

УДК 539.173.3

ВКЛАД КЛАСТЕРНЫХ КАНАЛОВ В ЯДРЕ ${}^9\text{Be}$ ПРИ ПРОЦЕССАХ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Баяхметов О.С., Сексембаев Ж.Б.

olzhik1992@mail.ru

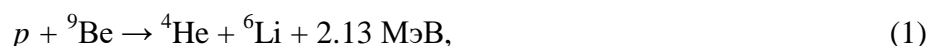
Докторант 2 курса ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

Научные руководитель – Сахиев С.К.

Введение

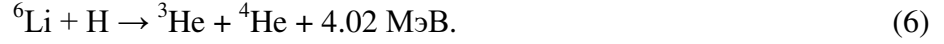
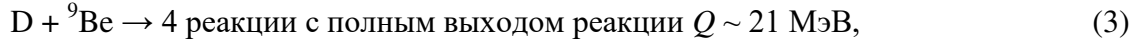
Ядро ${}^9\text{Be}$ широко известно своими приложениями в различных областях ядерной, атомной физики, а также в физике плазмы. Например, оно представляет собой эффективный источник нейтронов [1], применяющийся в ядерных реакциях и процессах термоядерного синтеза [2]. В настоящее время очень актуальным является изучение взаимодействия α -частиц, нуклонов, гамма-квантов и электронов с ядром ${}^9\text{Be}$ для разнообразных приложений, в частности для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза и в атомной технике. Например, металлический ${}^9\text{Be}$ используется в качестве материала для герметичной цилиндрической капсулы, содержащей термоядерное топливо $\text{D-}{}^3\text{He}$ [2]. Кроме того, бериллий представляет собой высокоэффективный поглотитель и замедлитель нейтронов. В целом, касательно процессов термоядерного синтеза стоит выделить два основных процесса: взаимодействие протонов с ядром ${}^9\text{Be}$ с последующими термоядерными реакциями, а также процесс фоторасщепления ${}^9\text{Be}$, позволяющий получать потоки низкоэнергетических альфа-частиц и нейтронов.

Процесс взаимодействия $p+{}^9\text{Be}$ имеет два практически равновероятных экзотермических канала получения медленных заряженных частиц [3],



которые могут передавать большую часть своей энергии ионам плазмы. Несмотря на общее выделение энергии (около 2.8 МэВ), наблюдается низкоэнергетическое поведение реакции, связанное с наличием сильного резонанса при энергии падающего протона $E_p \sim 330$ кэВ, что соответствует возбужденному состоянию ${}^{10}\text{B}(1^-)$ при $E^* \sim 6.88$ МэВ. В этой области энергий сечения реакции очень большие, а величина средней реактивности $\langle\sigma v\rangle$ превышает показатели для процессов $\text{D}+{}^3\text{He}$. Большие значения низкоэнергетических сечений могут быть скрыты в структурных особенностях ядра ${}^9\text{Be}$. Это ядро имеет нейтрон, слабо связанный с ядром ${}^8\text{Be}$, энергия разделения которого составляет 1.68 МэВ.

В свою очередь, продукты реакций (1) и (2) вызывают экзотермические процессы второго поколения:



Роль данных реакций также может быть значительной при нагреве плазмы [3].

Нуклеосинтез тяжелых элементов во взрывоопасных средах предположительно происходит через трехтелную $\alpha(an, \gamma){}^9\text{Be}$ реакцию с последующей реакцией ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ [4]. Трехтелная реакция $\alpha(an, \gamma){}^9\text{Be}$ представляет собой процесс, состоящий из двух этапов $\alpha + \alpha = {}^8\text{Be}$ с последующей реакцией ${}^8\text{Be}(n, \gamma){}^9\text{Be}$. Таким образом, ${}^8\text{Be}(n, \gamma){}^9\text{Be}$ является ключевой реакцией, преодолевающей разрыв массового числа $A = 8$ для продвижения нуклеосинтеза средних и тяжелых элементов в средах, богатых альфа-частицами и нейтронами. В свою очередь, процесс $\alpha(an, \gamma){}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ обеспечивает мост между элементами с массовыми числами $A = 5$ и $A = 8$ и протекает быстрее, чем тройной α -процесс. Сечение для первой реакции выводится из сечения реакции фоторасщепления $\gamma + {}^9\text{Be}$, которое было измерено различными методами несколькими научными группами [5–11]. При низких энергиях считается, что поперечное сечение по существу, определяется свойствами резонанса возбужденного состояния $1/2^+$, расположенного близко к порогу $\alpha + \alpha + n$ в ${}^9\text{Be}$. В этом энергетическом режиме канал разрыва ${}^8\text{Be} + n$ обеспечивает основной вклад, но канал ${}^5\text{He} + \alpha$ может быть значительным при более высоких энергиях.

Теория фоторасщепления ${}^9\text{Be}$

Фотоделение ядра ${}^9\text{Be}$ в кластерной модели может происходить в двух каналах: ${}^8\text{Be} + n$ с последующим распадом ядра ${}^8\text{Be}$ (время жизни составляет $\tau \approx 10^{-16}$ с) на $\alpha + \alpha$, и ${}^5\text{He} + \alpha$ с последующим распадом ${}^5\text{He}$ на $\alpha + n$. Хотя второй процесс, как правило, считается незначительным, его влияние в области энергий $E_\gamma > 4$ МэВ было теоретически проанализировано и доказано в работе [12].

Теоретический R-матричный анализ процесса фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ был проведен в работе Баркера [13], в которой свойства резонанса возбужденного состояния $1/2^+$ определены при помощи данных по дифференциальным сечениям $\gamma + {}^9\text{Be}$. В свою очередь, теоретическое исследование Эфроса и др. [14] стремится к согласованию данных с потенциальной моделью в ограниченном диапазоне энергий ($Q \leq E_\gamma \leq 2.2$ МэВ), где Q представляет собой порог реакции (1.66 МэВ).

Для мультипольного перехода порядка λ , сечение фоторасщепления в парциальных волнах $J\pi$ в канале i (${}^8\text{Be} + n$ или ${}^5\text{He} + \alpha$) представляется в виде:

$$\sigma_i^J(E_\gamma) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\hbar\lambda(2\lambda + 1)!! 2} k^2 k_\gamma^{2\lambda-1} \sum_{II} \frac{4}{(2I + 1)(2I + 1)} |(\psi({}_0^9\text{Be}) || \hat{M}_\lambda || \psi_{II}^{J\pi}(E))|^2, \quad (7)$$

где E – энергия канала i , E_γ – энергия фотона (гамма-кванта), \hat{M}_λ – оператор мультипольного перехода, $\psi({}_0^9\text{Be})$ – полная волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$, $\psi_{II}^{J\pi}(E)$ – парциальная волна функции рассеяния единичного потока в канале i , k и k_γ – волновые векторы.

Полное сечение фоторасщепления определяется суммированием по всем каналам реакции и спинам:

$$\sigma(E_\gamma) = \sum_{i,j} \sigma_i^J(E_\gamma). \quad (8)$$

Экспериментальные исследования фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$

Изначально, для измерения полных сечений фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ использовались два типа реальных фотонных источников: источники тормозного излучения и радиоактивные изотопы. В научной работе [15] применялись пучки фотонов, полученные методом обратного комптоновского рассеяния гамма-квантов. Для измерения сечения фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ были использованы высокоэффективные нейтронные детекторы с двумя круглыми концентрическими решетками из трубок ${}^3\text{He}$, которые предоставляли информацию о распределении энергии регистрируемых нейтронов. Для калибровки эффективности нейтронного детектора были применены хорошо известные и исследованные результаты сечений реакции ${}^2\text{H}(\gamma, n)p$, а также точное измерение потока и распределения энергии налетающих гамма-квантов. С другой стороны, обратное комптоновское рассеяние фотонов было применено и в работе [6].

Результаты теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных полных сечений фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ в области низколежащих возбужденных уровней энергии вплоть до 6 МэВ представлены на рисунке 1:

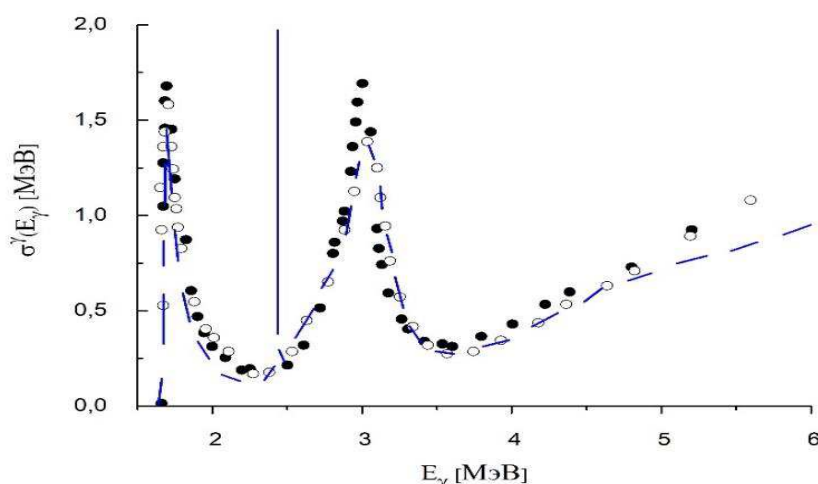


Рисунок 1 – Сечение фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ при низких энергиях гамма-квантов. Синяя пунктирная линия соответствует теоретической работе [5], белые точки – экспериментальной работе [6], черные точки – экспериментальной работе [15]

Из рисунка 1 наглядно наблюдается хорошее согласование теоретических и экспериментальных данных по полным сечениям фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ в области его низколежащих возбужденных уровней $1/2^+$ (1.665 МэВ), $5/2^+$ (3.04 МэВ), что соответствует мультипольным переходам $E1$. Также, в теоретических результатах четко фиксируется максимум сечения в области возбужденного состояния $5/2^-$ (2.44 МэВ), соответствующему магнитному переходу $M1$.

Спектроскопические наблюдаемые ядра ${}^9\text{Be}$

Спектр низколежащих возбужденных уровней ядра ${}^9\text{Be}$ представлен в **таблице 1** для различных каналов: ${}^8\text{Be}+n$, ${}^5\text{He}+\alpha$ [16], а также для посчитанного нами трехтельного канала $\alpha+\alpha+n$ в двух моделях в зависимости от выбора потенциала $\alpha\alpha$ -взаимодействия. В модели 1 использован потенциал Али-Бодмера (АВ-потенциал), а в модели 2 – Бака-Фридриха-Уитли (ВФВ-потенциал).

Таблица 1

Спектр низколежащих состояний ядра ${}^9\text{Be}$

Состояние	Энергия [МэВ]			
	${}^8\text{Be}+n$ [16]	${}^5\text{He}+\alpha$ [16]	Модель 1 (АВ- потенциал)	Модель 2 (ВФВ- потенциал)
$1/2^+$	1.66	2.05	1.67	1.63
$5/2^-$	2.42	2.37	2.42	2.38
$5/2^+$	3.05	2.82	3.02	2.98

Для проверки полученного спектра энергий ядра ${}^9\text{Be}$ были рассчитаны статические наблюдаемые для основного состояния данного ядра. Результаты статических наблюдаемых представлены в таблице 2:

Таблица 2

Статические наблюдаемые ядра ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии

Модели	$\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$ [фм]	μ [я.м.]	Q [мб]	Ω [я.м. \cdot фм 2]
$2\alpha+n$ модель 1	2.560	-0.780	52.5	-6.25
$2\alpha+n$ модель 2	2.354	-0.931	37.7	-4.52
Эксперимент [16]	2.519	-1.1778	53 ± 3	6 ± 2

В целом, обе $2\alpha+n$ модели описывают статические наблюдаемые ядра ${}^9\text{Be}$ с достаточно хорошей точностью. В свою очередь, электрические свойства (среднеквадратичный зарядовый радиус, квадрупольный момент) хорошо согласуются с экспериментальными данными в модели 1, тогда как магнитные – в модели 2.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе проанализированы теоретические и экспериментальные исследования статических и динамических свойств ядра ${}^9\text{Be}$, играющих огромную роль при процессах нуклеосинтеза средних и тяжелых ядер, а также при решении проблем управляемого термоядерного синтеза. В частности, исследованы электромагнитные свойства и реакция фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ в различных каналах при относительно низких энергиях возбуждения.

Список использованных источников

1. Scherzinger J., Annand J., Davatz G. et al., Applied Radiation and Isotopes. -2015. -Vol. 98. - P. 78.
2. Voronchev V.T., Kukulin V.I. Phys. Atom. Nucl. - 2010. -Vol. 73. -P. 1.
3. Voronchev V.T., Kukulin V.I. Phys. Atom. Nucl. - 2000. - Vol.63. - P.12 .
4. Woosley S.E., Hoffman R.D. Astrophys. J. - 1992. - Vol. 395. -P. 202.
5. Kikuchi Y., Odsuren M., Myo T., Kato K. Phys. Rev. C. - 2016. - Vol. 93. -P. 5.
6. Utsunomiya H., Yonezawa Y et al. Phys. Rev. C. -2001. - Vol. 63. - P. 018801.
7. Gibbons J.H., Macklin R.L., Marion J.B., Schmitt H.W. Phys. Rev. -1959. - Vol. 114. - P.1319.
8. Jakobson M.K. Phys. Rev. - 1961. - Vol. 123. - P. 229.
9. John W., Prosser J.M, Phys. Rev. - 1962. - Vol.127. - P. 231.
10. Fujishiro M., Okamoto K., Tsujimoto T., Can. J. Phys. -1983. - Vol. 61. -P.1579.
11. Goryachev A.M., Zalesny G.N, Pozdnev I. Izv. RAN, Ser. Fiz.-1992. - Vol. 56. -P. 159.
12. Descouvemont P. Eur. Phys. J. A . - 2001. - Vol.12.- P. 413.
13. Barker F.C., Aust. J. Phys. - 1984.- Vol. 37. - P. 267.
14. Efros V.D., Oberhammer H., Pushkin A. Eur. Phys. J. A. 1998. -Vol. 1. - 447.
15. Arnold C.W., Clegg T.B, Iliadis C. et al., Phys. Rev. C. 2012. Vol.- 85.- 044605.
16. Tilley D.R., Kelley J.H. et al., Nucl. Phys. A. -2004. -Vol. 745. -P. 218.