

*Физика*

УДК 539.172.3

Н. А. ДЕМЕХИНА, Г. С. КАРАПЕТЯН

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

Измерены выходы продуктов фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  в области низких и промежуточных энергий, которые сравниваются с другими экспериментальными данными.

**Методика эксперимента.** Облучение  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  и измерения выходов осколков деления осуществлялись по методике, описанной в [13]. Мишени  $^{238}\text{U}$  толщиной 75 мкм и  $^{232}\text{Th}$  толщиной 20 мкм облучались в течение 196 мин и 43 мин. Методом анализа наведенной активности были определены выходы 96 продуктов деления  $^{232}\text{Th}$  при энергии фотонов 50 МэВ, 101 – при энергии 3500 МэВ и по 147 продуктов деления  $^{238}\text{U}$  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  $\beta$ -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  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 24 МэВ [16] и деления  $^{232}\text{Th}$  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  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  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  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$   $1,07 \pm 0,13$  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 ( $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ) 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  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  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  $^{238}\text{U}$  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.

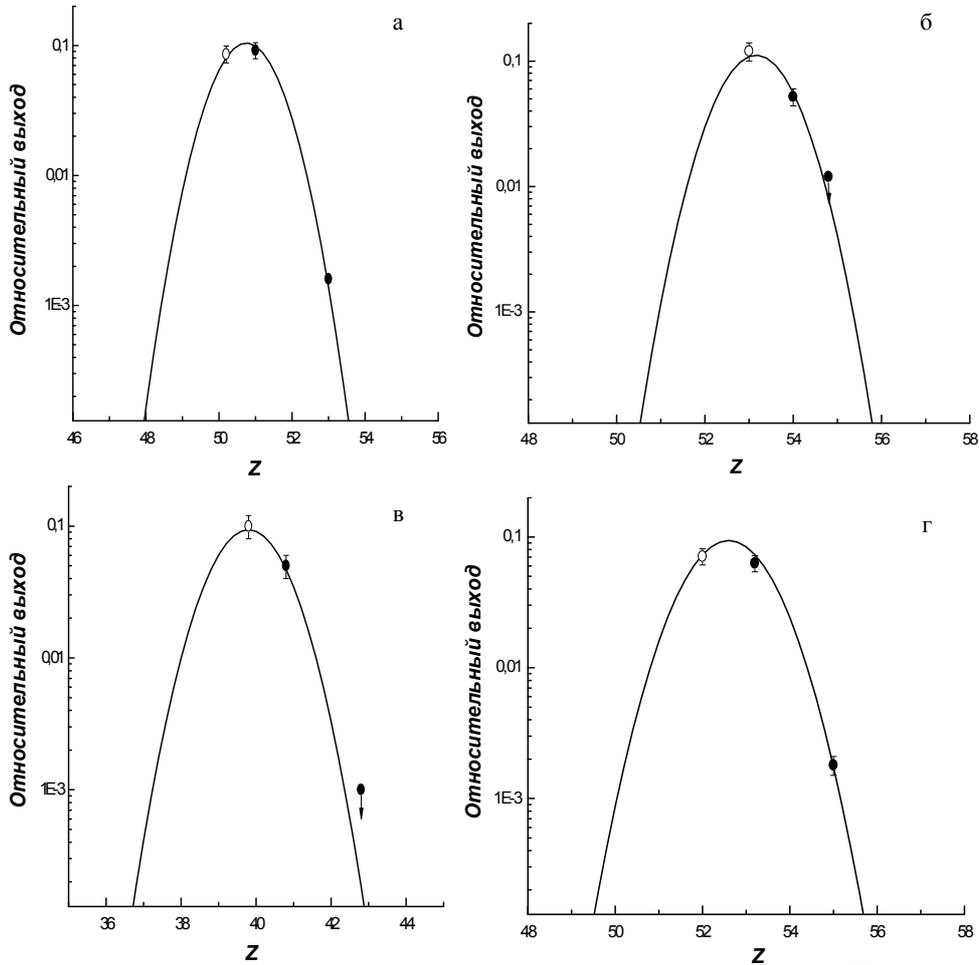


Рис. 1. Зарядовые распределения осколков деления для изобарных цепочек. Для  $^{238}\text{U}$ : а)  $A=128$ ,  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ ; б)  $A=135$ ,  $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$ . Для  $^{232}\text{Th}$ : в)  $A=95$ ,  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ ; г)  $A=132$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

Для  $^{232}\text{Th}$  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	$Z_p$			
	$^{238}\text{U}$		$^{232}\text{Th}$	
	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,  $\nu_p$  – среднее число постделительных нейтронов из работ [2, 5, 8].

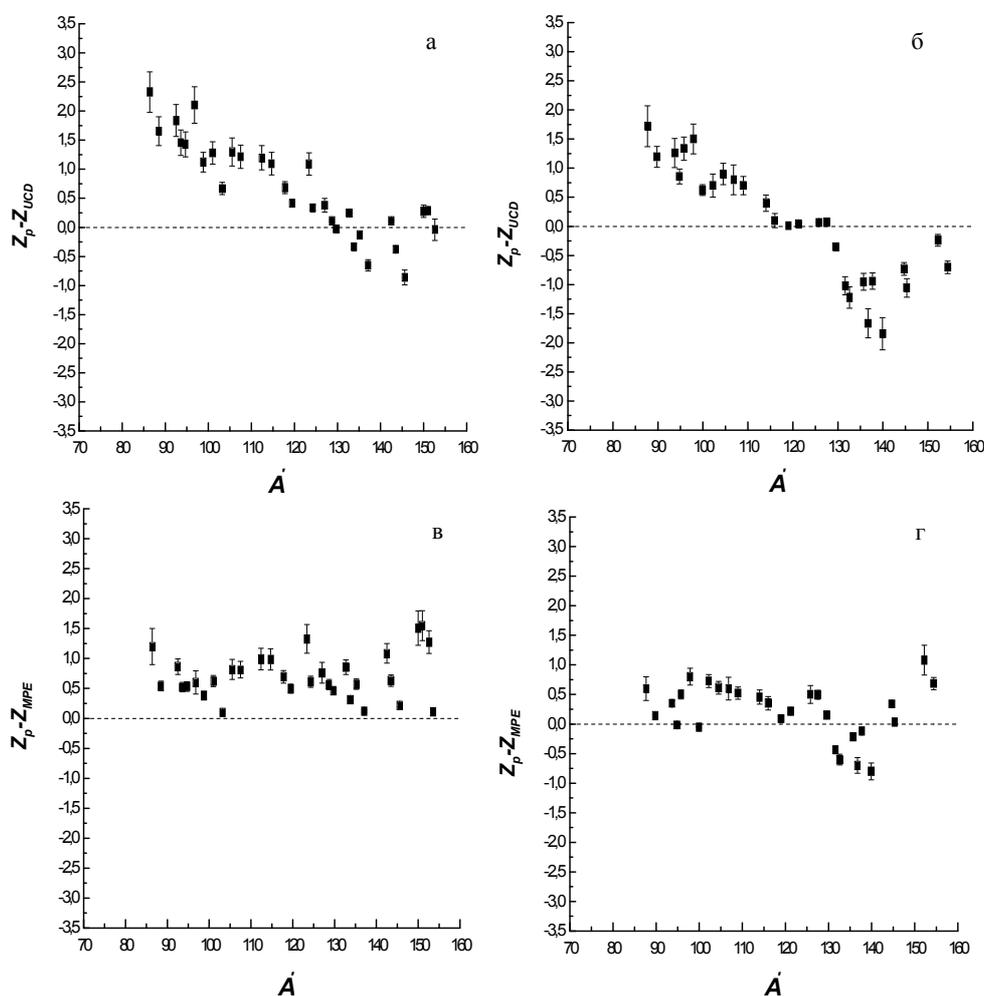


Рис. 2. Отклонения экспериментальных данных наиболее вероятного заряда от расчетных для осколков деления  $^{238}\text{U}$ . Расчеты по моделям: UCD – а)  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ , б)  $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$ ; MPE – в)  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ , г) 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

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].

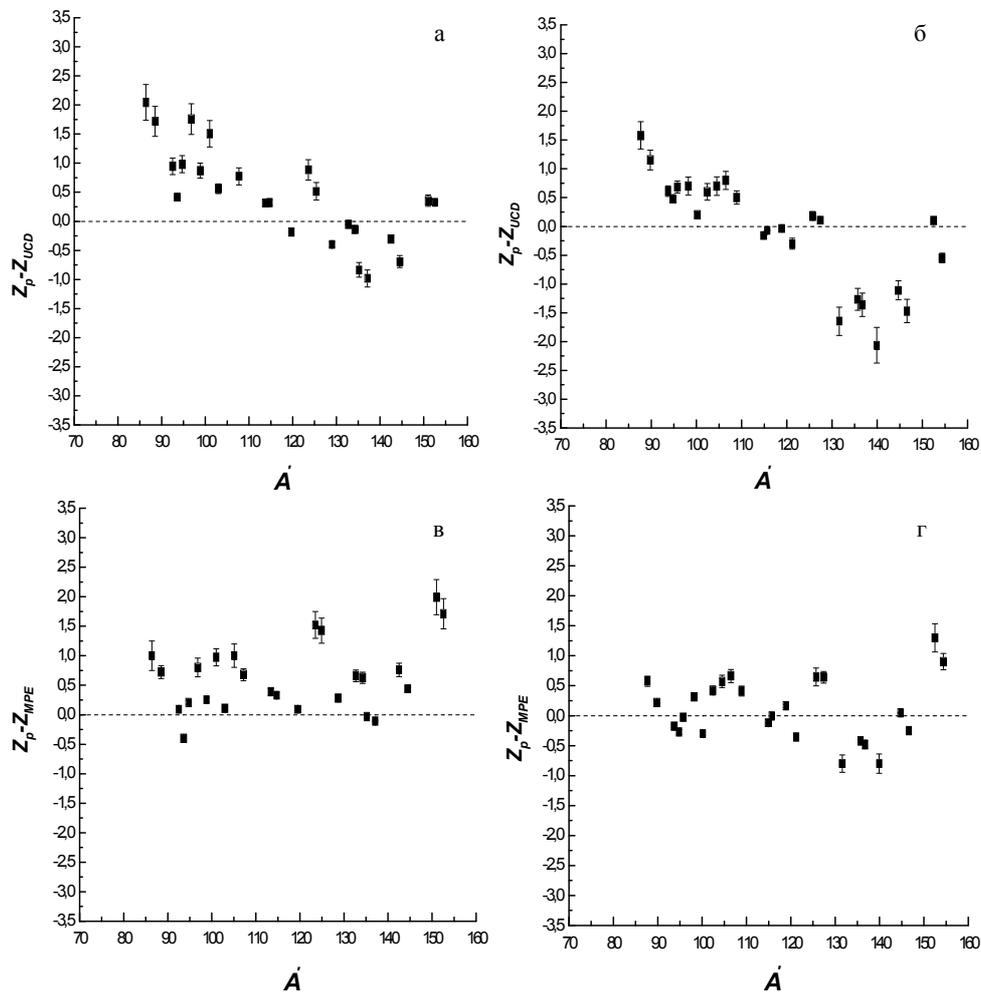


Рис. 3. Отклонения экспериментальных данных наиболее вероятного заряда от расчетных для осколков деления  $^{232}\text{Th}$ . Расчеты по моделям: UCD – а)  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ , б)  $E_{\gamma\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$ ; MPE – в)  $E_{\gamma\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$ , г)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

На рис.2, 3 (а, б) представлены отклонения наиболее вероятного заряда, рассчитанного по модели UCD ( $Z_{\text{UCD}}$ ) для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , 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  $^{232}\text{Th}$  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  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . В целом, модель МРЕ довольно хорошо описывает распределение заряда для осколков деления как для  $^{232}\text{Th}$ , так и для  $^{238}\text{U}$ . 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  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  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

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

### Ամփոփում

Արգելակային ճառագայթման 50 և 3500 ՄէՎ առավելագույն էներգիաների դեպքում չափված են  $^{232}\text{Th}$ -ի և  $^{238}\text{U}$ -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  $^{232}\text{Th}$  AND  $^{238}\text{U}$

Summary

The  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  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.