

УДК 539.172

С.Н. Афанасьев

ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

61108, Харьков, ул. Академическая, 1, Украина

e-mail: afanserg@kipt.kharkov.ua

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДРА ${}^8\text{Be}$ В РЕАКЦИЯХ ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ И ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$

Выполнено экспериментальное исследование реакций ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ методом трекового 4 π -детектора (диффузионная камера в магнитном поле). Измерено полное сечение реакций и обнаружено подобие в их структуре. Исследованы механизмы распада и обнаружено, что в обеих реакциях преобладает распад с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ на промежуточном этапе.

Ключевые слова: трековый 4 π -детектор, полное сечение реакций, реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$.

Введение

В данной работе выполнено исследование реакций полного α -частичного фоторасщепления ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ ($\gamma+{}^{12}\text{C}\rightarrow 3\alpha$, $Q_I=7.28$ МэВ и $\gamma+{}^{16}\text{O}\rightarrow 4\alpha$, $Q_{II}=14.45$ МэВ, где Q_I и Q_{II} – энергетические пороги реакций). Реакции могут быть использованы для проверки α -частичной модели ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, а также для получения дополнительных сведений о характере α - α взаимодействия. Результаты также представляют интерес и для многотельной проблемы [1], и для астрофизики, и термоядерного синтеза [2, 3].

Экспериментальное исследование реакций ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ ранее проводилось неоднократно при облучении ядерных фотоэмульсий как монохроматическими фотонами из обратных реакций и радиоактивных источников, так и тормозным излучением [4-7] и методом времяпролетной камеры [8]. Однако в полных сечениях реакций нет согласия. Поэтому требуется выполнить исследование реакций другим методом. В данной работе выполнен анализ данных по этим реакциям, полученных методом диффузионной камеры [9] в магнитном поле. Камера заполнялась смесью метана или кислорода с гелием и облучалась пучком тормозных фотонов с максимальной

энергией $E_\gamma^{\text{макс}} = 150$ МэВ. В эксперименте с диффузионной камерой имеется ряд преимуществ: практически чистая мишень и из-за ее малой плотности - низкий порог регистрации α -частиц, магнитное поле и ионизационные потери позволяют надежнее идентифицировать продукты реакции. Кинематические особенности реакций позволяют в большинстве случаев ещё на первом этапе (при визуальном отборе) идентифицировать событие, принадлежащее соответствующей реакции. Дальнейшая идентификация событий выполнялась [10] с учетом выполнения законов сохранения энергии и импульса.

Процесс фоторасщепления ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ на α -частицы может идти через два механизма: непосредственный развал на взаимодействующие между собой α -частицы и последовательный распад с образованием промежуточных ядер. До настоящего времени не сделан определенный выбор между ними: для реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ в работе [11] получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в модели непосредственного развала, в то время как в [12] оказалось необходимым привлечение второго механизма и образование промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$. Для реакции ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ в теоретическом расчете [13] рассмотрена возможность взаимодействия γ -кванта с виртуальной квази-

структурой. В процессе распада могут образовываться возбужденные ядра ^{12}C и ^8Be . Таким образом, возможность в эксперименте выделения канала образования промежуточного ядра может облегчить процесс определения механизма взаимодействия γ -кванта с ядром-мишенью, а совместный анализ реакций позволит сделать строгий вывод о типе распада ядер ^{12}C и ^{16}O .

Полное сечение реакций $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ и $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$

На рис. 1 открытыми кружками представлены зависимости полных сечений реакций $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ (рис. 1а) и $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ (рис. 1б) в энергетическом интервале от порога реакций до 40 МэВ в зависимости от энергии γ -кванта. Ошибки статистические.

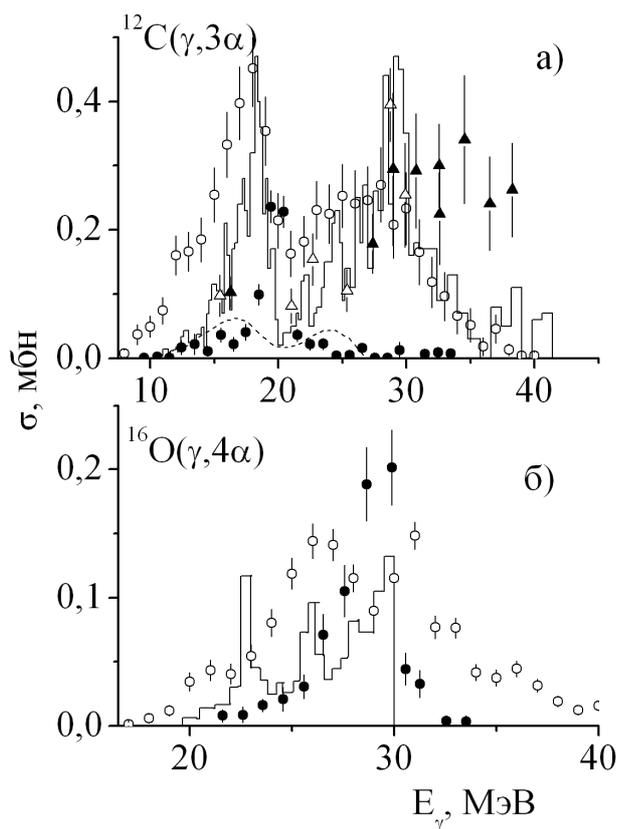


Рис. 1. Полное сечение реакций $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ (а) и $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ (б) (открытые кружки). Гистограммы - [4, 5], закрытые кружки [6], штриховая кривая [7], треугольники (открытые и закрытые) [8].

Интегральное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ равно 5.58 ± 0.16 МэВ·мбн, а реакции $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ – 2.58 ± 0.59 МэВ·мбн.

Можно отметить, что структура кривых подобна – наблюдается два максимума. Для сравнения на рис. 1(а) и рис. 1(б) представлены результаты ранних работ [4–8].

По реакции $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ данные настоящего эксперимента близки с результатами работ [4, 5], хотя в околопороговой области наши данные существенно выше. Расхождения могут вызвать потери низкоэнергетических α -частиц в эмульсионном методе из-за высокой плотности мишени. Данные работы [7] совпадают по форме распределения, но по абсолютной величине в несколько раз меньше. В то же время данные работы [6] противоречат как нашим данным, так и другим экспериментам, выполненным также методом фотоэмульсий. В последней выполненной по реакции $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ работе наблюдается практически изотропная структура поведения сечения со значительным превышением по абсолютной величине при $E_\gamma > 30$ МэВ.

Экспериментальные работы по реакции $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ имеют весьма слабую статистическую обеспеченность [4, 6] по сравнению с нашими данными. Наблюдается значительный разброс в полном сечении как по форме, так и по абсолютному значению. Стоит отметить, что ранее экспериментальные данные получены методом фотоядерных эмульсий.

Подгонка полных сечений настоящего эксперимента линейной комбинацией двух функций Гаусса позволила получить значения положения максимумов E_i и их ширины Γ_i для каждой реакции.

Реакция $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$: $E_1=12.64 \pm 1.47$,
 $\Gamma_1=3.93 \pm 1.06$, $E_2=18.24 \pm 1.39$, $\Gamma_2=2.84 \pm 0.82$,
 $E_3=24.01 \pm 1.57$, $\Gamma_3=2.95 \pm 2.01$,
 $E_4=27.88 \pm 1.59$, $\Gamma_4=5.54 \pm 3.64$,
 $E_5=34.29 \pm 2.13$, $\Gamma_5=4.51 \pm 2.99$.

Реакция $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$: $E_1=12.64 \pm 1.47$,
 $\Gamma_1=3.93 \pm 1.06$, $E_2=18.24 \pm 1.39$, $\Gamma_2=2.84 \pm 0.82$,
 $E_3=24.01 \pm 1.57$, $\Gamma_3=2.95 \pm 2.01$,
 $E_4=27.88 \pm 1.59$, $\Gamma_4=5.54 \pm 3.64$,
 $E_5=34.29 \pm 2.13$, $\Gamma_5=4.51 \pm 2.99$.

В таблиці 1 приведені значення повної енергії системи:

$$T_i = E_i - Q, \quad (1)$$

де E_i – положення измеренных в експерименте максимумов полных сечений, а Q_i – энергетический порог соответствующей реакции. В колонке 1 – данные по реакции

$^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$, а в колонке 2 – по реакции $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$. Обнаружено, что положение максимумов в полных сечениях коррелирует со значениями уровней ядра ^8Be [14], приведенных в 3 колонке.

Таблица 1

Значение полной энергии системы для реакций $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ и $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$

T _i , МэВ		Уровни ядра ^8Be [16], МэВ
Реакция $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$	Реакция $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$	
4.36±1.47	4.93±0.92	3.04
10.96±1.39	11.59±1.24	11.4
16.72±1.57	16.41±1.21	16.63, 16.92
20.60±1.59	21.03±1.23	19.86, 20.1, 20.2
27.01±2.13		25.2, 25.5

Такое поведение основных характеристик реакции качественно объясняется в рамках α -кластерной модели поглощения γ -кванта [15, 16]. На первом этапе виртуальное ядро $^8\text{Be}_1$, поглотив γ -квант, переходит в возбужденное состояние. Вся энергия идет на возбуждение: $E_0(^8\text{Be}_1^*) = E_\gamma - Q$. Дальнейшая кинематика процесса обусловлена положением уровня ядра $^8\text{Be}_1^*$ и поэтому значения T_i в обеих реакциях коррелируют с положением E_0 уровней ядра ^8Be . С увеличением энергии γ -кванта открываются каналы, связанные с более высокими уровнями виртуального ядра $^8\text{Be}_1$. Одна α -частица впоследствии покидает ядро ^{12}C или ^{16}O . Другая α -частица может образовать ядро $^8\text{Be}_2$ в различных возбужденных состояниях, которое мы и наблюдаем в эксперименте. Энергия возбуждения ядра $^8\text{Be}_2$ должна быть меньше, чем ядра $^8\text{Be}_1$. Ширины наблюдаемых максимумов должны определяться как суммы ширин уровней ядра $^8\text{Be}_1^*$ и $^8\text{Be}_2^*$. В данном эксперименте из-за значительного фона каналов распада не ставится задача уточнения параметров возбужденных состояний ядра ^8Be , поэтому в значении Γ_i имеется существенная неопределенность. Более тщательное выделение парциальных каналов может позволить утверждать о корректности расчетов используемой модели.

Моды распада реакций

Для обеих реакций измерено распределение по энергии возбуждения в системе двух α -частиц

$$E_x(\alpha\alpha) = M_{\alpha\text{эфф}} - 2m_\alpha, \quad (2)$$

где $M_{\alpha\text{эфф}}$ – их эффективная масса, а m_α – масса α -частицы. Оно показано на рис. 2 гистограммами с шагом 0.25 МэВ.

Из нескольких пар α -частиц каждого события заранее нельзя выбрать пару, которая образовалась в результате распада ^8Be . Поэтому в распределении по энергии возбуждения E_x нанесены все значения пар двух α -частиц каждого события.

Фазовое распределение вычислялось по формуле [17]:

$$f(E_x) = E_x^{0.5(3k-5)} \cdot (E_x^{\text{max}} - E_x)^{1.5(n-k)-1}, \quad (3)$$

где n – число конечных частиц, k – число анализируемых частиц, E_x^{max} – максимально возможное значение энергии возбуждения системы анализируемых частиц, равное максимальной энергии γ -кванта на данном интервале минус порог реакции. Фазовое распределение вычислено для тормозного пучка. Так как спектр фотонов непрерывный, то фазовое распределение получено суммированием распределений для узких интервалов, где энергия γ -кванта считалась постоянной. Площадь под фазо-

вой кривой нормировалась на число событий, приходящихся на каждый интервал.

На рис. 2а сплошной кривой показано фазовое распределение двух частиц трехчастичной системы, а на рис. 2б – распределение двух частиц четырехчастичной системы.

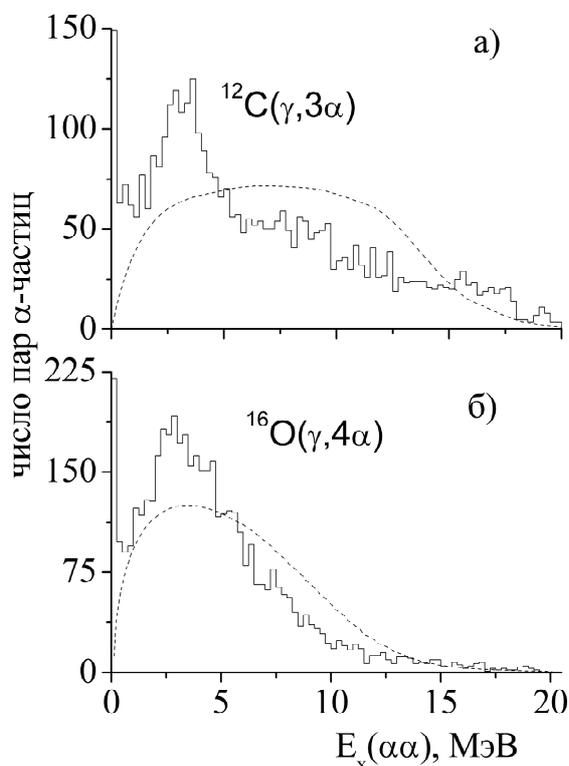


Рис. 2. Распределения по энергии возбуждения в системе двух α -частиц (гистограммы). Штриховая кривая – фазовые распределения.

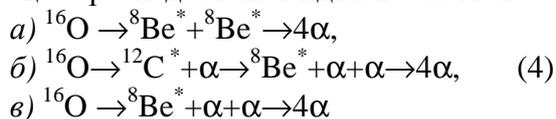
Сопоставление распределений с фазовыми распределениями дает основание утверждать, что реакции идут через канал образования одного или нескольких неразделенных возбужденных состояний ядра ^8Be . Можно отметить, что распределения подобны.

Концентрация событий в околороговом районе энергии возбуждения объясняется образованием основного состояния ядра ^8Be , параметры которого $E_0=0.092$ МэВ, $\Gamma=5.57$ эВ и $J^\pi=0^+$ известны [14]. Пара α -частиц, вышедших после распада основного состояния ядра ^8Be , надежно идентифицируется. А парциальный канал реакции, соответствующий образованию промежуточного ядра ^8Be в

основном состоянии, выделяется в обеих реакциях.

Таким образом, установлено, что в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ процесс распада идет с образованием промежуточного ядра ^8Be - $^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^8\text{Be}^* \rightarrow 3\alpha$.

Однако, в случае реакции $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ процесс распада может идти по схемам:



Для проверки схем распада был выделен канал образования основного состояния ядра ^8Be (при энергии возбуждения до 0.25 МэВ на рис. 2б). На рис. 3а закрытыми кружками при $E_x(\alpha\alpha) < 0.25$ МэВ приведено распределение событий по энергии возбуждения двух α -частиц, построенное с меньшим в 10 раз шагом, чем на рис. 2б.

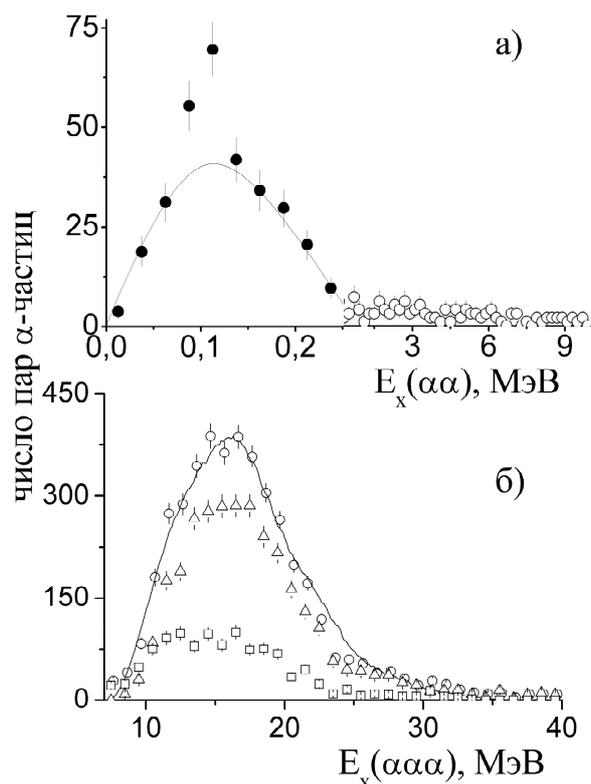


Рис. 3. Распределения по энергии возбуждения в системе двух (а) и трех (б) α -частиц. Сплошная кривая – фазовое распределение.

Экспериментальные данные подогнаны распределением Брейт-Вигнера с параметрами $E_0=0.113 \pm 0.003$, $\Gamma=0.077 \pm 0.009$ МэВ. Результаты подгонки представлены сплошной кривой. Можно сделать вывод,

что резонанс является проявлением распада основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ [14]. Наблюдаемая здесь ширина резонанса является аппаратурной и соответствует средней погрешности измерения импульса α -частицы ~ 4 МэВ/с. Открытыми кружками справа приведено распределение второй пары α -частиц. При энергии 0.25 МэВ изменен масштаб по оси абсцисс. Левая ось соответствует энергии возбуждения до 0.25 МэВ, правая – выше 0.25 МэВ. Можно отметить, что распределение по энергии возбуждения справа не имеет четкой резонансной структуры. Это означает, что не образуется второе (кроме основного состояния) ядро ${}^8\text{Be}$ и схема распада а) не реализуется.

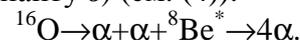
Измерено распределение по энергии возбуждения в системе трех α -частиц, определенной как

$$E_x(\alpha\alpha\alpha) = M_{\text{эфф}} - M_C, \quad (4)$$

где $M_{\text{эфф}}$ – эффективная масса трех α -частиц, а M_C – масса основного состояния ядра ${}^{12}\text{C}$. На рисунке 3б открытыми кружками приведено распределение всех событий, квадратиками – события, соответствующие образованию основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$, треугольниками – события без основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$. Видно, что распределения по форме подобны и не наблюдается никакой резонансной структуры. Выполнено сравнение распределения всех событий с фазовым, вычисленным по формуле (3) для трех частиц четырехчастичной системы.

Совпадение фазового и экспериментального распределений свидетельствует, что на промежуточном этапе не образуется ядро ${}^{12}\text{C}$ в возбужденном состоянии.

Распад в реакции ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ соответствует варианту в) (см. (4)):



Заключение

Совместный анализ полных сечений реакций ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ выявил подобие в структуре кривых возбуждения, а также корреляцию полных энергий системы конечных α -частиц с уровнями ядра ${}^8\text{Be}$. Такое поведение качественно нашло объяснение в рамках α -кластерной модели ядер при механизме взаимодействия γ -кванта с виртуальной 2α -кластерной системой.

В реакциях полного α -частичного фоторасщепления ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ исследованы механизмы распада и обнаружено, что в обеих реакциях преобладает распад с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в различных возбужденных состояниях на промежуточном этапе. В реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ идет процесс ${}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}^* \rightarrow 3\alpha$.

Анализ распределений по энергии возбуждения систем двух и трех α -частиц в реакции ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ показал, что не реализуются следующие схемы распада: ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \alpha \rightarrow 4\alpha$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + {}^8\text{Be}^* \rightarrow 4\alpha$, а идет процесс ${}^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + \alpha + {}^8\text{Be}^* \rightarrow 4\alpha$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Ropke G. Phys. Rev. Lett. 87, 192501 (2001).
2. Coc A., Angulo C., Vangioni-Flam E. et al. Nucl. Phys. A752, 522 (2005).
3. Thielemann F.-K., Brachwitz F., Freiburghaus C. et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 46, 5 (2001).
4. Goward F.K., Wilkins J.J. Proc. Phys. Soc. A65, 671 (1952).
5. Goward F.K., Wilkins J.J. Proc. of Roy. Soc. 217. 1953, 357 (1953).
6. Голубев Р.А., Кириченко В.В., Лапин Н.И. и др. Препринт ННЦ ХФТИ №92-36 (Харьков, 1992), С. 1-14.
7. Котиков Е.А., Махновский Е.Д. Изв. АН (сер. физ.) 62, 2286 (1998).
8. Shima T.T., Nagai Y., Miyamoto S. et al., AIP Conf. Proc. 1269, 469 (2010).
9. Аркатов Ю.М., Вацет П.И., Волощук В.И. и др. ПТЭ 3, 205 (1969).
10. Аркатов Ю.М., Вацет П.И., Волощук В.И. и др. Препринт ХФТИ АН УССР 70-37 (Харьков, 1970), 24 с.

11. Джибути Р.И., Кезерашвили Р.Я., Шубидзе Н.И. ЯФ 55, 3233 (1992).
12. Джибути Р.И., Мамасаклисов В.И., Мачарадзе Т.С. ЯФ 1, 976 (1965).
13. Guryev V.N. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Invest. №3(61), 15 (2009).
14. Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. et al. // Nucl.Phys.A 745, 155 (2004).
15. Читанова Г.И. ЯФ 42, 145 (1985).
16. Котиков Е.А., Махновский Е.Д., Цыганова Ф.Ф. Изв. АН (сер. физ.) 66, 445 (2002).
17. Балдин А.М., Гольданский В.И., Максименко В.М., Розенталь И.Л., Кинематика ядерных реакций (Атомиздат, Москва, 1968).

Стаття надійшла до редакції 29.05.2011

S.N. Afanas'ev

NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"
61108, Kharkov, Akademicheskaya Str., 1, Ukraine
e-mail: afanserg@kipt.kharkov.ua

MECHANISM OF FORMATION THE NUCLEUS OF ^8Be IN THE REACTIONS $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ and $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$

Experimental research of the reactions $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ and $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ is executed by the method of track 4 π -detectors (diffusive chamber in the magnetic field). The complete cross section of reactions is measured and similarity is discovered in their structure. The machineries of disintegration are explored and it is discovered, that disintegration with formation the nucleus of ^8Be on an intermediate stage prevails in both reactions.

Key words: track 4 π -detectors, reactions $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ and $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$, cross section.

С.М. Афанасьєв

ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»
61108, Харків, вул. Академічна, 1, Україна
e-mail: afanserg@kipt.kharkov.ua

МЕХАНІЗМ ВИНИКНЕННЯ ЯДРА ^8Be У РЕАКЦІЯХ $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ ТА $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$

Виконано експериментальне дослідження реакцій $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ і $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ методом трекового 4 π -детектора (дифузійна камера в магнітному полі). Виміряно повний переріз реакцій і встановлено подібність в їх структурі. Досліджено механізми розпаду та виявлено, що в обох реакціях переважає розпад з утворенням ядра ^8Be на проміжному етапі.

Ключові слова: трековий 4 π -детектор, переріз реакцій, реакції $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ і $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$.