

ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ ^{238}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЯМИ ДО 200 МэВ

Ю. В. Кибкало

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Предложен полуэмпирический подход к описанию распределений осколков по массам и кинетическим энергиям с учетом влияния энергии возбуждения, углового момента и оболочечных эффектов делящегося ядра. Проведен анализ экспериментальных распределений осколков по массам и кинетическим энергиям при делении ядер ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ. При анализе экспериментальных данных учитывались зависимость энергии возбуждения делящегося ядра от энергии нейтронов, вызывающих деление, среднее количество нейтронов, испаряющихся до деления, полный угловой момент и затухание оболочечных эффектов в делящемся ядре с ростом энергии возбуждения.

Введение

Анализ экспериментальных данных по делению актинидных ядер при средних энергиях возбуждения показывает, что при формировании угловых, массовых и энергетических распределений осколков деления существенную роль играет спектр переходных состояний над барьером деления, основными характеристиками которых являются коллективная энергия и полный угловой момент делящегося ядра. Зависимость интегральных и дифференциальных сечений деления от полного углового момента общепризнана и хорошо исследована, в то время как экспериментальному изучению влияния полного углового момента на распределения осколков деления по массам, зарядам и кинетическим энергиям посвящено мало работ.

Наиболее полно такие исследования представлены в работах [1, 2], где авторы провели детальный анализ экспериментальных данных [3 - 9] по массовым распределениям осколков деления ядер ^{236}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , образованных в реакциях с нейтронами, γ -квантами и α -частицами в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ. Результаты анализа этих экспериментальных данных в рамках модели Броса [10, 11] показали, что массовые распределения осколков зависят от переданного углового момента делящемуся ядру и существует определенное значение углового момента, выше которого асимметричная мода "Standard 1" переходит в симметричную моду "Superlong" во всем интервале энергий возбуждения.

В данной работе проведен анализ экспериментальных распределений осколков по массам и кинетическим энергиям для деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями от 2 до 200 МэВ [12]. Основной целью этой работы было найти зависимость этих распределений от энергии возбуждения и переданного углового момента делящемуся ядру.

Распределение осколков деления по массам

При взаимодействии высокоэнергетических нейтронов с тяжелыми ядрами только часть энергии передается ядру, поскольку основными процессами для такого взаимодействия являются полное поглощение нейтронов ядром, неупругое рассеяние нейтронов и выбивание нескольких нейтронов из ядра. Таким образом, можно определить только среднюю энергию возбуждения остаточного ядра для такого взаимодействия. В работе [12] приведены расчеты средней энергии возбуждения остаточного ядра по двум моделям – Geometry Depend Hybrid модели с кодом "Alice" и INC-расчеты с кодом "Pase 2". На рис. 1 представлена зависимость средней энергии возбуждения ядра ($\langle E_{CN}^* \rangle$) ^{238}U от энергии нейтронов (E_n), приведенных в работе [12] (точки), и наше приближение (сплошная линия) с помощью следующего соотношения:

$$\langle E_{CN}^* \rangle = 34,026 \cdot \ln(0,041 \cdot E_n + 1,137). \quad (1)$$

Среднее количество нейтронов, испаряемых до деления, в зависимости от энергии возбуждения ядра приведены на рис. 2. Здесь точками показаны экспериментальные данные из работы [12] и сплошной линией наше приближение с помощью такого выражения:

$$\bar{\nu}_{pre} = 6,632 \cdot \ln(0,031 \cdot \langle E_{CN}^* \rangle + 0,632). \quad (2)$$

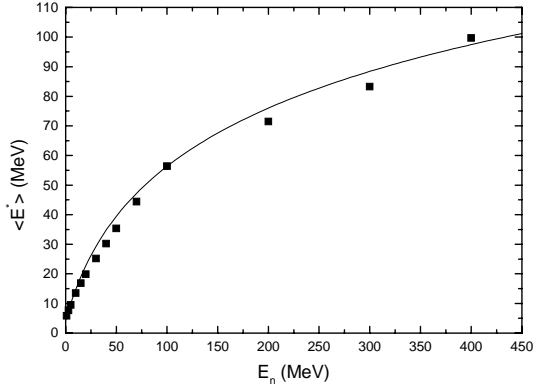


Рис. 1. Средняя энергия возбуждения делящегося ядра в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление.

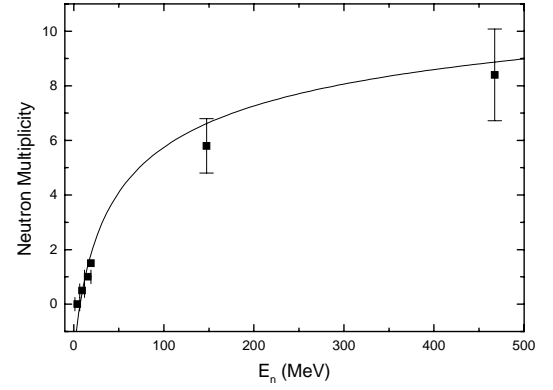


Рис. 2. Среднее количество нейтронов, испаряемых из ядра до деления, в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление.

Для анализа экспериментальных данных по делению ядер ^{238}U использовалась модель Броса [10, 11], которая хорошо воспроизводит форму массовых распределений осколков деления и успешно развивается в настоящее время [13].

$$Y_i(A) = \sum_{i=1}^3 \frac{W_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_{A,i}} \left[\exp\left(-\frac{(A-A_{L,i})^2}{2\sigma_{A,i}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(A-A_{H,i})^2}{2\sigma_{A,i}^2}\right) \right], \quad (3)$$

где $A_{L,i}$, $A_{H,i}$ – наиболее вероятные массы легкого и тяжелого осколков; $\sigma_{A,i}$ – дисперсия массового распределения осколков; W_i – вероятность выхода для определенной моды деления.

Результаты анализа экспериментальных данных [12] по массовым распределениям первичных продуктов деления ^{238}U , т.е. до эмиссии нейтронов из осколков, с учетом углового момента во входном канале показали, что существует критическое значение углового момента, $\ell_{cr} = 7\hbar$, выше которого асимметричная мода деления “Standard 1” переходит в симметричную моду “Superlong” во всем интервале энергий возбуждения делящегося ядра. Наиболее вероятная масса осколков для мод деления определяется следующим образом:

$$A_{LH,1} = A_f/2 \mp 15,27, \quad (4)$$

$$A_{LH,2} = A_f/2 \mp 20,68, \quad (5)$$

$$A_S = A_f/2, \quad (6)$$

где $A_f = A_{CN} - \bar{\nu}_{pre}$ – масса делящегося ядра после испускания предделительных нейтронов, A_{CN} – масса составного ядра.

Зависимость других параметров от энергии возбуждения и углового момента ядра определяется следующими соотношениями:

$$\sigma_{A,1} = 2,33 + (1 - P_{LD}) \cdot 9,51, \quad (7)$$

$$\sigma_{A,2} = 5,46 + (1 - P_{LD}) \cdot 4,49, \quad (8)$$

$$\sigma_{A,S} = 5,60 + (1 - P_{LD}) \cdot 12,67, \quad (9)$$

$$W_1 = 100 \cdot (1 - P_{LD}) \cdot s_1, \quad (10)$$

$$W_2 = 100 \cdot P_{LD}, \quad (11)$$

$$W_S = 100 \cdot (1 - P_{LD}) \cdot s_2. \quad (12)$$

Здесь P_{LD} – функция, которая представляет преобразование асимметричного массового распределения осколков в симметричное с увеличением энергии возбуждения делящегося ядра, а s_1 и s_2 – функции, которые учитывают зависимость массовых распределений осколков от углового момента ядра.

$$P_{LD} = \left[1 + \exp\left(\frac{E^* - 37,57}{31,14}\right) \right]^{-1}, \quad (13)$$

$$s_1 = \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} (2\ell + 1) \cdot T_{\ell} / \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) \cdot T_{\ell}, \quad (14)$$

$$s_2 = 2 \cdot (1 - s_1). \quad (15)$$

Здесь T_{ℓ} - коэффициенты проницаемости во входном канале реакции, которые брались из расчетов Маслова [14] и хорошо описывают полные сечения деления ядер ^{238}U нейтронами в интервале энергий до 200 МэВ с учетом вклада эмиссионного деления.

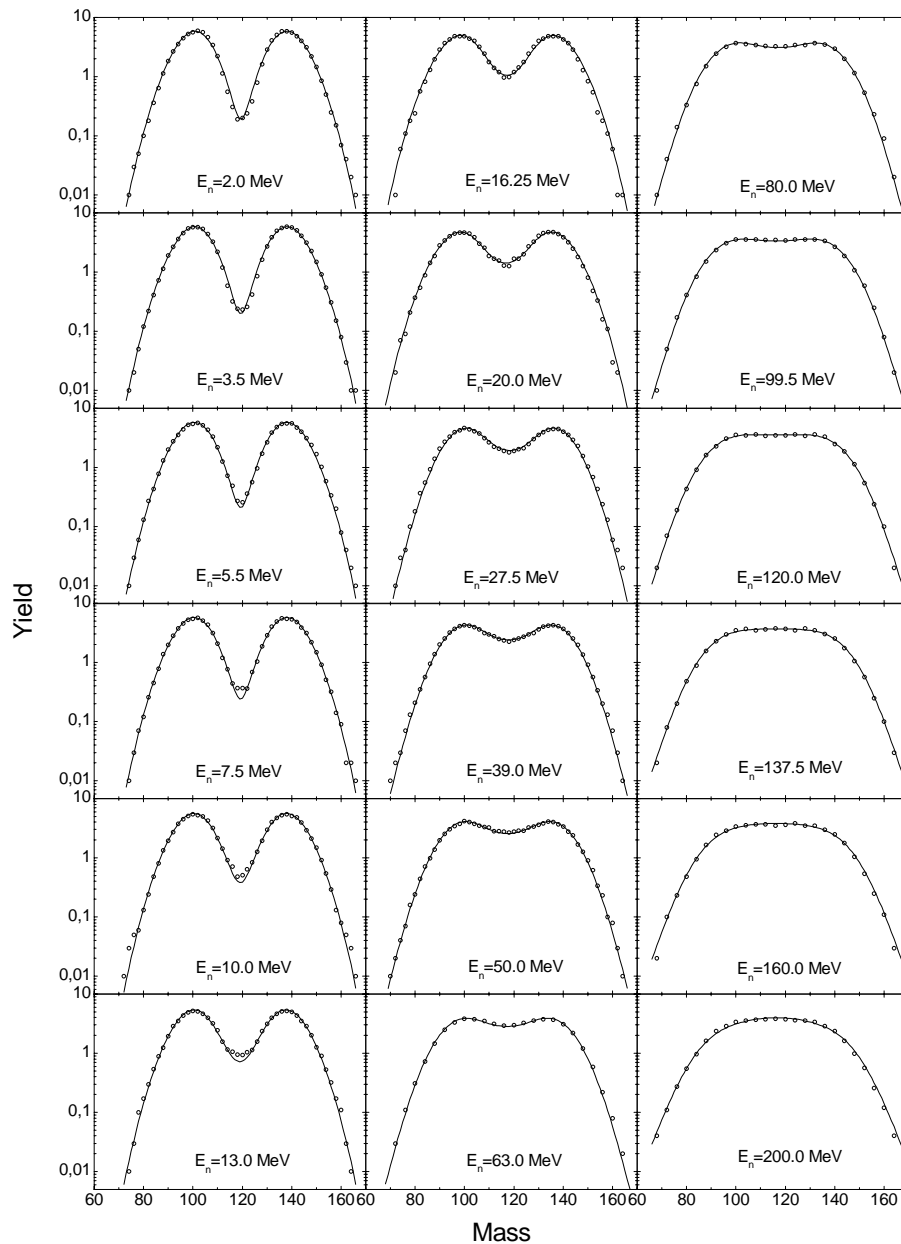


Рис. 3. Массовые распределения осколков деления ^{238}U нейтронами с энергиями, указанными на рисунке. Точки – экспериментальные данные работы [12]. Линии – наши расчеты массовых распределений до испарения нейтронов из осколков деления.

Наши расчеты распределений первичных продуктов по массам для деления ядер ^{238}U нейтронами в интервале энергий до 200 МэВ представлены на рис. 3, где они сравниваются с экспериментальными данными из работы [12]. Видно, что результаты, полученные в настоящей работе, позволяют достигнуть удовлетворительного согласия между расчетами и экспериментальными данными во всем интервале энергий возбуждения.

Среднее количество нейтронов деления

Для определения среднего числа нейтронов, испускаемых из полностью ускоренных осколков, мы провели анализ экспериментальных данных из работы [12] по массовым распределениям осколков деления ядер ^{238}U нейтронами в интервале энергий до 200 МэВ после эмиссии нейтронов деления из осколков. При проведении анализа экспериментальных данных мы следующим образом внесли изменения в соотношения (4) - (6):

$$A_{LH,1} = A_f / 2 \mp 15,27 - \bar{v}_{LH,1}, \quad (16)$$

$$A_{LH,2} = A_f / 2 \mp 20,68 - \bar{v}_{LH,2}, \quad (17)$$

$$A_S = A_f / 2 - \bar{v}_S, \quad (18)$$

где \bar{v} - среднее число нейтронов, испаряемых из осколков, для соответствующих мод деления. Остальные параметры массовых распределений остались без изменения.

В результате расчетов мы получили следующие значения среднего количества нейтронов, испаряемых из осколков, для соответствующих мод деления:

$$\bar{v}_{L,1} = 3,38, \quad \bar{v}_{H,1} = 0,0,$$

$$\bar{v}_{L,2} = 1,24, \quad \bar{v}_{H,2} = 13,1 \cdot \ln(0,01 \cdot E^* + 1,07), \quad (19)$$

$$\bar{v}_S = 3,01.$$

Наши расчеты массовых распределений осколков после испарения нейтронов для деления ядер ^{238}U нейтронами в интервале энергий до 200 МэВ представлены на рис. 4, где они сравниваются с аналогичными экспериментальными данными из работы [12]. Здесь мы видим, что предположения, сделанные в этой работе, позволяют достичь удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и нашими расчетами во всем интервале энергий возбуждения делящихся ядер.

Из соотношений (19) видно, что во всем исследованном интервале энергий зависимость среднего числа нейтронов, испаряемых из осколков, от энергии возбуждения ядра для разных мод деления существенно отличаются. Это говорит о том, что можно наблюдать два вида деления – «холодный», при котором количество нейтронов из осколков не зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, и «теплый», когда часть энергии возбуждения ядра передается осколкам деления.

В случае «холодного» деления (“Standard 1”, Superlong”) ядро медленно движется к точке разрыва и успевает излучить избыток энергии возбуждения в виде предделительных нейтронов. Тяжелый осколок в точке разрыва слабodeформированный и не испаряет нейтронов, в то время как легкий осколок сильнодеформированный и испаряет около трех нейтронов.

В случае «теплого» деления (“Standard 2”) ядро быстро двигается к точке разрыва и не успевает излучить всю энергию возбуждения, поэтому часть энергии возбуждения передается тяжелому осколку деления. Количество нейтронов, испаряемых из тяжелого осколка, зависит от энергии возбуждения ядра, в то время как количество нейтронов, испаряемых из легкого осколка, составляет близко одного и не зависит от энергии возбуждения делящегося ядра.

Для сравнения с экспериментом среднее количество нейтронов, испаряемых из осколков, в зависимости от массы осколков рассчитывалось как

$$\bar{v}_{post}(A) = \sum_{i=1}^5 \bar{v}_i \cdot Y_i(A) / Y(A). \quad (20)$$

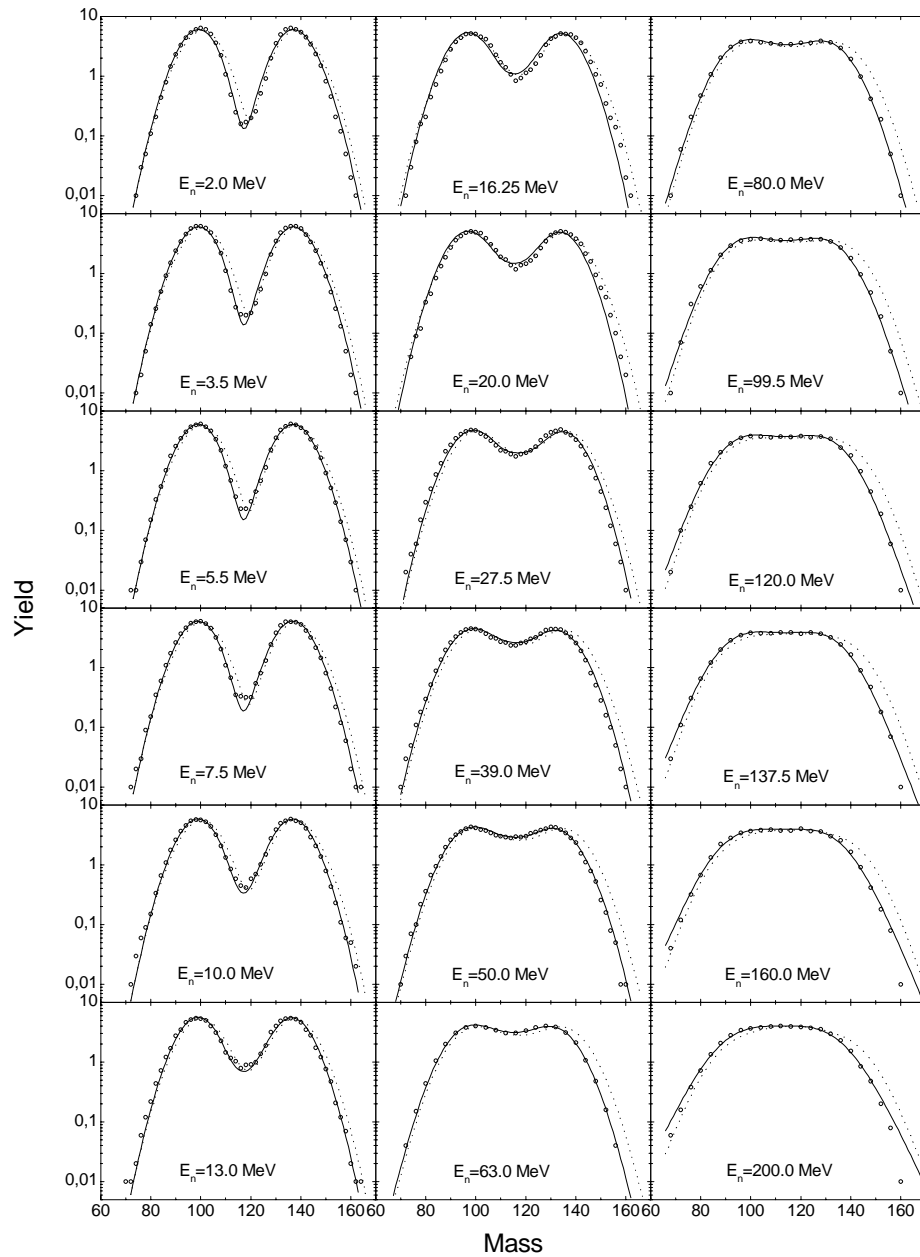


Рис. 4. Массовые распределения осколков деления ^{238}U нейтронами с энергиями, указанными на рисунке. Точки – экспериментальные данные работы [12]. Линии – наши расчеты массовых распределений после испарения нейтронов из осколков деления. Пунктир – наши расчеты массовых распределений до испарения нейтронов из осколков.

Наши расчеты среднего количества нейтронов, испаряемых из осколков деления ^{238}U нейтронами, в зависимости от массы осколка и энергии возбуждения делящегося ядра представлены на рис. 5, где они сравниваются с экспериментальными данными [15, 16] для близкой реакции, т.е. для деления ядра ^{238}U протонами. Здесь мы видим хорошее согласие наших расчетов с экспериментальными данными для близкой реакции при всех энергиях возбуждения делящегося ядра.

На рис. 6 приведены наши расчеты среднего количества нейтронов, испаряемых из осколков, в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра ^{238}U . Для расчетов использовалось следующее соотношение:

$$\bar{\nu}_{post} = \sum_A \bar{\nu}_{post}(A) \cdot Y(A) / \sum_A Y(A). \quad (21)$$

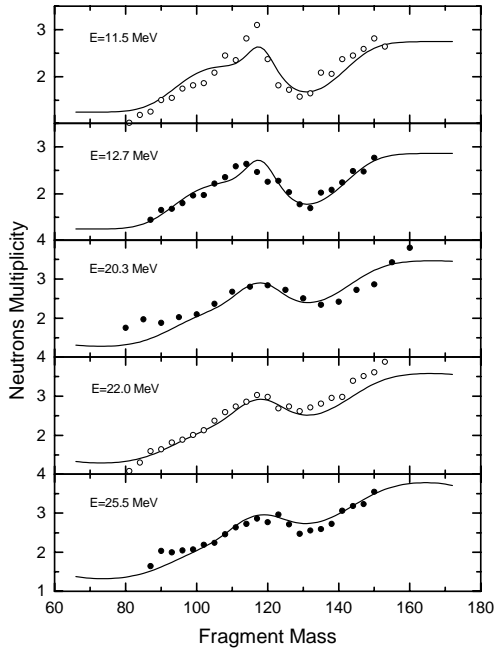


Рис. 5. Среднее количество нейтронов, испаряемых из осколков, в зависимости от массы осколков деления ^{238}U нейтронами (наши расчеты) и протонами (экспериментальные данные [15, 16]). Энергии частиц, вызывающих деление, приведены на рисунке.

Для сравнения на этом рисунке приведены экспериментальные данные (точки) для близкой реакции деления ^{238}U протонами из работ [15, 16] и расчеты из работы [12] (пунктир). Мы видим, что наши расчеты лежат ближе к экспериментальным данным.

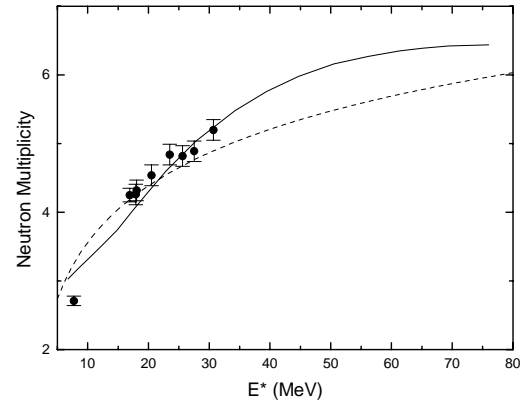


Рис. 6. Среднее количество нейтронов, испаряемых из осколков, в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра. Точки – экспериментальные данные [15,16], сплошная линия – наши расчеты, пунктир – расчеты из работы [12].

Чтобы проследить зависимость среднего количества нейтронов деления от массы осколка и энергии возбуждения, мы провели такие расчеты для деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ. Эти расчеты показаны на рис. 7.

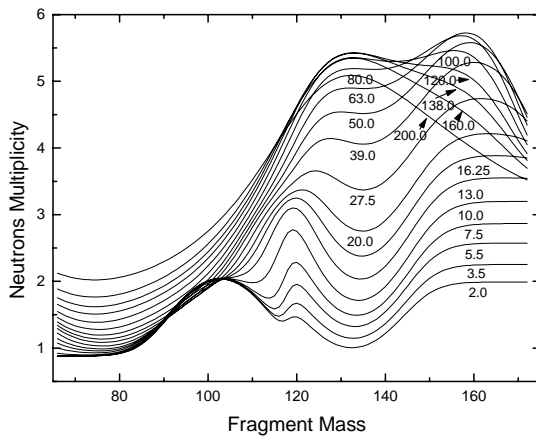


Рис. 7. Наши расчеты среднего количества нейтронов, испаряемых из осколков, в зависимости от массы осколка деления ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ (энергии нейтронов, вызывающих деление, показаны на рисунке).

Сравнение между расчетами и экспериментом может быть проведено следующим образом:

$$\overline{\overline{TKE}}(A) = \sum_{i=1}^3 \overline{\overline{TKE}}_i(A) \cdot Y_i(A) / Y(A). \quad (23)$$

Средняя полная кинетическая энергия осколков

В точке разрыва делящаяся система состоит из двух касающихся осколков, которые могут быть аппроксимированы двумя эллипсоидами. Взаимодействие между такими осколками обусловлено, в основном, кулоновскими силами отталкивания ($V_{Coul,i}$) и ядерными силами притяжения ($V_{nuc,i}$). Средняя полная кинетическая энергия двух осколков для i -й моды деления с учетом предразрывной кинетической энергии (K_{sp}) может быть записана как:

$$\overline{\overline{TKE}}_i = V_{Coul,i} + V_{nuc,i} + K_{sp}. \quad (22)$$

Для определения параметров, входящих в это соотношение, мы проанализировали экспериментальные данные [12] распределения осколков по кинетическим энергиям для деления ^{238}U нейтронами.

Энергия кулоновского расталкивания осколков для i -й моды деления определяется выражением

$$V_{Cou,i} = 1,44 \frac{Z(Z_{CN} - Z)}{d_i}, \quad (24)$$

где Z_{CN} и Z – атомные номера делящегося ядра и осколков; d_i – расстояние между центрами зарядов осколков для i -й моды деления.

Для лучшего описания экспериментальных данных энергия ядерного взаимодействия между осколками в точке разрыва была выбрана в такой форме:

$$V_{nuc,i} = -30,224 \frac{\varepsilon_i}{(1 + \varepsilon_i)^2}; \quad (25)$$

$$\varepsilon_i = \exp \left[\frac{d_i - r_{0,i} \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{0,0472} \right].$$

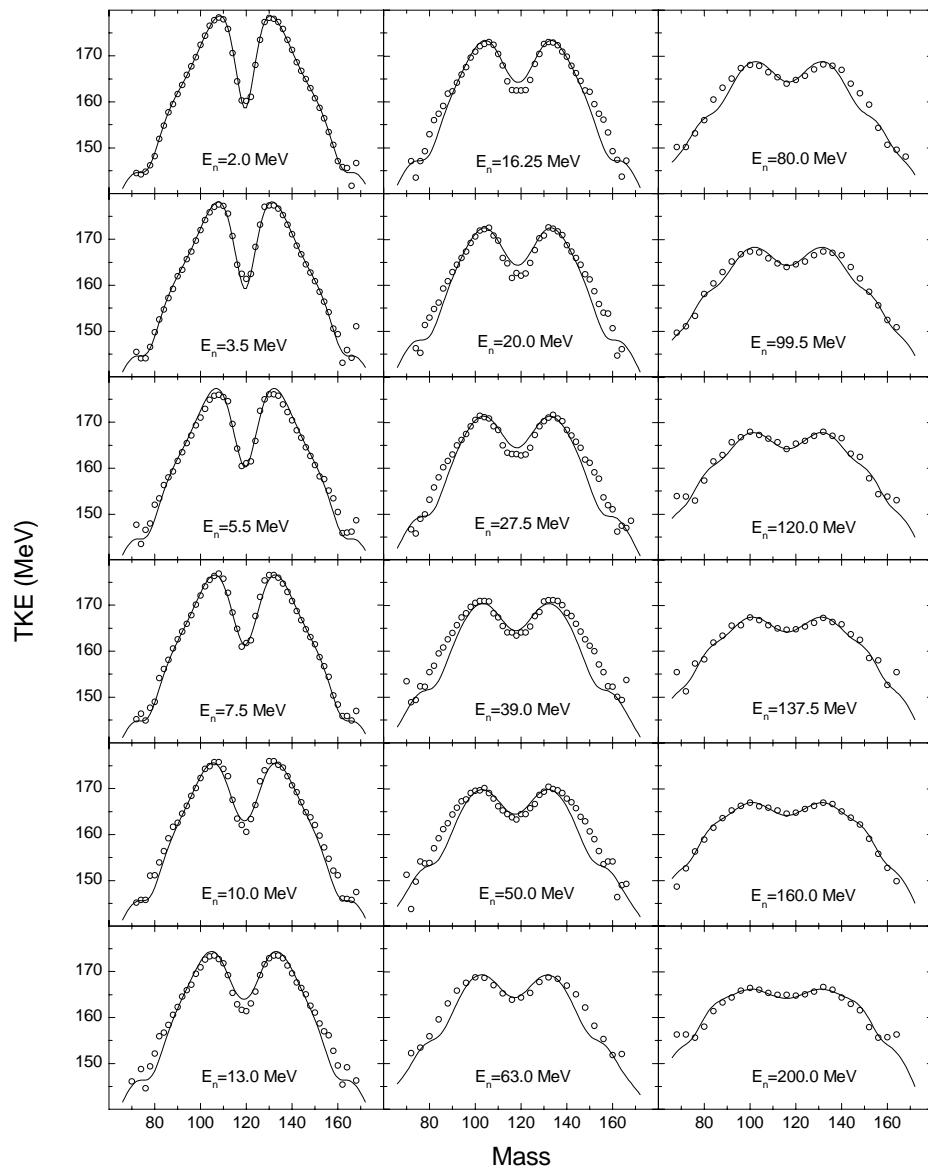


Рис. 8. Средние полные кинетические энергии осколков деления ^{238}U в зависимости от массы осколков и энергии нейтронов (указаны на рисунке), вызывающих деление. Точки – экспериментальные данные [12], линии – наши расчеты.

Здесь $r_{0,i} \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ – расстояние между центрами осколков с массовыми числами A_1 и A_2 , которое зависит от деформации осколков в точке разрыва для разных мод деления. Каждому значению полной кинетической энергии обоих осколков соответствует набор значений параметров деформации каждого из осколков. Конкретные значения этих параметров определяются структурой потенциальной поверхности делящегося ядра.

Из анализа экспериментальных данных получены следующие значения параметров, входящих в соотношения (24) и (25):

$$\begin{aligned} d_{s1} &= 17,837; & d_{s2} &= 19,953; & d_{sl} &= 18,472; \\ r_{0,s1} &= 1,831; & r_{0,s2} &= 2,055; & r_{0,sl} &= 1,921. \end{aligned} \quad (26)$$

Для параметризации зависимости предразрывной кинетической энергии осколков от энергии нейтронов (E_n), вызывающих деление, мы получили выражение

$$\begin{aligned} K_{sp} &= 19,469 \cdot \left[1 - \exp \left(-\eta \frac{(A_1 - A_2)^2}{A_1 + A_2} \right) \right], \\ \eta &= 0,37 + 1,628 \cdot \exp \left(-\frac{E_n}{5.414} \right) - 0,00114 \cdot E_n. \end{aligned} \quad (27)$$

Наши расчеты полной кинетической энергии осколков до испускания нейтронов деления представлены на рис. 8, где они сравниваются с экспериментальными данными из работы [12]. Здесь видно, что предположения, сделанные в настоящей работе, позволяют хорошо описать кинетические энергии осколков деления ^{238}U нейтронами во всем интервале энергий.

Заключение

Предложен полуэмпирический подход к описанию распределения осколков по массам и кинетическим энергиям с учетом влияния энергии возбуждения, углового момента и оболочечных эффектов делящегося ядра.

Проведен анализ экспериментальных распределений осколков по массам и кинетическим энергиям [12] при делении ядер ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ. При анализе экспериментальных данных учитывались зависимость энергии возбуждения делящегося ядра от энергии нейтронов, вызывающих деление, среднее количество нейтронов, испаряющихся до деления, полный угловой момент и затухание оболочечных эффектов в делящемся ядре с ростом энергии возбуждения.

В рамках предложенного подхода достигнуто хорошее описание экспериментальных данных для следующих распределений осколков деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ: массовые распределения первичных осколков, т.е. до эмиссии осколками нейтронов деления; массовые распределения осколков после эмиссии нейтронов деления; распределения осколков деления по полным кинетическим энергиям до эмиссии осколками нейтронов деления; распределения осколков деления по полным кинетическим энергиям после эмиссии осколками нейтронов деления; распределение среднего числа нейтронов, испускаемых из осколков, в зависимости от массы осколка и энергии возбуждения делящегося ядра.

Из анализа полученных данных во всем интервале энергий возбуждения следует, что при делении ^{238}U нейтронами наблюдается две моды деления: «холодная», при которой среднее число нейтронов, испускаемых из осколков, не зависит от энергии возбуждения делящегося ядра; «теплая», когда часть энергии возбуждения ядра передается осколкам деления, в результате чего среднее число нейтронов, испускаемых из осколков, зависит от энергии возбуждения делящегося ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заїка М.І., Кібкало Ю.В., Токарев В.П., Устинов А.І. Залежність масових розподілів уламків від кутового моменту ядра, що ділиться // УФЖ. - 2000. - Т. 45. - С. 908 - 913.
2. Кибкало Ю.В. Особенности деления актинидных ядер, образованных в реакциях с легкими частицами. // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2001. - №1 (3). - С. 52 - 62.

3. *Straede Ch., Budtz-Jorgensen C., Knitter H.H.* ^{235}U fragment mass-, kinetic energy- and angular distribution for incident neutron energies between thermal and 6 MeV // Nucl. Phys. - 1987. - Vol. A462. - P. 85 - 108.
4. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Парлаг О.А. и др.* Массовые и энергетические распределения осколков при делении ^{232}Th α -частицами энергий 21 - 26,4 МэВ // УФЖ. - 1989. - Т. 34. - С. 493 - 498.
5. *Кондратько М.Я., Мосесов А.В. и др.* Выходы продуктов фотоделения ^{239}Pu // Атомная Энергия. - 1981. - Т. 50. - С. 34.
6. *Thierens H., De Clercq A., Jacobs E. et al.* Kinetic energy and fragment mass distribution for ^{240}Pu (s.f.), ^{239}Pu (n,f) and ^{240}Pu (γ , f) // Phys. Rev. - 1981. - Vol. C 23. - P. 2104 - 2113.
7. *England T.R., Rider B.F.* Fission product yield evaluation for the IAEA coordinated yield research program and for the U.S.A. evaluated nuclear data files // LA-UR-93-3106 (ENDF - 349) [Oct., 1994].
8. *Сурин В.М., Сергачев А.И., Резчиков Н.И., Кузьминов Б.Д.* Выходы и кинетические энергии осколков при делении ^{233}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 5,5 и 15 МэВ // ЯФ. - 1971. - Т. 14. - С. 935 - 938.
9. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Токарев В.П., Шитюк В.А.* Особенности массовых и энергетических распределений осколков при делении ядер ^{235}U ^{236}U α -частицами средних энергий // ЯФ. - 1985. - Т. 42. - С. 304 - 311.
10. *Brosa U., Grossmann S., Muller A.* Nuclear scission. // Phys. Reports. - 1990. - Vol. 197. - P. 167 - 262.
11. *Brosa U., Grossmann S., Muller A., Becker E.* Nuclear scission // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A502. - P. 423c - 442c.
12. *Zöller C.M.* Untersuchung der neutroneninduzierten spaltung von ^{238}U im energiebereich von 1 MeV bis 500 MeV // Doctoral thesis, Technische Hochschule Darmstadt, Darmstadt. - 1995. - 177 p.
13. *Tie-shuan Fan, Ji-min Hu, Shang-lian Bao.* Study of multichannel theory for the neutron induced fission of actinide nuclei. // Nucl. Phys. - 1995. - Vol. A591. - P. 161 - 181.
14. *Maslov V.M.* // Proc. Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. (Tsukuba, Oct. 7 - 12, 2001). - Tsukuba, 2001. - P. 80.
15. *Strecker M., Wien R., Plischke P., Scobel W.* Precission and postscission neutrons from the reactions $p + ^{235,236,238}\text{U}$ with $E_p \leq 25.6$ MeV // Phys. Rev. - 1990. - Vol. C41. - P. 2172 - 2187.
16. *Bishop C.J., Vandenbosh R., Aley R. et al.* // Nucl. Phys. - 1970. - Vol. A150. - P. 129.

PECULIARITIES OF ^{238}U FISSION BY NEUTRONS WITH ENERGIES UP TO 200 MeV

Yu. V. Kibkalo

The semiempirical approach to description of fragment mass distributions and kinetic energies is suggested with taken account of excitation energy influence, of angular momentum and of shell effects in fissioning nucleus. The analysis of experimental fragment mass distributions and kinetic energies is carry out for ^{238}U fission by neutrons with energies up to 200 MeV. At the analysis of experimental data it were taken into account a dependence of fissioning nucleus excitation energy on induced fission neutrons energy, prefission neutrons multiplicity, total angular momentum and decreasing of shell effects in fissioning nucleus with increasing of excitation energy.

ОСОБЛИВОСТІ ПОДІЛУ ^{238}U НЕЙТРОНАМИ ІЗ ЕНЕРГІЯМИ ДО 200 MeV

Ю. В. Кібкало

Запропоновано напівемпіричний підхід до опису розподілів уламків по масах і кінетичних енергіях із урахуванням енергії збудження, кутового моменту та оболонкових ефектів ядра, що ділиться. Проведено аналіз експериментальних розподілів уламків по масах і кінетичних енергіях при поділі ядер ^{238}U нейтронами з енергіями до 200 MeV. При аналізі експериментальних даних враховувались залежність енергії збудження ядра, що ділиться, від енергії нейтронів, що викликають поділ, середня кількість нейтронів, що випаровуються до поділу, повний кутовий момент і затухання оболонкових ефектів у ядрі, що ділиться, із ростом енергії збудження.