

УДК 539.172.4

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ $^{235,238}\text{U}$

Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н. (ФЗИ)

Сечения деления ядер $^{235,238}\text{U}$ быстрыми нейтронами экспериментально изучены с наибольшей полнотой и точностью в сравнении с аналогичными сечениями других ядер-актиноидов, благодаря чему они приобрели статус нейтронных стандартов в области энергии нейтронов E_n от нескольких сотен кэВ до двух десятков МэВ [1]. Они широко используются при проведении относительных измерений других сечений, прежде всего, сечений деления менее изученных ядер. Это методическое решение существенно расширило возможности при проведении систематических исследований $\sigma_f(E_n, Z, A)$ для многих ядер, играющих заметную роль в ядерной технике. Однако потребности последней удовлетворить одними измерениями невозможно, особенно в случае высокоактивных короткоживущих ядер-мишеней. Связанные с ними недостатки и проблемы в экспериментальной информации пытаются восполнять с помощью теоретического расчета [2—5].

Долгое время возможности теории существенно уступали потребностям практики. К данному времени это несоответствие значительно уменьшено. В настоящей работе для расчета сечений деления $^{235,238}\text{U}$ быстрыми нейтронами воспользуемся развитым в работах [5, 6] подходом, с помощью которого на сегодняшний день удалось больше всего продвинуться к последовательному теоретическому описанию. Наиболее точные сечения деления — лучший объект для анализа в целях тестирования и оценки точности данного подхода. Эта задача решается в настоящей работе путем распространения расчетов на новую область энергии до 40 МэВ. Последняя вдвое шире того участка $E_n \leq 18\text{--}20$ МэВ, где за $\sigma_f(E_n)$ ядер-мишеней $^{235,238}\text{U}$ закреплён статус нейтронных стандартов и проводился анализ в предыдущих работах [2, 4—6].

Основные свойства $\sigma_f(E_n)$. Главной особенностью процесса деления в области энергии нейтронов E_n , для которой предстоит расчет $\sigma_f(E_n)$, является возможность испускания возбужденным делящимся ядром нескольких предделительных нейтронов, т.е. протекания одновременно нескольких реакций (n, xn') с разным числом x таких нейтронов, или, как иногда говорят, шансов деления. Наблюдаемое сечение такого процесса, часто называемого эмиссионным делением, есть сумма

$$\sigma_f(E_n) = \sum_{x=0}^{x_{\max}(E_n)} \sigma_{fx}(E_n), \quad (1)$$

где $\sigma_{fx}(E_n)$ — сечения отдельных шансов деления; $x_{\max}(E_n)$ определяется порогом (n, xn') -реакций (в шкале E_n)

$$E_{nx} = E_f^{A-x} + \sum_{i=0}^{x-1} B_n B_n^A,$$

причем $x_{\max}$ сохраняет свое значение для

$$E_{nx_{\max}} \leq E_n < E_{nx_{\max}+1} \quad (2)$$

и скачком увеличивается на единицу при переходе через верхнюю границу, определяемую по формуле (2). Отличительным свойством актиноидов является слабая энергетическая зависимость $\sigma_{f0}(E_n)$ и как следствие $\sigma_{fx}(E_n)$ более высокого порядка, в ре-

зультате чего уравнение (1) приобретает «ступенчатый характер с участками «плато» $\sigma_f(E_n)$, протяженность которых следует из расчета по формуле (2).

Изложенное, строго говоря, справедливо, если взаимодействие нейтронов с ядрами реализуется через образование составного ядра (равновесный механизм), а эмиссия нейтронов из него следует испарительной модели. Эти свойства характерны для области первого плато сечения ($E_n \lesssim 5$ МэВ), т.е. $\sigma_f(E_n) = \sigma_{\text{ю}}(E_n)$, а при большой энергии включаются неравновесные механизмы взаимодействия, вклад которых с увеличением E_n нарастает. Это приводит к ужесточению спектра испускаемых до деления нейтронов, размыванию ступенчатой структуры сечения деления, более медленному его увеличению с ростом E_n в сравнении с равновесным механизмом возбуждения ядер [5].

Исходные предпосылки. Для расчета $\sigma_f(E_n)$, как и в работах [5, 6], был применен код STAPRE [7], реализующий формализм Хаузера-Фешбаха статистической теории ядерных реакций. В него были заложены нейтронная проницаемость из работы [8], описание неравновесной эмиссии нейтронов по экситонной модели, делительная проницаемость согласно модели двугорбого барьера, описание плотности уровней по сверхтекучей модели с учетом коллективных парных и оболочечных эффектов, опирающееся на расчеты одночастичных спектров и энергии деформации по методу Струтинского. В работе [5] можно более подробно ознакомиться с используемым теоретическим аппаратом, а также результатами расчета сечений деления нейтронами для цепочки ядер-мишеней $^{233-238}\text{U}$ в области $E_n < 20$ МэВ, которые являются не только отправной точкой, но и практической основой для анализа $\sigma_f(E_n)$ в настоящей работе.

В изученной ранее области E_n находятся три первых плато $\sigma_f(E_n)$, связанные с соответствующим числом первых шансов деления $\sigma_{\text{ю}}(E_n)$ для исходного составного ядра A , $\sigma_{\text{л}}(E_n)$ и $\sigma_{\text{д}}(E_n)$ для остаточных ядер $A-1$ и $A-2$ (после испускания одного и двух нейтронов). Кодом [7] реализуется предположение, что неравновесный механизм испускания нейтронов включается только на первой ступени эмиссионного каскада. После этого устанавливается равновесие, так что на следующих его ступенях, начиная с распада остаточного ядра $A-1$, «работает» испарительная модель. Данное предположение проверено сравнением расчетного и экспериментального спектров множественного испускания нейтронов в реакциях (n, xn') , а также непосредственно $(n, xn'f)$ [5, 6, 9].

В расчетах [5] основным свободным параметром была высота внешнего горба V барьера деления, при определении внутреннего горба A , более низкого и менее влиявшего на описание $\sigma_f(E_n)$, ориентировались на результаты других авторов и систематики, например, [10]. Для некоторых ядер ($A = 234-237$) параметры испытывались трижды, например, в случае $A = 236$ при описании парциальных сечений деления в реакциях $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{236}\text{U}(n, n'f)$, $^{237}\text{U}(n, 2n'f)$. Эти параметры в настоящей работе не меняли и более того на их использовании основывается экстраполяция описания $\sigma_f(E_n)$ [5] в область E_n до 40 МэВ, объединяющую вклады шести шансов деления, а не трех. На участке $E_n = 20-40$ МэВ пригодные для анализа экспериментальные данные о распаде возбужденных нейтронами ядер-актиноидов фактически исчерпываются полными сечениями взаимодействия $\sigma_i(E_n)$ и сечениями деления $\sigma_f(E_n)$. Анализ рис. 1,а свидетельствует о том, что с параметрами оптического (деформированного) потенциала [8] удовлетворительно воспроизводятся наблюдаемые полные сечения для ^{238}U [11].

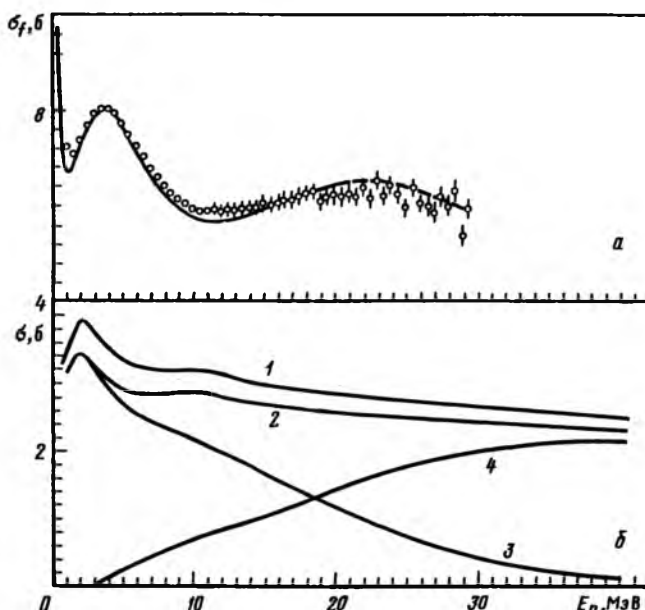
Полное сечение взаимодействия σ_i можно представить в виде составляющих, определяемых характером этого взаимодействия:

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{nel}, \quad \sigma_{nel} = \sigma_c + \sigma_{peq} + \sigma_{dir}, \quad (3)$$

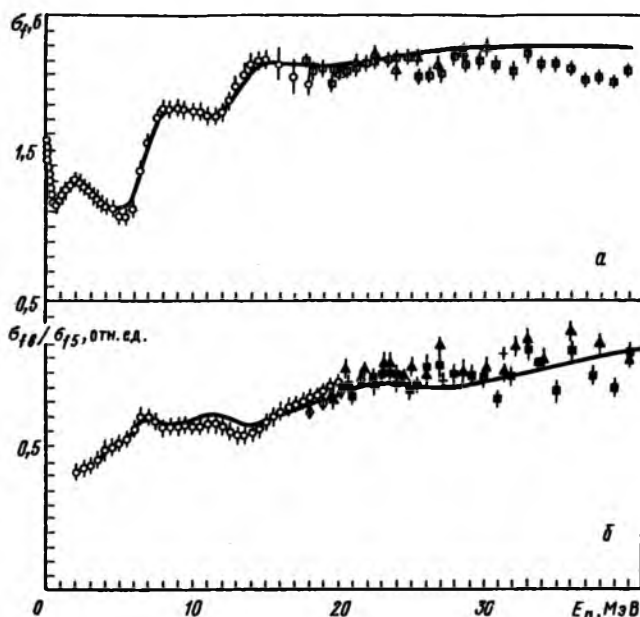
где σ_{el} , σ_{nel} — сечения упругого рассеяния и неупругого взаимодействия нейтронов (сечения реакции), в свою очередь распадающиеся на сечения равновесного, предравновесного и прямого взаимодействия соответственно σ_c , σ_{peq} , σ_{dir} (последнее в модели [8] есть сечение прямого возбуждения нижних уровней при неупругом рассеянии нейтронов). На рис. 1, б показаны энергетические зависимости сечений образования составного ядра $\sigma_c(E_n)$ (3), предравновесного взаимодействия $\sigma_{peq}(E_n)$ (4) и их суммы $\sigma_{abs} = \sigma_c + \sigma_{peq}$ (2), являющихся «вкладчиками» в сечение деления, причем σ_c таковым служит непосредственно, σ_{peq} — после эмиссии нейтрона из предравновесной фазы и установления затем равновесия, необходимого для протекания процесса деления. Кривой 1 обозначена сумма $\sigma = \sigma_{abs} + \sigma_{dir}$, где $\sigma_{dir}(E_n)$ — сечение прямого взаимодействия нейтрона с ядром. Приведенные на рис. 1, б данные соответствуют параметрам ядра ^{238}U , их и использовали для расчета $\sigma_f(E_n)$ обоих ядер.

Результаты расчета сечений деления. На рис. 2 представлены результаты эксперимента, оценок и расчета авторами настоящей статьи сечений деления $^{235,238}\text{U}$ нейтронами энергией до 40 МэВ, причем до 20 МэВ даются значения, отвечающие нейтронным стандартам [1]. Между результатами расчета и эксперимента почти везде имеется согласие в пределах одной и тем более двух погрешностей.

В указанных пределах на отдельных участках E_n можно заметить систематические отступления расчетных кривых от экспериментальных точек, которые, по-видимому, не трудно уstra-



Р и с. 1. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U (а) и результаты расчетов нейтронных сечений для входного канала реакции $^{238}\text{U} + n$ (б): $\circ$ — данные [11], усредненные по интервалам $\Delta E_n = 0,5$ МэВ; — — — расчет [8]; — — — расчет настоящей работы с параметрами [8]

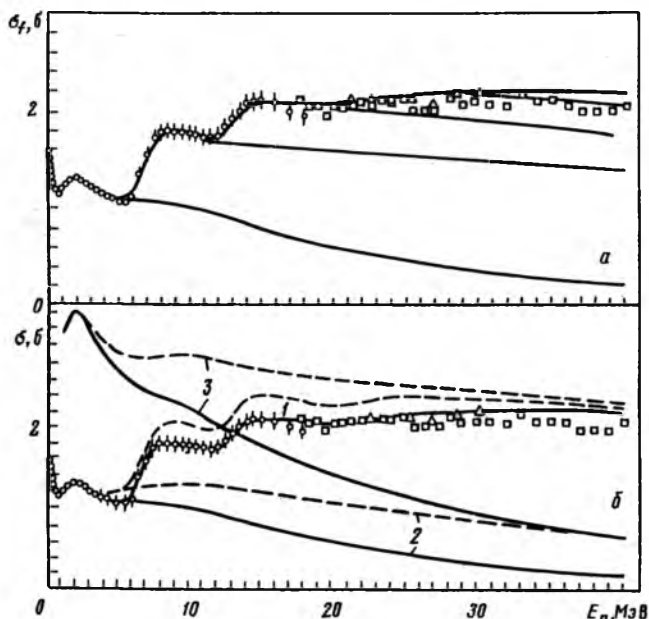


Р и с. 2. Сечение деления нейтронами ядра ^{235}U (а) и отношение сечений деления нейтронами ядер ^{238}U и ^{235}U (б): $\circ$ — стандартные значения [1]; $\triangle$ — [12]; $\square$ — [13] (для данных [12], [13] показаны только статистические погрешности); $\diamond$ — [14], $\blacksquare$ — [15], $\blacktriangle$ — [16], $\dagger$ — [17]

нить вариацией параметров входного или делительного каналов реакций. Однако этого авторы настоящей статьи не делали, поскольку цель расчета состояла в оценке точности самого подхода к теоретическому описанию $\sigma_f(E_n, Z, A)$, а не в подгонке к экспериментальным данным, неизбежно ведущей к произволу в выборе параметров, как, например, в работе [2]. Данные рис. 2 показывают, что погрешность экстраполяции по E_n , по-видимому, находится на уровне 5%, в связи с чем результаты настоящей работы окажутся полезными для оценки исследовавшихся сечений $\sigma_{fs}(E_n)$ и $\sigma_{fb}(E_n)$. Разумеется, она не отражает всей погрешности расчета для важных в практическом отношении ядер со значительными вариациями Z и A , и о ней по полученным результатам судить нелегко. В данном контексте тем не менее уместно упомянуть о трудностях описания более сильно делящихся ядер (с меньшими A и большими Z), вероятно, связанных с недостатком информации не столько о делительном канале реакции, сколько о входном [4, 18].

На рис. 3 показаны детали конструкции сечений эмиссионного деления ядра ^{235}U нейтронами: нарастающие суммы вкладов отдельных шансов, т.е. σ_{f0} , $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$, $\sigma_{f0} + \sigma_{f1} + \sigma_{f2}$, ..., и сечения деления σ_f , σ_{f0} и поглощения нейтрона σ_{abs} в предположении $\sigma_{abs} = \sigma_c$ ($\sigma_{req} = 0$) и $\sigma_{abs} = \sigma_c + \sigma_{req}$. Зависимости $\sigma_f(E_n)$ для обоих предположений (без учета и с учетом предравновесного распада ядер) рассчитаны для одних и тех же параметров ядер, участвующих в эмиссионной цепочке. Аналогичная информация о делении ядра ^{238}U приводится в работе [5].

Из анализа рис. 3,а видно, как с ростом E_n деление обогащается шансами более высокого порядка. Вклад первого шанса, т.е. σ_{f0}/σ_f составлявший при $E_n \approx 10$ МэВ около 60%, в случае 40 МэВ не достигает и 10%. Поэтому, связывая наблюдаемые при значительной энергии характеристики деления с начальным ядром (в нашем случае ^{236}U), легко прийти к ошибочным выводам, особенно об их энергетической зависимости. Данные рис. 3,б показывают, что причиной подавления первого шанса в делении является падение с ростом энергии вклада составного ядра в механизм взаимодействия



Р и с. 3. Сечение деления нейтронами ^{235}U : а — нарастающая сумма вкладов отдельных шансов (—); б — расчет сечений деления σ_f (1) и σ_{f0} (2) и сечения поглощения нейтрона σ_{abs} (3) в двух предположениях: $\sigma_{abs} = \sigma_c$, т.е. $\sigma_{req} = 0$ (---) и $\sigma_{abs} = \sigma_c + \sigma_{req}$ (—); $\circ, \Delta, \square$ — см. рис. 2,а

падающих нейтронов. Очевидно, что учет неравновесного механизма, преобладающего при $E_n \geq 25$ МэВ, принципиален для объяснения поведения наблюдаемого сечения деления $\sigma_f(E_n)$. Без знания шансовой структуры сечения $\sigma_f(E_n)$ и вклада в $\sigma_{abs}(E_n)$ равновесного и неравновесного механизмов невозможно корректно рассчитать или проанализировать энергетическую зависимость любой характеристики процесса деления, когда он становится эмиссионным. Первостепенное значение эти факторы имеют при расчете практически важных спектров нейтронов, тем большее, чем больше энергия падающих нейтронов. Это приложение расчета $\sigma_f(E_n)$ и $\sigma_{fs}(E_n)$ подробнее обсуждается в работе [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 1982 INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Tech. Rep. № 227, Vienna: IAEA, 1983.
2. Arthur E., Young P., Madland D. e.a. Evaluation and testing of $n + {}^{239}\text{Pu}$ nuclear data for revision 2 of ENDF/B-V. — Nucl. Sci. Engng, 1984, v. 88, p. 56—70; Young P., Arthur E. Calculation of ${}^{235}\text{U}(n, n')$ cross sections for ENDF/B-VI. — In: Intern. Conf. Nucl. Data for Sci. and Technology, 1988, Mitto, Japan, p. 603—606.
3. Фурсов Б.И., Кудяев Г.А., Смиренкин Г.Н. Оценка сечений деления изотопов кюрия быстрыми нейтронами. — Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, 1986, вып. 4, с. 37—43; Игнатьюк А.В., Маслов В.М. Согласованная оценка нейтронных сечений изотопов ${}^{242-244}\text{Cm}$. — Там же, с. 43—48.
4. Игнатьюк А.В., Маслов В.М. Описание сечений деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами. — Ядерная физика, 1990, т. 51, вып. 5, с. 1227—1237.
5. Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Пашкевич В.В. и др. Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления ${}^{233-235}\text{U}$ нейтронами. — Ядерная физика, 1993, т. 56, вып. 1, с. 51—73.
6. Игнатьюк А.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. Согласованный анализ сечений (n, f) - и (n, xn') -реакций для актиноидов. — Там же, 1988, т. 47, с. 355—362.
7. Uhl M., Strohmaier B. Computer Code for Particle Induced Activation Cross Sections and Related Quantities. Rep. IRK-76/01, Vienna, 1976, Addenda, 1978.
8. Lagrange Ch. Results of Coupled Channels Calculations for Neutron Cross Sections of Set of Actinide Nuclei. Rep. INDC(FR)56L (NEANDC 228-L), 1982.
9. Бойков Г.С., Дмитриев В.Д., Кудяев Г.А. и др. Спектр нейтронов при делении ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ нейтронами с энергией 2,9 и 14,7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления). — Ядерная физика, 1991, т. 53, вып. 3, с. 628—647.
10. Bjornholm S., Lynn J. The double-humped fission barrier. — Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, № 4, p. 725—931.
11. Hayes S., Stoler P., Clement J. e.a. The total neutron cross section of ${}^{238}\text{U}$ from 0,8 to 30 MeV. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 50, p. 243—247.
12. Carlson A.D., Wasson O.A., Lisowski P.W. e.a. Measurements of the ${}^{235}\text{U}(n, f)$ cross section in the 3 to 30 MeV neutron energy region. — In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Sci. and Technology. Julich, FRG, 13—17 May, 1991, p. 518—520.
13. Lisowski P., Gavron V., Parker W. e.a. Fission cross sections in the intermediate energy region. — In: Proc. Spec. Meeting on Neutron Cross Section Standards above 20 MeV. May 21—23, 1991, Uppsala, Sweden, p. 177—186.
14. Difilippo F., Perez R., G. de Saussure e.a. Measurement of the uranium-238 to uranium-235 fission cross section ratio for neutron energies between 0,1 and 25 MeV. — Nucl. Sci. Engng, 1978, v. 68, p. 43—54.
15. Fomichev A.V., Tuboltseva I.V., Donets A.Yu. e.a. Measurement of neutron induced fission cross section ration for ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ and ${}^{232}\text{Th}$ from 1 to 100 MeV. — In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Technology. Julich, FRG, 13—17 May, 1991, p. 428—431.
16. Lisowski P., Ullmann J., Balestrini S. e.a. Neutron induced fission cross section ratios for ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{237}\text{Np}$ and ${}^{239}\text{Pu}$ from 1 to 400 MeV. — In: Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, 1988, Mitto, Japan, p. 97—99.
17. Behrens J., Carlson G. Measurements of the neutron-induced fission cross sections of ${}^{234}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$ and ${}^{238}\text{U}$ relative to ${}^{235}\text{U}$ from 0,1 to 30 MeV. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 63, p. 250—267.
18. Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И. Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами. — Ядерная физика, 1987, т. 45, с. 319—328.

Поступила в Редакцию 19.01.93

УДК 614.876:658.54

НОВЫЕ РЕКОМЕНДАЦИИ МКРЗ (ПУБЛИКАЦИЯ № 60)

Чухин С.Г. (ВНИИПТ)

В 1990 г. Международная комиссия по радиационной защите (МКРЗ) выпустила новые основные рекомендации — Публикацию № 60 [1], в которой пересмотрены рекомендации Публикации № 26 [2] и внесены существенные изменения, являющиеся предметом изучения МАГАТЭ, НЕА ОЕСД, регулирующих органов многих стран. Пересмотр МКРЗ собственных рекомендаций не позволяет прежде всего без критического анализа использовать предшествующие документы о принципах и критериях МКРЗ и МАГАТЭ.