

Физика

УДК 539.172.3

Н. А. ДЕМЕХИНА, Г. С. КАРАПЕТЯН

ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{232}Th И ^{238}U

Измерены выходы продуктов фотоделения ^{232}Th и ^{238}U при максимальных энергиях тормозного излучения 50 и 3500 МэВ. Исследованы зарядовые распределения осколков деления и рассчитаны необходимые параметры: наиболее вероятный заряд (Z_p) и ширина (C). Проведено сравнение с расчетами по моделям неизменяемого зарядового распределения (UCD) и минимальной потенциальной энергии (МРЕ). Установлена универсальная картина при делении ядер частицами разного типа.

Введение. Известно, что формирование осколков в процессе деления, как и определение их нуклонного состава) происходит до окончательного разделения ядра. Возбуждение делящейся ядерной системы и образованных осколков обычно снимается испарением нуклонов, в основном нейтронов, и γ -квантов. Количество вылетающих нейтронов как из составного ядра (предделительные), так и из осколков (постделительные) зависит от энергии падающих частиц, деформации делящегося ядра и осколков, а также структурных особенностей конечных продуктов. При низких энергиях в сечении образования и свойствах осколков проявляются также оболочечные эффекты [1–4]. При высоких энергиях с ростом энергии возбуждения увеличивается количество испущенных предделительных нейтронов, существенно расширяются массовые и энергетические распределения делящихся ядер [5–8] и соответственно продуктов деления.

Свойства возбужденной ядерной системы, механизм ее распада и формирования первичных осколков являются наименее исследованной областью процесса деления. Один из способов получения информации о состоянии «горячей» ядерной системы и каналах ее распада – это исследование характеристик продуктов деления. В эксперименте обычно регистрируются фрагменты, представляющие конечные продукты деления после испарения нейтронов и γ -квантов из делящегося ядра и первичных осколков. Измерения зарядовых, массовых, энергетических и спиновых распределений этих продуктов, а также систематизация полученных данных в рамках различных модельных представлений позволяют извлечь некоторую информацию о свойствах первичных осколков и механизме их образования [1, 5, 6, 9–11].

Известно, что деление является основным каналом, характеризующим распад коллективной моды возбуждения тяжелого ядра. Фотоны и пионы обычно рассматриваются как наиболее эффективные посредники в передаче ядру объемного возбуждения. Более тяжелые частицы вносят существенный вклад в поверхностное взаимодействие и могут привести к вращению, кручению или дополнительной деформации фрагментов в момент разделения. Таким образом, исследование свойств продуктов фотоделения позволяет выделить коллективную компоненту возбуждения начального ядра, обусловленную в основном тепловым возбуждением.

В настоящей работе приводятся результаты анализа зарядовых распределений выходов продуктов фотоделения ^{232}Th и ^{238}U в области низких и промежуточных энергий, которые сравниваются с другими экспериментальными данными.

Методика эксперимента. Облучение ^{232}Th и ^{238}U и измерения выходов осколков деления осуществлялись по методике, описанной в [13]. Мишени ^{238}U толщиной 75 мкм и ^{232}Th толщиной 20 мкм облучались в течение 196 мин и 43 мин. Методом анализа наведенной активности были определены выходы 96 продуктов деления ^{232}Th при энергии фотонов 50 МэВ, 101 – при энергии 3500 МэВ и по 147 продуктов деления ^{238}U при этих же энергиях фотонов. Определение выходов осколков деления с использованием активационной методики предполагает регистрацию ядер с удобными для измерений характеристиками. Так как осколки связаны цепочками взаимных β -превращений, а в эксперименте не всегда возможны измерения промежуточных продуктов, выход конечного фрагмента оказывается часто кумулятивным. Если условия измерений не позволяют разделить дочерние и родительские ядра, то выделение независимых выходов возможно при определенных предположениях относительно вероятности образования радиоактивного предшественника. Подробности расчета выходов независимых и кумулятивных продуктов ядерных реакций изложены в [14].

Полученные данные в области низких энергий хорошо согласуются с результатами измерений [15] при энергии фотонов до 70 МэВ. Относительные значения выходов совпадают в пределах точности измерений с данными для деления ^{238}U протонами с энергией 24 МэВ [16] и деления ^{232}Th протонами с энергией до 22 МэВ [17] с учетом энергий возбуждения составных ядер. Полученное согласие позволило использовать эти данные в качестве дополнительной информации при анализе выходов, измеренных в нашей работе. Опубликованные экспериментальные данные по фотоделению в области высоких энергий разрозненны и малочисленны для проведения анализа [18–20]. Поэтому полученные результаты сравнивались с выходами деления тория и урана при энергиях фотонов 1100 и 6000 МэВ [19, 20] с учетом характера поглощения фотонов в области промежуточных энергий.

Для описания распределения фрагментов деления по заряду для определенного массового числа A обычно используется функция Гаусса [16]:

$$Y_{AZ} = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} e^{-\frac{(Z-Z_p)^2}{C}}, \quad (1)$$

где $Y_{A,Z}$ – измеренный независимый выход осколка с зарядом Z и массовым числом A , $Y(A)$ – полный выход при данном A , Z_p – наиболее вероятный заряд в данном распределении, C – параметр ширины зарядового распределения.

Систематизация выходов осколков деления в такой форме позволяет определить параметры зарядового распределения и провести сравнение с экспериментальными данными по делению ядра частицами разного типа для получения информации о природе распада тяжелого ядра.

При проведении процедуры фитирования для низких энергий величины $Y(A)$, Z_p и C определялись как свободные параметры. Значения параметров получались подгонкой независимых выходов, в случае кумулятивных выходов учитывался вклад от распада соседних изобар.

При промежуточных энергиях для цепочек, в которых не обеспечивалось необходимое количество экспериментальных данных, значение параметра C фиксировалось согласно данным работы [12].

Анализ и обсуждение экспериментальных результатов. На рис. 1 представлены зарядовые распределения для некоторых изобарных цепочек, образованных при делении ядер ^{238}U и ^{232}Th при двух граничных энергиях тормозного спектра ($E_{\text{тmax}}$). Значения параметра ширины, усредненные по всем фитируемым массовым цепочкам, составили при энергии 50 МэВ для мишеней ^{238}U и ^{232}Th $1,07 \pm 0,13$ и $1,19 \pm 0,14$, а при энергии 3500 МэВ – $1,29 \pm 0,15$ и $1,30 \pm 0,16$ соответственно. Из приведенных результатов видно, что с увеличением энергии возбуждения зарядовое распределение немного уширяется. В целом, аналогичная зависимость наблюдалась в реакциях деления, вызванных частицами другого типа (p , n , α) в области энергий возбуждения до 100 МэВ [5–7, 16, 21–23]. При этом абсолютная величина параметра C мало менялась в указанных выше пределах точности. Значения наиболее вероятного заряда Z_p для ядер ^{238}U и ^{232}Th представлены в таблице. Полученные значения хорошо согласуются с данными по делению ядер фотонами и протонами [5, 16, 24]. Анализ полученных значений параметров ширины C и наиболее вероятного заряда Z_p указывает на идентичность кривых зарядового распределения осколков независимо от типа частиц, инициирующих деление. Можно предположить, что характер зарядового распределения осколков определяется в основном ядерными свойствами продуктов.

Как видно из полученных данных, при переходе к промежуточным энергиям величина Z_p растет. Такая закономерность наблюдалась при делении изотопов урана нейтронами с энергией до 14,8 МэВ [7] и протонами с энергией до 90 МэВ [5]. Экспериментальные данные по значениям наиболее вероятных зарядов в области более высоких энергий отсутствуют.

Авторы работ [5, 6, 9, 10] предложили рассматривать распределения фрагментов в свете многоканального деления. Такой подход предполагает разделение продуктов на осколки симметричного и асимметричного деления. При делении ^{238}U в области тяжелого асимметричного пика Z_p растет больше, хотя тенденция увеличения наблюдается для всех масс осколков.

Изменение величины Z_p обычно связывается с ростом числа испарительных нейтронов из тяжелых осколков. Согласно литературным данным [12], увеличение энергии падающих частиц приводит к росту суммарной

энергии возбуждения осколков, которая распределяется пропорционально их массам. Вследствие этого из тяжелых фрагментов испаряется в среднем больше нейтронов, чем из легких.

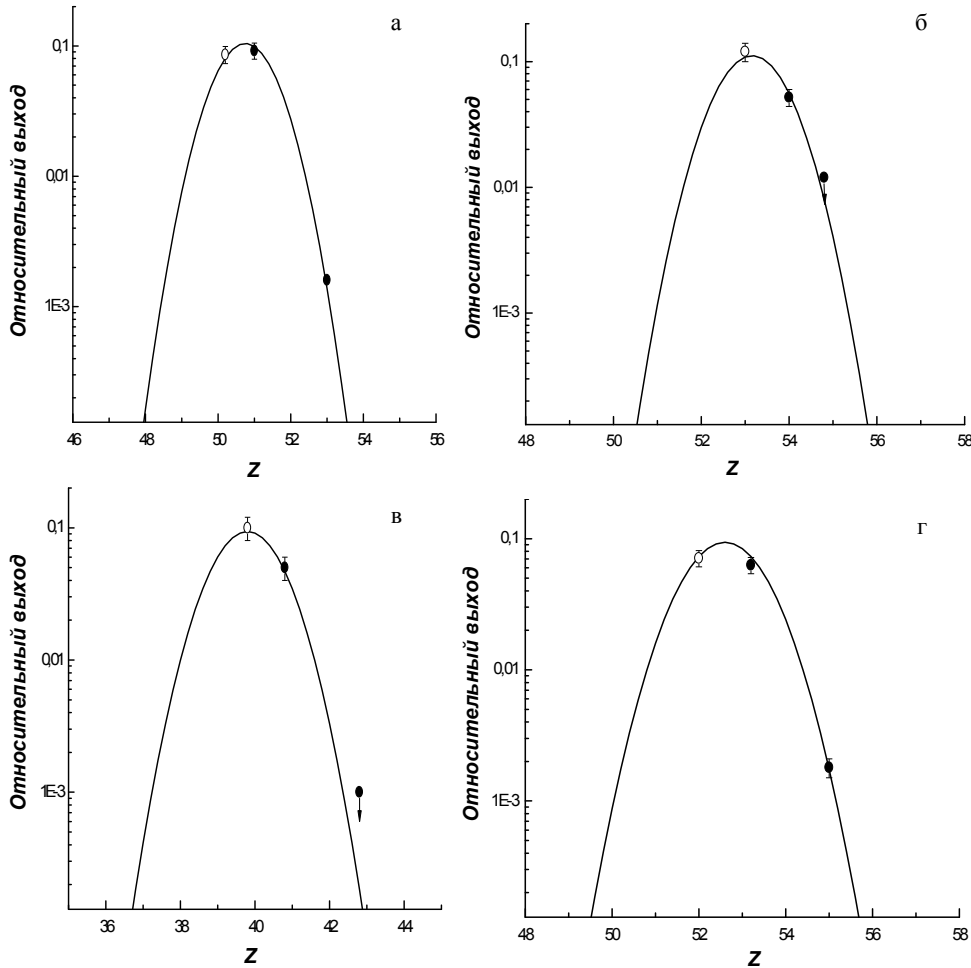


Рис. 1. Зарядовые распределения осколков деления для изобарных цепочек. Для ^{238}U : а) $A=128$, $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$; б) $A=135$, $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$. Для ^{232}Th : в) $A=95$, $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$; г) $A=132$, $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$. \circ – кумулятивный выход; \bullet – независимый выход.

Для ^{232}Th большой рост значения Z_p наблюдается в области симметричного деления, выход которого существенно увеличивается с ростом энергии возбуждения. Можно предположить, что величина наиболее вероятного заряда в распределении осколков регулируется главным образом энергией возбуждения.

Согласно модели неизменяемого зарядового распределения (unchanged charge distribution, UCD) [25], первичные фрагменты деления имеют тот же нуклонный состав, что и делящееся ядро. Если заряд в делящемся ядре распределен равномерно и в процессе деления не происходит его перераспределение, то плотность заряда в осколках не должна меняться. С этой

Значения наиболее вероятного заряда Z_p (* – данные работы [16], ** – данные работы [24], *** – данные работы [5])

A	Z_p			
	^{238}U		^{232}Th	
	50 МэВ	3500 МэВ	50 МэВ	3500 МэВ
85	36,15±0,08	36,20±0,08	36,00±0,07	36,23±0,05
87	36,30±0,16 36,65±1,15*	36,50±0,15	36,50±0,08	36,61±0,07
91	38,05±1,20 37,33±0,13*	38,10±0,13	37,31±0,06	37,60±0,10
92	38,10±0,24 37,91±0,48*	38,13±0,18	37,20±0,08	37,93±0,05
93	38,50±1,30 37,46±0,97*	39,01±0,17	38,22±0,09	38,50±0,08
95	40,00±0,19	40,20±0,20	39,80±0,05	39,71±0,08
97	39,80±0,15	39,90±0,03	39,73±0,07	39,82±0,06
99	40,82±0,04 40,91±0,08*	41,50±0,08	41,20±0,05	41,33±0,09
103	42,60±0,08	43,19±0,15	–	–
105	43,30±0,11	43,71±0,20	43,12±0,10	43,63±0,09
110	45,20±0,20	45,40±0,09	45,09±0,20	45,20±0,16
112	46,00±0,06	46,29±0,08	45,42±0,04	45,62±0,20
115	46,80±0,10 46,52±0,02*	46,81±0,20	–	–
117	47,20±0,08 47,60±0,02*	47,70±0,20	46,86±0,05	47,25±0,07
121	49,40±0,20	50,10±0,06	49,51±0,11	49,81±0,08
123	49,54±0,10 49,21±0,04*	50,21±0,08	49,80±0,04	50,40±0,10
125	50,10±1,09 49,62±0,05*	50,60±0,08	–	–
127	50,50±0,06	50,72±0,10	50,30±0,08	50,34±0,16
128	50,75±0,11 50,65±0,26* 50,32±0,11**	50,91±0,06	–	–
131	52,20±0,09 51,47±0,08**	52,40±0,03	52,16±0,04	52,32±0,06
132	52,05±0,09 52,42±0,15* 51,68±0,04**	52,08±0,08	52,60±0,04 52,25±0,15***	52,60±0,06
133	52,80±0,03	53,22±0,06	–	–
135	53,02±0,10 53,16±0,05* 53,10±0,02**	53,17±0,05	52,91±0,06 53,44±0,25***	53,16±0,11
140	55,90±0,07 56,04±0,39* 55,09±0,04**	56,16±0,09	55,74±0,11	56,01±0,09
141	55,80±0,08 55,25±0,09*	56,07±0,09	56,11±0,09	56,42±0,19
148	59,40±0,10	60,20±0,08	59,70±0,08	60,32±0,09
150	59,70±0,20	60,00±0,10	60,32±0,08	60,40±0,08
151	58,90±0,20	60,02±0,16	–	–

точки зрения модель UCD представляет собой простой метод оценки наиболее вероятного заряда. Величина Z_{UCD} определяется выражением:

$$Z_{UCD} = \left(\frac{Z_f}{A_f} \right) A', \quad (2)$$

где Z_f , A_f – заряд и масса делящегося ядра, A' – масса первичного фрагмента:

$$A' = A + \nu_p, \quad (3)$$

где A – масса регистрируемого осколка, ν_p – среднее число постделительных нейтронов из работ [2, 5, 8].

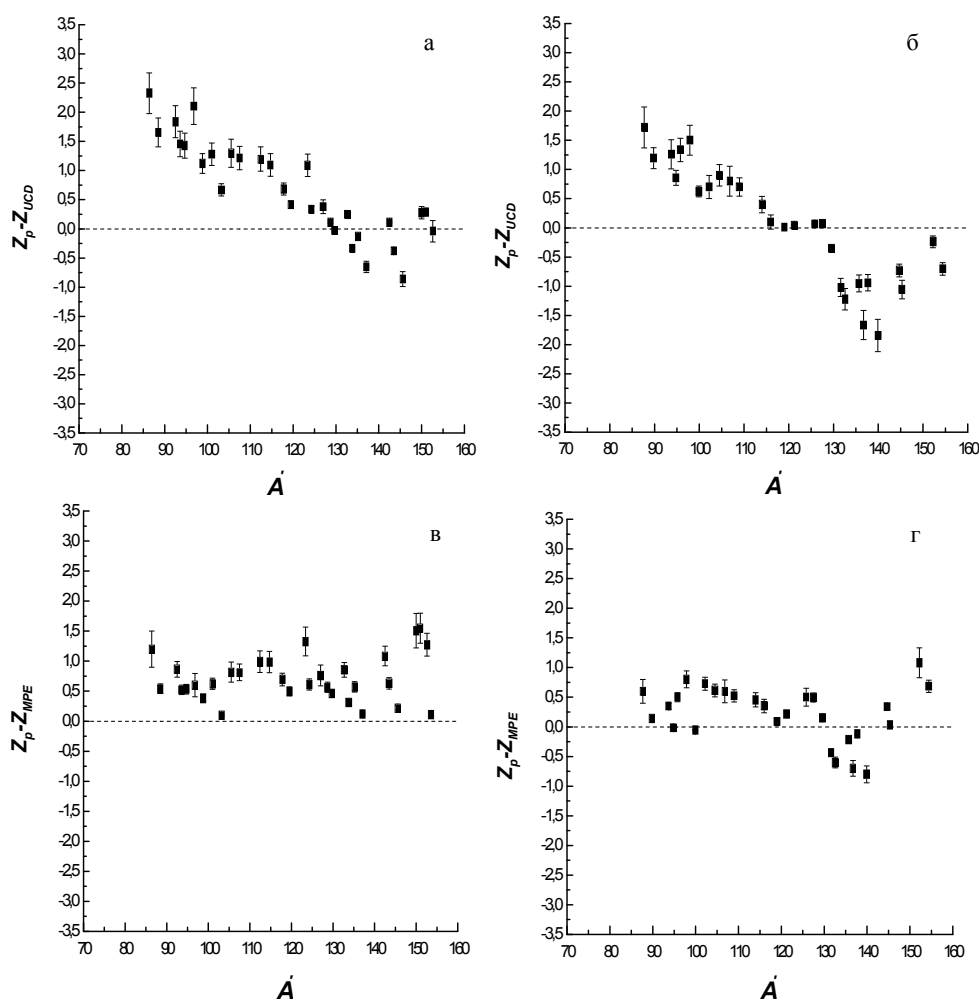


Рис. 2. Отклонения экспериментальных данных наиболее вероятного заряда от расчетных для осколков деления ^{238}U . Расчеты по моделям: UCD – а) $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$, б) $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$; MPE – в) $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$, г) $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$.

Для описания зарядового распределения может быть использовано также предположение о наиболее выгодной энергетической комбинации. Такое рассмотрение предполагает, что процесс деления проходит при минимальном

значении суммы кулоновской энергии и энергии поверхностного натяжения делящегося ядра (minimum potential energy, MPE) [26]. Формула для определения Z_p по этой модели имеет вид:

$$Z_{\text{MPE}} = \frac{Z_f (a_2 A_H'^{-1} + a_1 A_H'^{-1/3} - 0,5Q^2 D^{-1})}{a_1 (A_L'^{-1/3} + A_H'^{-1/3}) + a_2 (A_L'^{-1} + A_H'^{-1}) - Q^2 D^{-1}}, \quad (4)$$

где Z_f – заряд делящегося ядра, $D=18 \text{ фм}$ – эффективное расстояние между центрами фрагментов, A_L' и A_H' – массы легкого и тяжелого фрагментов, Q – единица электрического заряда, $a_1=0,718$, $a_2=94,07$ – постоянные формулы Грина [21].

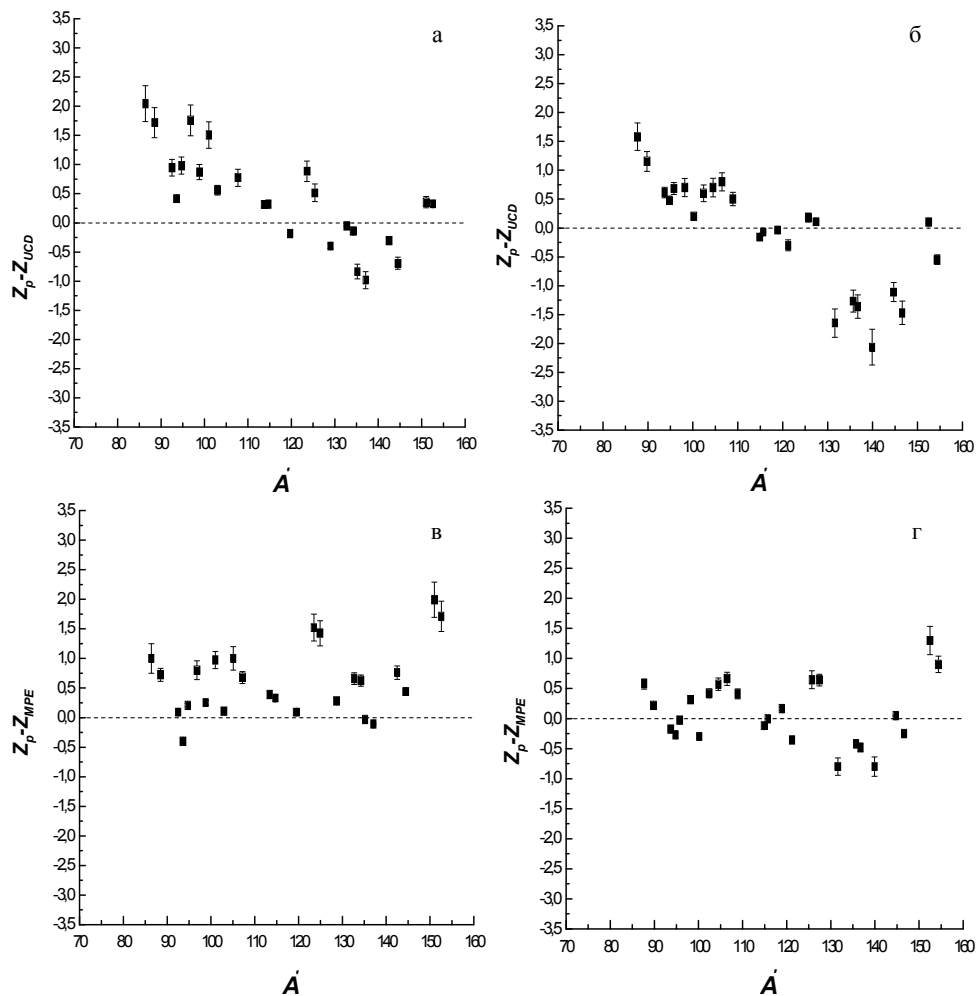


Рис. 3. Отклонения экспериментальных данных наиболее вероятного заряда от расчетных для осколков деления ^{232}Th . Расчеты по моделям: UCD – а) $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$, б) $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$; MPE – в) $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$, г) $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$.

На рис.2, 3 (а, б) представлены отклонения наиболее вероятного заряда, рассчитанного по модели UCD (Z_{UCD}) для ^{238}U и ^{232}Th , от соответствующих

экспериментальных значений Z_p . Как видно из рисунков, заряды фрагментов в области легких масс сдвинуты в протон-избыточную сторону относительно предсказаний UCD модели, а для области тяжелых масс – в протон-дефицитную. Можно предположить, что в возбужденном ядре перед делением происходит поляризация заряда. При фотопоглощении в области гигантского резонанса колебания нейтронной и протонной жидкостей предсказываются с помощью капельной модели. С ростом энергии возбуждения отклонения от расчетных данных несколько уменьшаются. Для ядра ^{232}Th согласие улучшается главным образом в области симметричного деления, где высокоэнергетическое деление проявляется сильнее из-за вклада нейтрон-дефицитных делящихся ядер, образующихся после испускания нейтронов.

На рис. 2, 3 (в, г) представлены отклонения наиболее вероятного заряда от расчетных по модели МРЕ для ^{238}U и ^{232}Th . В целом, модель МРЕ довольно хорошо описывает распределение заряда для осколков деления как для ^{232}Th , так и для ^{238}U . Большие отклонения наблюдаются в области осколков сильно асимметричного деления (вблизи $A'=87,7$ и $A'=151,2$). Такой факт обусловлен тем, что эти ядра можно рассматривать как сопряженные осколки, относящиеся к делению промежуточных ядерных состояний практически без испускания предделительных нейтронов. Поэтому экспериментальные данные могут неадекватно отражать реальную картину зарядового распределения. Существенное отклонение при низких энергиях наблюдается и для симметричного деления вблизи $A'=125,4$. В этой массовой области возможно проявление эффекта оболочечной структуры ($Z_p \approx 50$), который размазывается с ростом энергии.

Из результатов становится ясно, что МРЕ удовлетворительно описывает зарядовое распределение актинидов. С увеличением энергии возбуждения делящегося ядра и ростом симметричного деления наблюдается лучшее согласие с данными этой модели. Авторы [5, 6], применяя модели UCD и МРЕ для описания зарядовых распределений при делении актинидов протонами, также отмечали лучшее согласие для модели МРЕ. Можно предположить, что рассматриваемые модели учитывают основные свойства делящихся систем и представляют универсальный способ предсказания характеристик зарядовых распределений осколков независимо от типа падающих частиц.

Заключение. Измеренные выходы фотоделения ядер ^{232}Th и ^{238}U позволили провести исследование зарядовых распределений осколков. Результаты проведенного анализа показали, что характер зарядового распределения определяется в основном ядерными свойствами осколков деления и оказывается универсальным при делении частицами разного типа. Увеличение энергии налетающих частиц, приводящее к росту энергии возбуждения, влияет на количество испущенных нейтронов и приводит к соответствующим изменениям в форме распределений (расширению кривых, смещению наиболее вероятной величины заряда в сторону больших значений) и к размазыванию оболочечных эффектов. Получено удовлетворительное согласие между экспериментальными результатами зарядового распределения осколков фотоделения и расчетами по модели минимальной потенциальной энергии МРЕ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Jacobs E., Thierens H., De Clercq A.** et al. – Phys. Rev., 1976, v. C 14, p. 1874.
2. **Bishop C. J., Vandenbosch R.** et al. – Nucl. Phys., 1970, v. A 150, p. 129.
3. **Strecker M., Wien R.** et al. – Phys. Rev., 1990, v. C 41, p. 2172.
4. **Hambusch F.-J., Oberstedt S., Vladuca G., Tudora A.** et al. – Nucl. Phys., 2002, v. A 709, p. 85.
5. **Chien Chung and James J. Hogan** – Phys. Rev., 1981, v. C 24, p. 180.
6. **Chien Chung and James J. Hogan** – Phys. Rev., 1982, v. C 25, p. 899.
7. **Nethaway D. R. and Mendoza B.** – Phys. Rev., 1972, v. C 6, p. 1827.
8. **Rubchenya V. A.** – Phys. Rev., 2007, v. C 75, p. 54601.
9. **Rubchenya V. A. and Aysto J.** – Nucl. Phys., 2002, v. A 701, p. 127.
10. **Tsekhanovich I., Varapai N., Rubchenya V. A.** et al. – Phys. Rev., 2004, v. C 70, p. 44610.
11. **Ethvignot T., Delvin M., Duarte H.** et al. – Phys. Rev. Lett., 2005, v. 94, p. 52701.
12. **Гангрский Ю., Марков Б., Перельгин В.** Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992.
13. **Демехина Н.А., Карапетян Г.С.** – Ученые записки ЕГУ, 2007, № 2, с. 72–78.
14. **Карапетян Г.С.** – Ученые записки ЕГУ, 2006, № 3, с. 31.
15. **Jacobs E., Thierens H., De Frenne D.** et al. – Phys. Rev., 1979, v. C 19, p. 422.
16. **Kudo H., Maruyama M., Tanikawa M.** et al. – Phys. Rev., 1998, v. C 57, p. 178.
17. **Kudo H., Muramatsu H., Nakahara H.** et al. – Phys. Rev., 1982, v. C 25, p. 3011.
18. **David P., Debrus J., Kim U.** et al. – Nucl. Phys., 1972, v. A 197, p. 163.
19. **Schroder B.** et al. – Nucl. Phys., 1970, v. A 143, p. 449.
20. **Schroder B.** et al. – Nucl. Phys., 1972, v. A 197, p. 88.
21. **McHugh J. A. and Michel M. C.** – Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1160.
22. **Wahl A. C.** et al. – Phys. Rev., 1963, v. 126, p. 1112.
23. **Rao S. A.** – Phys. Rev., 1972, v. C 5, p. 171.
24. **Jacobs E., Thierens H., De Frenne D.** et al. – Phys. Rev., 1980, v. C 21, p. 237.
25. **Goeckermann R. H. and Perlman I.** – Phys. Rev., 1949, v. 76, p. 628.
26. **Pappas A. S.** Paper P/881. Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955.

Ն. Ա. ԴԵՄՅՈՒՆԻՆԱ, Գ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

^{232}Th -ի ԵՎ ^{238}U -ի ՖՈՏՈՐԱԺԱՆՍԱՆ ԼԻՑԶԱՅԻՆ
ԲԱՇԽՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ամփոփում

Արգելակային ճառագայթման 50 և 3500 ՄէՎ առավելագույն էներգիաների դեպքում չափված են ^{232}Th -ի և ^{238}U -ի ֆոտոբաժանման բեկորների ելքերը: Հետազոտված են բաժանման բեկորների ելքերի լիցքային բաշխումները և հաշվարկված են անհրաժեշտ պարամետրերը՝ ամենահավանական լիցքը (Z_p) և լայնության պարամետրը (C): Ստացված տվյալները համեմատվել են անփոփոխ լիցքային բաշխման (UCD) և մինիմալ պոտենցիալ էներգիայի (MPE) մոդելներով կատարված հաշվարկների հետ: Հաստատված է տարբեր մասնիկներով միջուկի բաժանման համընդհանուր պատկերը:

N. A. DEMEKHINA, G. S. KARAPETYAN

CHARGE DISTRIBUTION OF PHOTOFISSION PRODUCTS
OF ^{232}Th AND ^{238}U

Summary

The ^{232}Th and ^{238}U photofission yields were measured by using bremsstrahlung at end-point energy of 50 and 3500 MeV . The nuclear charge distributions of the fission fragments were investigated and necessary parameters were determined: the most probable charge (Z_p) and the width parameter (C). The obtained data were compared with accounts on models UCD and MPE. The universal picture of fission processes with different particles was confirmed.