

Представляется целесообразным рассмотреть зависимость  $A_0$  как функцию  $\mu_0 R_{cp}$ , где  $\mu_0$  — коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения в материале рассеивателя;  $R_{cp}$  — радиус средней кривизны поверхности.

На рис. 3 приведена полученная экспериментально зависимость  $\frac{A_0(\mu_0 R_{cp})}{A_0(\mu_0 R_{cp} = \infty)}$  от  $\mu_0 R_{cp}$ . Здесь же приведены результаты расчетов работы [8], геометрия задачи которой соответствует геометрии, рассматриваемой в настоящей работе. Полученные экспериментальные данные и результаты расчетов работы [8] в диапазоне энергий  $E_0 = 0,66 \div 10$  Мэв можно представить в виде

$$\frac{A_0(\mu_0 R_{cp})}{A_0(\mu_0 R_{cp} = \infty)} = 1 - e^{(-0,37 + 0,25 \sqrt{E_0})(\mu_0 R_{cp})^n}, \quad (2)$$

где  $n = 1$  для  $R_{cp} < \frac{1}{\mu_0}$  или  $n = \frac{1}{2}$  для  $R_{cp} \geq \frac{1}{\mu_0}$ ;

$E_0$  выражено в Мэв.

Таким образом, формулу (2) можно использовать для определения альбедо от сферических и цилиндрических легких рассеивателей в широком диапазоне энергий до 10 Мэв.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Тофтулу за помощь в проведении работы.

Поступило в Редакцию 12/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Казанский и др. Физические исследования защиты реактора. Под ред. С. Г. Цыпина. М., Госатомиздат, 1966.
2. Ю. А. Казанский, С. П. Белов. Физика деления атомных ядер. Приложение № 4 к журналу «Атомная энергия». М., Атомиздат, 1957, стр. 123.
3. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 5, 457 (1958).
4. Ю. А. Казанский. «Атомная энергия», 8, 432 (1960).
5. А. В. Ларичев. «Атомная энергия», 19, 395 (1965).
6. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
7. В. П. Машкович, В. А. Климанов. «Атомная энергия», 20, 127 (1966).
8. M. Leimdorfer. Nucl. Sci. and Engng, 17, 352. 357 (1963).

## Выходы изотопа $Ce^{139}$ в ядерных реакциях $La^{139} (p, n)$ , $La^{139} (d, 2n)$

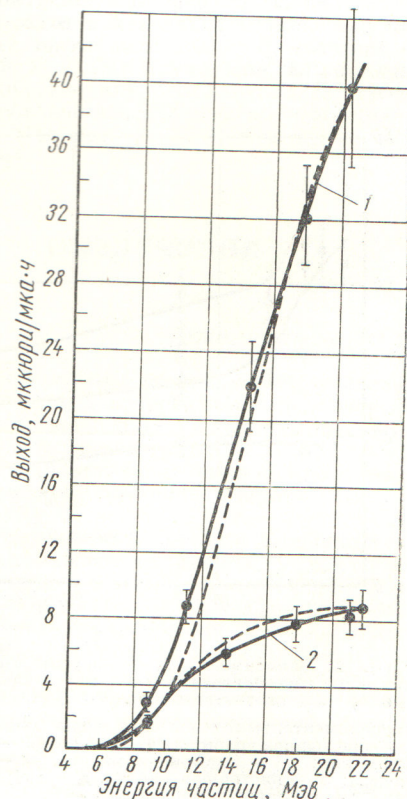
П. П. ДМИТРИЕВ, И. О. КОНСТАНТИНОВ, Н. Н. КРАСНОВ

Данные о выходах  $Ce^{139}$  в ядерных реакциях с заряженными частицами очень малочисленны. В работе [1] приведена функция возбуждения реакции  $La^{139}(p, n)Ce^{139}$  до  $E_p = 11$  Мэв. Интегрирование функции по пробегу, выполненное нами, дает значение выхода при этой энергии, равное 5,4 мкюри/мкА·ч. В работе [2] определен выход  $Ce^{139}$  в реакциях  $La^{139}(p, n)Ce^{139}$  и  $La^{139}(d, 2n)Ce^{139}$  для толстой мишени из окиси лантана. Энергия частиц при этом составляла 15 Мэв, значения выходов равны  $(3,1 \pm 1,6)$  и  $(5,7 \pm 2,9)$  мкюри/мкА·ч при облучении дейтонами и протонами соответственно. Очень большая ошибка, а также существенное превышение значения выхода в реакции с протонами по сравнению с выходом в реакции с дейтонами дают основание считать эти результаты недостоверными.

Нами получены кривые зависимости выхода изотопа  $Ce^{139}$  от энергии протонов и дейтонов для толстой мишени из металлического лантана. Эксперименты проводились на циклотроне Физико-энергетического института ( $E_p = 22$  Мэв,  $E_d = 21$  Мэв) методом, описанным в работе [3]. Активность  $Ce^{139}$  определялась по площади фотопика с учетом поглощения  $\gamma$ -излучения в образце. Квантовый выход  $\gamma$ -линии с  $E_\gamma = 165$  кэв принимался равным 0,792 кванта на распад [4]. Полученные кривые показаны сплошными линиями на рисунке. Полная ошибка в измерении выхода составляла  $\pm 12\%$ . Как видно из рисунка, наиболее эффективным способом получения  $Ce^{139}$  является облучение толстой лантановой мишени дейтонами.

Для сравнения с экспериментом нами были выполнены расчеты кривых выхода реакций  $La^{139}(p, n)$  и  $La^{139}(d, 2n)$ . Сечения реакций рассчитывались по формулам работы [5] на основе статистической теории. Расчетные кривые также приведены на рисунке. Единственным свободным параметром в расчетах

УДК 539.172.12+539.172.13



является  $r_0$ . Он подбирался по совпадению теоретических и экспериментальных значений выходов при  $E_d = 21$  Мэв и  $E_p = 42$  Мэв и оказался равным 1,3f. Сравнение этой величины со значениями  $r_0$ , полученными из анализа по оптической модели [6, 7] упругого рассеяния дейтронов и протонов такой же энергии на ядрах, близких к ядрам лантана, показывает полное совпадение для дейтронов ( $r_{\text{опт}} = 1,3f$ ) и хорошее для протонов ( $r_{\text{опт}} = 1,22f$ ).

Можно отметить, что расчетное значение выхода  $\text{Ce}^{139}$  в реакции  $\text{La}^{139}(p, n)$ , полученное авторами работы [8], для  $E_p = 22$  Мэв при  $r_0 = 1,5f$  оказалось равным 26 мкюри/мкА·ч, что в три раза больше экспериментальной величины.

Из рисунка видно, что экспериментальные и расчетные кривые выходов хорошо совпадают. Это свидетельствует о том, что механизм образования составного ядра дает основной вклад в указанные реакции. Аналогичный вывод сделан и авторами работы [9], в которой проводилось сравнение с экспериментом функций возбуждения ряда реакций ( $d, 2n$ ), рассчитанных как на основе модели составного ядра, так и на основе смешанной модели «срыв — испарение».

В заключение отметим следующее. В работе [10] нами было показано, что выходы реакций ( $d, 2n$ ) на нечетно-четных ядрах  $\text{Rb}^{85}$ ,  $\text{Rh}^{103}$  и  $\text{Ag}^{109}$  при  $E_d = 21$  Мэв отличаются очень мало и равны в среднем

1,13 атомов на 1000 дейтронов. Оказывается, что и выход реакции ( $d, 2n$ ) на нечетно-четном ядре  $\text{La}^{139}$  при той же энергии дейтронов также равен этой величине.

Поступило в Редакцию 24/VII 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Wing, J. Huizenga. Phys. Rev., 128, 280 (1962).
2. I. Gruverman, P. Kruger. Internat. J. Appl. Rad. and Isotopes, 5, 21 (1959).
3. Н. Н. Краснов, П. П. Дмитриев. «Атомная энергия», 20, 57 (1966); 21, 52 (1966).
4. Н. Г. Гусев, В. П. Машкович, Б. В. Вербицкий. Радиоактивные изотопы как гамма-излучатели. М., Атомиздат, 1964.
5. И. З. Максимов. ЖЭТФ, 33, 141 (1957).
6. G. Greenlees, G. Pyle, I. Tang. Phys. Rev. Letters, 17, 33 (1966).
7. C. Perey, F. Perey. Phys. Rev., 152, 923 (1966).
8. J. Martin et al. Nucleonics, 13, 28 (1955).
9. F. Pement, R. Wolke. Nucl. Phys., 86, 429 (1966).
10. П. П. Дмитриев, И. О. Константинов, Н. Н. Краснов. «Ядерная физика», 6, № 2 (1967).

## Функция возбуждения реакции $\text{Cu}^{65}(p, n)\text{Zn}^{65}$

П. П. ДМИТРИЕВ, И. С. КОНСТАНТИНОВ, Н. Н. КРАСНОВ

УДК 539.47.012:539.472.12

Сечение реакции  $\text{Cu}^{65}(p, n)\text{Zn}^{65}$  до  $E_p = 11$  Мэв измерялось в ряде работ. Например, в работе [1] изучалась функция возбуждения, а в работах [2—6] приведены значения сечения в отдельных точках при энергии 6,5—9,85 Мэв. Все эти результаты показаны на рисунке, там же приведены данные настоящей работы. Выход  $\text{Zn}^{65}$  для толстой мишени измерялся в двух работах [7, 8]. В работе [9] дана теоретическая оценка величины выхода при  $E_p = 22$  Мэв. Эти значения также приведены на рисунке. Данные, полученные разными авторами, сильно различаются и нуждаются в существенном уточнении.

Нами изучена функция возбуждения до  $E_p = 22$  Мэв. Работа проводилась на циклотроне Физико-энергетического института методом стопок [10]. Толщина каждой фольги составляла 19,2 мг/см<sup>2</sup>. Энергия протонов в каждой фольге определялась по кривой пробег — энергия, рассчитанной по формулам, приведенным в работе [11]; полученная кривая хорошо совпадает с экспериментальной [12]. Погрешность в определении энергии протонов составляет  $\pm 450$  кэв. Полная ошибка в определении сечений и выходов равна  $\pm 12\%$ . Зависимость сечения от энергии приведена на рисунке, здесь же показана кривая выхода, определенная путем численного интегрирования функции возбуждения. Полученное значение выхода  $\text{Zn}^{65}$  для толстой медной мишени, облученной протонами с  $E_p = 22$  Мэв, хорошо согласуется с результатом интегрирования функции возбуждения.

На рисунке приведена также расчетная функция возбуждения, полученная на основе статистической модели по формулам работы [13]. Исходя из данных работ [14, 15], параметр  $r_0$  принимался равным 1,6. Расчетная кривая хорошо согласуется с эксперимен-

тальной, однако вывода о применимости статистической модели и преобладании механизма составного ядра делать, по-видимому, не следует, так как принятое значение  $r_0$  сильно превышает значения, получаемые в расчетах на основе оптической модели (1,2—1,3f), а также значение  $r_0 = 1,37f$ , принятое для расчета по статистической модели функции возбуждения реакции  $\text{Cu}^{65}(d, 2n)\text{Zn}^{65}$  [16], идущей в основном через образование составного ядра. Кроме того, сечения реакции ( $p, n$ ) сильно различаются для соседних ядер [14], что также свидетельствует о вкладе различных процессов в механизм реакции.

Поступило в Редакцию 24/VII 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Wing, J. Huizenga. Phys. Rev., 128, 280 (1962).
2. V. Meyer, N. Hintz. Phys. Rev. Letters, 5, 207 (1960).
3. G. Jones, J. Schiffer. Bull. Amer. Phys. Soc., 6, 273 (1961).
4. B. Shore et al. Phys. Rev., 123, 276 (1961).
5. K. Chackett et al. Proc. Phys. Soc., 8, 0, 738 (1962).
6. G. Dell et al. Nucl. Phys., 64, 513 (1965).
7. J. Gruverman, P. Kruger. Internat. J. Appl. Rad. and Isotopes, 5, 21 (1959).
8. G. Glason et al. Internat. J. Appl. Rad. and Isotopes, 13, 223 (1962).