

4. Аверин А.П., Басов Н.Г., Глотов Е.П. и др. — Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2558.
5. Аброян М.А., Акулов В.В., Богомазов П.М. и др. — Там же, 1996, т. 23, с. 751.
6. Dymshits B.M., Ivanov G.V., Meschersky A.N., Kovsh I.B. — In: Proc. SPIE, 1995, v. 2206, p. 109.
7. Аброян М.А., Успенский Н.А., Федяков В.П. Ускоритель электронов непрерывного действия на основе вторичной ионно-электронной эмиссии. — ПТЭ, 1984, № 4, с. 24—27.
8. Аброян М.А., Евстратов И.Ю., Косогоров С.Л. и др. Широкоапертурные ускорители электронов с высокой эффективностью вывода пучка. — Там же, 1998, № 2, с. 83—88.
9. Аброян М.А., Манукян Г.Ш., Сиротинкин В.В. и др. Устройство ионизации мощного генератора озона. — Тезисы докл. 8-го сов. по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине. 26—28 сентября 1995, Санкт-Петербург.

УДК 539.142

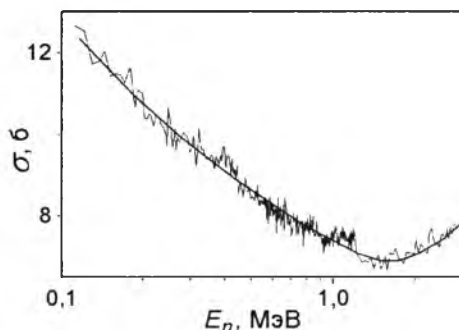
ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЯХ*Аникин Г.В., Аникин В.Г. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейтунского)*

Известно, что нейтронные сечения испытывают флуктуации даже в той области энергии возбуждения, где плотность уровней составного ядра достаточно высока и можно было бы ожидать плавного хода сечений в зависимости от энергии налетающего нейтрона. Флуктуации большинства тяжелых ядер простираются до 3—5 МэВ энергии налетающих частиц, при измерениях с высоким энергетическим разрешением отдельные выбросы в сечениях могут быть и при более высокой энергии.

В качестве одного из примеров здесь будет рассмотрено полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами ^{238}U в энергетическом диапазоне 0,1—3 МэВ, взятое из работы [1]. Резкие изменения сечения достигают в этом случае 10—15%. На рис. 1 эти данные представлены ломаной линией, их аппроксимация в рамках оптической модели — гладкой кривой.

Другие примеры флуктуаций. Некоторые авторы (см., например, работу [2]) уделяют большое внимание нестатистическому характеру группировки ядерных резонансов, их корреляции у различных ядер. В настоящей работе, не вдаваясь в подробный анализ резонансов, будем говорить лишь о флуктуациях усредненных сечений с интервалом усреднения от единиц до десятков килоэлектронвольт в зависимости от диапазона рассматриваемой энергии. Кроме того, обращаем здесь внимание на то, что и другие характеристики реакций, например, кинетическая энергия осколков деления тяжелых ядер и их угловая анизотропия также испытывают флуктуации, коррелирующие (или антикоррелирующие) между собой и с флуктуациями сечений.

Будем характеризовать флуктуации относительным изменением интересующей нас величины (полного сечения взаимодействия, сечения деления, угловой



Р и с. 1. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами ^{238}U [1]

анизотропии осколков деления и т.д.), усредненной в указанном узком энергетическом диапазоне, около значения той же величины, усредненной по более широкому промежутку энергии:

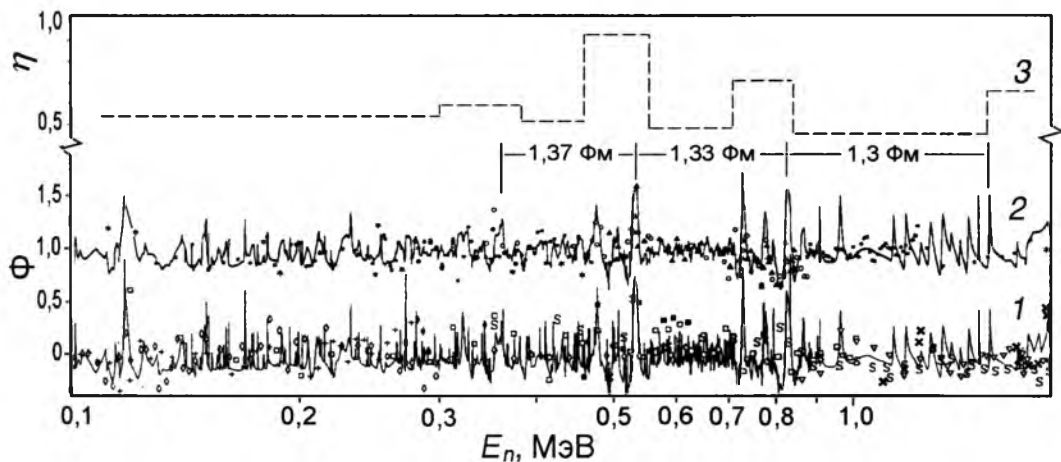
$$Fl(i) = \frac{B[\bar{A}_1(i) - \bar{A}_2(i)]}{\bar{A}_2(i)} + C, \quad (1)$$

где индекс i означает номер точки в массиве экспериментальных или оцененных значений рассматриваемой величины; $\bar{A}_1(i)$ — ее среднее значение в меньшем энергетическом интервале (около 2—10 кэВ); $\bar{A}_2(i)$ — та же величина, усредненная в большем интервале (например, 0,25 МэВ); B , C — масштабные коэффициенты.

Заметим, что среднее $\bar{A}_2(i)$ высокой степени гладкости может быть вычислено в рамках какого-либо аналитического представления или оптической модели. Эта кривая не должна иметь осцилляций с периодом, близким к интервалу усреднения $\bar{A}_1(i)$. В таком подходе легко можно сопоставить на одном рисунке флуктуации различных по своему макроскопическому поведению величин, например, плавно осциллирующего полного нейтронного сечения и сечения деления порогового элемента.

На рис. 2 приводятся флуктуации параметров взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами, таких, как полное сечение, угловая анизотропия осколков деления, их кинетическая энергия и сечение деления. Они сопоставляются с флуктуациями полного нейтронного сечения свинца, взятого из оценки БРОНД-2 [3], обнаруживая высокую степень корреляции с ними с той, однако, оговоркой, что флуктуации сечения свинца достигают 50—70% среднего значения и более, в то время как соответствующие значения для других ядер могут быть в несколько раз меньше и согласование достигается с помощью коэффициентов B и C в формуле (1).

Опишем подробнее рис. 2. На нем имеются две сплошные кривые, представляющие флуктуации полного сечения свинца из оценки БРОНД-2 с различной степенью усреднения (сглаживания). Каждое сечение с номером i в массиве БРОНД-2 заменено среднеарифметическим из сечений от номера $i - N$ до номера $i + N$. Для кривой 1 $N = 10$, и энергетический интервал усреднения не превосходит 5—6 кэВ,



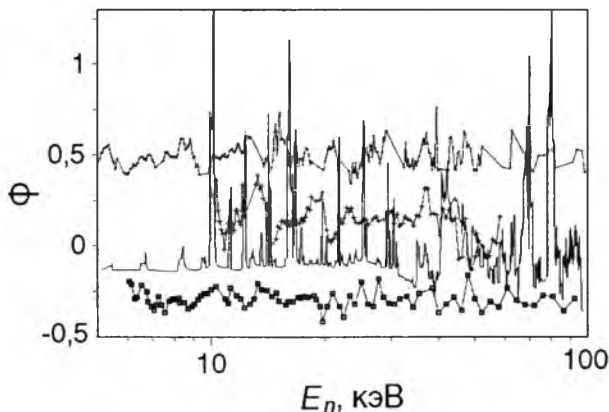
Р и с. 2. Флуктуации сечений и других характеристик реакций нейтронов с тяжелыми ядрами в диапазоне энергии нейтрона 0,1—2,5 МэВ

для кривой 2 $N = 25$, и усреднение осуществляется в интервале ~ 10 кэВ. Таким путем получена величина $\bar{A}_1(i)$ в формуле (1). Величина $\bar{A}_2(i)$ получалась усреднением около 200 точек. При энергии $E > 1$ МэВ сечения свинца из БРОНД-2 на кривой 1 приводятся без усреднения.

С кривой 2 сравниваются флуктуации полного сечения ядер ^{238}U , вычисленные по описанной процедуре из данных четырех работ [1, 4—6] и обозначенные символами $\star$, $\bullet$, $\circ$, $\blacktriangle$ соответственно. С кривой 1 сравниваются флуктуации различных величин, относящихся к взаимодействию нейтронов с тяжелыми ядрами. Флуктуации анизотропии осколков деления ^{242}Pu [7] и ^{238}U [8] представлены символами $\square$, ∇ соответственно, флуктуации сечения деления ^{235}U из работ [9—11] — символами $\diamond$, $\blacklozenge$, S . Символом $+$ у кривой 1 в диапазоне энергии нейтронов 0,1—0,32 МэВ помечены флуктуации сечения деления ^{238}Pu [12]. Символы $\blacksquare$ обозначают изменения кинетической энергии осколков деления ^{235}U из работы [13], коррелирующие с флуктуациями сечения свинца в окрестности энергии нейтронов около 0,5 МэВ. Изменения числа вторичных нейтронов, приведенные в той же работе, естественно, антикоррелируют с ходом сечения.

Имеются на рисунке и точки, обозначающие скачки в сечении деления ^{235}U , измеренные нами или по нашей просьбе другими авторами для конкретных значений энергии нейтронов. Эти точки обозначены символом $\times$. Например, авторы работы [14] не только получили различие в 15% сечения деления ^{235}U для энергии нейтрона 0,49 и 0,53 МэВ, но и отметили изменение углового распределения осколков с выстраиванием ядер урана при глубоком (до 0,1 К) охлаждении урановой мишени. Эти измерения выполнены с энергетическим разрешением в 30 кэВ. Сечения деления ^{235}U в диапазоне $E_n = 1,08$ —1,86 МэВ измерены с энергетическим разрешением 15 кэВ на аппаратуре авторов работы [15].

Коэффициент корреляции изменений сечения свинца (коэффициент η , представленный гистограммой 3 на рис. 2) с флуктуациями полного сечения ^{238}U достигает 0,7—0,9 в тех интервалах энергетической шкалы, где имеются крупные структуры в нейтронных сечениях, например, при $E_n = 0,4$ —0,55 МэВ и $E_n = 0,7$ —0,9 МэВ. При другой энергии нейтронов коэффициент корреляции снижается до 0,4—0,5, что можно объяснить отчасти неодинаковостью значений энергии нейтронов, для которых выполнены измерения разными авторами, и недостаточно большим числом экспериментальных точек. Последнее обстоятельство особенно наглядно иллюстрировано рис. 3, аналогичном рис. 2, но относящемся к более низкой (5—100 кэВ) энергии нейтронов. Здесь одна и та же величина — сечение захвата нейтронов ядрами ^{238}U , измеренная в двух работах [16, 17], представлена символами $\square$, $+$ соответственно. Данные работы [17] имеют большую



Р и с. 3. Флуктуации сечения захвата нейтронов ^{238}U и сечения деления ^{242}Am в диапазоне энергии нейтрона 0,005—0,1 МэВ

плотность точек на энергетической шкале, и их корреляцию с сечением свинца, представленным сплошной кривой без символов, можно проследить более детально. Символ ● представляет флюктуации сечения деления ^{242m}Am [18].

В отношении экспериментального материала на рис. 3 можно также отметить, что большая часть деталей сечения свинца находит отражение в поведении сечений более тяжелых элементов, хотя последние имеют, естественно, и дополнительные подробности энергетического хода сечений. Сходство деталей ограничивается и различием числа точек в сравниваемых массивах данных. Если массив оцененных сечений свинца в диапазоне 5—100 кэВ содержит около 8000 точек, то в каждом из трех других массивов имеется всего по 200—300 значений сечений.

Экспериментальные данные на рис. 3 усреднены с использованием прямоугольной функции разрешения, причем интервал усреднения составлял 0,2 кэВ при $E_n \leq 30$ кэВ, 0,5 кэВ при $30 \text{ кэВ} < E_n \leq 60$ кэВ, 5 кэВ при $E_n > 60$ кэВ.

Возможная природа флюктуаций. Экспериментальные данные показывают, что элементы структур в энергетической зависимости различных параметров реакций нейтронов с ядрами, близкими по заряду и массе, коррелируют (или антикоррелируют). Поскольку речь идет о параметрах различных выходных каналов реакции, то причину коррелирующих флюктуаций надо искать в структуре входного канала. На рис. 2 можно видеть, что наиболее заметные W-образные структуры регулярно расположены не в энергетической шкале, а в шкале длины волн нейтрона с интервалом около 1,3 Фм, что может указывать на наличие пространственных структур в строении ядра, на которых и происходит дифракция нейтронной волны. В окрестности энергии нейтрона около 1,3 МэВ также можно было ожидать наличия W-образной структуры. Возможно, она распадается ввиду близости этой энергии к порогу деления тяжелых ядер, когда происходит сильная деформация всех ядерных структур.

В работе [19] для резонансов в полном сечении взаимодействия нейтронов с ^{208}Pb , заметно различающихся по энергии ($E_n = 0,3541$ МэВ, $E_n = 0,5271$ МэВ, $E_n = 0,8157$ МэВ — эти значения помечены и на рис. 2), оценка орбитального момента приводит к общему значению $l = 2$. Для описания экспериментальных данных авторы работы приходят к необходимости использования ядерного потенциала, имеющего не только явную зависимость от момента количества движения, но и усложненную пространственно-энергетическую структуру, подразумевающую, как и в работе [20], наличие изолированного максимума реальной части потенциала за пределами распределения Вудса—Саксона. Дополнительные детали потенциала безусловно усложняют наблюдаемую картину дифракции на нем нейтронной волны.

Следует, однако, отметить, что, принимая в качестве рабочей гипотезы предположение о дифракции нейтронной волны на ядерных структурах, мы неизбежно приходим к вопросу о возможности аналогичного явления для γ -излучения той же длины волны и о наличии корреляции структур в сечениях фотоядерных реакций со структурами в нейтронных сечениях. Рассмотрение сечений некоторых фотоядерных реакций, прежде всего фотоделения тяжелых ядер, показывает, что для них также можно найти немало примеров коррелирующих флюктуаций. Здесь проиллюстрируем это сравнением сечения фотоделения ^{232}Th в диапазоне энергии γ -излучения 4,5—6,5 МэВ [21] с оцененным полным сечением взаимодействия

нейтронов со свинцом в диапазоне энергии нейтронов 10—25 кэВ [3]. На рис. 4 символами $\diamond$ представлены флуктуации данных работы [21], в которой сечение фотоделения ^{232}Th измерено подробно с энергетическим разрешением ± 15 кэВ. При энергии γ -излучения меньше 5,3 МэВ, где статистика отсчетов минимальна, отложенные значения представляют собой среднеарифметические значения из шести или четырех экспериментальных сечений. В диапазоне 5,3—5,8 МэВ усреднение проведено по трем точкам, для более высокой энергии — по двум точкам экспериментальной кривой из работы [21].

При оценке флуктуаций из экспериментальной кривой сечений была вычтена плавная часть в виде экспоненциальной зависимости

$$\sigma_f(E) = \alpha \{1 + \exp[(6,2 - E)/0,186]\}^{-1}. \quad (2)$$

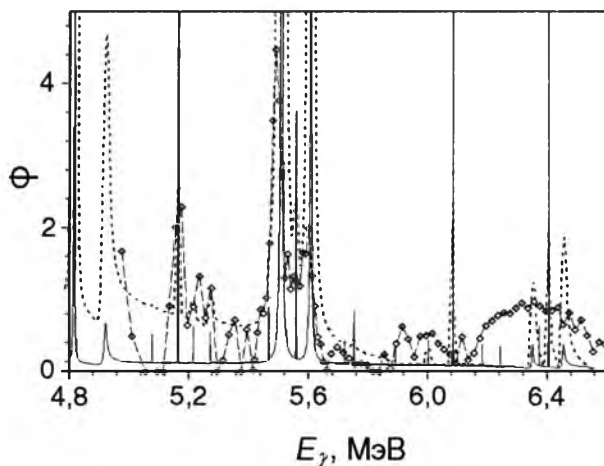
Формула (2) аналогична использованной в работе [22], но параметры для нее подобраны иными с тем, чтобы вершина главного максимума сечения в интервале энергии 6,2—6,5 МэВ была видна на кривой флуктуаций.

Как и на предыдущих рисунках, сплошная кривая на рис. 4 представляет флуктуации полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами свинца, но эти данные отложены в шкале энергии γ -излучения, для которого длина волны совпадает с соответствующей длиной волны нейтрона. Пунктирная кривая — те же данные, усредненные с учетом энергетического разрешения при измерении сечения фотоделения (± 15 кэВ) в работе [21].

Данные, приведенные на рис. 4, обнаруживают высокую степень корреляции наиболее крупных структур в двух сечениях. В частности, это относится к структурам около энергии 5,5—5,6 МэВ для γ -излучения и $\sim 16,5$ кэВ для нейтронов. Детали этих структур видны и на рис. 3 в сечении деления ^{242m}Am и сечении захвата ^{238}U .

В работе [22] приводятся аргументы в пользу утверждения, что за широкий резонанс ($E_\gamma \sim 6,2$ —6,5 МэВ) в сечении фотоделения ^{232}Th ответствен выходной канал реакции. Нельзя, однако, не отметить, что этот резонанс находится в непосредственной близости от мощных структур в сечении свинца (20—23 кэВ в нейтронной шкале энергии). Этот факт может указывать на связь указанного резонанса с входным каналом.

Таким образом, флуктуации нейтронных сечений (полных сечений взаимодействия, сечений деления и т.д.) могут коррелировать у ядер с близкими значе-



Р и с. 4. Корреляция резонансных структур в сечении фотоделения ^{232}Th и полном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами свинца при условии равенства длины волны нейтрона и γ -излучения

ниями заряда и массы независимо от четности их атомного номера и массового числа. Коррелирующие структуры могут наблюдаться в нейтронных сечениях и сечениях фотоядерных реакций при условии совпадения длины волны нейтрона и γ -излучения. Принадлежность рассматриваемых структур к различным выходным каналам реакции может указывать на входной канал как источник их возникновения. Упорядоченность коррелирующих структур в шкале длины волны взаимодействующего с ядром излучения может указывать на дифракционный характер наиболее крупных элементов резонансных структур. Неоднородности плотности распределения нуклонов в ядре, например, пространственное разделение ядерных оболочек могут быть причиной усложненной дифракционной структуры сечений. Именно изучение дифракционных эффектов может дать прямые и убедительные доказательства кластерной структуры атомного ядра.

Имея в виду практику расчетов ядерных реакторов и их защиты, следует отметить необходимость учета не только самоблокировки резонансов в сечениях, но и возможности их блокировки резонансными структурами ближайших по заряду и массе элементов. Особенно это относится к реакторам, охлаждаемым свинцово-висмутовой эвтектикой.

Если признать, что причиной корреляции ядерных данных является дифракция на ядерных структурах, то при оценке, например, сечений тяжелых ядер по совокупности данных различных авторов преимущество должно быть отдано тем результатам, где более четко прослеживается корреляция со структурой полного сечения свинца, пространственная структура которого является, по-видимому, главной составной частью соседних с ним ядер.

В заключение авторы выражают признательность многим сотрудникам ФЭИ, принявшим участие в обсуждении затронутых здесь проблем, а также оказавшим помощь в получении необходимых дополнительных данных. Мы благодарны П.П. Дьяченко и Б.Д. Кузьминову за предоставленные экспериментальные данные и ценные замечания о содержании работы, Б.И. Фурсову и его группе за помощь в измерении сечения деления ^{235}U в диапазоне энергии $E_n = 1,08\text{—}1,86$ МэВ. Особая благодарность О.Д. Казачковскому, внимательно и подробно обсудившему с нами вопросы корреляции ядерных данных и возможной структуры оптического потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cabe J., Cance M., Adam A. e.a. Nuclear data for reactors. — In: Proc. of Intern. Conf. Helsinki, 1970, v. 2, p. 31—36; EXFOR 20480.
2. Sukhoruchkin S.I., Tyukavina T.M. Evaluation of nuclear non-statistical effects. — In: Proc. of ISINN-2, Dubna, 1994, p. 234—241.
3. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Манохин В.Н. и др. Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных — 2 (БРОНД-2). — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, т. 3, с. 131—235.
4. Barshall H., Bockelman C., Seagondollar L. Total cross section of Fe, Ni, Bi and V for fast neutrons. — Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 659—665; EXFOR 50511.
5. Poenitz W., Whalen J., Smith A. Total neutron cross sections of heavy nuclei. — Nucl. Sci. Engng, 1981, v. 78, p. 333—341; EXFOR 10935.
6. Schwartz R., Schrack R., Heaton H. Total neutron cross sections of Uranium-235, Uranium-238 and Plutonium-239 from 0,5 to 15 MeV. — Ibid., 1974. v. 54. p. 322—326; EXFOR 10280.

7. Шпак Д.Л. Угловая анизотропия осколков деления ^{242}Pu нейтронами с энергией 0,1—6,38 МэВ. — Ядерная физика, 1990, т. 52, вып. 3, с. 650—657.
8. Шпак Д.Л. Угловая анизотропия осколков деления ^{238}U нейтронами с энергией 0,85—6,28 МэВ. — Там же, 1989, т. 50, вып. 4, с. 922—927.
9. Wasson O., Meier M., Duvall K. The cross section of fission ^{235}U for 0,09—0,47 MeV neutrons. — Nucl. Sci. Engng, 1982, v. 81, № 2, p. 196—212; EXFOR 10595.
10. Poenitz W. The cross section of fission ^{235}U in the energy interval of neutrons 0,266—1,46 MeV. — In: Proc. of Conf. on Nuclear Cross Section and Technology, Washington, 1968, v. 1, p. 503—506.
11. Смиренкин Г.Н., Нестеров В.Г., Бондаренко И.И. Сечение деления ядер ^{233}U , ^{238}U и ^{239}Pu в интервале энергий нейтронов 0,30—2,50 МэВ. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 4, с. 366—367.
12. Silbert M., Moat A., Young T. The fission cross section of Plutonium-238. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 52, p. 176—180.
13. Серегина Е.А., Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д. О природе структуры в энергетической зависимости величины ν при делении ^{235}U нейтронами с энергией ниже 0,6 МэВ. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 6, с. 500—501.
14. Гонин Н.Н., Гусейнов М.А., Козловский Л.К. и др. Исследование спиновой зависимости в экспериментах по делению ориентированных ядер ^{235}U быстрыми нейтронами. — Ядерная физика, 1988, т. 48, вып. 6, с. 1626—1634.
15. Фурсов Б.И., Баранов Е.Ю., Клемышев М.П. и др. Измерение отношений сечений деления $^{232}\text{Th}/^{235}\text{U}$ и $^{234}\text{U}/^{235}\text{U}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,13—0,74 МэВ. — Атомная энергия, 1991, т. 71, вып. 4, с. 320—325.
16. Moxon M. Cross Sections of the $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ Reaction from 6 keV to 260 keV. Report AERE-R-6074, 1969.
17. Macklin R., Gibbons J., Inada T. Radiative capture cross section for fast neutrons. — Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 2695—2701.
18. Seeger P., Hemmendinger A., Diven B. Fission Cross Sections of ^{241}Am , and ^{242m}Am . — Nucl. Phys., 1967, v. A96, p. 605—616.
19. Horen D., Johnson C., Fowler J. $^{208}\text{Pb}+n$ reaction and the mean nuclear field near threshold. — Phys. Rev. C, 1986, v. 34, p. 429—442.
20. Annand J., Finlay R., Dietrich F. A Low-energy optical-model analysis of ^{208}Pb and ^{209}Bi . — Nucl. Phys., 1985, v. A443, p. 249—282.
21. Knowles J., Mills W., King R. e.a. A high resolution measurement of the photofission spectrum of ^{232}Th near threshold. — Phys. Lett., 1982, v. 116B, p. 315—319.
22. Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. Сечение фотоделения ^{232}Th в районе порога. — Ядерная физика, 1996, т. 59, вып. 2, с. 203—212.

Поступила в Редакцию 29.01.03

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОБЕГА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U В ТОНКИХ ЛАВСАНОВЫХ ПЛЕНКАХ

Косарев С.А., Туманов А.А. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского)

Существует обширная информация о пробеге осколков деления различных элементов (от урана до калифорния), главным образом, в неорганических материалах [1], однако для полимеров экспериментальные данные скудны [2, 3]. Результаты для среднего легкого и среднего тяжелого осколков в поликарбонате и майларе не позволяют составить полную картину об их распределении по толщине пленки, поскольку получены измерением длины трека после химического травления облученного материала.