

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДА ЯДЕР ${}^6\text{He}$ В РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$ НА ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 22 МэВ

*В. И. Загребав, Ю. Г. Тетерев, В. И. Жеменик, Г. В. Мышинский,  
С. В. Митрофанов, С. Н. Дмитриев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе исследована возможность получения экзотических ядер  ${}^6\text{He}$  в реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$  на пучке электронов с энергией 22 МэВ на микротроне МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Выход ядер  ${}^6\text{He}$  из мишени  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  составил  $6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  на 1 мкА тока электронного пучка. Полученный результат выглядит весьма многообещающим с учетом дальнейшего совершенствования мишенного блока, возможности использования другого литиевого соединения, увеличения температуры материала мишени и возможности поднятия тока электронного пучка до 20 мкА. Использование данного подхода для последующего получения монохроматического пучка ускоренных ядер  ${}^6\text{He}$  с интенсивностью порядка  $10^7 \text{ с}^{-1}$  обеспечило бы возможность проведения большого числа экспериментов по изучению структуры этого ядра и механизмов ядерных реакций с его участием. Данный метод получения ядер  ${}^6\text{He}$  может оказаться одним из наиболее оптимальных (и дешевых) на сегодняшний день.

A possibility for the production of exotic  ${}^6\text{He}$  nuclei in the  ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$  reaction with 22 MeV electron beam produced by the microtron МТ-25 (FLNR JINR) has been studied. The yield of  ${}^6\text{He}$  from the  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  target was found to be  $6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  at 1  $\mu\text{A}$  current of electron beam. This result is rather hopeful if one takes into account a possibility for further improvement of the target, use of other lithium compound material, increase of a target temperature and electron beam current (up to 20  $\mu\text{A}$ ). Use of this method for subsequent production of monochromatic beam of accelerated  ${}^6\text{He}$  nuclei with intensity of about  $10^7 \text{ pps}$  would give us a possibility to perform many interesting experiments on study of the exotic structure of  ${}^6\text{He}$  and mechanisms of nuclear reactions with its participation. This method for the production of  ${}^6\text{He}$  could be one of the most optimal (and cheapest) for the time being.

PACS: 29.25.Rm

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств легких экзотических ядер и реакций с их участием вызывает большой интерес в последние годы. К таким ядрам относится и так называемое борромеевское ядро  ${}^6\text{He}$ , слабосвязанные валентные нейтроны которого приводят к резкому увеличению материального радиуса этого ядра и необычной структуре его волновой функции [1]. Большой и постоянный интерес вызывают реакции с участием этого ядра, начиная с реакций фрагментации (см., например, обзорную статью [2]), в которых измерялось полное сечение реакции и импульсное распределение альфа-частиц и нейтронов, указывающие на необычайно большую пространственную протяженность ядра  ${}^6\text{He}$ . В реакциях двух нейтронных передач [3, 4] была открыта «динейтронная» конфигурация этого ядра,

а в упругом рассеянии [5] найдены нестандартные параметры потенциала оптической модели. Особый интерес представляют реакции подбарьерного слияния слабосвязанного нейтронно-избыточного ядра  ${}^6\text{He}$  с обычными ядрами. В работе [6] было предсказано (а позднее экспериментально подтверждено [7]) значительное (на порядки) увеличение подбарьерной проницаемости для этого ядра за счет процесса перераспределения валентных нейтронов с положительным значением  $Q$ -реакции. Дальнейшие исследования в этой области, и в частности, экспериментальное изучение имеющих астрофизическое значение реакций подбарьерного слияния  ${}^6\text{He}$  с легкими стабильными ядрами, весьма актуальны.

Эти исследования в значительной мере сдерживаются сложностью получения интенсивного монохроматического пучка ускоренных ядер  ${}^6\text{He}$  с достаточно низкой энергией. Стандартная схема получения такого пучка состоит в использовании так называемого ISOL-метода, в котором первичные ядра  ${}^6\text{He}$  образуются в процессе фрагментации более тяжелых ядер, ускоренных до нескольких десятков МэВ/нукл. Полученные в этом процессе (и имеющие широкое импульсное распределение) ядра  ${}^6\text{He}$  затем тормозятся, соответствующие атомы ионизируются и доставляются во второй ускоритель, где они уже ускоряются до требуемой энергии. По такому принципу, в частности, работает и установка DRIBs [8]. В Лювэн-ла-Неф (Бельгия) 150-мкА первичный пучок протонов с энергией 30 МэВ использовался до недавнего времени для получения  ${}^6\text{He}$  в реакции  ${}^7\text{Li}(p, 2p){}^6\text{He}$  на толстой мишени из фторида лития [9]. Максимальная полученная интенсивность ускоренных ядер составляла  $10^6$  для однократно ионизированных ионов  ${}^6\text{He}$  и  $10^5$  для  ${}^6\text{He}^{2+}$ . 10-мкА пучок протонов с энергией 500 МэВ используется также и на установке ISAC (TRIUMF, Канада) для получения ядер  ${}^6\text{He}$  на мишени из углеродной пудры [10].

В этой работе мы исследуем возможность более «дешевого» метода получения ядер  ${}^6\text{He}$  на пучке электронов с энергией 22 МэВ в реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$ . Эта реакция многократно исследовалась экспериментально, и сечение процесса хорошо известно. На рис. 1 показана функция возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$ , измеренная более сорока лет назад [11]. Последующие эксперименты подтвердили величину сечения этого процесса на уровне 1 мб в достаточно широком диапазоне энергий гамма-квантов от 15 до 20 МэВ, что объясняется низким порогом (9,98 МэВ) отделения протона от ядра  ${}^7\text{Li}$ . Именно такие энергии тормозных гамма-квантов получают на электронном ускорителе ЛЯР ОИЯИ, что и побудило нас к проведению эксперимента, направленного на выяснение возможности получения атомов  ${}^6\text{He}$  в количестве, достаточном для их последующего ускорения и исследования перечисленных выше механизмов ядерных реакций с их участием.

При сечении в 1 мб, токе в 20 мкА (достижимом на микротроне МТ-25 ЛЯР ОИЯИ) и энергии электронов 25 МэВ мы могли бы ожидать образование порядка нескольких единиц на  $10^8$  атомов  ${}^6\text{He}$  в толстой литиевой мишени ( $\rho = 6/14 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), поглощающей половину образующихся тормозных гамма-квантов с энергией в диапазоне от 15 до 20 МэВ. Принципиальная возможность получения пучка ускоренных ядер  ${}^6\text{He}$  с такой интенсивностью делает данный метод весьма привлекательным и конкурентоспособным, что и побудило нас к его изучению.

В первом нашем эксперименте, нацеленном на оценку выхода из литиевой мишени образующихся в реакции ядер  ${}^6\text{He}$ , была использована достаточно простая установка с газовым транспортом этих ядер в удаленный от активной области детектор, регистрирующий электроны бета-распада  ${}^6\text{He}$ . Схема экспериментальной установки приведена

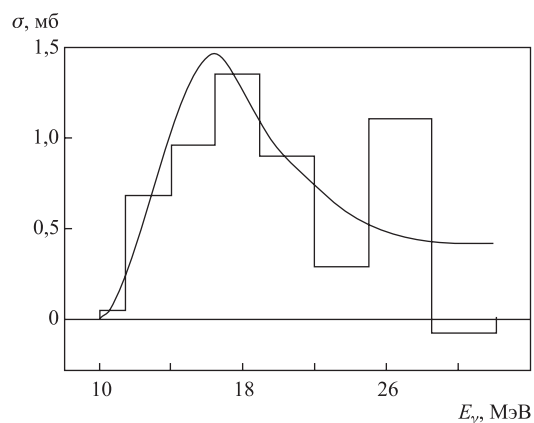


Рис. 1. Функция возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$ , полученная в работе [11]

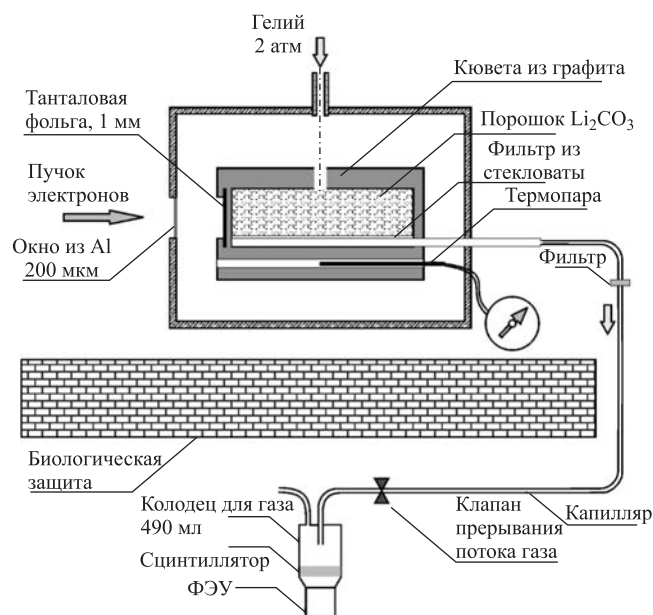


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по определению выхода  ${}^6\text{He}$  из толстой литиевой мишени в реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$  на пучке электронов

на рис. 2. Пучок электронов из микротрона МТ-25 (ЛЯР ОИЯИ) проходил через алюминиевое окно толщиной 200 мкм и попадал на тормозящую танталовую фольгу толщиной 1 мм. Такая толщина фольги является оптимальной для достижения максимального выхода тормозного излучения. В поле тормозного излучения было помещено исследуемое вещество, содержащее литий. В данном эксперименте была выбрана соль  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  в виде мелкодисперсного порошка с насыпной плотностью  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Размер кюветы для размещения этого вещества выбран из условия наибольшей простоты интерпретации

полученных результатов. Поперечные размеры кюветы ( $29 \times 29$  мм) также являются оптимальными для максимального использования факела тормозных гамма-квантов с учетом его углового расхождения.

Длина кюветы выбрана из следующих соображений. Электроны, проходя через танталовую пластину, теряют примерно пятую часть своей энергии. Оставшаяся энергия электронов выделяется в веществе, содержащемся в кювете, нагревая его и способствуя выходу из него образовавшихся атомов  ${}^6\text{He}$ . Выбранная длина кюветы слегка превышает максимальную длину пробега электронов с оставшейся энергией. Это дает возможность считать распределение температуры облучаемого вещества достаточно однородным. При указанных размерах в кювету поместилось 68 г соли  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ .

Для измерения зависимости выхода  ${}^6\text{He}$  от температуры предусмотрена возможность дополнительного подогрева графитовой кюветы с помощью размещенных в ее стенках электрических нагревателей (в данном эксперименте этого не делалось). Температура кюветы измеряется с помощью отградуированной термодпары. Кювета расположена в центральной части бокса, способного выдержать избыточное давление до 4 атм. Между стенками бокса и кюветой размещается теплоизолирующий материал из нитевидных кристаллов карбида кремния, способный работать до температур  $2000^\circ\text{C}$ . Плотность материала очень низкая, и он практически не создает сопротивления потоку газа.

## 1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В бокс под давлением 2 атм подавался буферный газ гелий марки «60» с содержанием примесей не более  $10^{-6}$ . Поток газа проходил через теплоизолирующий материал и нагревался. Температура вещества мишени во время эксперимента была равной  $160^\circ\text{C}$ . Затем газ проходил через вещество мишени, содержащееся в кювете, и выходил из бокса через трубку, размещенную в одном из продольных углов кюветы. По боковой поверхности части трубки, проходящей внутри кюветы, были просверлены несколько отверстий диаметром 1 мм. Для того чтобы проходящий газ не выносил наружу исследуемое порошкообразное вещество, трубка закрывалась фильтром, изготовленным из кварцевой стекловаты. Потребовался также дополнительный фильтр, размещенный по пути газа за пределами бокса.

Проходящий через вещество мишени  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  буферный газ захватывал с собой атомы  ${}^6\text{He}$ , образующиеся в результате ядерной реакции и диффундировавшие из гранул облучаемого вещества. С помощью тефлонового капилляра внутренним диаметром 2 мм и длиной 10 м газ выносился за пределы зала ускорителя и попадал в колодец сцинтилляционного спектрометра с внутренним объемом  $490\text{ см}^3$ . Объем колодца был выбран из условия, чтобы практически весь  ${}^6\text{He}$  распадался в нем, т. е. время обновления газа в колодце было много больше, чем период полураспада  ${}^6\text{He}$ . Граничная энергия бета-частиц  $E_\beta({}^6\text{He}) = 3,5$  МэВ, период полураспада  $T_{1/2}({}^6\text{He}) = 807$  мс. Захватывались также и другие радиоактивные газы, образовавшиеся под воздействием тормозного гамма-излучения микротрона, например,  ${}^{15}\text{O}$ , получающийся в реакции  ${}^{16}\text{O}(\gamma, n){}^{15}\text{O}$ , с граничной энергией бета-частиц  $E_\beta({}^{15}\text{O}) = 1,7$  МэВ и периодом полураспада  $T_{1/2}({}^{15}\text{O}) = 2$  мин.

Колодец был выполнен в виде прямоугольного параллелепипеда, в основании которого располагалась сцинтилляционная пластина размером  $70 \times 70 \times 20$  мм. Боковые стенки

колодца сделаны из полиэтилена. Верхняя часть сцинтилляционного колодца закрывалась крышкой, изготовленной также из полиэтилена. В центре и сбоку полиэтиленовой крышки были просверлены отверстия для ввода во внутренний объем колодца и вывода из него газа. Перед попаданием в колодец газ проходил через быстрый электромагнитный клапан, с помощью которого его можно было перекрыть. Это дало возможность определить время транспортировки радиоактивных газов по капилляру (от места входа в капилляр до спектрометра) и периоды полураспада радиоактивных газов.

Через оптическую смазку колодец своим нижним торцом пристыковывался к ФЭУ-173 с диаметром фотокатода 150 мм. Сигналы от сцинтилляционных вспышек с предусилителя ФЭУ попадали на вход спектрометрического усилителя СУ-4К и оцифровывались кодировщиком ПА-24К. Последний через крейт-контроллер КК-09 и интерфейсную плату ПК-09 был связан с компьютером, который осуществлял сбор и обработку данных. Все электронные блоки работали в стандарте КАМАК. Спектрометр калибровался с помощью источников бета-частиц  $^{207}\text{Bi}$  и  $^{42}\text{K}$ .

С помощью описанного выше спектрометра измерялись спектры бета-частиц радиоактивных газов, попадающих внутрь сцинтилляционного колодца. Пример таких спектров изображен на рис. 3. Энергетический спектр распада ядер  $^{15}\text{O}$  был измерен после закрытия электромагнитного клапана и полного распада  $^6\text{He}$ . На рис. 4 представлены мультиплексные спектры, измеренные одновременно для двух диапазонов энергий. Вертикальными линиями на рис. 4 отмечены времена открытия и закрытия электромагнитного клапана.

Средняя эффективность регистрации определялась с помощью калиброванного по активности источника  $^{42}\text{K}$ , дающего бета-частицы с граничной энергией 3,5 МэВ, совпадающей с граничной энергией бета-спектра  $^6\text{He}$ . Источник  $^{42}\text{K}$  последовательно располагался на дне колодца, на высоте 60 мм, и на верхнем срезе колодца — на высоте 120 мм. Для колодца расчетная зависимость эффективности регистрации от высоты  $h$  бралась

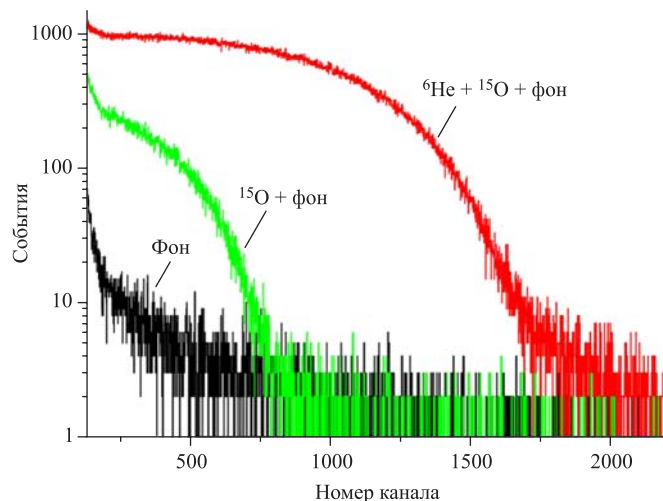


Рис. 3. Энергетические спектры бета-распадов ядер  $^6\text{He}$ ,  $^{15}\text{O}$  и фона

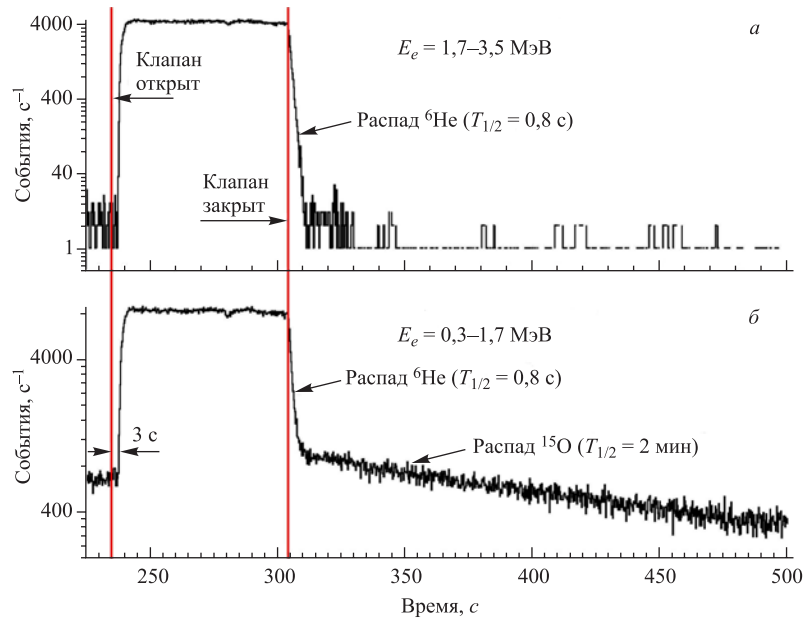


Рис. 4. Мультиплексные спектры, измеренные для диапазонов энергий бета-частиц  $E_e = 1,7-3,5$  МэВ (а) и  $E_e = 0,3-1,7$  МэВ (б)

в виде  $\varepsilon_C = k \left( 1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + S/\pi}} \right)$ , где  $S$  — площадь дна колодца;  $k$  — коэффициент, определявшийся для каждого энергетического диапазона фитированием экспериментальных значений эффективности на указанных выше расстояниях от дна. В предположении равномерного распределения  ${}^6\text{He}$  по объему колодца среднее значение эффективности составляет  $\varepsilon_C = 0,276k$ . Вычисленная таким образом вероятность регистрации электрона в диапазонах с энергией 0,3–1,7 и 1,7–3,5 МэВ при распаде ядра  ${}^6\text{He}$  составляет  $\varepsilon_1 = 0,03$  и  $\varepsilon_1 = 0,017$  соответственно. При дальнейших расчетах выхода  ${}^6\text{He}$  из мишени использовались результаты измерений в диапазоне энергий бета-частиц 1,7–3,5 МэВ, что позволило отсеять события, связанные с распадом ядер  ${}^{15}\text{O}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенного эксперимента было установлено, что скорость счета от распада  ${}^6\text{He}$  внутри сцинтилляционного колодца спектрометра составляла  $A({}^6\text{He}) = 4 \cdot 10^3$  отсчетов/с в диапазоне энергий электронов 1,7–3,5 МэВ при токе 5,5 мкА. Измеренное время транспортировки радиоактивного газа до детектора (с учетом времени его движения внутри кюветы) при давлении 2 атм на входе реакционной камеры составило  $t_{\text{тр}} = 3$  с (см. рис. 4). Таким образом, учитывая все перечисленные выше факторы, мы можем оценить полный выход ядер  ${}^6\text{He}$  в реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$  на выходе из кюветы с помощью следующего выражения

$$Y({}^6\text{He}) = A({}^6\text{He}) / \left[ \varepsilon_C \exp \left( -0,693 \frac{t_{\text{тр}}}{T_{1/2}} \right) I_e \right],$$

которое дает величину  $Y(^6\text{He}) \approx (6 \pm 1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  на 1 мкА. При токе пучка микротрона 20 мкА при данных условиях эксперимента выход гелия из кюветы составит  $1,2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ .

Полученный результат вселяет определенный оптимизм с учетом дальнейшего совершенствования мишенного блока, возможности использования другого литиевого соединения (например,  $\text{Li}_2\text{O}$ , имеющего большее процентное содержание ядер лития), увеличения температуры этого материала и толщины мишени. В проведенном эксперименте толщина всей облучаемой мишени  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  на пути тормозного излучения равнялась  $8,2 \text{ г/см}^2$ . Ослабление тормозного излучения на этом пути составляет лишь 0,85, и, таким образом, использовалось лишь 15 % полного излучения. Еще один путь повышения выхода заключается в увеличении скорости извлечения образовавшегося гелия из вещества мишени. Оценка показывает, что при использовании газовой струи время прохода самого газа через вещество мишени составляет более 1,2 с. Это приводит к тому, что большая часть образовавшегося гелия распадается до выхода из кюветы. Более быстрым методом извлечения является вакуумная откачка в комбинации с поддержанием более высокой температуры вещества мишени. Перечисленные выше факторы дают возможность увеличить выход  $^6\text{He}$  в реакции  $^7\text{Li}(\gamma, p)^6\text{He}$  почти до  $1,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  на существующем микротроне. Такая интенсивность вполне обеспечивает возможность проведения перечисленных выше экспериментов и делает данный метод получения ядер  $^6\text{He}$  достаточно перспективным с учетом его простоты и дешевизны.

Еще одним методом получения ядер  $^6\text{He}$  на микротроне может являться реакция  $^9\text{Be}(n, ^4\text{He})^6\text{He}$ . Предварительные оценки показывают, что выход  $^6\text{He}$  при энергии электронов 22 МэВ и токе пучка 20 мкА может достигать  $10^9 \text{ с}^{-1}$ , что делает актуальной экспериментальную проверку возможности использования для получения монохроматического пучка экзотических ядер  $^6\text{He}$  и этой реакции также.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhukov M. V. et al. // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
2. Tanihata I. // J. Phys. G. 1996. V. 22. P. 157.
3. Ter-Akopian G. M. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 426. P. 251.
4. Oganessian Yu. Ts., Zagrebaev V. I., Vaagen J. S. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 044605.
5. Lapoux V. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034608;  
Kakuee O. R. et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 728. P. 339.
6. Zagrebaev V. I. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601.
7. Penionzhkevich Yu. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 162701.
8. Oganessian Yu. Ts., Gulbekian G. G. // Nuclear Shells — 50 Years / Ed. Yu. Ts. Oganessian et al. Singapore, 2000. P. 61; <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/dribs.html>
9. Vervier J. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 616. P. 97.
10. Buchmann L. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 62. P. 521;  
Anthony D. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034310.
11. Gregory A. G., Sherwood T. R., Titterton E. W. // Nucl. Phys. 1962. V. 32. P. 543.

Получено 16 июня 2009 г.