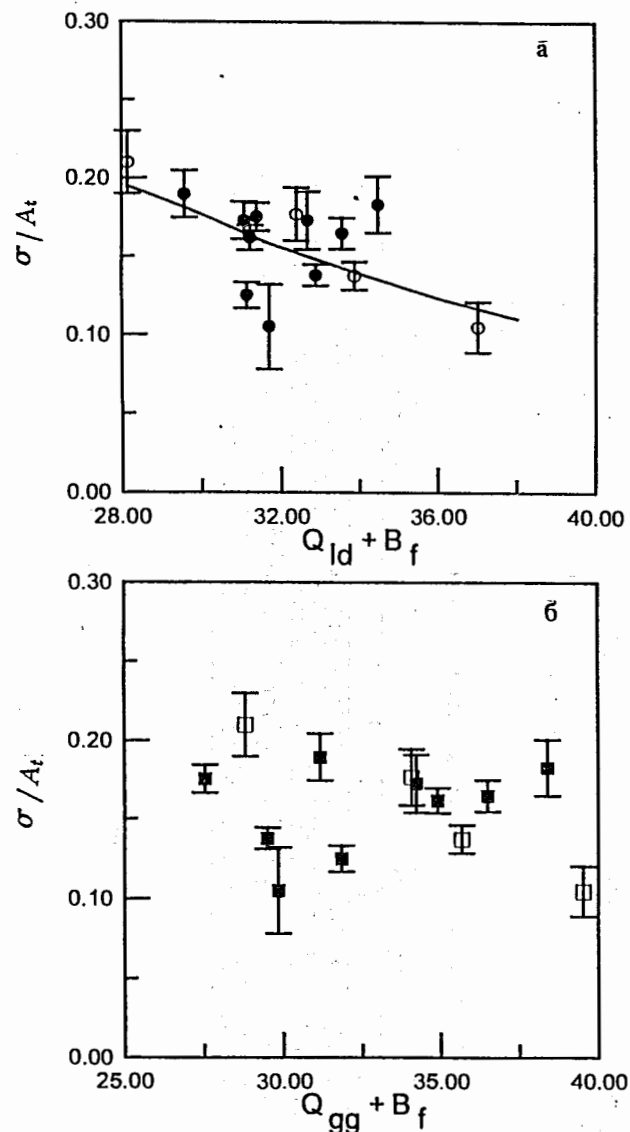


Рисунок 6. Зависимость сечения образования  ${}^7\text{Be}$  от а)  $Q_{ld} + B_f$ , б)  $Q_{gg} + B_f$ . Экспериментальные точки взяты из работ [19-21], светлые точки - настоящая работа. Кривая проведена по формуле  $\sigma = A_t^q \exp(-(Q_{ld} + B_f)/T)$



Таблица 2. Значения параметров  $a$  и  $T$

Ядро-продукт	$Q_{ld} + B_f$		$Q_{gg} + B_f$		$\chi^2$
	$a$	$T$	$a$	$T$	
${}^7\text{Be}$	$0.93 \pm 0.05$	$20.90 \pm 3.03$	$0.69 \pm 0.03$	$59.83 \pm 15.40$	81.80/14
${}^{22}\text{Na}$	$14.14 \pm 6.53$	$19.98 \pm 4.79$	$3.25 \pm 0.53$	$86.88 \pm 33.30$	72.69/12
${}^{24}\text{Na}$	$15.65 \pm 1.25$	$25.24 \pm 1.58$	$9.64 \pm 0.66$	$40.42 \pm 3.46$	144.10/15
${}^{28}\text{Mg}$	$3.17 \pm 0.39$	$21.54 \pm 1.41$	$3.48 \pm 0.28$	$19.30 \pm 0.80$	165.50/16

## Литература

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Москва, 1972г. с.530.
2. Богатын В.И. и др. ЯФ, 1974, т.19, с.32, т.17, с.9.
3. Bogatin V.I. et al. Nucl. Phys. A260, 1976, 446.
4. Яковлев Ю.П. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.6, с.1285.
5. Яковлев Ю.П. ЯФ, 1987, т.46, с.459.
6. Gross D.H.E. Rep. Progr. Phys. 1990, v.53, p.605.
7. Morretto D. and Wozniak G.J. Ann. Rev. Nucl. Part. Scr., 1993, v.43, p.37.
8. Bandorf J.P., Botvina A.S., Ijtinov A.S., Mishustin I.N., Sneppen K. Phys. Reports, 1995, v.257, p.133.
9. Lips V., Barth R., Avdeyev S.P. et al. Phys.Rev.Lett. 1994, v.72, p.1604.  
Avdeyev S.P., Karnaukhov V.A. et al. Nucl.Phys. 1998.
10. Pienkowski L. et al. Phys.Lett. 1994, B336, p.147.
11. Schüttauf A., Kunze W.D. et al. Nucl. Phys, 1996, A607, p.457.
12. Wölfle R. and Qaim S.M. Radiochimica Acta, 1990, v.50, p.185.  
Dittrich B., Herpers U. et al Radiochimica Acta 1990, v.50, p.11.
13. Bardayan D.W. et al. Phys.Rev. 1997, v.C55, p.820.
14. Hirsh A.S. et al. Phys. Rev. 1984, v.C29, p.508.
15. Pangiotou A.D., Curtin M.W., Scott D.K. Phys. Rev. 1985, v.C31, p.55.
16. Fisher M.E. Physics (N.Y.) 1967, v.3, p.255.
17. Авдейчиков В.В. и др. ЯФ, 1988. т.48, с.1736.
18. Botvina A.S. et al. Nucl. Phys. 1995, A584. p.737.

19. *Noguchi M. et al.* Phys. Rev. 1988, v.C38, p.1811.  
*Asano T. et al.* Phys. Rev. 1983.v.C28, 1718.  
*Tominaka T. et al.* Nucl. Phys. 1984, v.A414, p.385.
20. *Porile N.T., Cole G.D., Rudy C.R.* Phys. Rev. 1979, v.C19, p.2288.
21. *Raisleck G.M. et al.* Phys. Rev. 1975, v.C12, p.527.
22. *Katcoff S. et al.* Phys. Rev. Lett. 1973, v.30, p.1221.
23. *Аракелян А.А. и др.* ЯФ, 1985, т.41, с.833; ЯФ 1990, т.52, с.319.
24. *Амроян К.А. и др.* Препринт ЕрФИ - 1193(70) - 89.
25. *Audi G., Wapstra A.H.* Nucl. Phys. 1993, v.A565,1,p22.
26. *Батист Л.Х. и др.* Препринт ЛИЯФ, 1983, 861.
27. *Аракелян А.А. и др.* Тезисы докладов 39-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, 1989, с.319.

Данагулян А.С. и др.

P15-98-301

Образование легких ядер в реакциях протонов с разделенными изотопами олова

Методом наведенной активности измерены сечения образования ядер  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$ ,  ${}^{28}\text{Mg}$ ,  ${}^{38}\text{S}$ ,  ${}^{38}\text{Cl}$  и  ${}^{39}\text{Cl}$  при облучении мишеней  ${}^{112}\text{Sn}$ ,  ${}^{118}\text{Sn}$ ,  ${}^{120}\text{Sn}$  и  ${}^{124}\text{Sn}$  протонами с энергиями 0,66, 1,0 и 8,1 ГэВ. При анализе экспериментальных данных установлено, что эти ядра образуются в процессе фрагментации и что существует степенная зависимость сечений реакции от массового и зарядового числа фрагментов. Наблюдается сильная зависимость сечения реакций от нуклонного состава мишеней и продуктов. Измеренные значения сечений совместно с имеющимися в литературе данными обсуждаются в рамках различных предположений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Danagulyan A.S. et al.

P15-98-301

Formation of Light Nuclei in the Reactions of Protons with Separated Tin Isotopes

The cross-sections of reactions of formation of light nuclei on separated  ${}^{112}\text{Sn}$ ,  ${}^{118}\text{Sn}$ ,  ${}^{120}\text{Sn}$  and  ${}^{124}\text{Sn}$  isotopes are determined at proton energy of 0.6, 1.0 and 8.1 GeV by the induced activity methods. The energy dependence of cross-sections is observed. The fragmentation formation of light nuclei is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998