

УДК 539.145

*Лин Чжо Хтэйи, В. П. Крайнов*

Московский физико-технический институт (государственный университет)

**Фотораспад гало-ядра бериллий-11**

Получено аналитическое выражение для сечения фотораспада гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  в достаточно простой модели самосогласованного поля.

**Ключевые слова:** Гало-ядра, бериллий-11, гало-нейтрон, сечение фото-распада, деформация ядра.

*Htain Lin Tscho, V. P. Krainov*

Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

**Photodisintegration of the halo-nucleus  $^{11}\text{Be}$** 

The analytic  $^{11}\text{Be}$  expression for the photo-disintegration cross section of the halo-nucleus  $^{11}\text{Be}$  is obtained in a sufficiently simple model of the selfconsistent field.

**Key words:** Halo-nuclei, beryllium-11, haloneutron, photodisintegration cross section, nuclear deformation.

Гало-ядро бериллий-11 содержит один гало-нейтрон, заметно удаленный от остова бериллий-10. Среднее расстояние от гало-нейтрона до остова  $^{11}\text{Be}$  составляет 5,7 ферми, в то время как радиус остова – ядра  $^{11}\text{Be}$  составляет 2,4 ферми. Основное состояние этого ядра – это  $S^{1/2}$ . В одночастичном приближении оно определяется гало-нейтроном. Энергия связи ядра  $^{11}\text{Be}$  составляет  $\varepsilon = 504$  кэВ. Основное состояние ядра бериллий-10 – это  $0^+$ . Цель данной работы – определить сечение фотоядерной реакции  $^{11}\text{Be} + \gamma = ^{10}\text{Be} + n$  в зависимости от энергии налетающего гамма-кванта. В данном случае имеет место одночастичный переход гало-нейтрона в непрерывный спектр. Заряд нейтрона равен нулю, но из-за учета неподвижности центра масс всего ядра при наличии протонов нейтрон приобретает эффективный заряд  $e_{eff} = -eZ/A = -4e/11$ . Стабильным является только изотоп  $^9\text{Be}$ . Время полураспада изотопа  $^{10}\text{Be}$  составляет около миллиона лет. Период полураспада гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  равен 13,8 с. Он испускает электрон (бета-распад), превращаясь в бор-11.

Структура гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  описывается двумя моделями. В первой, одночастичной модели, игнорируется структура остова  $^{10}\text{Be}$ . Движение гало-нейтрона описывается в рамках среднего самосогласованного потенциала типа Вудса–Саксона [1]. Однако, чтобы основное  $s$ -состояние оказалось ниже, чем первое возбужденное  $p$ -состояние, авторам этой модели приходится вводить отдельно два потенциала Вудса–Саксона – один, более глубокий, для  $s$ -состояния, а второй, более мелкий, для  $p$ -состояния. Такой подход выглядит достаточно искусственным. В работе [2] вводится только один средний потенциал для всех состояний, однако глубину короткодействующей части этого потенциала приходится делать весьма большой, чтобы опустить  $s$ -состояние заметно ниже  $p$ -состояния. В статье [3] для объяснения экспериментального порядка уровней учитывается квадрупольное возбуждение остова  $^{10}\text{Be}$ . Взаимодействие гало-нейтрона с этим остовом приводит к квадрупольной деформации остова. Однако параметр этой деформации приходится брать достаточно большим,  $\beta = 0,67$ , чтобы получить правильное положение основного и первого возбужденного состояний. Неясно, как гало-нейтрон, достаточно сильно удаленный от остова, может создать такую большую деформацию остова.

Большинство экспериментальных публикаций посвящено рассеянию гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  на различных ядрах [4]. Сечения фотораспада изотопов бериллия рассматривались теоретически только в достаточно давних работах [5], когда гало-ядра еще не были известны. Экспериментально фотораспад изотопов бериллия исследовался также в эпоху, когда гало-ядра не были обнаружены [5]. Цель данной работы – получить аналитическое выражение для сечения фотораспада гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  в достаточно простой модели среднего самосоглазованного поля.

Определим волновую функцию основного слабо связанного  $S$ -состояния гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  в простейшей модели сферической прямоугольной мелкой ямы для гало-нейтрона. Она практически находится вся вне ямы и имеет простой вид:

$$\psi_i(r, t) = \sqrt{\frac{\kappa^3}{\pi}} \cdot \exp\left(-\kappa r + \frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right); \quad \kappa = \frac{\sqrt{2M\varepsilon}}{\hbar}. \quad (1)$$

Здесь  $M$  – масса нейтрона. Конечное состояние вылетевшего нейтрона с энергией  $E$  – это  $p$ -гармоника плоской волны, т.е.

$$\psi_f(\mathbf{r}, t) = -3i \cos \theta \left( \frac{\cos kr}{kr} - \frac{\sin kr}{(kr)^2} \right) \cdot \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right); \quad k = \frac{\sqrt{2ME}}{\hbar}. \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  – угол между вектором  $\mathbf{r}$  и фиксированной осью  $z$ , которую мы выбираем вдоль направления импульса вылетевшего нейтрона  $\mathbf{p}$ .

Оператор дипольного перехода гало-нейтрона равен  $V = -e_{eff}\mathbf{r}\mathbf{F} \cos \omega t$ , где  $\omega$  – частота внешнего электромагнитного поля, а  $\mathbf{F}$  – амплитуда напряженности электрического поля, предполагаемого линейно поляризованным. Вычисляем матричный элемент перехода, отвечающий поглощению фотона внешнего поля:

$$V_{if} = -\frac{1}{2}e_{eff}F \exp(-i\omega t) \int \psi_f^* r \cos \vartheta \psi_i d\mathbf{r}. \quad (3)$$

Здесь  $\vartheta$  – угол между векторами  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{r}$ . Введем угол  $\Phi$  между направлением вылетевшего нейтрона  $\mathbf{p}$  и вектором внешнего электромагнитного поля  $\mathbf{F}$ . Связь между углами имеет вид  $\cos \vartheta = \cos \theta \cos \Phi + \sin \theta \sin \Phi \cos \varphi$ . Второе слагаемое в этом соотношении не вносит вклада в (3). Тогда в сферических координатах из (3) имеем

$$\begin{aligned} V_{if} &= 3ie_{eff}F \cos \Phi \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \exp\left(\frac{i(E + \varepsilon - \hbar\omega)}{\hbar}\right) \times \\ &\times \frac{\sqrt{\kappa^3\pi}}{k^4} \int_0^\infty x dx \exp(-sx) (x \cos x - \sin x); \quad s = \frac{\kappa}{k}. \end{aligned} \quad (4)$$

Вычисление интегралов элементарно:

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta &= \frac{2}{3}; \\ \int_0^\infty x dx \exp(-sx) (x \cos x - \sin x) &= -\frac{8s}{(1+s^2)^3}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), находим

$$V_{if} = -\frac{16ie_{eff}\sqrt{\pi}F s^5}{\kappa^{5/2}(1+s^2)^3} \cos \Phi \exp\left(\frac{i(E + \varepsilon - \hbar\omega)}{\hbar}\right). \quad (6)$$

Вероятность перехода в единицу времени определяется «золотым правилом Ферми»:

$$\begin{aligned} dw_{if} &= \frac{2\pi}{\hbar} |V_{if}|^2 \delta(E + \varepsilon - \hbar\omega) 2 \frac{p^2 dp 2\pi \sin \Phi d\Phi}{(2\pi\hbar)^3} = \\ &= |V_{if}|^2 \frac{pM \sin \Phi d\Phi}{\pi\hbar^4}; \quad k^2 + \kappa^2 = \frac{2\omega}{\hbar}. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), интегрируем по углу вылета нейтронов:

$$w_{if} = \frac{512e_{eff}^2 MF^2 ps^{10}}{3\hbar^4 \kappa^5 (1+s^2)^6}. \quad (8)$$

Для определения сечения это выражение следует разделить на плотность потока падающих фотонов  $cF^2/(8\pi\hbar\omega)$ . Получаем окончательно сечение в виде

$$\sigma = \frac{e_{eff}^2}{\hbar c} \frac{2^8 \pi \hbar^2 (\hbar\omega/\varepsilon - 1)^{3/2}}{3M\varepsilon (\hbar\omega/\varepsilon)^5}. \quad (9)$$

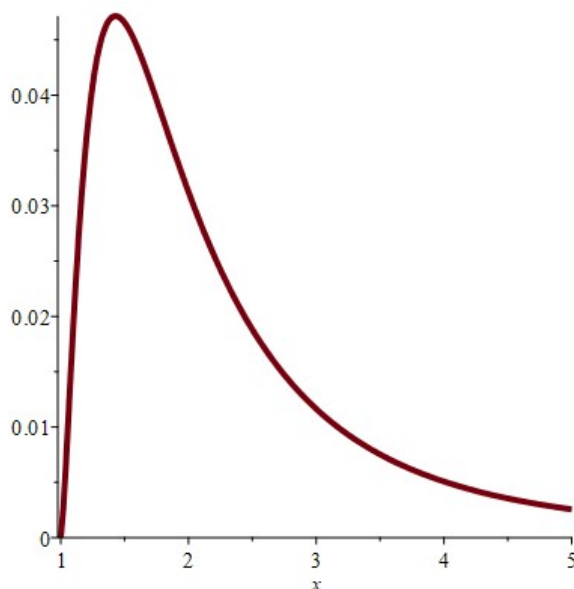


Рис. 1. Зависимость сечения фотораспада гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  от отношения  $x = \hbar\omega/\varepsilon$

На рис. 1 представлена зависимость сечения (в относительных единицах  $\frac{e_{eff}^2}{\hbar c} \frac{2^8 \pi \hbar^2}{3M\varepsilon}$  фотораспада гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  от отношения  $x = \hbar\omega/\varepsilon$ . Она имеет пороговый характер и максимум при величине  $\hbar\omega/\varepsilon = 10/7$ . Эта зависимость качественно согласуется с экспериментальными данными, полученными для других изотопов бериллия [5]. Однако максимум сечения находится при гораздо меньших энергиях фотона вследствие малой энергии связи гало-нейтрона.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-52-05006.

## Литература

1. Capel P., Goldstein G., Baye D. Time-dependent analysis of the breakup of  $^{11}\text{Be}$  on  $^{12}\text{C}$  at 67 MeV/nucleon // Phys. Rev. 2004. V. 70. P. 064605.
2. Чжо Хтэйи Лин, Крайнов В.П. Самосогласованный потенциал для гало-ядра  $^{11}\text{Be}$  // Труды МФТИ. 2017. Т. 9, № 2. С. 73–76.

3. *Tarutina T., Chamon C., Hussein M.S.* Coulomb excitation of  $^{11}\text{Be}$  reexamined // *Phys. Rev.* 2003. V. 67. P. 044605.
4. *Pesudo V. [et al.]*. Scattering of the halo nucleus  $^{11}\text{Be}$  on  $^{197}\text{Au}$  at energies around the Coulomb barrier // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 152502.
5. *Guth E. Mullin Ch. J.*, Theory of the photo- and electrodisintegration of  $\text{Be}^9$  // *Phys. Rev.* 1949. V. 74. P. 234–244.

## References

1. *Capel P., Goldstein G., Baye D.* Time-dependent analysis of the breakup of  $^{11}\text{Be}$  on  $^{12}\text{C}$  at 67 MeV/nucleon. *Phys. Rev.* 2004. V. 70. P. 064605.
2. *Htain Lin Tscho, Krainov V.P.* Self-consistent potential for the halo nucleus  $^{11}\text{Be}$ . Proceedings of MIPT. 2017. T. 9, N 2. P. 73–76.
3. *Tarutina T., Chamon C., Hussein M.S.* Coulomb excitation of  $^{11}\text{Be}$  reexamined. *Phys. Rev.* 2003. V. 67. P. 044605.
4. *Pesudo V. [et al.]*. Scattering of the halo nucleus  $^{11}\text{Be}$  on  $^{197}\text{Au}$  at energies around the Coulomb barrier. *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 152502.
5. *Guth E. Mullin Ch. J.*, Theory of the photo- and electrodisintegration of  $\text{Be}^9$ . *Phys. Rev.* 1949. V. 74. P. 234–244.

Поступила в редакцию 26.03.2018