

УДК 539.173.12

## ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

*А.И.Обухов*

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ	319
ПЕРВИЧНАЯ СТАДИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ	321
ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩИХ ПРОТОНОВ	325
ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ	334
Измерения $\sigma_f(E_n)$ на источниках нейтронов с энергиями $E_n$ выше 20 МэВ.	335
Оцененная зависимость абсолютных значений $\sigma_f(E_n)$ для $^{235}\text{U}$ в интервале энергий нейтронов 20 ÷ 200 МэВ [90] как стандарт.	336
Оцененная зависимость абсолютных значений $\sigma_f(E_n)$ для $^{238}\text{U}$ в интервале энергий нейтронов 20 ÷ 200 МэВ [90].	337
Оцененная зависимость абсолютных значений $\sigma_f(E_n)$ для $^{209}\text{Bi}$ в интервале энергий 20 ÷ 1000 МэВ [90].	337
УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ	339
МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ	345
Распределение по массам осколков вблизи порога деле- ния.	345
Изменение массового распределения осколков деления ядер с ростом энергии бомбардирующих протонов и ней- тронов.	347
Природа массового распределения осколков деления ядер.	350

Массовое распределение осколков деления в модели жидкой капли.	352
Влияние структуры ядра.	353
ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ЗАРЯДОВАЯ ДИСПЕРСИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР	353
Зарядовое распределение осколков деления.	353
Зарядовая дисперсия осколков деления.	355
КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР	357
Зависимость кинетической энергии осколков деления от отношения их масс.	357
Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от энергии бомбардирующих нейтронов и протонов.	359
НЕЙТРОНЫ И ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР	360
Испускание нейтронов.	361
Зависимость числа мгновенных нейтронов от массы осколка.	362
Испускание заряженных частиц.	364
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	365
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	367

УДК 539.173.12

## ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

*А.И.Обухов*

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

В обзоре представлены экспериментальные и некоторые расчетные данные о делении ядер при взаимодействии с протонами с энергией от 20 МэВ до  $3 \div 6$  ГэВ и нейтронами от 20 до  $200 \div 450$  МэВ. Кратко представлены данные о первичной стадии взаимодействия с ядрами быстрых протонов и нейтронов. Рассмотрены зависимости от энергии бомбардирующих протонов и нейтронов сечений деления ядер, угловых распределений осколков деления, массовых и изотопных распределений продуктов деления ядер, кинематических характеристик продуктов деления ядер. Кратко представлены данные об испускании нейтронов и заряженных частиц при делении ядер, вызванном протонами промежуточных энергий. Деление ядер типа висмута, свинца, вольфрама, тантала по некоторым характеристикам подобно делению ядер урана, приводящему к нейтрононедостаточным продуктам деления, высоковозбужденному делению ядер урана. Деление ядер урана, приводящее к нейтроноизбыточным продуктам деления, по некоторым характеристикам подобно делению ядер урана при низких энергиях возбуждения. Деление первой группы ядер связано, по-видимому, с центральными взаимодействиями бомбардирующих протонов с ядрами, а деление второй группы — с периферическими взаимодействиями. При энергиях бомбардирующих протонов выше  $2000 \div 3000$  МэВ проявляется или другой механизм деления ядер, или вклад других процессов — фрагментации и мультифрагментации ядер.

Experimental and some calculated data are presented in this review article on nuclear fission under 20 MeV to 3–6 GeV energy proton and 20 to  $200 \div 450$  MeV energy neutron interactions. Data on primary stage of interactions of high energy protons and neutrons with nuclei are briefly also presented. Dependences of nuclear fission cross sections, angular distributions of fission fragments, mass and isotope distributions of nuclear fission products, kinematic characteristics of fission products from the energy of bombarding protons and neutrons are considered. Data on neutrons and charged particles emission at the nuclear fission induced by intermediate energy protons are briefly presented. Some characteristics of the nuclear fission of bismuth, lead, tungsten, tantalum are similar to those of highly excited uranium fission, resulting in neutron-deficient products. The fission of uranium nuclei resulting in neutron-excess fission products is by some characteristics similar to that of fission of uranium nuclei at the low energy excitation. Fission of the first group of nuclei is apparently related to more central interactions of bombarding protons with nuclei and the fission of the second group is connected with peripheral interactions of protons. The other mechanism of nuclear fission or the contribution of other processes, i.e., nuclear fragmentation and multifragmentation, is appeared at the energy of protons above  $2000 \div 3000$  MeV.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что основной массив данных о делении ядер относится к области энергий бомбардирующих нейтронов до 20 МэВ и к тяжелым ядрам

типа урана, тория, плутония. Это связано, прежде всего, с практическим использованием деления ядер в ядерных реакторах. Данные о делении ядер в этой области энергий широко представлены в многочисленных монографиях, обзорных статьях, материалах конференций, см., например, [1–7].

С постройкой ускорителей заряженных частиц область делящихся ядер и энергий была расширена. Позднее на базе протонных ускорителей были созданы источники нейтронов с энергиями до  $200 \div 450$  МэВ для научных исследований в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США, LANL),  $E_p = 800$  МэВ [8] и в Петербургском институте ядерной физики (Россия),  $E_p = 1000$  МэВ [9]. Основная часть данных при энергиях нейтронов выше 20 МэВ состоит из результатов, полученных на «белых» источниках нейтронов этих лабораторий. Данные о характеристиках деления ядер в области промежуточных энергий, прежде всего протонами, содержатся, в той или иной мере, в монографиях [1, 4, 6, 10, 11] и обзорных статьях [2, 12–14].

Помимо чисто научного интереса, сведения о делении ядер при промежуточных энергиях, как и сведения о других видах расщепления ядер, в последние годы стали приобретать прикладное значение в связи с проблемой трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и создания систем для производства энергии с использованием ускорителей протонов с энергией до 1,5 ГэВ [15, 16]. Этой проблеме было посвящено несколько международных конференций. В частности, в Дубне в 1996 г. на эту тему была проведена международная школа «Ядерные методы для трансмутации ядерных отходов: проблемы, перспективы, кооперативные исследования» [17]. А в 1998 г. в Японии прошла школа под обязывающим названием «Перспективы науки и технологии в 21 столетии, открываемые интенсивными нейтронными источниками на основе расщепления (spallation) ядер» [18]. Как ожидается, элементы типа Ta, Au, Bi, Hg, W, Pb, Th и U могут быть использованы в таких системах, управляемых ускорителем (Accelerator-Driven System — (ADS)), или как материал для мишеней при производстве нейтронов, или как компоненты отработавшего топлива. Поэтому в данном обзоре был сделан акцент на рассмотрении данных о делении ядер прежде всего элементов W, Pb, Th и U и их соседей типа Ta, Au, Bi при взаимодействии с протонами и нейтронами промежуточных энергий.

В обзоре представлены кратко данные о первичной стадии взаимодействия с ядрами быстрых протонов и нейтронов — данные о передаваемых ядрам импульсе и энергии возбуждения ядер. Более подробно рассмотрены зависимости от энергии бомбардирующих протонов и нейтронов сечений деления ядер и угловых распределений осколков деления ядер. В последнем случае анализируется проблема так называемого «аномального» увеличения анизотропии деления некоторых ядер вблизи порога деления, в частности, при облучении ядер свинца ионами He. Рассмотрены зависимости массовых распределений продуктов деления ядер урана, тория, висмута, свинца, зо-

лота, тантала от энергии бомбардирующих протонов до 6 ГэВ, энергетическая зависимость изотопных распределений деления ядер урана, свинца, кинематических характеристик продуктов деления ядер урана, висмута, тантала. Не все характеристики деления ядер при промежуточных энергиях могли быть рассмотрены в необходимом объеме, в частности, эмиссия нейтронов и заряженных частиц при делении высоковозбужденных ядер. Принятое в обзоре определение промежуточных энергий частиц как интервал от 20 МэВ до  $2 \div 6$  ГэВ носит условный характер, связанный с проблемой трансмутации радиоактивных продуктов с использованием ускорителей протонов с энергией в этом интервале.

Интересно отметить, что в 1999 г. исполнилось 50 лет со дня ввода в строй в Дубне (тогда — в Институте ядерных проблем АН СССР) под руководством М.Г.Мещерякова синхроциклотрона — ускорителя протонов сначала с энергией 480 МэВ, затем 660 МэВ, дейтронов с энергией 280 МэВ. Уже в 1951–1952 гг. А.П.Виноградовым с сотр. были проведены выделение и идентификация продуктов деления ядер Bi, Th и U протонами с энергией 480 МэВ [19]. Б.В.Курчатова с сотр. исследовали с помощью радиохимических методов деление вольфрама дейтронами с энергией 280 МэВ [20]. А.Н.Мурина с сотр. изучали реакции глубокого расщепления и деления ядер Cu, La Bi под действием протонов с энергией 480 и 660 МэВ [21]. В эти же годы Н.А.Перфилова с сотр. провели большой цикл работ по изучению деления ядер U, Bi, W при облучении протонами с энергией 460 и 660 МэВ с использованием метода ядерных эмульсий [22], и впервые в первой половине 1950 г. наблюдалось деление ядер урана медленными  $\pi^-$ -мезонами [22]. Почти одновременно также в 1950 г. наблюдалось деление ядер урана  $\pi^-$ -мезонами Г.Е.Беловицким и И.М.Франком. В эти же годы В.И.Гольданский с сотр. [23] измерили сечения деления ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238,235}\text{U}$ , Bi, Pb, Tl, Au, Pt, Re, W нейтронами с энергиями 84, 120 и 380 МэВ. Нейтроны были получены от реакции срыва (break up) дейтронов на медной мишени.

Большинство из выполненных на синхроциклотроне в те годы работ [19–23] не потеряли актуальности до наших дней и интенсивно используются и цитируются при составлении систематик данных по делению ядер.

## 2. ПЕРВИЧНАЯ СТАДИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ

При достаточно высокой энергии бомбардирующей частицы, протона или нейтрона, когда ее средний свободный пробег в ядре становится сравнимым с диаметром тяжелого ядра, взаимодействие частицы с ядром можно рассматривать как столкновение с индивидуальными нуклонами ядра-мишени [24].

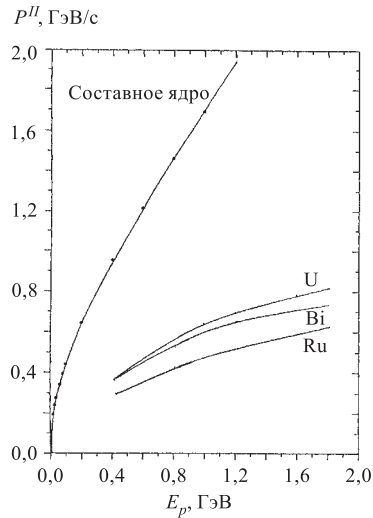


Рис. 1. Изменение средней передней компоненты импульса  $P^{II}$ , передаваемого ядрам U, Bi, Ru, в зависимости от энергии бомбардирующего протона, расчетные зависимости [31]. Верхняя кривая — зависимость  $P_{CN}^{II}(E_p)$  в случае образования составного ядра

парение частиц или деление. В работах [25, 26] было найдено, что средняя энергия возбуждения остаточных ядер растет с увеличением энергии бомбардирующей частицы, при этом более тяжелому ядру передается большая энергия возбуждения [11, 25, 26]. Это объяснялось тем, что для более тяжелых ядер с большими размерами радиуса доля первичных частиц, которая проходит через ядро без взаимодействия, уменьшается. Порил [31] нашел связь между энергией бомбардирующей частицы и передаваемым ядру импульсом  $P^{II}$  в направлении бомбардирующих частиц, используя первичные данные расчета каскадной стадии взаимодействия Метрополиса и др. [25, 26]. Эти зависимости для трех ядер-мишеней U, Bi, Ru представлены на рис. 1. Из них видно, что, так же, как энергия возбуждения  $E^*$ , передаваемый ядру-мишени бомбардирующим протоном импульс в переднем направлении  $P^{II}$  растет при переходе от более легкого ядра Ru к более тяжелым ядрам Bi, U. Далее Порил нашел почти линейную зависимость между величиной передаваемого ядру импульса в переднем направлении и энергией возбуждения ядра после каскадной стадии для случаев взаимодействия U и Bi с протонами  $E_p = 0,46$  ГэВ, Bi при  $E_p = 0,94$  ГэВ и Ru при  $E_p = 0,46$  ГэВ [31].

На этой, быстрой, стадии ( $\tau \sim \tau_0$ , здесь  $\tau_0 < 10^{-22}$  с — время, необходимое для того, чтобы быстрая частица пересекла ядро) после каскада нуклон-нуклонных столкновений ядро, оставшееся после вылета нескольких быстрых нуклонов, нейтронов и протонов, получает лишь долю энергии возбуждения, которую получило бы составное ядро. В результате такого взаимодействия быстрых протонов или нейтронов с ядрами после каскадной стадии взаимодействия, рассчитываемой по методу случайных совпадений — методу Монте-Карло, образуется широкий набор ядер по  $A$ ,  $Z$  и энергиям возбуждения [11, 25, 26, 27]. На второй, медленной, стадии ( $\tau \gg \tau_0$ ) высоковозбужденное ядро последовательно испаряет частицы или испытывает деление [11, 28]. В начале 1970-х гг. был предложен ряд предравновесных, экситонных моделей, см., например, [29, 30]. В этих моделях рассматриваются три стадии реакции: стадия внутриядерного каскада, стадия предравновесного испарения частиц и стадия равновесного распада, включающая испарение частиц или деление.

Точнее, была найдена линейная зависимость  $P^{II}/P_{CN}^{II}$  от  $E^*/E_{CN}^*$ , где  $P_{CN}^{II}$  и  $E_{CN}^*$  означают импульс и энергию возбуждения гипотетического составного ядра, если бы оно образовывалось. Подобные зависимости  $P^{II}/P_{CN}^{II}$  от  $E^*/E_{CN}^*$  были найдены расчетным путем Беляевым и Муриным для случая взаимодействия ядер висмута с протонами с энергией 135 МэВ [32] и Барашенковым, Тонеевым при взаимодействии ядер урана с протонами с энергией 350 МэВ [11].

Таким образом, у экспериментаторов появилась возможность измерения энергии возбуждения ядра после каскадной стадии взаимодействия бомбардирующего протона при определении величины  $P^{II}$  — передаваемого ядру импульса.

Аппроксимируя результаты зависимостей  $P^{II}$  и  $E^*$ , полученных в [31], Александр и др. [33] получили связь между  $E^*$  и  $P^{II}$  «для всех ядер-мишеней и всех бомбардирующих энергий» [33] в форме

$$\frac{E^*}{E_{CN}^*} = 0,75 \frac{P^{II}}{P_{CN}^{II}}. \quad (1)$$

Импульс, переданный ядру в каскадной стадии вдоль направления пучка,  $P^{II}$ , в экспериментах определяется или из угла между осколками, дополнительного к  $180^\circ$ , или из отношения числа осколков в передней и задней полусферах в радиохимическом методе и в методе ядерных эмульсий [14]. То и другое связано с переносной скоростью  $V^{II}$  и, соответственно, с импульсом ядра  $P^{II}$ . На рис. 2 представлены результаты экспериментального определения переносного импульса  $P^{II}$  для делящихся ядер в случаях облучения U, Bi и Ta(W) протонами с различными энергиями вплоть до 3000 МэВ [34–42]. Как видно из рисунка, две особенности характерны для приведенных данных. В случае урана и висмута значения переносных импульсов проходят через широкие максимумы около энергий бомбардирующих протонов  $460 \div 1000$  МэВ. Ранее подобная зависимость наблюдалась при облучении тория протонами с максимумом  $P^{II} \sim 300 - 350$  МэВ/с, около  $E_p \approx 1000$  МэВ [43]. Максимум  $P^{II}$  для урана на рис. 2 равен  $\sim 380$  МэВ/с, что близко к значению  $P^{II}$  для тория. В случае облучения Ta(W) протонами данных недостаточно, но, тем не менее, они указывают на увеличение продольного импульса  $P^{II}$  вплоть до энергии протонов 1 ГэВ.

Вторая особенность приведенных данных для  $P^{II}$  на рис. 2 — это явная сильная зависимость переданного делящемуся ядру импульса от типа ядра. В отличие от расчетных зависимостей  $P^{II}(E_p)$ , приведенных на рис. 1 для Ru, Bi, U в общем случае, в случае делящихся ядер зависимость  $P^{II}$  от  $Z^2/A$  ядра обратная. С уменьшением  $Z^2/A$  ядра, с ростом величины барьера деления, увеличивается доля делящихся ядер из области центральных взаимодействий протонов, с большей передачей импульса  $P^{II}$  и энергии возбуждения

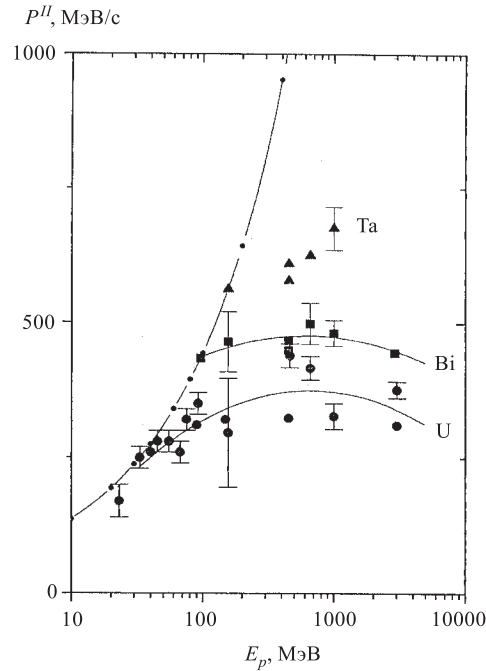


Рис. 2. Значение среднего импульса  $P^{II}$ , передаваемого в переднем направлении делящимся ядрам при облучении протонами урана, висмута, тантала (вольфрама), в зависимости от энергии протона. U:  $E_p = 23 \div 92$  МэВ [34], 45, 80, 155 [35], 156 [36], 450 [37], 460, 660 [38], 1000 [14], 2900 [39], 3000 [38]; Bi:  $E_p = 96$  МэВ [40], 156 [36], 660 [38], 1000 [14], 2900 [41]; Ta:  $E_p = 156$  МэВ [40], 450 [37], 660 (W) [42], 1000 (W) [14]

ядру  $E^*$ . Ранее подобный эффект увеличения импульса  $P^{II}$ , точнее, скорости  $V^{II}$ , с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра при облучении протонами 200 МэВ авторами статьи [44] был назван эффектом центральных столкновений, приводящих к образованию составного ядра.

Если воспользоваться выражением (1) — связью переданного ядру импульса  $P^{II}/P_{CN}^{II}$  и энергии возбуждения  $E^*/E_{CN}^*$ , то можно получить зависимости переданной энергии возбуждения  $E^*$  от энергии бомбардирующего протона и типа делящихся ядер (рис. 3). Видно, что, как и в случае с передачей импульса, энергия возбуждения делящихся ядер увеличивается с уменьшением  $Z^2/A$  ядра при данной энергии бомбардирующего протона. В отличие от зависимости  $P^{II}(E_p)$ , энергия возбуждения делящихся ядер  $E^*$  растет с увеличением энергии бомбардирующего протона вплоть до энергии протонов 3000 МэВ, хотя рост и замедляется в случае U, Bi.



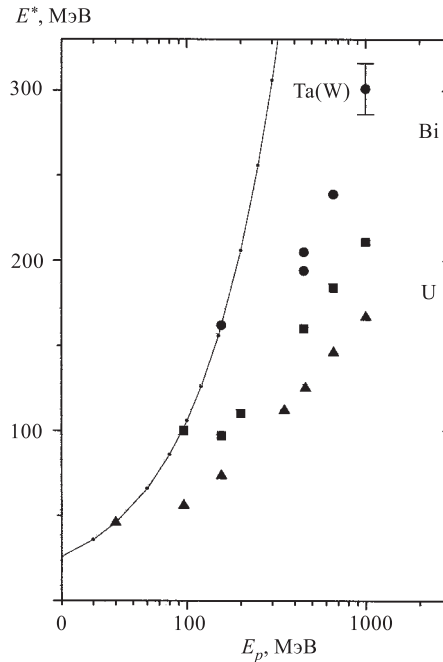


Рис. 3. Значение энергии возбуждения делящихся ядер U, Bi, Ta(W) в зависимости от энергии бомбардирующего протона, вычисленное с помощью зависимости (1) (см. текст) из данных рис. 2

### 3. ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩИХ ПРОТОНОВ

Изучение зависимостей сечений деления ядер от энергии протонов от типа делящегося ядра U, Th, Bi, Pb, W, Ta и др. представляет интерес как для понимания физики процесса деления, так и, как отмечалось уже во введении, для ряда прикладных задач.

К настоящему времени накоплен сравнительно большой массив данных о сечениях деления ядер при облучении протонами. Однако данные, представленные в литературе по энергетической зависимости сечений деления ядер, были весьма противоречивы.

Так, Стейнер и Юнгерман [45] в 1956 г. измерили сечения деления ядер для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{197}\text{Au}$  при облучении их протонами в интервале энергий 100 ÷ 340 МэВ. Ионизационная камера компенсационного типа (с компенсацией влияния ионизации первичного пучка) была использована для регистрации осколков деления. Результаты этих измерений показали, что сечения деления для изотопов урана и для тория велики: 1,5 б для урана и

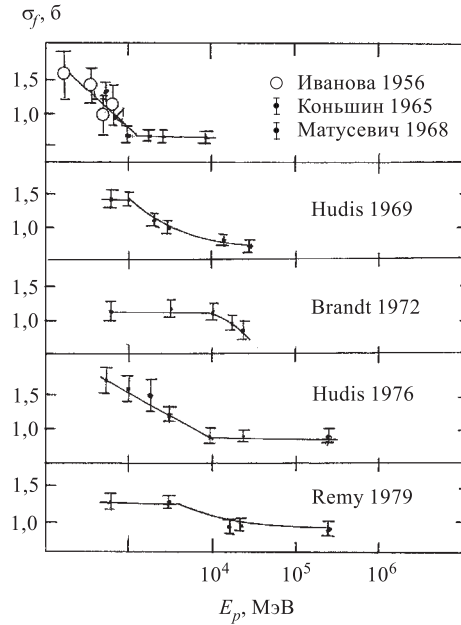


Рис. 4. Зависимости сечений деления ядер  $^{238}\text{U}$  от энергии бомбардирующих протонов [47–53]. Линейные зависимости проведены по экспериментальным точкам

0,8 б для тория, и эти значения не изменяются в интервале  $100 \div 400$  МэВ. Висмут и золото показали заметное изменение делимости в зависимости от энергии, от 0,15 б для Bi и 0,016 б для Au при  $E_p = 158$  МэВ до 0,20 б для Bi и 0,05 б для Au при 336 МэВ. Сечения деления ядер были измерены также радиохимическим суммированием выходов масс продуктов деления для мишеней, облученных протонами. Стевенсон и др. [46] нашли, таким образом, что сечение деления ядер урана примерно постоянно в интервале энергий протонов от 30 до 340 МэВ и равно 1,5 б. В 1956 г. Ивановой [47] были опубликованы результаты измерений сечений деления ядер урана при облучении ядерной эмульсии, пропитанной солью урана, протонами 140, 350, 460 и 660 МэВ. Было найдено, что сечение деления урана уменьшается от 1,6 б при  $E_p = 140$  МэВ до 1 б при  $E_p = 660$  МэВ.

После появления твердотельных трековых детекторов и обнаружения с их помощью возможности детектировать осколки с массой больше 20 а.е. [54, 55] в 1965–1976 гг. были проведены несколько серий измерений энергетической зависимости сечений деления ядер в широкой области энергий протонов до 300 ГэВ [48–53] (рис. 4). Измерения сечений деления урана, проведенные в 1965–1976 гг., продемонстрировали различные формы их зависимости от

энергии протонов: постоянство величины сечений деления вплоть до 10 ГэВ или различные варианты уменьшения сечений (рис. 4). За исключением измерений Ивановой [47] и Коньшина [48], Матусевича [49], во всех других приведенных на рис. 4 экспериментах осколки деления регистрировались двумя твердотельными детекторами в виде сэндвича, а именно детекторами из слоев слюды [50–52], макрофоля [53], «два осколка в совпадении». В случае Коньшина, Матусевича осуществлялась односторонняя регистрация осколков силикатным стеклом [48, 49]. Одной из возможных причин расхождения зависимостей рис. 4 является неопределенность в идентификации следов осколков, летящих в направлении плоскости детектора и тормозящихся в нем. Это видно из сравнения результатов двух различающихся способов подсчета следов осколков в одном и том же детекторе в 1969 и 1976 гг. [50, 52]. Существовал достаточно большой разброс данных в сечениях деления других ядер — Th, Bi, Au, Ta, W.

Авторами [56, 57] были проведены серии измерений сечений деления ряда ядер от урана до тантала при облучении протонами с энергией 70, 100, 155, 200 МэВ [56] и 1 ГэВ [57]. Круговая геометрия расположения твердотельных трековых детекторов (силикатное стекло) обеспечивала 100 % эффективность регистрации осколков деления исследуемых ядер. Эта геометрия позволяла авторам одновременно определять угловое распределение осколков деления и величину переносной скорости ядер. Для ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  было найдено, что их сечения деления имеют максимум вблизи энергии протонов 70 МэВ и затем уменьшаются, а для ядер  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  сечения деления не достигают максимума вплоть до энергии протонов 1 ГэВ [58]. Другой группой авторов [59, 60] были измерены сечения деления ядер от тория до америция при облучении протонами с энергиями  $10 \div 100$  МэВ. Для регистрации осколков деления ими были использованы тонкопленочные пробойные счетчики (ТПС), разработанные в Радиовом институте. Было установлено, что положение максимума в сечении деления тяжелых ядер несколько зависит от их  $Z^2/A$  и находится в районе 50–60 МэВ. На рис. 5 и 6 приведены полученные авторами [56–60] экспериментальные данные о сечениях деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  соответственно при облучении протонами с энергией  $10 \div 1000$  МэВ [61]. Для определения энергетической зависимости сечений использованы также данные прецизионных измерений сечений деления ядер урана при облучении протонами с энергиями до 30 МэВ [66], а в случае  $^{238}\text{U}$  значительно менее точное значение сечения деления ядер  $^{238}\text{U}$  при облучении протонами с энергией 9 ГэВ, полученное ранее с помощью методики ядерных эмульсий [67]. На рис. 5, 6 приведены сечения деления этих ядер при облучении нейтронами с энергией до 200 МэВ, полученные экспериментально Лисовским и др. [62]. Так же, как в случае протонов, наблюдается максимум в сечениях деления, только сдвинутый в сторону меньших энергий нейтронов (около 30–40 МэВ) и при меньшем зна-

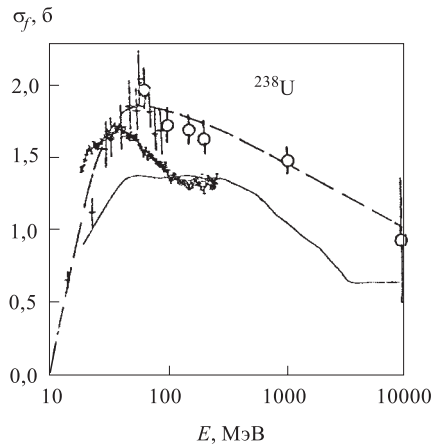


Рис. 5. Зависимость [61] сечения деления ядер  $^{238}\text{U}$  от энергии бомбардирующих частиц: + — протоны, эксперимент [59, 60],  $\circ$  — протоны, эксперимент [56–58];  $\times$  — нейтроны, эксперимент [62], — — нейтроны, расчет [63]

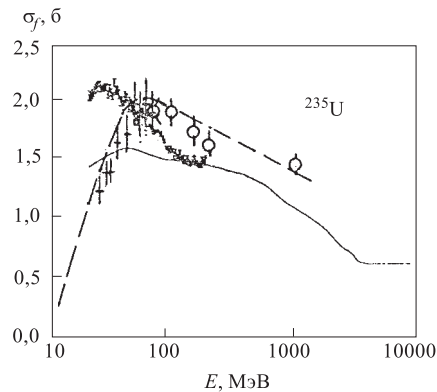


Рис. 6. Зависимость [61] сечений деления ядер  $^{235}\text{U}$  от энергии бомбардирующих частиц. Обозначения см. на рис. 5

чений сечения. Здесь же приведены расчетные значения сечений деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  в зависимости от энергии нейтронов в широком интервале энергий вплоть до 9 ГэВ [63]. Видно качественное подобие зависимости сечений деления ядер в трех случаях, но со сдвигом по величине и форме зависимости. На рис. 7 приведена [61] зависимость делимости  $\sigma_f/\sigma_{\text{in}}$  ядер  $^{238}\text{U}$  в широком интервале энергий протонов. При вычислении делимости  $\sigma_f/\sigma_{\text{in}}$  ядер  $^{238}\text{U}$  использованы значения сечений неупругого взаимодействия протонов с ядрами урана из систематики Барашенкова [65]. Как видно из приведенной на рис. 7 зависимости, начиная с энергии протонов  $\sim 100$  МэВ, делимость ядер  $^{238}\text{U}$  начинает заметно уменьшаться. Подобная зависимость делимости ядер была получена и для  $^{235}\text{U}$  [61].

Эйсмонт и др. [68] констатировали, что накоплен большой объем экспериментальных данных о сечениях деления ядер в области Та — У при облучении протонами, однако достаточно полной компиляции и сравнительного критического анализа экспериментальных данных не существовало. Они поставили задачу заполнить этот пробел. Был проведен экстенсивный анализ и компиляция экспериментально измеренных  $(p, f)$ -сечений  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{183}\text{W}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{\text{nat}}\text{U}$  в области энергий протонов от порога деления до 30 ГэВ. Как результат анализа и компиляции, была со-

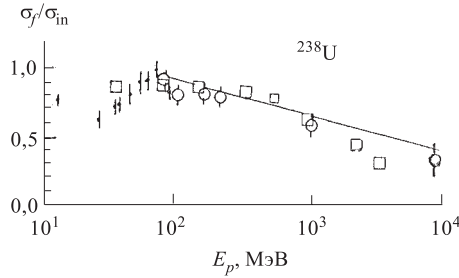


Рис. 7. Зависимость [61] делимости ядер  $\sigma_f/\sigma_{in}$  от энергии протонов при облучении  $^{238}\text{U}$ : ● — экспериментальные данные  $\sigma_f$  [59,60]; ○ — экспериментальные данные  $\sigma_f$  [56,57]; □ — расчетные данные [64];  $\sigma_{in}$  — сечение неупругого взаимодействия, из систематики [65]

здана база данных, включающая 100 серий данных. Авторы [68] выполнили сравнительный критический анализ экспериментальной техники, использованной при измерении сечений деления ядер, чтобы выяснить, насколько надежно определялись в каждом рассматриваемом случае характеристики сечения деления ядер (поток протонов, толщина мишеней, эффективность регистрации). В результате такого анализа был присвоен «уровень надежности» каждой серии данных согласно следующим критериям: 1-й (высший) уровень надежности был присвоен сериям данных, если анализ не обнаруживал какой-либо упущенный или недооцененный источник систематических ошибок, 2-й (средний) уровень достоверности — серии данных, если имелись упущенные ошибки или неопределенности, которые могли быть экспертно оценены; 3-й (наинизший) уровень достоверности присвоен данным, если анализ обнаруживал методические дефекты, ведущие к большим и непредсказуемым систематическим ошибкам. Данные, отнесенные к 3-й группе, не рассматривались в дальнейшем анализе. Высший уровень присваивался авторами [68] данным, полученным с помощью современной высокоинформативной техники (полупроводниковые детекторы, тонкопленочные пробойные счетчики, твердотельные трековые детекторы осколков в хороших геометрических условиях). Данные, полученные с помощью техники ядерных эмульсий или путем суммирования радиохимических выходов продуктов, относились, как правило, к наинизшей группе. В результате такого анализа всего массива экспериментальных данных о  $(p, f)$ -сечениях была создана база данных для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ , (рис. 8,а,б)  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  (рис. 8,в-д) в широком интервале энергий. Окончательно была получена аналитическая аппроксимация энергетических зависимостей сечений деления, полученная методом наименьших квадратов (сплошные линии на рис. 8,а-д).

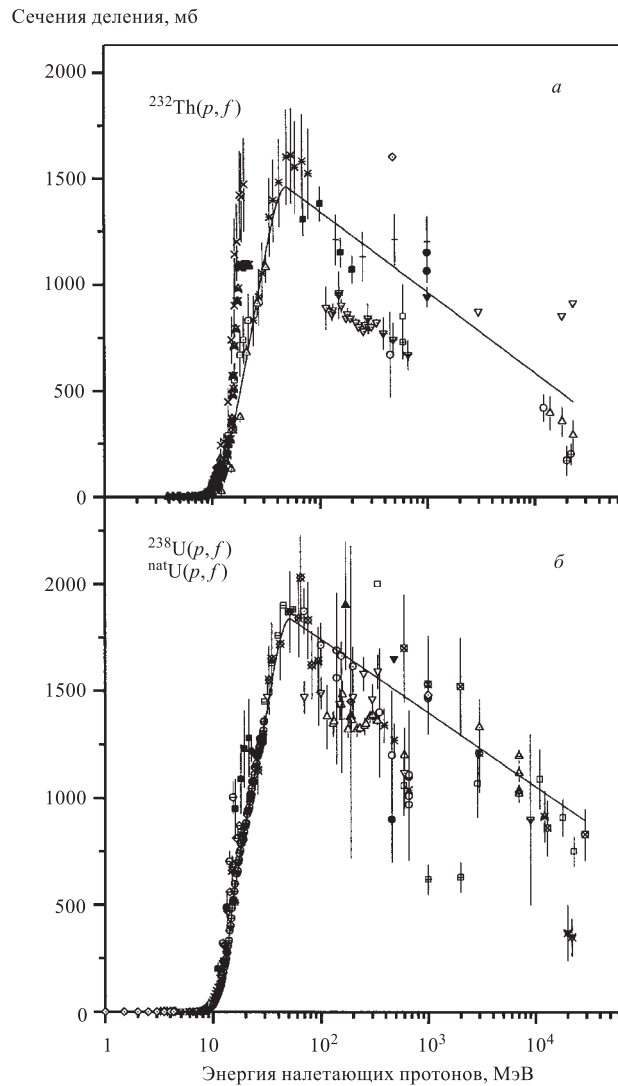


Рис. 8. Зависимость сечений деления ядер от энергии протонов при облучении  $^{232}\text{Th}$  (а),  $^{238}\text{U}$ ,  $^{\text{nat}}\text{U}$  (б),  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{183}\text{W}$ ,  $^{184}\text{W}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$  (в),  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$  (г),  $^{209}\text{Bi}$  (д). Символы относятся к экспериментальным данным (см. обозначения на рис. 1 статьи [68]). Сплошные линии обозначают линии наилучшего согласия (best fits). Пунктирная линия на рис. 8,г — линия наилучшего согласия для сечения  $^{208}\text{Pb}(p, f)$  [68], пунктирная линия на рис. 8,д — сечения  $^{209}\text{Bi}(p, f)$  в ENDF/B-VI/HE. Рисунок взят из работы Эйсмонта и др. [68]

Сечения деления, мб

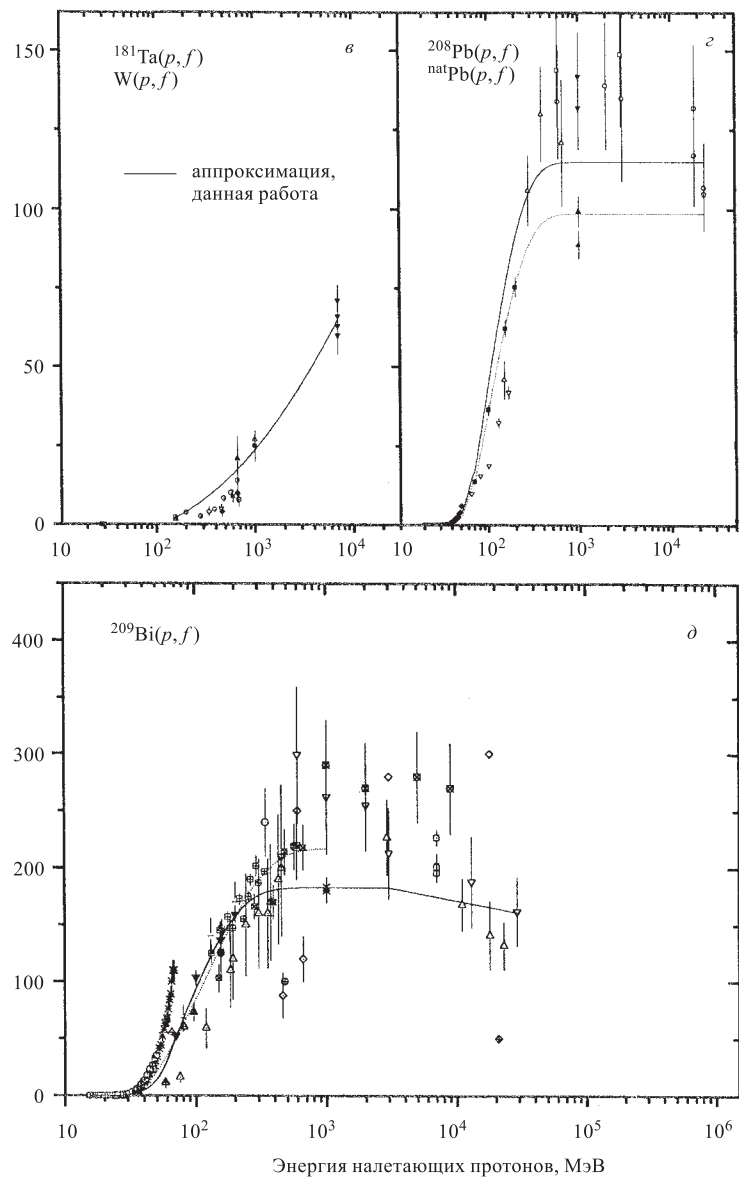


Рис. 8, в, г, д

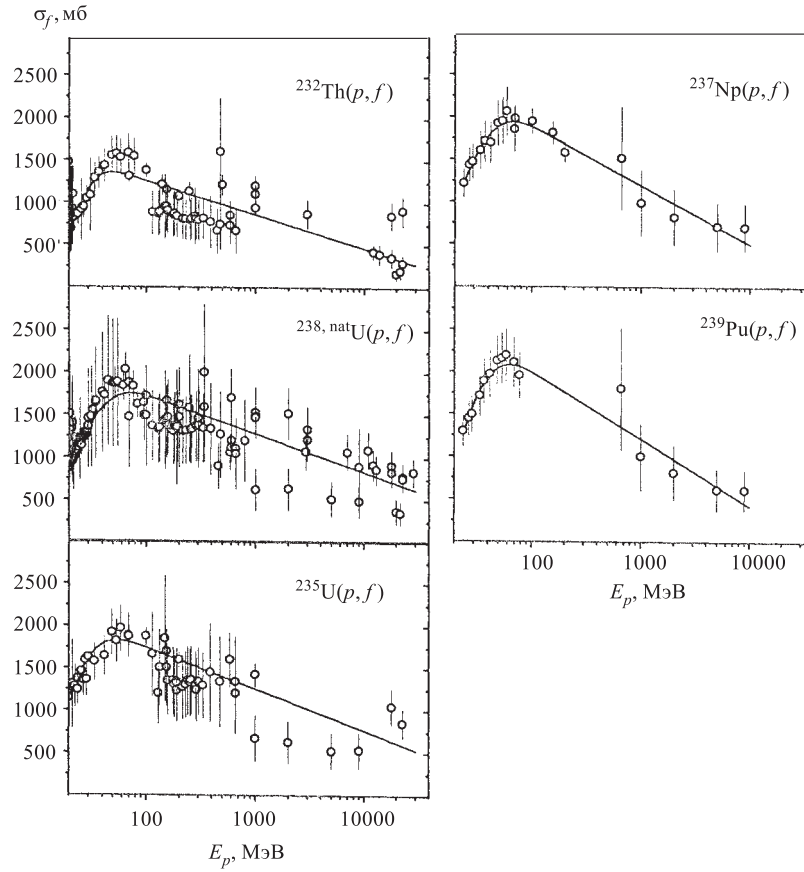


Рис. 9. Сечения [71] деления ядер в зависимости от энергии протонов при облучении  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{\text{nat}}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Символы относятся к экспериментальным данным (см. табл. 1 [71]). Линии обозначают линии наилучшего согласия в описании данных, полученных в [71]

Ранее Фукахори и Пирлстайн [69] предложили параметризацию  $(p, f)$ -сечений для ядер от  $^{181}\text{Ta}$  до  $^{209}\text{Bi}$  в форме:

$$\sigma_f(E_p) = P_1 \{1 - \exp[-P_3(E_p - P_2)]\}, \quad (2)$$

где  $\sigma_f$  — сечение деления (мб),  $E_p$  — энергия протона (МэВ) и  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  — подгоночные параметры. Позднее подобная формула была предложена для вероятности деления  $\sigma_f/\sigma_{\text{in}}$  ядер от  $^{\text{nat}}\text{Ag}$  до  $^{239}\text{Pu}$  [70]. Качественное согласие с экспериментом было получено, хотя отмечались расхождения с экспериментом в области энергий протонов порядка гигаэлектронвольт, где систематики переоценивают делимости. Чтобы улучшить описание данных,



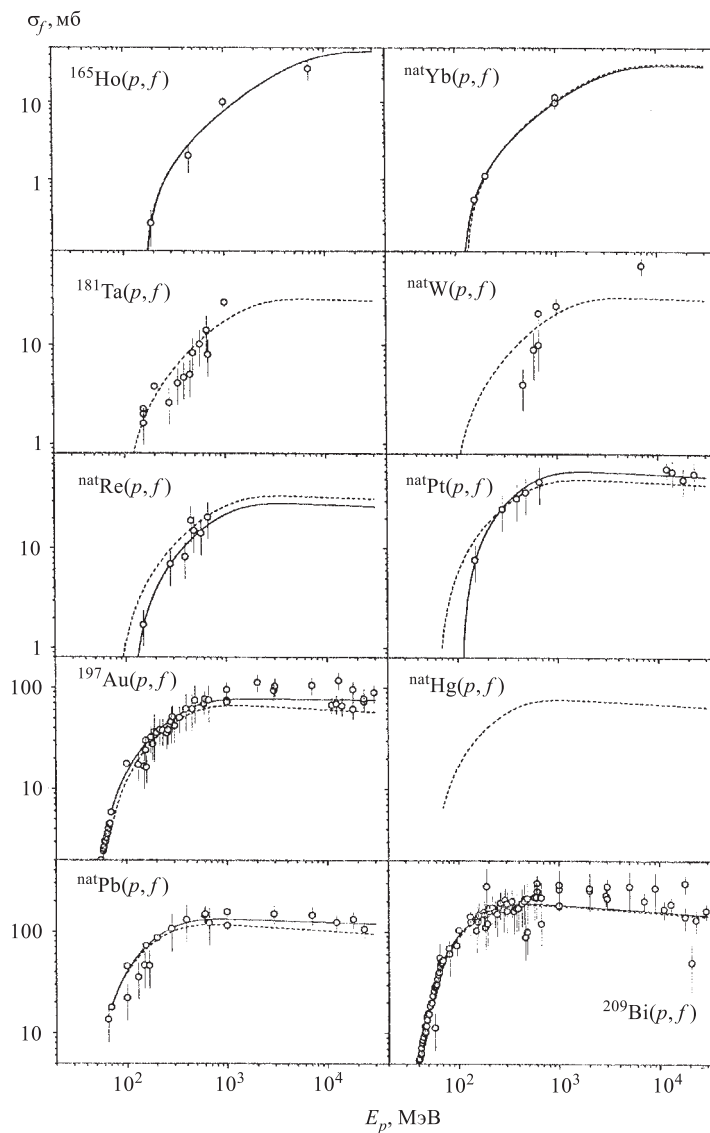


Рис. 10. Сечения [71] деления ядер в зависимости от энергии протонов при облучении  $^{165}\text{Ho}$ ,  $\text{natYb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $\text{natW}$ ,  $\text{natRe}$ ,  $\text{natPt}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $\text{natHg}$ ,  $\text{natPb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Символы относятся к экспериментальным данным (см. табл. 1 [71]). Сплошные линии обозначают линии наилучшего согласия для каждого конкретного случая, штриховые линии — предсказание систематик [71]

Прокофьев [71] модифицировал формулу (2):

$$\sigma_f(E_p) = P_1 \{1 - \exp[-P_3(E_p - P_2)]\} (1 - P_4 \ln E_p), \quad (3)$$

где дополнительный параметр  $P_4$  введен, чтобы описать уменьшение сечения деления при высоких энергиях. Автором была проведена новая селекция данных, включающая авторскую переоценку ошибок измерений. На рис. 9 и 10 представлены результаты компиляции и систематизации сечений деления ядер от  $^{239}\text{Pu}$  до  $^{165}\text{Ho}$  для случая  $(p, f)$  в широком интервале энергий протонов [71].

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

В случае деления тяжелых ядер нейтронами относительно низких энергий ядра-мишени можно подразделить условно на две группы: ядра, которые делятся тепловыми нейтронами (например,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ), и ядра, которые ими не делятся (например,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ). В первом случае барьер деления составного ядра меньше энергии связи нейтрона в составном ядре, во втором случае — больше. Сечения деления ядер первой группы сначала уменьшаются с возрастанием энергии нейтронов, испытывают ряд резонансных всплесков и затем образуют первое плато при энергии нейтронов 1–5 МэВ. Ядра второй группы начинают делиться только при определенной пороговой энергии, их сечение деления вначале растет быстро и затем достигает насыщения — первого плато. Когда энергия нейтронов возрастает выше 6 МэВ, характер изменения сечения деления двух групп ядер подобен, становится энергетически возможным деление после испускания одного нейтрона  $(n, nf)$ , затем после испускания второго, третьего и т.д. нейтронов до деления при энергиях бомбардирующих нейтронов вблизи 12,17 МэВ и т.д.

Ядерные данные для нейтронов с энергией ниже 20 МэВ регулярно оцениваются в библиотеках данных, таких, как JENDL-3.2 (Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Япония), ENDF/B-VI (Evaluated Nuclear Data File, Version 6, США), БРОНД (BROND) (библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных, Обнинск, Россия), CENDL-2 (Chinese Evaluated Neutron Data Library, Китай), JEF-2 (Joint European File). Оцененные данные по нейтронным сечениям периодически публикуются в виде атласов нейтронных данных [72–75]. В последние годы стали создаваться файлы данных для ядерных реакций нейтронов и протонов промежуточных энергий, в ENDF/B-VI-HE, High Energy File, в Обнинском центре ядерных данных — библиотека оцененных ядерных данных для нейтронов промежуточных энергий до 100 МэВ, MENDL, в JENDL, High Energy File, который будет включать

ядерные данные для реакций, вызванных протонами и нейтронами с энергиями до 2 ГэВ.

**4.1. Измерения  $\sigma_f(E_n)$  на источниках нейтронов с энергиями  $E_n$  выше 20 МэВ.** Панкратов [76] использовал источник моноэнергетических нейтронов (циклотрон, реакции  $D[d, n]^3\text{He}$ ,  $T[d, n]^4\text{He}$ ), чтобы перекрыть интервал от 5 до 37 МэВ для измерения сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Гольданский с сотрудниками [23] измерили сечения деления ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $\text{Tl}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $\text{Re}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$  нейтронами с энергиями 84, 120 и 380 МэВ (нейтроны от реакции срыва дейтронов). Для детектирования нейтронов использована реакция  $^{12}\text{C}(n, 2n) ^{11}\text{C}$ .

Как уже отмечалось, основная часть результатов, составляющих базу экспериментальных данных по  $(n, f)$ -сечениям в интервале энергий выше 20 МэВ, состоит из результатов, полученных на «белых» источниках нейтронов на базе ускорителей протонов — с  $E_p = 800$  МэВ в LANL [8] и с  $E_p = 1000$  МэВ в Петербургском институте ядерной физики [9]. В Лос-Аламосе устройство, состоящее из вольфрамовой мишени, представляет высокоинтенсивный источник нейтронов, почти идеальный для измерений от доли МэВ до нескольких сотен МэВ. Протонный пучок падает на вольфрамовую мишень длиной 7,5 см, диаметром 3 см, чтобы создать «белый» источник нейтронов в несколько сотен МэВ. Эти эксперименты были выполнены с несколькими пролетными базами нейтронов, в частности, с пролетным путем 20 метров.

В Петербургском институте ядерной физики нейтронный источник состоит из охлаждаемой водой свинцовой мишени  $40 \times 20 \times 5$  см, облучаемой протонами с энергией 1000 МэВ на синхроциклотроне в Гатчине. Измерения выполняются с использованием гатчинского нейтронного спектрометра по времени пролета с пролетной базой 50 метров (ГНЕЙС).

Отношения сечений реакций деления измерялись в ионизационных камерах, содержавших несколько слоев фольг оксидного делящегося материала. Авторами работ [62,77–83] были измерены сечения деления ядер по отношению к  $^{235}\text{U}$  для всех основных актиноидов:  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233,234,238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239,240,242,244}\text{Pu}$ .

Альтернативные измерения сечений  $(n, f)$  были начаты в 1992 г. в Лаборатории Сведберга (Швеция) в коллаборации университета Уппсала и Радиевого института им. В.Г.Хлопина [84–88]. Измерения проводятся с квазимонохроматическими нейтронами от реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  с использованием техники измерений по времени пролета. Для регистрации осколков деления использовались тонкопленочные пробойные счетчики. Были определены  $\sigma(n, f)$  для  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий  $22 \div 173$  МэВ [84–88]. Недавно, также в квазимоноэнергетичном пучке нейтронов, абсолютные значения  $\sigma(n, f)$  для  $^{238}\text{U}$  были измерены для энергий нейтронов 34, 46 и 61 МэВ [89]. На рис. 11 представлена экспериментальная

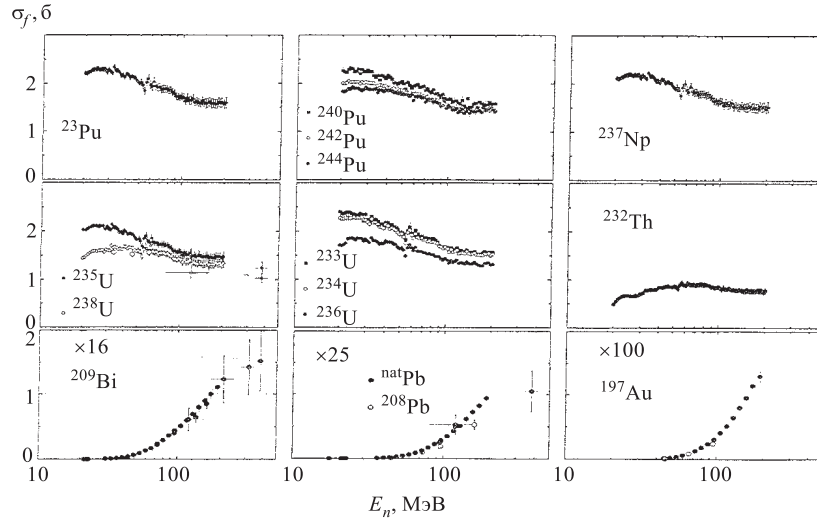


Рис. 11. Экспериментальная база данных о зависимости сечений деления тяжелых ядер от энергии нейтронов при промежуточных энергиях [87]

база известных на сегодня данных о сечениях деления ( $n, f$ ) для ядер от Pu до Au (из работы [87]).

**4.2. Оцененная зависимость абсолютных значений  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{235}\text{U}$  в интервале энергий нейтронов 20 ÷ 200 МэВ [90] как стандарт.** Сечения деления  $^{235}\text{U}$  при энергиях нейтронов до 20 МэВ широко используются в качестве стандарта. Авторы [90] обосновывают возможность создания стандарта  $\sigma(n, f)^{235}\text{U}$  и для энергий выше 20 МэВ. В основу стандарта положены данные измерений  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{235}\text{U}$  Лисовского и др. [62]. Оцененные ошибки этих данных равны 2% (от 30 до 50 МэВ), 3% (от 50 до 80 МэВ), 4% (от 80 до 120 МэВ) и 5% (от 120 до 200 МэВ). Неопределенности включают как статистические, так и систематические погрешности измерений и расчетов эффективности мониторингирования потока нейтронов. Они не включают неопределенности в сечении стандарта  $\text{H}(n, n)$ . Экспериментальные данные работы [62] для  $E_n$  свыше 20 МэВ были нормализованы к очень точным данным сечения деления  $^{235}\text{U}$  при энергии нейтронов 14 МэВ. Сечение деления  $^{235}\text{U}$ , как было найдено [62], уменьшается выше  $E_n \approx 30$  МэВ и затем, вблизи 150 МэВ, достигает примерно постоянного значения. Данные, полученные ранее Лисовским и др. [62], были оценены для внутреннего использования в LANL. Так как сечения ( $n, f$ ) для  $^{235}\text{U}$  — очень важный стандарт, при высоких энергиях рекомендуется [90] значения этих сечений, используемых в LANL, использовать как общий стандарт, пока не появится новая оценка сечений делений в этой области. Эти значения  $\sigma(n, f)$  приведены в табл. 1.

**Таблица 1. Рекомендованные значения сечений деления ядер в реакции  $^{235}\text{U}(n, f)$  при энергиях нейтронов  $E_n > 20$  МэВ (сокращенный вариант) [90]**

Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б
20,5	2,0143	45,0	1,9190	70,0	1,7373	95,0	1,5713
25,0	2,0963	50,0	1,8796	75,0	1,7021	100,0	1,5446
30,0	2,0691	55,0	1,8435	80,0	1,6670	150,0	1,4527
35,0	2,0188	60,0	1,8071	85,0	1,6331	170,0	1,4507
40,0	1,9654	65,0	1,7716	90,0	1,6009	200,0	1,4478

Примечание:  $\sigma = \Sigma a(N)E^{N-1}$ ,

20, 00 <  $E$  < 22, 259 МэВ,  $a(1) = 42, 7166$ ,  $a(2) = -7, 62357$ ,  $a(3) = 0, 538579$ ,  
 $a(4) = -0, 0170663$ ;

22, 259 <  $E$  < 26, 15 МэВ,  $a(1) = 1162, 3369$ ,  $a(2) = -272, 40531$ ,  $a(3) = 26, 499823$ ,  
 $a(4) = -1, 3679508$ ,  $a(5) = 0, 039538964$ ;

26, 15 <  $E$  < 62, 95 МэВ,  $a(1) = -2, 02908$ ,  $a(2) = 0, 521141$ ,  $a(3) = -0, 0257918$ ,  
 $a(4) = 6, 44748 \cdot 10^{-4}$ ,  $a(5) = -8, 77333 \cdot 10^{-6}$ ,  $a(6) = 6, 18946 \cdot 10^{-8}$ ,

$a(7) = -1, 77344 \cdot 10^{-10}$ ;

62, 95 <  $E$  < 134, 1 МэВ,  $a(1) = 1, 40538$ ,  $a(2) = 0, 0301602$ ;

134, 1 <  $E$  < 200, 0 МэВ,  $a(1) = 1, 46724$ ,  $a(2) = -9, 71941 \cdot 10^{-5}$ .

**4.3. Оцененная зависимость абсолютных значений  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий нейтронов 20 ÷ 200 МэВ [90].** Абсолютные значения сечений деления для  $^{238}\text{U}(n, f)$  свыше 20 МэВ были получены Лисовским и др. [62] из относительных измерений  $\sigma(n, f)^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  в комбинации с абсолютным измерением сечения  $^{235}\text{U}(n, f)$ , нормализованного к очень точному значению при  $E_n = 14$  МэВ. Абсолютные значения  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{238}\text{U}$ , полученные в [62], уменьшаются при энергии нейтронов свыше 20 ÷ 30 МэВ и затем, вблизи 150 МэВ, становятся примерно постоянными. Было рекомендовано [90] использовать значения  $\sigma_f(E_n)$ , полученные Лисовским и др. [62], пока не будет произведена новая оценка данных. Эти данные представлены в табл. 2. В работе [90] приведен также аналитический вид зависимости  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{238}\text{U}$ . Полная неопределенность — около 2% в диапазоне энергий от 30 до 50 МэВ, 3% — для интервала 50 ÷ 80 МэВ, 4% — для 80 ÷ 120 МэВ, 5% — 120 ÷ 200 МэВ.

**4.4. Оцененная зависимость абсолютных значений  $\sigma_f(E_n)$  для  $^{209}\text{Bi}$  в интервале энергий 20 ÷ 1000 МэВ [90].** В качестве стандарта в области  $E_n > 20$  МэВ сечения деления  $^{209}\text{Bi}$  подходят по нескольким причинам [90]:

а) функция возбуждения имеет порог  $\sim 25$  МэВ, что исключает влияние низкоэнергетичных нейтронов;

**Таблица 2. Рекомендованные значения сечений деления ядер в реакции  $^{238}\text{U}(n, f)$  при энергиях нейтронов  $E_n > 20$  МэВ (сокращенный вариант) [90]**

Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б	Энергия, МэВ	$\sigma$ , б
20,5	1,4453	45,0	1,6383	70,0	1,5505	95,0	1,4179
25,0	1,5873	50,0	1,6289	75,0	1,5244	100,0	1,3952
30,0	1,6075	55,0	1,6153	80,0	1,4968	150,0	1,3173
35,0	1,6387	60,0	1,5960	85,0	1,4695	170,0	1,3161
40,0	1,6431	65,0	1,5741	90,0	1,4427	200,0	1,3137

Примечание:  $R = {}^{238}\text{U}(n, f)/{}^{235}\text{U}(n, f)$ ,

$R = \Sigma a(N)E^{N-1}$  для  $20 < E < 30$  МэВ;  $a(1) = -1,8415050$ ,  $a(2) = 0,29048799$ ,

$a(3) = -0,010901993$ ,

$R = A(1 - \exp(-E/B)) + C(1 - \exp(-E/D))$  для  $E > 30$  МэВ;  $A = 0,8119$ ,

$B = 13,88724$ ,  $C = 0,09563$ ,  $D = 30,65851$ .

**Таблица 3. Рекомендованные значения сечений деления ядер в реакции  $^{209}\text{Bi}(n, f)$  при энергиях нейтронов  $E_n > 20$  МэВ (сокращенный вариант) [90]**

Энергия, МэВ	$\sigma$ , мб	Энергия, МэВ	$\sigma$ , мб	Энергия, МэВ	$\sigma$ , мб	Энергия, МэВ	$\sigma$ , мб
21,0	0,000066	24,5	0,00233	100,0	28,1	700,0	98,0
21,5	0,000138	25,0	0,00309	200,0	60,5	800,0	98,9
22,0	0,000241	25,0	0,00407	300,0	78,3	900,0	99,4
22,5	0,000446	30,0	0,0327	400,0	88,1	950,0	99,5
23,0	0,000773	40,0	0,631	500,0	93,5	1000,0	99,7
24,0	0,00181	50,0	3,32	600,0	96,4		

Примечание:

$\sigma = \exp(-108,7 + 50(\ln E) - 5,6(\ln E)^2)$  для энергий нейтронов от 20 до 73 МэВ;

$\sigma = 100(1 - \exp(-0,006(E - 45)))$  для энергий нейтронов от 73 до 1000 МэВ.

б) имеется плавное изменение сечения с энергией нейтронов, что делает стандарт нечувствительным к разрешению энергии нейтронов;

в)  $^{209}\text{Bi}$  — моноизотопный и нерадиоактивный материал. Поэтому его легко транспортировать и легко обращаться с ним. На основании всех имеющихся данных о сечениях  $^{209}\text{Bi}(n, f)$  в интервале энергий нейтронов  $18 \div 500$  МэВ и полученной ранее аппроксимации отношения  ${}^{209}\text{Bi}(p, f)/{}^{209}\text{Bi}(n, f)$ , которая стремится к 2 при  $E_n > 300$  МэВ [91], авторы [90] рекомендовали полученную ими параметризацию  $\sigma_f(E_n)$  вплоть до 1000 МэВ использовать в качестве стандарта. Она приведена в табл. 3. Неопределенности этой параметризации  $\sim 50\%$  при  $E_n = 20 \div 40$  МэВ,  $\sim 13\%$  — при 40 МэВ, до  $10\%$  — при 160 МэВ и  $\sim 30\%$  — свыше 169 МэВ.

### 5. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ

При облучении  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 14 МэВ [92] был обнаружен преимущественный вылет осколков деления под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Если предположить, как это было сделано О.Бором [93], что делящееся ядро при прохождении через седловую точку обладает осевой симметрией и что направление оси симметрии, совпадающее с направлением деления, сохраняется после прохождения ядром седловой точки, то направление разлета осколков определяется направлением оси симметрии ядра в седловой точке и, следовательно, некоторой величиной —  $K$ -проекцией углового момента ядра  $I$  на его ось симметрии. При облучении ядер нейтронами и заряженными частицами средних энергий, когда в ядро вносится значительный угловой момент, в сплошном спектре возможных переходных состояний имеется некоторая преимущественность для состояний с малым значением  $K$ , так как этим состояниям соответствует меньшая энергия вращения ядра:

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J_{II}} K^2 + \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}} (I^2 - K^2), \quad (4)$$

где  $J_{II}$  и  $J_{\perp}$  — моменты инерции ядра в седловой точке относительно оси симметрии ядра и перпендикулярной к ней оси соответственно. Струтинский предположил [94], что распределение ядер по энергиям вращения в седловой точке определяется фактором Больцмана,  $W(E_{\text{вр}}) \sim \exp[-E_{\text{вр}}/T]$ , где  $T$  — температура ядра в седловой точке. Тогда распределение ядер по  $K$  будет гауссовского типа:

$$W(K) \sim \exp[-K^2/2K_0^2], \quad (5)$$

где  $K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} \frac{J_{\perp} J_{II}}{J_{\perp} - J_{II}} T = \frac{1}{\hbar^2} J_{\text{эфф}} T$ .

При заданном значении  $I$  и  $K$  угловое распределение осколков деления относительно пучка частиц определяется как [94]:

$$W_{I,K}(\theta) = \frac{2I}{4\pi^2} (I^2 \sin^2 \theta - K^2)^{-1/2}.$$

После интегрирования по всем возможным значениям  $I$  и  $K$  угловое распределение осколков имеет максимумы под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  к пучку бомбардирующих частиц, и величина анизотропии увеличивается с ростом параметра  $p = (I_{\text{max}}/2K_0)^2$ . При малых значениях  $p$  анизотропия деления

$$W(0^\circ)/W(90^\circ) \simeq 1 + (I_{\text{max}}^2/8K_0^2), \quad (6)$$

где  $I_{\text{max}}$  — максимальный угловой момент составного ядра.

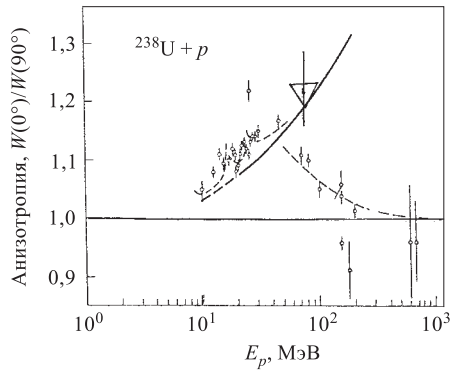


Рис. 12. Зависимость [120] анизотропии деления ядер от энергии протонов при облучении  $^{238}\text{U}$ : 10 [95], 22,8 [104], 10–30 [66], 45, 80, 155 [35], 156 [36], 180 [106], 70, 100, 155, 200 [107], 600 [108], 660 МэВ [109]. Сплошной линией представлена расчетная зависимость до испускания нейтронов ядрами, штриховой обозначены расчетные значения анизотропии с учетом вклада делений после испускания нейтронов. Штрихпунктирная кривая справа проведена «на глаз» по экспериментальным точкам. Показано значение анизотропии деления ядер при облучении  $^{238}\text{U}$  нейтронами с энергией 75 МэВ ( $\nabla$ ) [122]

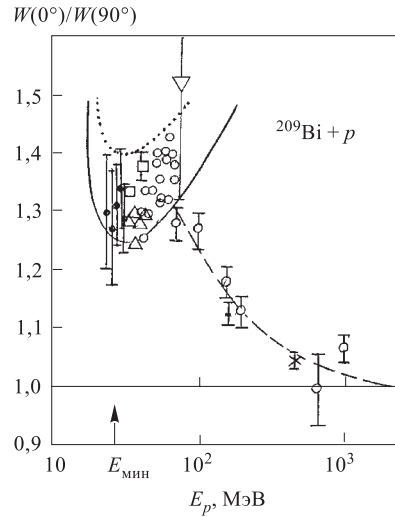


Рис. 13. Зависимость анизотропии деления ядер от энергии протонов при облучении  $^{209}\text{Bi}$ : 24–29 [110], 30–45 [111, 112], 70, 100, 155, 200 [107], 156 [36], 450 [113], 660 [109], 1000 МэВ [96]. Сплошные линии — расчет (см. текст). Штриховая линия выше  $E_p = 70$  МэВ проведена «на глаз» по экспериментальным точкам. Дано значение анизотропии деления ядер при облучении  $^{209}\text{Bi}$  нейтронами с энергией 75 МэВ ( $\nabla$ ) [122]

Помимо чисто научного интереса, сведения о величине анизотропии деления ядер при облучении протонами и нейтронами имеют и «прикладное» значение, т.к. коэффициент  $\left(1 + \frac{A}{3}\right)$  (где  $A$  — величина анизотропии деления в случае углового распределения типа  $W(\theta) = B(1 + A \cos^2 \theta)$ ,  $\theta$  — угол между направлением деления в системе центра масс и бомбардирующей частицей) входит в качестве множителя в формулу, определяющую сечение деления ядер.

Как было определено в области энергий образования составного ядра при облучении тяжелых ядер протонами, дейтронами и ионами  $^4\text{He}$ , анизотропия углового распределения осколков деления ядер увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц [95]. При дальнейшем увеличении энергии протонов до 45, 80, 155 МэВ было отмечено постепенное уменьшение



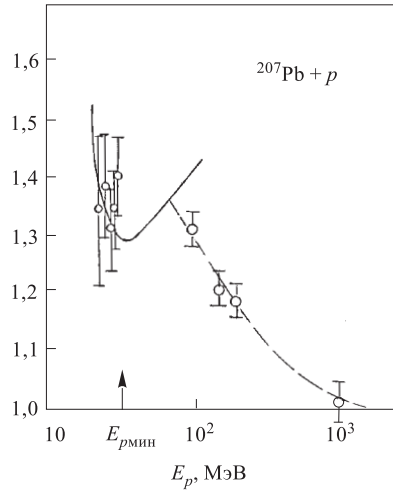
$W(0^\circ)/W(90^\circ)$ 

Рис. 14. Зависимость [96] анизотропии деления ядер от энергии протонов при облучении  $^{207}\text{Pb}$ : 24–29 [110], 100–200 [107], 1000 МэВ [96]. Сплошная линия — расчет (см. текст), штриховая линия проведена «на глаз» по экспериментальным точкам

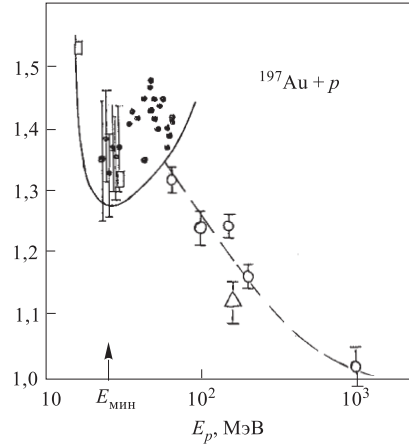
 $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ 

Рис. 15. Зависимость анизотропии деления ядер от энергии протонов при облучении  $^{197}\text{Au}$  [115, 110, 114, 36, 96]. Сплошная линия — расчет (см. текст), штриховая линия проведена «на глаз» по экспериментальным точкам

анизотропии деления ядер урана [35]. Анизотропия в угловом распределении осколков деления исследовалась для широкого круга ядер:  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  при облучении протонами с энергией 70, 100, 155, 200 и 1000 МэВ [96]. На рис. 12–15 представлены данные из статьи [96] для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{197}\text{Au}$  и добавлено угловое распределение для близких по  $A, Z$  ядер Re, W, Ta (рис. 16) (ввиду малого числа экспериментальных данных для них, они соединены вместе). Общим для всех представленных зависимостей является то, что анизотропия ядер проходит через максимум вблизи энергии протонов 50 МэВ и затем уменьшается. Угловое распределение осколков становится изотропным при энергиях протонов свыше  $600 \div 1000$  МэВ, т.к. при облучении протонами с энергией свыше 50 МэВ угловые моменты ядер после каскадной стадии взаимодействия оказываются дезориентированными относительно направления падающих протонов из-за вылета каскадных нуклонов [98].

В работах [117, 118] был предложен способ расчета угловой анизотропии деления ядер, несколько отличающийся от предложенного Халперном, Струтинским [94], но совпадающий с ним при малых значениях анизотропии.

Авторы [117, 118] предположили, что распределение ядер в седловой точке по «состояниям  $K$ » (проекция углового момента  $I$  на направление оси симметрии ядра) определяется зависимостью делительной ширины  $\Gamma_f(E^*, I, E_{\text{вр}})$  от энергии вращения ядра в седловой точке, в форме, полученной Хьюзенгой и Ванденбошем [119], в рамках модели ферми-газа. Тогда вероятность деления может быть определена как

$$W_f \sim \{ [2a_f^{1/2}(E^* - E_f - E_{\text{вр}}^{\text{ст}})^{1/2} - 1] \exp [2a_f^{1/2}(E^* - E_f - E_{\text{вр}}^{\text{ст}})^{1/2}] + 1 \}, \quad (7)$$

где  $a_f$  — константа плотности уровней в седловой точке,  $E_f$  — барьер деления невращающегося ядра,  $E_{\text{вр}}^{\text{ст}}$  — энергия вращения ядра в седловой точке при форме невращающегося ядра. Как следует из рассмотрения зависимостей (4) и (7), у ядра в состоянии с  $K = 0$  в седловой точке (угловой момент  $I$  перпендикулярен направлению деформации ядра) наибольшая вероятность разделиться (наименьшая энергия вращения). Как показано в [94] из простых геометрических соображений, анизотропия делений ядер следует в этом случае распределению

$$W(\theta) \sim \frac{1}{\sin \theta}. \quad (8)$$

Заменяя в выражении (7)  $E^* - E_f - (\hbar^2 I^2 / 2J_{\perp})$  на  $aT^2$  и разлагая показатель экспоненты в ряд по степеням  $\hbar^2 K^2 \left( \frac{1}{J_{II}} - \frac{1}{J_{\perp}} \right) / T$ , авторы [117] получили в первом приближении

$$W(E^*, I, K) \sim \exp \left[ -\hbar^2 K^2 \left( \frac{1}{J_{II}} - \frac{1}{J_{\perp}} \right) / 2T \right],$$

распределение ядер в седловой точке по  $K$ , совпадающее с выражением, полученным Халперном и Струтинским [94].

Расчетные значения анизотропии деления ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  на рис. 12–15 авторы [96] получили в приближении Халперна–Струтинского

$$W(0^\circ) / W(90^\circ) = 1 + I_{\text{max}}^2 / 8K_0^2,$$

$T = a_f^{1/2}(E^* - E_f - E_{\text{вр}}^{\text{ст}})^{1/2}$  — температура ядра в седловой точке,  $E_{\text{вр}}^{\text{ст}} = (4/9)I_{\text{max}}^2 \hbar^2 / 2J_{\perp}$  — средняя вращательная энергия ядра в седловой точке.

Значения  $I_{\text{max}}$  определялись из соотношения  $I_{\text{max}}^2 = 3,9E_p - 22$  [110], значения моментов инерции  $J_{II}$  и  $J_{\perp}$  — расчетные значения по жидкокапельной модели [101]. За величины барьеров деления принимались расчетные значения  $E_f$  [102]. Расчетные зависимости анизотропии деления ядер существенно различаются для  $^{238}\text{U}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . В случае  $^{209}\text{Bi}$  (и более легких ядер-мишеней) (рис. 13–16) расчетная анизотропия деления уменьшается, проходит через минимум и затем увеличивается вблизи порога деления. Для таких ядер пороговая энергия протонов, при которой энергия возбуждения составного

ядра равна по величине барьеру деления, существенно выше кулоновского барьера ядра. С уменьшением энергии протонов в этом случае энергия возбуждения составных ядер в седловой точке может быть получена как угодно малой при конечном значении вносимого углового момента, что приводит, согласно (6), к резкому возрастанию анизотропии деления. При облучении  $^{238}\text{U}$  протонами подобные условия не могут быть достигнуты, так как пороговая энергия протонов в этом случае значительно меньше кулоновского барьера ядра.

При облучении  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  протонами нет экспериментальных данных, которые свидетельствовали бы о предсказываемом подъеме анизотропии вблизи барьера деле-

ния. Нижнее значение энергии протонов в этих экспериментах равнялось 24 МэВ [110]. В случае облучения  $^{197}\text{Au}$  авторам [115] удалось измерить угловую анизотропию деления ядер при энергии протонов 17 МэВ, при этом был обнаружен подъем анизотропии деления вблизи порога (рис. 15), правда, всего лишь при одном значении энергии. На рис. 16 наряду с экспериментальными данными для  $^{185}\text{Re}$ , Ta, W приведена расчетная зависимость анизотропии деления для составного ядра  $^{186}\text{W}$ . Расчет был проведен по описанной схеме для ядер Bi, Pb, Au. Расчетный подъем анизотропии деления ядер на рис. 16 качественно совпадает с наблюдавшимся в эксперименте.

Ранее был обнаружен подъем анизотропии вблизи порога деления при облучении ядер  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{207}\text{Pb}$  ионами  $^4\text{He}$  [100]. Резкий подъем анизотропии деления вблизи порога позднее наблюдался в случае облучения ионами  $^4\text{He}$  целого ряда изотопов Pb, Pt, Re,  $^{192}\text{W}$ ,  $^{178}\text{Hf}$  [99, 116]. Авторами работы было найдено, что энергия возбуждения в седловой точке, с которой начинается рост анизотропии вблизи порога деления, систематически увеличивается с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра от  $\sim 4$  МэВ для изотопов Po до  $\sim 10$  МэВ для изотопов Os и W. На рис. 17 представлена, наряду с экспериментальными данными [99, 116], расчетная зависимость анизотропии деления ядер  $^{206}\text{Pb}$  при взаимодействии с ионами  $^4\text{He}$ . Расчет был проведен по вышеприведенной схеме в случае облучения ядер U–Re протонами в приближении Халперна–Струтинского. За значения барьеров деления  $E_f$  и моментов

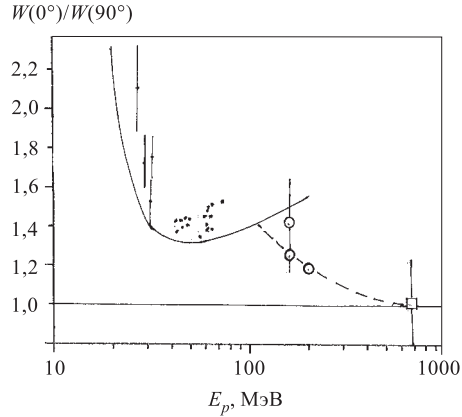


Рис. 16. Зависимость анизотропии деления ядер при облучении Re, Ta(W) протонами [37, 40, 42, 110, 114]. Сплошная линия — расчет (см. текст), штриховая линия проведена «на глаз» по экспериментальным точкам: ● — Re; ○ — Ta; □ — W

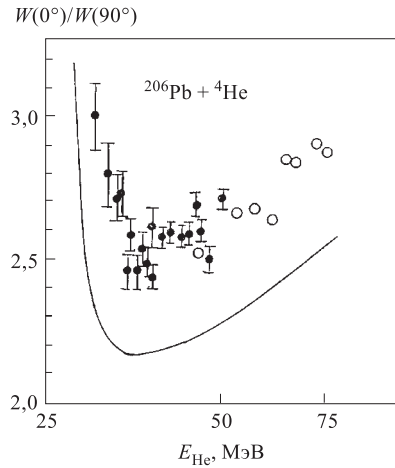


Рис. 17. Зависимость анизотропии деления ядер при облучении  $^{206}\text{Pb}$  ионами  $^4\text{He}$  [99,116]. Сплошная линия — расчетная кривая (см. текст)

инерции  $J_{II}$  и  $J_{\perp}$  принимались расчетные значения из [102] и [101] соответственно. Значение  $I_{\max}$  определялось из соотношения  $(I_{\max}^2)^{4\text{He}} = 20,3E_{4\text{He}} - 392$  [99]. В этом случае расчетный подъем анизотропии деления вблизи порога также качественно совпадал с наблюдаемым в эксперименте. Этот эффект может быть объяснен физически понятной причиной: при конечном значении вносимого ионом  $^4\text{He}$  углового момента энергия возбуждения ядра в седловой точке может быть доведена до минимально возможного значения, когда ядро может разделиться лишь в состоянии с  $K = 0$ , с минимально возможной энергией вращения  $E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}} I^2$ .

Все это и ведет к угловому распределению осколков деления после разделения

$$W(\theta) \sim \frac{1}{\sin \theta}.$$

Авторы [97] минимизировали зависимость (6) для углового распределения осколков и нашли простую зависимость: расчетный подъем анизотропии начинается тем дальше от порога деления, чем больше значения  $E_f$ , точнее,

$$U_{\min} = E^* - E_f \approx E_f - d - b/a, \quad (9)$$

где  $d$  — энергия связи бомбардирующей частицы в составном ядре,  $b$  и  $a$  — коэффициенты в зависимости  $I_{\max}^2 = aE - b$ . Для  $^{208}\text{Po}$  и  $^{182}\text{W}$  оценки дали  $U_{\min}$ , равные, соответственно,  $\sim 5$  и  $\sim 9$  МэВ, что совпадает качественно с упомянутой выше экспериментальной зависимостью  $U_{\min}$  от  $Z^2/A$ . Как видно из выражения (9), помимо величины  $E_f$  на положение минимума анизотропии влияет и величина энергии связи бомбардирующей частицы в составном ядре  $d$ . Так, например, как отмечали авторы [97], увеличения анизотропии вблизи порога деления при облучении ионами  $^3\text{He}$  не следовало ожидать для ядер вплоть до  $\text{Er}$ , что и совпадало с результатами эксперимента [121]. Как следует из рассмотрения формул (6) и (7), при облучении ядер нейтронами тоже можно ожидать подъема анизотропии деления вблизи порога деления, причем для более широкого круга ядер, чем при облучении протонами и ионами  $^4\text{He}$ .

В качестве примера на рис. 13 пунктирной линией указана расчетная угловая анизотропия деления в случае взаимодействия нейтронов с ядрами  $\text{Bi}$ .

Видна заметная разница в значениях анизотропии вблизи порога деления и в области минимума, из-за отсутствия кулоновского поля. Для определения вносимого момента в этом случае принималась зависимость  $I_{\max}^2 = 5E_n$  [94]. На рис. 13 приведено экспериментально определенное значение анизотропии деления ядер при взаимодействии ядер  $^{209}\text{Bi}$  с нейтронами с энергией 75 МэВ, а на рис. 12 — экспериментальное значение анизотропии деления  $^{238}\text{U}$  нейтронами с той же энергии [122]. Изучение анизотропии деления ядер при взаимодействии с нейтронами даст новые сведения о делении ядер вблизи порога деления.

## 6. МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Большинство измерений массовых распределений осколков деления проведены с помощью радиохимического и масс-спектрометрического методов. Эти методы позволяют получить лишь вторичное распределение продуктов деления по массам после вылета мгновенных нейтронов деления. Для этого измеряют кумулятивный выход изобары в конце цепочки  $\beta^-$ -превращений, который представляет сумму выходов всех осколков с данным массовым числом. Для некоторых элементов применение масс-спектрометрической техники позволяет измерить выход стабильных и долгоживущих изотопов с повышенной точностью. Выход продукта определяется как процент делений, приводящих к образованию исследуемого продукта. Первичное распределение осколков деления по массам до испускания мгновенных нейтронов может быть получено при измерении кинетических энергий и скоростей парных осколков деления. При повышении энергии бомбардирующих частиц, протонов и нейтронов промежуточных энергий увеличивается число испускаемых нейтронов (и заряженных частиц при достаточно высоких энергиях) до деления или после деления из осколков. Первичные осколки деления смещаются к линии  $\beta$ -стабильности, появляются наряду с нейтроноизбыточными и нейтронодефицитными продуктами деления. Испускание большого числа частиц усложняет и возможность идентификации первичных осколков деления по их кинетическим энергиям и скоростям [1, 4, 14, 123].

**6.1. Распределение по массам осколков вблизи порога деления.** Примеры массовых распределений осколков (продуктов) деления ряда ядер вблизи порога деления приведены на рис. 18: при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [124],  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией 11 МэВ [125],  $^{206}\text{Pb}$  ионами  $^4\text{He}$  [126] (энергия возбуждения над барьером 8 МэВ),  $^{178}\text{Hf}$  ионами  $^4\text{He}$  [127] (энергия возбуждения  $^{182}\text{W}$  над барьером 20 МэВ). Там же приведен пример массового распределения осколков преимущественно симметричного спонтанного деления ядер  $^{258}\text{Fm}$  [128].

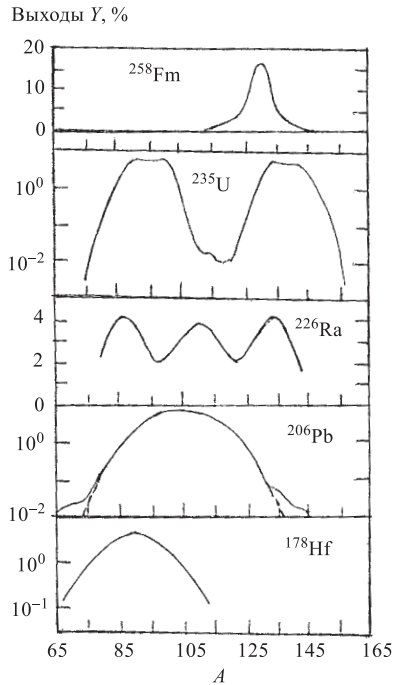


Рис. 18. Массовое распределение продуктов деления ядер при спонтанном делении  $^{258}\text{Fm}$  [128], при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [124],  $^{226}\text{Ra}$  — протонами с энергией 11 МэВ [125],  $^{206}\text{Pb}$  — ионами  $^4\text{He}$  [126],  $^{178}\text{Hf}$  — ионами  $^4\text{He}$  [127]

мы деления на уровне  $\sim 2 \cdot 10^{-2} \%$  при облучении  $^{206}\text{Pb}$  ионами  $^4\text{He}$  (при энергии возбуждения составного ядра  $^{210}\text{Po}$  8–10 МэВ над барьером). В случае деления  $^{182}\text{W}$  (энергия возбуждения над барьером 20 МэВ) асимметричной формы деления не было обнаружено на уровне  $10^{-2}$  отношений выходов [127].

С другой стороны, по  $A$  и  $Z$  от урана все более тяжелые ядра вплоть до  $^{256}\text{Fm}$  спонтанно делятся преимущественно асимметрично [5, 124, 128]. Однако начиная с  $^{258}\text{Fm}$  вплоть до  $^{260}\text{Rf}$  ( $Z = 104$ ) была обнаружена преимущественно симметричная форма спонтанного деления этих ядер [128].

Характерной особенностью деления ядер вблизи порога (рис. 18) является почти неизменное положение правого пика асимметричной формы деления вблизи массовых чисел  $A = 132 \div 145$  в широком диапазоне ядер-мишеней

Приведенные распределения свидетельствуют о различном характере массового распределения осколков деления ядер вблизи порога деления: при переходе от тяжелых ядер типа урана к более легким типа вольфрама наблюдается переход от преимущественно асимметричного деления к преимущественно симметричному делению. В случае деления радия при облучении протонами с энергией  $11 \div 16$  МэВ [120, 125] наблюдались раздельно как асимметричная форма деления, так и симметричная. Позднее трехгорбое массовое распределение протонов деления наблюдалось при облучении  $^{232}\text{Th}$  нейтронами с энергиями в интервале  $2 \div 14$  МэВ [129] и протонами с энергиями  $13 \div 53$  МэВ [130].

При облучении висмута протонами с энергией 36 МэВ было найдено симметричное массовое распределение ядер и указание на очень малый вклад асимметричного деления (на уровне 0,3% от симметричного деления) [131]. Позднее асимметричная компонента в массовом распределении осколков деления при облучении висмута протонами с энергией 36,1 МэВ не была обнаружена [132]. Иткис и др. [126] идентифицировали малый вклад асимметричной формы

от  $Z = 100$  до  $Z = 84$ . При этом левый пик масс-асимметричной формы деления сдвигается в сторону легких масс: в случае деления ядра  $^{210}\text{Po}$  этот пик был идентифицирован при  $A \approx 70$  [126]. Преимущественно симметричное спонтанное деление ядер  $^{258}\text{Fm}$ , как видно из рис. 18, происходит на два фрагмента с массами  $A \approx 130$ . Такой характер массового распределения осколков деления ядер с очевидностью свидетельствует о сильном влиянии ядерной подструктуры из 50 протонов и 82 нейтронов на процесс разделения масс при делении ядер вблизи порога. При делении ядер с  $Z < 92$  из-за увеличения барьера деления ядер увеличивается необходимым образом вносимая в ядро энергия возбуждения, что приводит к уменьшению влияния этой подструктуры на процесс массового распределения осколков деления ядер.

**6.2. Изменение массового распределения осколков деления ядер с ростом энергии бомбардирующих протонов и нейтронов.** Основные особенности изменения массового распределения осколков деления тяжелых ядер типа урана при возрастании энергии бомбардирующих частиц состоят в следующем: вначале быстрое, затем замедляющее увеличение вклада симметричных делений, уменьшение вклада продуктов в области пиков двугорбого массового распределения и некоторое увеличение вклада сильноасимметричных делений [124]. Систематический анализ массового распределения продуктов деления ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  при облучении протонами с энергией  $8 \div 32$  МэВ был сделан в работах Отзуки и др. [133–135]. Были определены массовый выход продуктов деления, отношение выходов продуктов деления в максимуме и минимуме в зависимости от энергии протонов. Анализ показал, что данные укладываются в бимодальную модель деления, где один тип деления — симметричное деление — имеет больший барьер деления, более вытянутую конфигурацию осколков в момент разделения (меньшая кинетическая энергия) в сравнении с другим, асимметричным типом разделения [135]. Эти данные указывают, что для симметричного и асимметричного делений имеются два независимых пути деформации вплоть до разделения. Исследования выходов продуктов деления ядер  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий бомбардирующих протонов  $10 \div 340$  МэВ показали, что минимум выходов в области симметричного деления исчезает лишь при энергии протонов  $\sim 150$  МэВ [1].

Недавно на источнике быстрых нейтронов LANL путем измерений кинетических энергий парных осколков деления были впервые определены массовые распределения осколков деления  $^{238}\text{U}$  при облучении нейтронами в широкой области энергий от порога до 500 МэВ [136]. Из полученной серии 22 массовых спектров осколков в зависимости от энергии бомбардирующих нейтронов видно, что минимум в выходах осколков в симметричной области исчезает, когда  $E_n$  достигает значений 120 МэВ.

В случае облучения радия, массовое распределение продуктов деления которого вблизи порога описывается трехгорбой кривой, с ростом энергии

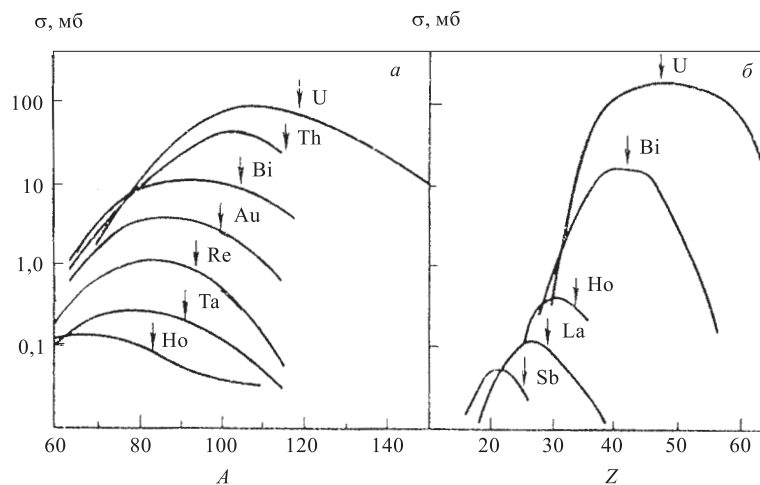


Рис. 19. а) Распределение продуктов деления по массам при облучении U, Th, Bi, Au, Re, Ta, Ho протонами с энергией 450 МэВ. б) Распределение продуктов деления по зарядам при облучении U, Bi, La, Sb протонами с энергией 660 МэВ и Ho протонами с энергией 460 МэВ. Стрелками указаны значения а)  $(A_{\text{миш}} + 1)/2$ ; б)  $(Z_{\text{миш}} + 1)/2$ . Рисунок из работы [2]

**Таблица 4. Зависимость от энергии протонов полуширины массового распределения продуктов деления  $W_{1/2}(A)$  и положения максимума в массовом распределении  $A_{\text{max}}$  при облучении висмута, свинца и золота**

Висмут						
$E_p$ , МэВ	36 [131]	54* [141]	58 [131]	600* [153]	1000 [148]	2900 [41]
$W_{1/2}$ , а.е.м.	18	22	28	38–39	$45,5 \pm 0,2$	43
$A_{\text{max}}$	103	102	102	$95 \pm 2$	$95 \pm 2$	90
Золото						
$E_p$ , МэВ	32 [142]			490 [151]	1000 [148]	
$W_{1/2}$ , а.е.м.	$21 \pm 1$			30	$54,5 \pm 0,6$	
$A_{\text{max}}$	98			90	$84 \pm 2$	

\*Свинец.

бомбардирующих частиц  $p, d$  вклад симметричного деления увеличивается, а центральный пик симметричного распределения при этом несколько расширяется [137–140].

При облучении протонами ядер типа Bi, Pb с ростом энергии протонов симметричный пик массового распределения осколков деления просто расширяется [19, 21, 22, 131, 141–143]. На рис. 19,а приведено распределение



продуктов деления по массам при облучении урана [144], тория, висмута, золота, рения, тантала и гольмия [145] протонами с энергией 450 МэВ. В отличие от характера массового распределения осколков деления ядер вблизи порога (рис. 18), при энергиях бомбардирующих частиц значительно выше порога деления, деление всех ядер становится преимущественно симметричным. Преимущественно симметричное деление ядер было найдено и при облучении  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$  и  $^{\text{nat}}\text{Yb}$  протонами с энергией  $E_p = 1$  ГэВ с полушириной  $W_{1/2}(A)$ , равной 45,5; 54,5; 66,0 и 62,1 а.е.м. для этих ядер соответственно. Данные были получены в  $(2E)$ -экспериментах [148].

В табл. 4 приведены основные характеристики массовых распределений осколков деления ядер:  $W_{1/2}(A)$  — ширина распределения на половине высоты,  $A_{\text{max}}$  — массовое число осколков (продуктов) в максимуме распределения для ядер  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  при облучении их протонами с энергией  $E_p = 36 \div 3000$  МэВ. Видно, что ширина массовых распределений на половине высоты  $W_{1/2}$  для этих ядер увеличивается с ростом энергии протонов, а максимум в распределении  $A_{\text{max}}$  сдвигается в область меньших масс. При еще более высоких энергиях, при облучении ядер урана протонами с энергией в несколько ГэВ, массовое распределение осколков преимущественно симметричного деления становится более широким в сравнении с распределением в области энергий протонов в сотни МэВ (рис. 20). В массовом распределении продуктов еще отчетливо виден широкий пик деления даже при энергиях бомбардирующих протонов 2,9 и 28 ГэВ при  $\approx 110$  и 107 соответственно [13, 149], но при этом резко возрастает выход продуктов с  $A < 50$ . Выход этих продуктов связывается с механизмом фрагментации ядер [13]. На рис. 21–23 представлены массовые распределения продуктов деления ядер  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{181}\text{Ta}(\text{W})$  при облучении протонами в широком интервале энергий. Из рис. 21–23 и работы [148] очевидно, что распределения продуктов деления ядер по массам при облучении Bi, Pb, Au, Ta, W протонами преимущественно симметричны вплоть до энергии 1 ГэВ, при этом с ростом энергии протонов они расширяются (см. также табл. 4).

На рис. 21 наряду с массовыми распределениями продуктов деления и расщепления ядер висмута и свинца, полученными радиохимическим мето-

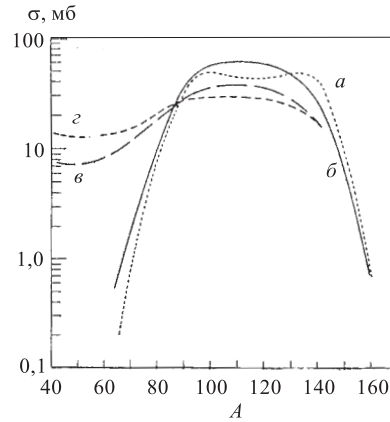


Рис. 20. Распределение [13] по массам продуктов деления и расщепления ядер урана при облучении протонами различных энергий: а) 100 МэВ, б) 170 МэВ, в) 2,9 ГэВ, г) 28 ГэВ

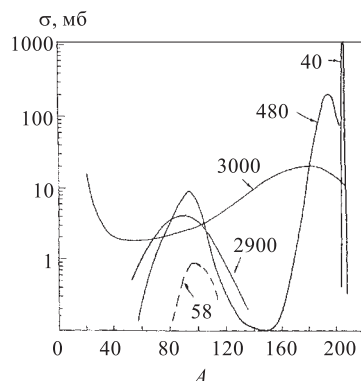


Рис. 21. Распределение [12] по массам продуктов расщепления и деления ядер при облучении висмута и свинца протонами с энергией 40, 480, 3000 МэВ. Добавлены зависимости  $\sigma(A)$  при облучении Вi протонами с энергией 58 [131] и 2900 МэВ [41]

ядра-мишени, область остаточных продуктов расщепления ядер; 2) область с  $A < 30 \div 40$ , область продуктов фрагментации и 3) область продуктов деления с  $A \approx 40 \div 150$  для висмута,  $A \approx 40 \div 140$  для золота,  $A \approx 40 \div 130$  для тантала, вольфрама.

Значительные изменения в массовом распределении продуктов реакции происходят при энергии протонов выше 1000 МэВ: заполняется впадина между областями остаточных ядер расщепления и областью продуктов деления, резко возрастают с энергией протонов выходы ядер-фрагментов с  $A \leq 40$ .

На изменение механизма реакции в этой области энергий протонов указывает и изменение ряда кинематических характеристик продуктов реакции урана. Так, при энергии протонов  $\sim 3$  ГэВ отношение нейтронодефицитных продуктов в передне-задней полусферах по отношению к пучку протонов проходит через максимум [154–157]. Кинетическая энергия нейтронодефицитных продуктов значительно уменьшается в интервале энергий протонов  $1,0 \div 3,0$  ГэВ. Изучение угловых распределений продуктов реакции показало переход от преимущественной направленности в переднюю полусферу к перпендикулярной ориентации по отношению к направлению бомбардирующих протонов [103, 158–160].

**6.3. Природа массового распределения осколков деления ядер.** Природа асимметричного деления актинидных ядер при низких энергиях возбуждения является одной из загадок со времени открытия деления ядер. Хотя за это

дом, приведено распределение, полученное с помощью регистрации кинетических энергий парных осколков и скорости одного из них в случае облучения висмута протонами с энергией 2,9 ГэВ [41]. Как видно, кривая массового распределения имеет форму относительно узкого пика, характерного для симметричного деления. На рис. 21 приведено распределение по массам продуктов расщепления свинца протонами с энергией 3 ГэВ [150]. Кривая масс осколков деления с наиболее вероятной массой 90–95, как видно, объясняет большую часть радиохимических продуктов, наблюдаемых в этой области [41].

Похожие зависимости найдены и при облучении ядер золота (рис. 22) и тантала (вольфрама) (рис. 23) протонами. При энергиях протонов меньше 1000 МэВ отчетливо видны с учетом результатов работ [148, 180] три области продуктов: 1) область вблизи

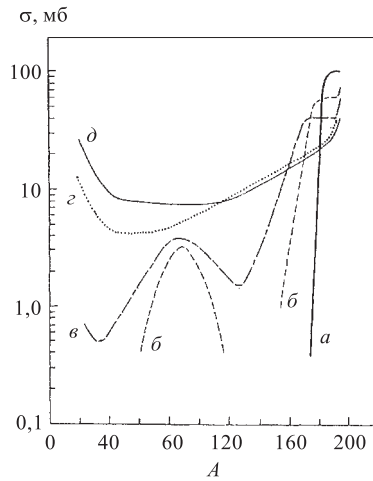


Рис. 22. Распределение [151] по массам продуктов расщепления и деления ядер при облучении  $^{197}\text{Au}$  протонами с энергией а) 0,20, б) 0,49, в) 1,0, г) 3,0 и д) 11,5 ГэВ

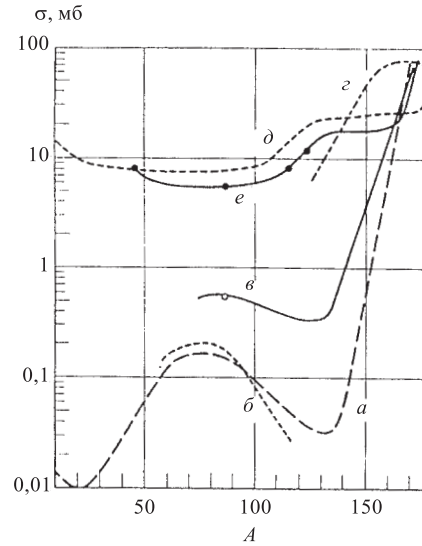


Рис. 23. Распределение [152] по массам продуктов расщепления и деления ядер  $^{161}\text{Ta}$  протонами с энергией а) 0,34, б) 0,45, в) 0,58, г) 0,66, д) 5,7, е) 19,0 ГэВ

время было сделано много попыток понять природу массового распределения осколков при делении ядер качественно, ни одна из них не имела успеха в количественном предсказании [161]. Сравнение характеристик массовых распределений осколков деления ядер вблизи порога деления ядер (рис. 18) и при достаточно высоких энергиях возбуждения (рис. 19) с очевидностью приводит к двум основным выводам.

1. Преимущественность асимметричного деления актинидных ядер, наличие асимметричной формы деления при облучении радия протонами и свинца ионами гелия вблизи порога деления, симметричное спонтанное деление ядер  $^{258}\text{Fm}$  (и ряда более тяжелых ядер) с несомненностью свидетельствуют об определяющем влиянии на характер процесса деления ядерной подструктуры с массовым числом  $A = 132$ .

2. Влияние подструктуры с  $A = 132$  на процесс деления уменьшается с ростом энергии возбуждения ядер, что проявляется в увеличении вклада симметричного деления актинидных ядер, и при делении ядер вблизи порога деления с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра. Во втором случае повышается необходимая первоначальная энергия возбуждения из-за увеличения барьера деления ядер.

Указания на влияние оболочечной структуры в ядре на характер деления актинидных ядер были сделаны уже в первых работах [162–164]. После обнаружения факта, что деление ядер при облучении висмута дейтронами с энергией 190 МэВ происходит преимущественно симметрично [165], Туркевич и Нидей выдвинули гипотезу о двух независимых способах деления — симметричном и асимметричном [166]. Эта гипотеза нашла подтверждение после обнаружения при делении радия дейтронами одновременно асимметричной и симметричной форм массового распределения [167].

#### 6.4. Массовое распределение осколков деления в модели жидкой капли.

Характер изменения симметричного способа деления ядер с ростом энергии возбуждения нашел объяснение в рамках модели заряженной жидкой капли. Согласно расчетам деформации равномерно заряженной жидкой капли симметричной форме ядра в седловой точке соответствует наименьшая энергия деформации, наименьший барьер деления [101, 168–170], то есть симметричное деление в модели жидкой капли преобладает. С ростом энергии возбуждения ядра появляется возможность для менее энергетически выгодных, менее симметричных деформаций ядра при прохождении через вершину потенциального барьера. Струтинский [170] и Никс, Святецкий [171] вычислили жесткость заряженной жидкой капли по отношению к изменению ее формы, характеризуемую константой  $K_m$ . Исходя из представления о термодинамическом равновесии в седловой точке и представляя, вследствие этого, вероятность отклонения формы ядра от симметричной кривой Гаусса, они получили выражение для конкуренции деления ядра со степенью асимметрии  $U = m/(m_1 + m_2)$ :

$$P(U) = \frac{1}{(2\pi T/K_m)^{1/2}} \exp \left[ -\left(U - \frac{1}{2}\right)^2 / (2T/K_m) \right], \quad (10)$$

где  $T$  — температура ядра в седловой точке. Это выражение качественно правильно описывает изменение, возрастание ширины массовых распределений осколков деления ядер при облучении Bi, Pb, Au, Ta, W протонами с энергиями до 1 ГэВ (см. табл. 4 и рис. 21–23 с учетом зависимости энергии возбуждения ядер от энергии протонов (рис. 3)).

В работе Андроненко и др. [172] были рассчитаны массовые распределения осколков деления ядер Bi, Au, W, Ag при взаимодействии с протонами с энергией 1 ГэВ. Были использованы результаты расчетов каскадной стадии взаимодействия и статистическая модель Фонга без учета оболочечных эффектов [173] на второй стадии реакции с включением деления ядер. Согласно Фонгу, вероятность деления с той или иной степенью асимметрии определяется плотностью состояний сформировавшихся осколков в точке разрыва. Как показало сравнение, результаты расчета хорошо воспроизвели основные параметры экспериментальных массовых распределений [14, 172].

**6.5. Влияние структуры ядра.** Пашкевичем [174] была рассчитана потенциальная энергия ядер при больших деформациях с учетом оболочечной поправки методом Струтинского. Форма ядра в нулевом приближении описывалась овалоидами Кассини. Было показано, что при больших деформациях ядра вблизи точки разрыва рассчитанная форма тяжелых ядер находится в качественном согласии с экспериментальными данными по массовой асимметрии трансурановых элементов.

В последние годы была высказана гипотеза о мультимодальном делении ядер при низких энергиях возбуждения. Эта гипотеза разрабатывалась в расчетах Бронзы и др. [175,176] для 4 каналов деления: деление со «стандартной деформацией», приводящей к конфигурации с тяжелым осколком с  $A \approx 140$ ; деление с супермалой деформацией, приводящей к симметричным конфигурациям с большой кинетической энергией; деление с суперудлинненными симметричными деформациями, приводящими к малым кинетическим энергиям осколков; и, наконец, деление с суперасимметричной деформацией, с отношением масс осколков 3:1. Каждому каналу соответствует компонента в массовом распределении, связанная с соответствующим барьером деления. Подобные результаты были получены Пашкевичем для ядер в области фермия в его расчетах деформации ядер с учетом оболочечной поправки [177].

С ростом энергии возбуждения деление трансактинидных ядер, как уже отмечалось, становится преимущественно симметричным, подобно делению доактинидных ядер, что указывает на уменьшение влияния структурных эффектов, но не полностью их исчезновение. Так, при взаимодействии ядер урана с протонами 1 ГэВ и выше массовое распределение продуктов взаимодействия можно разделить на три группы [178, 179]: 1) нейтроноизбыточные продукты низкоэнергичного деления; 2) нейтронодефицитные продукты высокоэнергичного деления; 3) очень нейтронодефицитные продукты глубокого расщепления ядер и фрагментации. Продукты взаимодействия урана с протонами с энергией 2,2 ГэВ в интервале масс  $A = 90 \div 140$  авторы [98] еще связывают с обычным бинарным делением.

## 7. ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ЗАРЯДОВАЯ ДИСПЕРСИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

**7.1. Зарядовое распределение осколков деления.** Под термином зарядового распределения понимается характер деления заряда ядра между двумя осколками в процессе деления. Обычно задачу построения распределения заряда при делении ядра сводят к определению распределения по зарядам осколков с данным массовым числом, к определению наиболее вероятного заряда этого распределения  $Z_p$  и ширины распределения заряда на половине высоты  $W_{1/2}(Z)$ . В области низких энергий сильнонейтроноизбыточное

ядро-осколок в ряду изобаров претерпевает ряд  $\beta^-$ -распадов, чтобы достигнуть долины стабильных ядер  $Z_A$ . Измеренный выход почти каждого из ядер-продуктов представляет сумму независимого выхода данного нуклида в процессе деления и выходов его предшественников в ряду изобаров. Лишь в редких случаях, когда ядро-предшественник в цепочке изобаров является стабильным или долгоживущим, удается определить независимый выход такого защищенного изобара. Обычно удается измерить независимые выходы небольшого числа защищенных изобаров вблизи долины стабильности, так как далекие от нее изобары имеют слишком короткие для химического выделения времена жизни. В большинстве работ для этой цели до недавнего времени использовался радиохимический или масс-спектрометрический методы [181]. Позднее был разработан ряд физических методов: определение заряда осколка по энергии рентгеновского излучения его атомной оболочки путем подсчета числа  $\beta$ -распадов для осколков известной массы, определенной с помощью масс-спектрометра, и др. [182].

Полученные при делении ядер урана медленными нейтронами и при спонтанном делении ядер независимые выходы изобаров ряда массовых цепочек удовлетворительно укладываются на одну универсальную кривую зарядового распределения  $P(Z - Z_p)$ , если зависимость наиболее вероятного заряда в каждой массовой цепочке  $Z_p(A)$  выбрана согласно предположению о равенстве длин цепочек  $\beta$ -распадов дополнительных осколков  $(Z_p - Z_A)_л = (Z_p - Z_A)_т$ , где индексы «л» и «т» относятся к легкому и тяжелому осколку соответственно. Вааль нашел экспериментальную зависимость  $Z_p(A)$  для значительного числа массовых цепочек при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [183], которая близка к расчетной в предположении равенства длин цепочек дополнительных осколков. Согласно результатам, полученным радиохимическим методом, зарядовая плотность осколков с  $A = 132$  отличается от плотности заряда подструктуры из 50 протонов и 82 нейтронов. Но образование магической подструктуры в тяжелом осколке в процессе деления ядра при низкой энергии возбуждения играет, по-видимому, существенную роль в уменьшении плотности заряда наиболее вероятных тяжелых осколков и в увеличении плотности заряда дополнительных, наиболее вероятных легких осколков, в отклонении экспериментальной зависимости  $Z_p(A)$  для наиболее вероятных осколков от ожидаемой зависимости  $Z_p(A)$  в случае равной плотности зарядов дополнительных осколков.

При определении зарядового распределения деления ядер с более высокими энергиями возбуждения возникают большие экспериментальные трудности. Соответственно знания о зарядовом распределении при более высоких энергиях бомбардирующих частиц более ограничены, и можно установить только основные тенденции в эволюции зарядового разделения с энергией возбуждения. Имеющиеся данные свидетельствуют, что характер деления тяжелых ядер U, Th в области средних и высоких энергий возбуж-

дения вплоть до нескольких сотен МэВ такой же, как и при низкоэнергетичном делении [184, 185], или же промежуточный между двумя распределениями, согласно предположению о равенстве длин цепочек  $\beta$ -распадов и о равенстве плотности зарядов парных осколков [186, 187].

Продукты сильноасимметричного деления урана, которые возникают в результате деления лишь высоковозбужденных ядер, имеют зарядовое распределение, соответствующее гипотезе равных плотностей зарядов делящегося ядра и осколков [188–190]. При дальнейшем росте энергии протонов ширина зарядового распределения осколков деления ядер увеличивается (рис. 19,б) [146, 147].

При изучении выхода продуктов деления ядер, вызванного бомбардировкой висмута дейтронами с энергией 190 МэВ, было найдено, что отношение  $N/Z$  легкого и тяжелого фрагментов примерно одинаково [191], что не соответствует гипотезе равного смещения заряда, как это имеет место при делении урана медленными нейтронами. Подобные экспериментальные результаты были получены при облучении золота ионами  ${}^4\text{He}$  с энергией 40 МэВ [192].

**7.2. Зарядовая дисперсия осколков деления.** Под дисперсией зарядов понимают распределения независимых выходов нуклидов среди изобаров с данным массовым числом. В ряде работ [19, 184, 193, 194] было показано, что в области сотен МэВ кривые зарядовой дисперсии при делении урана расширяются с возрастанием энергии за счет появления нейтронодефицитных продуктов среди нейтроноизбыточных продуктов низковозбужденного деления ядер. Также было найдено, что максимумы  $Z_p$  в кривых зарядовых дисперсий сдвинуты ближе к линии  $\beta$ -стабильности [184, 194] в интервале  $0 \div 2$  ед.  $Z$  с нейтроноизбыточной стороны от линии  $\beta$ -стабильности ( $Z_A$ ) в сравнении с делением ядер на тепловых нейтронах, где  $Z_A - Z_p$  находятся в интервале  $3 \div 4$  ед.  $Z$  [181].

На рис. 24 приведены кривые зарядовых дисперсий для продуктов деления в области  $A \approx 131$ , образованных при взаимодействии урана с протонами различных энергий [13, 195]. Следует иметь в виду, что приведенные на рисунке кривые не являются, строго говоря, зарядовой дисперсией, поскольку по оси абсцисс отложен не заряд осколка, а отношение  $N/Z$  [13]. Из рис. 24

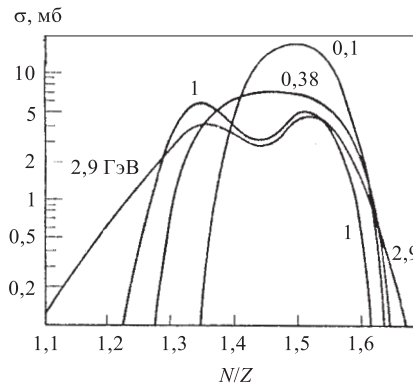


Рис. 24. Кривые зарядовой дисперсии для продуктов в области  $A \approx 131$ , образовавшихся при взаимодействии урана с протонами различных энергий [13, с.269]

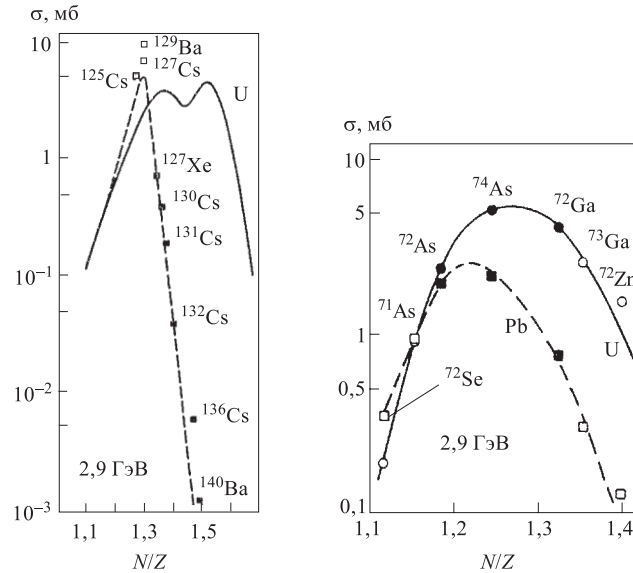


Рис. 25. Кривые зарядовой дисперсии для  $A \sim 131$  при взаимодействии урана (сплошная кривая), свинца (пунктир) с протонами 2,9 ГэВ; экспериментальные точки ■ — свинец, независимые выходы, □ — кумулятивные выходы [13, с.270]

Рис. 26. Кривые зарядовых дисперсий для  $A \sim 72$  при взаимодействии урана (сплошная кривая) и свинца (пунктир) с протонами 2,9 ГэВ. ■, □ — независимые выходы, ○, ● — кумулятивные выходы [13, с.272]

видно, что при энергии протонов 1 ГэВ и выше на кривых зарядовой дисперсии появляются два максимума. Образование левого (нейтронодефицитного) максимума обязано проявлению высокоэнергетичного деления. Ширина и положение второго (правого) максимума, соответствующего нейтроноизбыточным продуктам деления ( $N/Z \approx 1,5$ ), мало изменяется с ростом энергии протонов, положение этого максимума близко к положению нейтроноизбыточного пика в низкоэнергетичном делении.

На рис. 25 приведены кривые зарядовой дисперсии для  $A = 131$  при взаимодействии урана и свинца с протонами 2,9 ГэВ [13], а на рис. 26 — то же для осколков с  $A \approx 72$  [13]. Данные рис. 25 и 26 свидетельствуют: а) кривые зарядовой дисперсии для свинца и урана существенно отличаются, при этом выходы продуктов с большими отношениями  $N/Z$  существенно ниже для свинца, чем для урана; б) двойной пик зарядовой дисперсии, найденный в области  $A \approx 131$  [13, 196] при делении урана, не наблюдается для малых значений  $A \approx 72$ . В случае урана продукты с  $A \approx 72$  соответствуют силь-



ноасимметричному делению, по-видимому, с большей энергией возбуждения (рис. 20). Некоторые качественно подобные результаты были получены при изучении изотопных распределений продуктов деления урана и иридия протонами с энергией 1 ГэВ с помощью масс-спектрометра «в линию» [197]. Как было оценено [195], соотношение площадей двух максимумов в зарядовой дисперсии осколков деления ядер урана протонами с энергией 1 ГэВ указывает на относительно большой вклад (около 200 мб) низковозбужденных делений. В связи с этим интересно отметить, что при изучении деления ядер урана протонами с энергией 1 ГэВ с помощью двухплечевого спектрометра кинетических энергий парных осколков [198] была обнаружена группа делительных событий с сечением деления 140 мб ( $\approx 10\%$  всех событий), имеющая характерное для малой энергии возбуждения двугорбое массовое распределение продуктов деления. Еще раньше в работе [143] при делении  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией  $E_p = 156$  МэВ авторы оценили вклад асимметричной моды деления в 30% методом разложения экспериментальной массовой кривой на симметричное и асимметричное распределения.

## 8. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Вскоре после открытия Ганом и Штрассманом деления ядер радиохимическим методом О.Фриш [199] экспериментально установил, что при делении ядер урана выделяется значительная энергия. Он измерил величину импульсов, создаваемых осколками в ионизационной камере. Позднее измерения энергии осколков производились с помощью двух ионизационных камер, разделенных сеткой Фриша. В настоящее время метод измерений с помощью усовершенствованных ионизационных камер переживает второе рождение. Ионизационная камера имеет ряд преимуществ: возможно измерение полной энергии частицы с энергетическим разрешением лучшим, чем с помощью полупроводниковых детекторов; определение кинетической энергии, массы, атомного номера частицы, углового распределения частиц [200]. Большой объем информации о кинетической энергии осколков деления ядер получили путем измерения с помощью полупроводниковых детекторов кинетических энергий осколков в  $(2E)$ -экспериментах или путем измерений скоростей в  $(2V)$ -экспериментах [123].

**8.1. Зависимость кинетической энергии осколков деления от отношения их масс.** Если бы кинетическая энергия осколков деления определялась только их кулоновским взаимодействием в момент разделения, то для осколков сферической формы, в предположении  $Z_1/Z_2 = A_1/A_2$ , суммарная кинетическая энергия двух осколков деления была бы наибольшей при симметрич-

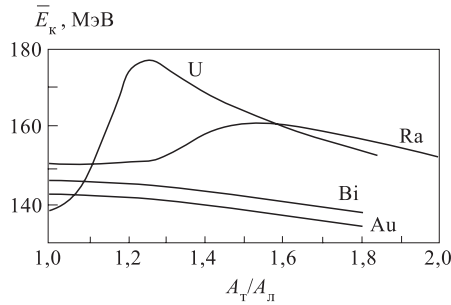


Рис. 27. Зависимость средней кинетической энергии парных осколков деления от отношения их масс в случае деления ядер при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [205],  $^{226}\text{Ra}$  дейтронами с энергией 14 МэВ [212],  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^3\text{He}$  с энергией 25,5 МэВ [212]

ших частиц уменьшается. При облучении урана и тория нейтронами с энергией 14 МэВ провал в  $\bar{E}_k$  для симметричного деления составлял 12–15 МэВ [206, 207], а при облучении  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 20 МэВ провал в  $\bar{E}_k$  симметричного деления составлял уже  $\sim 10$  МэВ [210, 211]. При облучении  $^{226}\text{Ra}$  протонами и дейтронами 11–14 МэВ провал  $\bar{E}_k$  в области симметричного деления составлял  $\sim 9$  МэВ [209, 212]. При облучении же ядер висмута и золота ионами  $^3\text{He}$  с энергией 25,5 МэВ и ионами  $^4\text{He}$  с энергией 25 и 42 МэВ была найдена плавная зависимость  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$  с максимумом для симметричного деления (рис. 27) [212, 213].

В ряде работ наблюдаемая зависимость  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$  при делении тяжелых ядер связывается с влиянием степени заполненности ядерных оболочек на форму осколков в момент разделения [206], с повышенной жесткостью по отношению к деформации околomagических осколков и с пониженной жесткостью осколков, далеко отстоящих от заполненных оболочек [214, 215].

В другой группе работ наблюдаемая зависимость  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$  при делении тяжелых ядер объяснялась как результат наложения двух независимых типов деления — симметричного и асимметричного [212, 216–218]. С симметричным делением связывается большее расстояние между центрами тяжести осколков в сравнении с асимметричным делением, а следовательно, меньшая кинетическая энергия осколков [212, 216]. Интересно отметить, что сильно-асимметричное деление тяжелых ядер в области масс  $A \geq 150$  по характеру деления напоминает симметричное деление. Так, при фотоделении ядер  $^{240}\text{Pu}$  было найдено, что с ростом энергии возбуждения ядер суммарная кинетическая энергия осколков асимметричного деления уменьшается, а кинетическая

ном делении и уменьшалась с ростом отношения масс осколков [2]. Однако, как было найдено при спонтанном делении тяжелых ядер [201–203], при делении тяжелых ядер тепловыми нейтронами [204, 205], нейтронами с энергией несколько МэВ [206–208] и при делении  $^{226}\text{Ra}$  протонами 9–13 МэВ [209] в зависимости  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$  имеется минимум в области симметричного деления. В случае облучения ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами провал в кинетической энергии в области симметричного деления, как было найдено, составляет около 20–35 МэВ и с ростом энергии бомбардиру-

энергия осколков симметричного и сильноасимметричного делений или остается постоянной, или слегка возрастает [219]. Книттер и др. [220] проанализировали зависимость суммарной кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [220] от массы тяжелого осколка как результат наложения симметричного деления суперудлиненной формы, стандартного деления 1 и стандартного деления 2 из асимметричной области.

Как следовало из рассмотрения особенностей массового распределения осколков деления ядер вблизи порога деления (см. разд. 6), при делении тяжелых ядер с несомненностью проявляется влияние подструктуры из 50 протонов и 82 нейтронов. Следует отметить, что подобно провалу в области симметричного деления в кривой масс при делении тяжелых ядер наблюдается и провал в кинетической энергии в области симметричного деления этих ядер в зависимости  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$ . С ростом энергии возбуждения при делении тяжелых ядер уменьшается провал в области симметричного деления как в зависимости выходов масс, так и в зависимости  $\bar{E}_k(A_T/A_L)$ .

**8.2. Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от энергии бомбардирующих нейтронов и протонов.** В области средних энергий возбуждения небольшое наблюдаемое изменение — уменьшение кинетической энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами [221] совпадает с ожидаемым изменением из-за уменьшения вклада асимметричных делений с максимальной кинетической энергией и из-за уменьшения самой величины максимальной кинетической энергии для асимметричного деления с ростом энергии возбуждения. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов до 20 МэВ средняя кинетическая энергия осколков деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  существенно не изменяется [221, 222]. Подобный результат был получен при облучении

**Таблица 5. Средние значения суммарной кинетической энергии парных осколков деления ядер  $\bar{E}_k$  [МэВ] при облучении протонами**

Ядро	$n_T$ [7]	$E_p$ , МэВ				
		96 [40]	156 [36, 40]	450 [37]	1000 [148]	2900 [41]
$^{235}\text{U}$	$169,3 \pm 0,5$					
$^{238}\text{U}$		$163 \pm 3$	$166 \pm 4$	$154 \pm 7$		
$^{209}\text{Bi}$		$144 \pm 3$	$154 \pm 3$	$142 \pm 3$	$137,2 \pm 20$	133,1
$^{197}\text{Au}$			$144 \pm 3$		$126,5 \pm 3,0$	
$^{181}\text{Ta}$			$119 \pm 4$	$122 \pm 4$	$111,5^* \pm 3,0$	

\*Вольфрам.

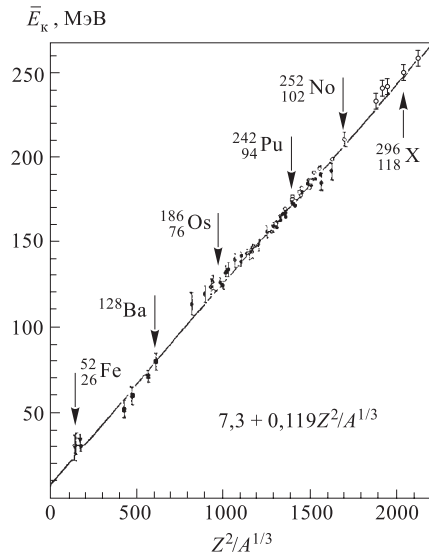


Рис. 28. Зависимость полной кинетической энергии  $\bar{E}_k$  парных осколков деления от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  делящегося ядра [224]

взаимодействия с частицами, включая тяжелые ионы. Сюда не включены anomalously высокие значения  $\bar{E}_k \approx 230$  МэВ при спонтанном делении  $^{258}\text{Fm}$  и  $^{260}\text{Md}$  [128].

$^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  нейтронами с энергией 90 МэВ [223]. Средняя кинетическая энергия осколков в случае деления  $^{235}\text{U}$  только на 5 МэВ выше, чем при делении медленными нейтронами. В табл. 5 приведены значения кинетических энергий осколков деления ядер U, Bi, Au, Ta при облучении протонами в широком интервале энергий бомбардирующих протонов  $100 \div 1000$  МэВ (в случае Bi еще и при  $E_p = 2900$  МэВ). Видно, что кинетическая энергия осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{\text{nat}}\text{W}$  в указанном интервале энергий протонов мало изменяется, слегка уменьшаясь.

На рис. 28 приведена зависимость суммарной средней кинетической энергии осколков деления ядер от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ , полученная в [224] для широкого круга ядер при спонтанном делении и в реакциях вза-

## 9. НЕЙТРОНЫ И ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Энергия, освобождаемая при делении ядра, реализуется в форме кинетической энергии осколков деления путем испускания из осколков мгновенных нейтронов и гамма-квантов. Так как средняя кинетическая энергия осколков практически не изменяется с ростом энергии возбуждения ядра, то добавочная энергия возбуждения, внесенная в ядро, идет, в основном, на испарение дополнительных нейтронов. При достаточно высокой внесенной энергии возбуждения наряду с нейтронами при делении ядер испускаются заряженные частицы. В некоторых редких случаях заряженные частицы, в основном альфа-частицы, испускаются при спонтанном делении ядер и при делении ядер, вызванном частицами низких энергий [225, 226]. Механизм возникно-

вения этих заряженных частиц, по-видимому, отличен от испарительного и здесь рассматриваться не будет.

**9.1. Испускание нейтронов.** Так как в модели жидкой капли минимум потенциальной энергии ядра в момент перед разделением осколков соответствует форме осколков, отличной от сферической [101], а минимум потенциальной энергии осколков при их бесконечном отдалении друг от друга соответствует сферической форме, то эта разница в энергии деформации осколков превращается во внутреннюю энергию возбуждения осколков. Осколки деления тяжелых ядер при спонтанном делении и при облучении ядер нейтронами низких энергий сильно нейтроноизбыточны. Этот избыток частично уменьшается путем испарения нейтронов за счет их энергии возбуждения. В статье [7] приведены оцененные среднемировые значения чисел мгновенных нейтронов при спонтанном делении ядер и делении ядер, вызванном тепловыми нейтронами.

Энергетические спектры мгновенных нейтронов деления от нескольких электронвольт до  $\sim 14$  МэВ с наиболее вероятной энергией  $\sim 0,72$  МэВ и средней энергией около 2 МэВ имеют характер, близкий к максвелловскому в лабораторной системе координат [227]. Результаты более точных и в более широком энергетическом интервале измерений привели к необходимости более сложного описания спектров мгновенных нейтронов деления [228, 229]. С ростом энергии возбуждения ядра увеличивается число эмитированных нейтронов [229–232]. В случае облучения тяжелых ядер нейтронами с энергией  $E_n$  зависимость числа испускаемых нейтронов может быть представлена выражением  $\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}_0 + aE_n$ , где  $\bar{\nu}_0$  — среднее число мгновенных нейтронов при делении тепловыми нейтронами. Параметр  $a \approx 0,15$  слабо зависит от энергии бомбардирующего нейтрона в интервале энергий до 50 МэВ [7].

При облучении  $^{238}\text{U}$  и  $^{209}\text{Bi}$  протонами с энергией 147 МэВ наблюдалась эмиссия большого числа нейтронов. Прямым измерением множественности Хардинг нашел, что эмитируется  $(13,1 \pm 1,6)$  нейтронов на деление в случае урана и  $(10,0 \pm 2,7)$  нейтронов на деление в случае висмута [233]. Хардинг и Фарли [234] измерили отношение числа нейтронов, летящих параллельно и перпендикулярно направлению движения осколков деления ядер естественного урана при облучении протонами с энергией 147 МэВ. Они получили значение для этого отношения  $(1,27 \pm 0,11)$ , которое совпадало с предположением, что большая часть нейтронов эмитируется до деления ядра, и только  $(2,5 \pm 1)$  нейтронов эмитируется из движущихся осколков. В последующей работе [235] был измерен энергетический спектр нейтронов при делении урана протонами с энергией 150 МэВ с использованием ядерных эмульсий с высокой чувствительностью. Средняя энергия нейтронов деления была найдена равной  $(2,4 \pm 0,2)$  МэВ, что совпадало с заключением, что большинство нейтронов испускается до деления.

Отличающиеся результаты были получены в работе Хейфеца и др. [236], регистрировавших нейтроны в совпадении с осколками деления ядер при облучении урана и висмута протонами с энергией 155 МэВ. Энергии осколков измерялись поверхностно-барьерными детекторами, энергии нейтронов — по времени пролета. Для нейтронов с энергией больше 1 МэВ они нашли значение  $N(0^\circ)/N(90^\circ) = (2,05 - 2,45)$  для U и  $(1,77-2,11)$  для Bi. При спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  то же отношение равно 6. В результате было оценено, что в случае урана  $(5,8 \pm 1,0)$  нейтронов эмитируется до деления,  $(5,1 \pm 0,5)$  нейтронов — после деления. При делении висмута оценка дала, что  $(6,9 \pm 1,0)$  и  $(4,2 \pm 0,5)$  нейтронов, соответственно, испускаются до и после деления. Подобные результаты были получены в случае взаимодействия ядер урана и висмута с протонами с энергией 475 МэВ [105].

В работе Эйсмонта [237] была оценена вероятность того, что при делении ядер урана, возбужденных до энергии выше 20 МэВ, некоторая доля нейтронов (увеличивающаяся с возбуждением осколков) может эмитироваться в ходе ускорения осколков до момента полного ускорения. По оценкам этой работы вполне вероятно, что при делении ядра урана, возбужденного до энергии  $\sim 100$  МэВ (что имеет место при энергии бомбардирующих протонов 147 МэВ), эмиссия нейтронов из осколков происходит в очень короткое время, при котором осколки не успевают набрать большой скорости. Таким образом, наблюдаемая экспериментально незначительная анизотропия вылета нейтронов [234] и малая кинетическая энергия нейтронов [235] могут быть качественно объяснены [237]. Коллаборацией исследователей Радиового института им. В.Г.Хлопина (С.-Петербург, Россия), Университета штата Орегон (США) и департамента нейтронных исследований (INF) Университета Уппсала (Швеция) подготовлен и начал проводиться эксперимент по измерению энергетического распределения нейтронов, эмитированных при делении ядер в случае взаимодействия протонов с энергией  $50 \div 200$  МэВ с  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ . Для выполнения этой задачи создан высокопрецизионный спектрометр, способный измерять нейтронные спектры, энергетические, угловые корреляции нейтронов, а также кинетические энергии, массы и относительные углы вылета осколков деления [238].

**9.2. Зависимость числа мгновенных нейтронов от массы осколка.** При измерении зависимости числа испущенных нейтронов от массы осколка в случае спонтанного деления ядер  $^{252}\text{Cf}$  и при делении ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами была обнаружена пилообразная зависимость выхода  $\nu(A)$  [239–242]. С возрастанием массы легкого и тяжелого осколков число нейтронов изменяется так, что оно является наименьшим для наиболее легкого осколка в легкой группе осколков и наибольшим для наиболее тяжелого осколка в этих двух группах. Область осколков с  $A \approx 110 \div 130$  является переходной для этих двух ветвей. Было найдено, что наибольшее число нейтронов эмитируется при симметричном делении ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  [242].

Оцененная разница в энергиях возбуждения осколков при симметричном и асимметричном делении ядер урана и плутония тепловыми нейтронами составляет около 20 МэВ [242], что примерно равно величине провала кинетической энергии осколков симметричного деления этих ядер (см. разд. 8). Пилообразная зависимость  $\nu(A)$  была найдена и в случае деления ядер при облучении  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией 13 [243] и 12 МэВ [244]. При облучении  $^{209}\text{Bi}$  протонами с энергией 36 МэВ установлено, что выход нейтронов почти линейно возрастает с массой осколка деления [132]. На рис. 29 приведены зависимости  $\nu(A)$  при делении ядер  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [242],  $^{226}\text{Ra}$  протонами 13 МэВ [243],  $^{209}\text{Bi}$  протонами 36 МэВ [132]. Там же приведено схематично расчетное распределение  $\nu(A)$  для случая спонтанного деления ядер  $^{258}\text{Fm}$  [245]. При облучении  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 155 МэВ [246] наблюдалось плавное возрастание выхода нейтронов  $\nu(A)$  с увеличением массы осколка (рис. 30).

Качественное объяснение наблюдаемой пилообразной зависимости  $\nu(A)$  при делении тяжелых ядер основывалось на предположении, что форма осколков в момент перед разделением зависит от близости осколка к магическому числу нейтронов и протонов в нем [206, 240, 247, 248]. Энергия возбуждения осколков, пропорциональная деформации осколков перед разделением, оказывается наименьшей для осколков вблизи заполненных оболочек с  $N = 82$ ,  $Z = 50$  с  $A = 132$ . Количественные расчеты привели к достаточно хорошему согласию с эксперимен-

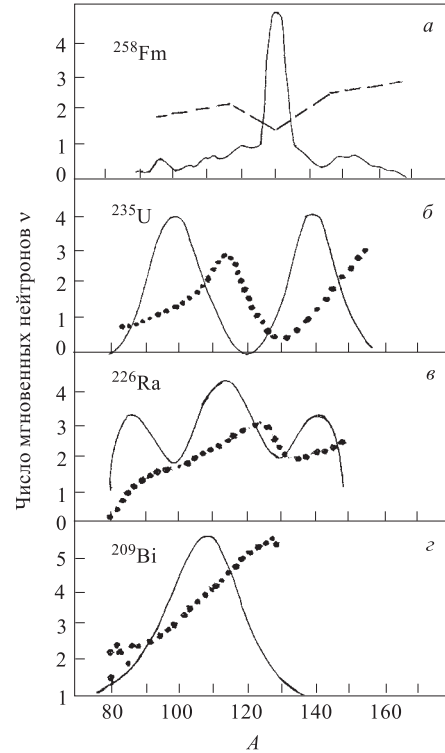


Рис. 29. Зависимость числа испущенных осколком деления мгновенных нейтронов от массового числа  $A$ : а) при спонтанном делении  $^{258}\text{Fm}$ , оцененная зависимость [245] — штриховая линия; б) при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [242] — пунктир; в) при делении ядер  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией 13 МэВ [243] — пунктир; г) при делении ядер  $^{209}\text{Bi}$  протонами 36 МэВ [132] — пунктир. Сплошной линией схематично обозначено массовое распределение осколков деления соответствующих ядер

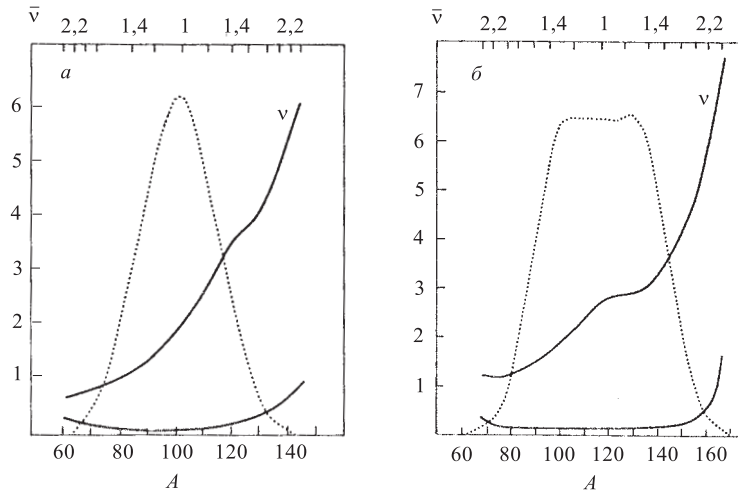


Рис. 30. Среднее число нейтронов  $\bar{\nu}$ , испущенных осколком данной массы при делении  $^{209}\text{Bi}$  (а) и  $^{238}\text{U}$  (б) протонами с энергией 155 МэВ [246], нижние сплошные линии — погрешности в определении числа нейтронов. Пунктиром обозначено соответствующее массовое распределение осколков деления

тальной зависимостью  $\nu(A)$  в случае деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами и в случае спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  [215, 227]. Расчеты, достаточно удовлетворительно описывающие экспериментальные зависимости  $\nu(A)$  при делении ядер, были сделаны в рамках мультимодального представления о делении ядер [176].

**9.3. Испускание заряженных частиц.** При достаточно высоких энергиях возбуждения делящихся ядер наряду с нейтронами испаряются заряженные частицы, в основном протоны. При изучении деления ядер с помощью ядерных эмульсий было найдено, что число заряженных частиц, сопровождающих деление ядер, растет как с увеличением энергии бомбардирующих протонов, так и, при данной энергии бомбардирующих протонов, при переходе от тяжелых ядер типа урана к более легким — висмуту и вольфраму [22, 38, 42, 249]. Так, среднее число заряженных частиц на одно деление урана, протонов с энергией  $< 25$  МэВ, возрастает от 0,25 при  $E_p = 140$  МэВ [249] до 1,9 при  $E_p = 3000$  МэВ [38]. Максимальное число заряженных частиц на одно деление урана было равно 8, 10, 16 и 26 при облучении урана протонами с энергиями 460, 660, 3000 и 9000 МэВ соответственно [250]. На рис. 31 приведены микрофотографии двух делительных событий в ядерной эмульсии, содержащей соли урана, в случае деления ядер урана, вызванного протонами с энергией 9 ГэВ [251]. Одно событие деления произошло при большой передаче энергии возбуждения и сопровождалось излучением 18 заряженных



частиц, в основном протонов с энергией меньше 25 МэВ. Второй случай деления произошел без испускания заряженных частиц, протонов с энергией меньше 25 МэВ, с малой передачей энергии возбуждения ядру урана бомбардирующим протоном. Таких событий наблюдается до 30 % в случае облучения урана протонами с энергией 9 ГэВ [67].

В работе [252] экспериментально было найдено, что при взаимодействии урана с протонами с энергией 475 МэВ и ионами  $^3\text{He}$  с энергией 2 ГэВ при делении ядер испускается до 22 и 34 нейтронов соответственно (максимально измеренные числа нейтронов). Авторы [252] планируют, наряду с уже использованным  $4\pi$ -нейтронным детектором, использовать в совпадении  $4\pi$ -детектор заряженных частиц. Это позволит существенно продвинуться в понимании протон-ядерных реакций и, возможно, в понимании природы испускания большого числа заряженных частиц при делении урана, подобно изображенному на рис. 31.

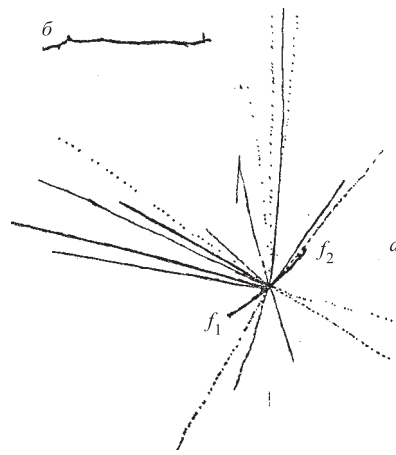


Рис. 31. Микрофотографии двух событий деления ядер урана в ядерной эмульсии при облучении протонами с энергией 9 ГэВ: *a*) деление сопровождается испусканием 18 заряженных частиц в результате передачи протонном большой порции энергии; *б*) случай деления с малой передачей энергии;  $f_1$  и  $f_2$  — осколки деления [251]

## 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Одно из отличий в делении ядер в области промежуточной энергии легких частиц — это набор делящихся ядер по  $A$ ,  $Z$  и энергиям возбуждения. В то же время, как свидетельствуют зависимости рис. 3, делящимся ядрам передается протоном сравнительно небольшая энергия возбуждения. Так, при делении урана, висмута, тантала протонами с энергией 1 ГэВ доля переданной протоном энергии составляет 0,16; 0,21 и 0,3 соответственно.

2. Сравнение зависимостей сечений деления ядер от энергии протонов и нейтронов (рис. 5–11) с очевидностью указывает на различие механизма деления двух групп ядер: типа урана, с одной стороны, и ядер висмута, вольфрама, тантала — с другой. Как отмечалось в статье [61], делимость ядер урана в области высоких энергий слабо зависит от энергии возбуждения, как это имеет место и в области малых энергий. И, наоборот, делимость ядер типа висмута сильно зависит от энергии возбуждения, энергии частиц в

области промежуточных энергий, как это наблюдается для этих ядер в области энергий частиц до  $\sim 50$  МэВ.

В результате экстенсивного анализа и компиляции экспериментально измеренных  $(p, f)$ -сечений широкого круга ядер от  $^{181}\text{Ta}$  до  $^{238}\text{U}$  [68] и от  $^{165}\text{Ho}$  до  $^{239}\text{Pu}$  [71] создана база данных в области энергий протонов от порога деления до  $\sim 10\text{--}30$  ГэВ.

3. Авторами работ [96, 117, 118] систематизирована зависимость анизотропии деления ядер от  $^{238}\text{U}$  до  $^{197}\text{Au}$  от энергии протонов вплоть до 1000 МэВ. Ими предложено объяснение явления так называемого аномального увеличения анизотропии вблизи порога деления ядер типа  $^{208}\text{Pb}$  при облучении ионами  $^4\text{He}$  и ядер  $^{185}\text{Re}$  при облучении протонами как результата выстроенности ядер в седловой точке перпендикулярно направлению углового момента.

4. Сравнение массовых распределений осколков деления ядер, зависимости кинетической энергии осколков деления от симметрии деления, зависимости числа испускаемых мгновенных нейтронов от массы осколка при делении ядер вблизи порога (рис. 18, 27, 29) и при высоких энергиях возбуждения (рис. 19, 30) с несомненностью свидетельствует о сильном влиянии магического числа нуклонов  $A \approx 132$  на процесс деления при малых энергиях и исчезновении этого влияния при высоких энергиях.

5. При вычислениях, например, сечений деления ядер при взаимодействии с протонами промежуточных энергий часто полагают, что сложная, двугорбая структура барьера деления тяжелых ядер [5, 7], обязанная проявлению оболочечной структуры ядра, исчезает с увеличением энергий возбуждения делящегося ядра выше  $\sim 50$  МэВ. Но, как отмечалось (разд. 7), авторами [198] и [143] была обнаружена группа низкоэнергичных делений ядер урана с характерным распределением осколков по массам в количестве  $\sim 10\%$  и  $30\%$  при облучении протонами 1000 и 156 МэВ соответственно.

6. Новые теоретические приближения развиваются для оценки существующих экспериментальных данных. Так, в работе [253] была пересмотрена модель деления путем полуэмпирической параметризации вычисления вклада деления в широкой области  $Z, A$ , энергий возбуждения ядер при взаимодействии с протонами, альфа-частицами и ионами. Модель воспроизводит измеренные конкуренцию скалывания — деления ядер (сечения), массовые распределения и т.д. для делящихся систем от Ta до Cf в области промежуточных энергий.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам Радиевого института им. В.Г. Хлопина В.П. Эйсмунту, А.Н. Смирнову, А.В. Прокофьеву, О.И. Батенкову, С.Г. Явшицу за предоставление ряда материалов и многочисленные дискуссии и доценту Северо-Западного заочного политехнического института И.А.Обуховой за большую помощь в подготовке обзора к публикации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г.** — Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып.5: Деление ядер. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969;  
**Hyde E.K.** — The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol.III: Fission Phenomena. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1964.
2. **Обухов А.И., Перфилов Н.А.** — Деление ядер. УФН, 1967, т.92, с.621; Soviet Physics Uspekhi, 1968, v.10, p.559.
3. **Vandenbosch R., Huizenga J.R.** — Nuclear Fission. Academic Press, New York and London, 1973.
4. **Гангрский Ю.П., Далхсурэн Б., Марков Б.Н.** — Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
5. The Nuclear Fission Process. Ed. by C.Wagemans, CRC Press, Boca Raton, Florida, USA, 1991.
6. **Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П.** — Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992.
7. **Обухов А.И., Григорьев И.С.** — Деление ядер. В справочнике: «Физические величины», ред. И.С.Григорьев, Е.З.Мейлихов. М.: Энергоатомиздат, 1991, с.1087; Handbook of Physical Quantities. Edit. by I.S.Grigoriev, E.Z.Meilikhov. CRC Press, Boca Raton, N.Y., London, Tokyo, 1997, p.1321.
8. **Lisowski P.W., Bowman C.A., Russel G.J., Wender S.A.** — The Los Alamos National Laboratory Spallation Neutron Sources. Nucl. Sci. Eng., 1990, v.106, p.208.
9. **Shcherbakov O.A.** — Preprint N1664, LINP, Decemb., 1990.
10. **Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И.** — Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1962.
11. **Барашенков В.С., Тонеев В.Д.** — Взаимодействия высокоэнергетичных частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
12. **Miller J.M., Hudis J.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1959, v.9, p.159.
13. **Friedlander G.** — In: Physics and Chemistry of Fission. Proc. of a Symposium, Salzburg, 22–26 March, 1965, v.2, p.278.
14. **Андроненко Л.Н., Вайшнине Л.А., Котов А.А. и др.** — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.685.
15. **Gudowski W.** — Nucl. Phys., 1999, v.A654, p.436.
16. **Carminatì F., Klapisch R., Revol J.P. et al.** — CERN/AT/93-47 (ET), 1993.
17. Proc. of the Internat. Workshop — Nuclear Methods for Transmutation of Nuclear Waste. Problems, Perspectives, Cooperative Research. Dubna, Russia, 29–31 May, 1996. Eds. M.Kh.Khankhasayev, H.S.Plendl, Z.B.Kurmanov. World Scientific. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong.
18. Proc. of the 3rd Workshop on Neutron Science Project — Science and Technology in the 21st Century Opened by Intense Spallation Neutron Source, March 17, 1998, JAERI, Tokai, Japan. JAERI — Conf., 99-003.
19. **Виноградов А.П., Алимарин И.П., Баранов В.И.** — Материалы сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1–5 июля 1955 г.; отделение хим. наук. М.: Изд-во АН СССР, 1955, с.97.
20. **Курчатов Б.В., Мехедов В.И., Кузнецова М.Я., Курчатова Л.Н.** — там же, с.120.
21. **Мурин А.Н., Преображенский Б.К., Ютландов И.А., Якимов М.А.** — там же, с.160.

22. **Перфилов Н.А., Иванова Н.С., Ложкин О.В. и др.** — там же, с.79.
23. **Гольдманский В.И., Пенькина В.С., Тарумов Е.З.** — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.778.
24. **Serber R.** — Phys. Rev., 1947, v.72, p.1114.
25. **Metropolis N., Bivins R., Storm M. et al.** — Phys. Rev., 1958, v.110, p.185.
26. **Metropolis N., Bivins R., Storm M. et al.** — Phys. Rev., 1958, v.110, p.204.
27. **Пijinov A.S., Kazarnovski M.V., Paryev E.Ya.** — Intermediate Energy Nuclear Physics. CRC Press. Boca Raton–Ann Arbor–London–Tokyo, 1994.
28. **Dostrovsky I., Fraenkel Z., Rabinovitz P.** — In: Proc. of the Second U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva), 1958, v.15, p.301; В сб.: Труды Второй Межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. М.: Атомиздат, 1959, с.1615.
29. **Blann M.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v.25, p.123.
30. **Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V.D.** — Nucl. Phys., 1983, v.A401, p.329.
31. **Porile N.T.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1960.
32. **Беляев Б.Н., Муринов А.Н.** — В сб.: Физика деления атомных ядер. Ред. Перфилов Н.А., Эйсмонт В.П. М.: Госатомиздат, 1962, с.203.
33. **Alexander J., Baltzinger C., Gasdik M.F.** — Phys. Rev., 1963, v.129, p.1826.
34. **Горшков И.Ю., Дьяченко А.Т., Прокофьев А.В. и др.** — Известия РАН, сер. физ., 1993, т.57, с.172.
35. **Meadows J.W.** — Phys. Rev., 1958, v.110, p.1109.
36. **Kowalski L.** — Ann. de Phys. (Paris), 13 ser., 1964, v.9, p.211.
37. **Panontin J.A., Sugarman N.** — High Energy Fission of  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{209}\text{Bi}$  by 450 MeV Protons. COO-1167-16, EFINS-71-21, Chicago Univ.
38. **Обухов А.И.** — Диссертация. Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина, Ленинград, 1963.
39. **Remsberg L.P., Plasil F., Cumming J.B., Perlman M.L.** — Phys. Rev., 1969, v.187, p.1597.
40. **Stephan C., Maury F., Peter J., Langevin-Joliot H.** — Annuaire 1965, Institut de Phys. Nucl., Facultes des Sciences de Paris et d'Orsay, p.13; **Stephan C.** — Theses, Doctor es Sci., Univ. de Paris, Orsay, 1965.
41. **Remsberg L.P., Plasil F., Cumming J.B., Perlman M.L.** — Phys. Rev., 1970, v.C1, p.265.
42. **Быченков В.С., Перфилов Н.А.** — ЯФ, 1967, т.5, с.264.
43. **Saint-Laurent F., Conjeaud M., Dayras R. et al.** — Nucl. Phys., 1984, v.A422, p.307.
44. **Шигаев О.Е., Быченков В.С., Ломанов М.Ф. и др.** — ЯФ, 1978, т.27, с.1424.
45. **Steiner H.M., Jungerman J.A.** — Phys. Rev., 1956, v.101, p.810.
46. **Stevenson P.S., Hicks H.G., Nervik W.E.** — Phys. Rev., 1958, v.111, p.886.
47. **Иванова Н.С.** — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.413.
48. **Коньшин В.А., Матусевич Е.С., Регушевский В.И.** — ЯФ, 1965, т.2, с.682.
49. **Матусевич Е.С., Регушевский В.И.** — ЯФ, 1968, т.7, с.1187.
50. **Hudis J., Katcoff S.** — Phys. Rev., 1969, v.180, p.1122.
51. **Brandt R., Carbonara F., Cieslack E. et al.** — Revue de Physique Appliquee, 1972, v.7, p.243.
52. **Hudis J., Katcoff S.** — Phys. Rev., 1976, v.C13, p.1961.
53. **Remy G., Ralarosy J., Stein R. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A163, p.583.

54. **Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M.** — J. Appl. Phys., 1965, v.36, p.3645.
55. **Николаев В.А., Перельгин В.П.** — ПТЭ, 1976, №2, с.7.
56. **Шигаев О.Е., Быченков В.С., Ломанов М.Ф. и др.** — Препринт Радиового института им.В.Г.Хлопина, РИ-17, Л., 1973.
57. **Бочагов Б.А., Быченков В.С., Дмитриев В.Д. и др.** — ЯФ, 1978, т.28, с.572.
58. **Быченков В.С., Ломанов М.Ф., Обухов А.И. и др.** — Энергетическая зависимость сечений деления ядер при облучении  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{208,207,206}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  протонами промежуточных энергий. В сб.: Труды Межд. конф. «Деление ядер—50 лет», ред. Л.В.Драпчинский, 1989, т.2, с.165.
59. **Smirnov A.N., Gorshkov I.Yu., Prokofiev A.V., Eismont V.P.** — In: Proc. 21st Int. Symp. on Nuclear Physics. Castle Gaussig, Germany, Nov. 4–8, 1991, p.214.
60. **Eismont V.P., Prokofiev A.V., Smirnov A.N.** — In: Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg, USA, May 9–13, 1994, v.1, p.397.
61. **Obukhov A.I., Eismont V.P.** — In: Proc. XIII Meeting on Physics of Nuclear Fission in the Memory of Prof. G.N. Smirenkin, Obninsk, 3–6 October 1995. Ed. by Prof. B.D.Kuzminov, SSCRF-IPPE, 1995, p.145.
62. **Lisowski P.W., Gavron A., Parker W.E. et al.** — In: Proc. of a Specialists Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, 1991, NEANDC-305/U. Ed. by H.Conde, p.177.
63. **Prael R.E.** — Ref. 13 in [62].
64. **Alsmiller F.S., Alsmiller R.G. (Jr.), Gabriel T.A. et al.** — Nucl. Sci. Eng., 1981, v.79, p.147.
65. **Барашенков В.С.** — Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993; Сообщение ОИЯИ P2-89-770, Дубна, 1989.
66. **Boyce J.C., Hayward T.D., Bass R. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.C10, p.231.
67. **Перфилов Н.А., Даровских В.Ф., Денисенко Г.Ф., Обухов А.И.** — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.716.
68. **Eismont V.P., Obukhov A.I., Prokofyev A.V., Smirnov A.N.** — In: Proc. of 2nd Conf. on ADTT, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. Ed. by H.Conde, p.592.
69. **Fukahori T., Pearlstein S.** — In: Proc. of the Advisory Group Meeting Organized by IAEA, Vienna, October 9–12, 1990, p.93. INDC (NDS) -245(1991). Ed. N.P.Kocherov.
70. **Fukahory T., Chiba S.** — The First Internet Symposium on Nuclear Data. Pap. No.09, p.95, JAERI-Conf. 97-004. Eds. T.Fukahori, O.Iwamoto, T.Nakagawa.
71. **Prokofiev A.V.** — Compilation and Systematics of Proton — Induced Fission Cross Section Data. Submitted to Nucl. Instr. Methods, ser.A., 1998, Dec. (to be published).
72. **Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E.** — Neutron Cross Sections. V.1. Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Part A:  $Z = 1 - 60$ . Academic Press, 1981.
73. **Mughabghab S.F.** — Neutron Cross Sections.V.1.Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Part B:  $Z = 61 - 100$ . N.N.D.C. Brookhaven Nation. Laboratory, Upton, N.Y., 1984.
74. **McLane V., Dunford Ch.L., Rose Ph.F.** — Neutron Cross Sections, v.2. Neutron Cross Sections Curves. Academic Press Inc., N.Y., 1988.
75. **Shibata K., Nakagawa Ts., Sugano H., Kawasaki H. (Eds).** — Curves and Tables of Neutron Cross Sections in JENDL-3.2. Part II. ( $Z = 51 - 100$ ), JAERI Data Code, 97-003 (Part II), Febr. 1997, Japan Atomic Energy Research Institute.

76. **Панкратов В.М.** — Атомная энергия, 1963, т.14, с.177.
77. **Lisowski P.W., Ullmann J.L., Balestrini S.J et al.** — Neutron Induced Fission Cross Section Ratios for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235,238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$  from 1 to 400 MeV. In: Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 30–June 3, 1988, Mito, Japan, JAERI, ed. S.Igarasi, p.97.
78. **Lisowski P.W., Ullmann J.L., Balestrini S.J. et al.** — Neutron Induced Fission Cross Sections for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235,236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . In: Proc. of the Conf. on Fifty Years with Nuclear Fission, Gaitherberg, M.D., 1989, p.443.
79. **Lisowski P.W., Gavron A., Parker W.E. et al.** — Fission Cross Section Ratios for  $^{233,234,236}\text{U}$  Relative to  $^{235}\text{U}$  from 0,5 to 400 MeV. In: Proc. of an Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Julich, Germany, 13–17 May, 1991. Ed. S.M. Qaim. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992, p.732.
80. **Carlson A.D., Wasson O.A., Lisowski P.W. et al.** — Measurements of the  $^{235}\text{U}(n, f)$  Cross Section in the 3 to 30 MeV Neutron Energy Region. In: Proc. of the Conf. on Fifty Years with Nuclear Fission, Gaitherberg, M.D., 1989, p.518.
81. **Fomichev A.V., Tuboltseva I.V., Donets A.Yu. et al.** — Measurement of Neutron Induced Fission Cross Section Ratios for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  from 1 to 100 MeV. In: Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Julich, Germany. May 13–17, 1991, p.734, ed. S.M.Qaim.
82. **Fomichev A.V., Shcherbakov O.A., Petrov G.A., Laptev A.B.** — Fission Cross Section Ratios for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  Relative to  $^{235}\text{U}$  from 1 MeV to 200 MeV. In: Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 1997, Trieste, Italy, v.59, p.1522.
83. **Staples P., Morley K.** — Nucl. Sci. Eng., 1998, v.129, p.149.
84. **Eismont V.P., Prokofiev A.V., Smirnov A.N., Elmgren K. et al.** — Measurements of Neutron — Induced Fission Cross Sections of Heavy Nuclei in the Intermediate Energy Region. In: Proc. of the Second Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, June 3–7, 1996, Kalmar, Sweden, v.2, p.606.
85. **Eismont V.P., Prokofiev A.V., Smirnov A.N. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.2911.
86. **Eismont V.P., Prokofiev A.V., Smirnov A.N. et al.** — Neutron — Induced Fission Cross Sections of  $^{238}\text{U}$  and  $^{197}\text{Au}$  in the 45–180 MeV Energy Region. In: Proc. Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Praha, Czech Republic, June 7–11, 1999 (CD ROM publication, paper M 0-0-C8).
87. **Eismont V.P., Prokofiev A.V., Ryzhov I.V. et al.** — Up-to-Date Status and Problems of the Experimental Neutron — Induced Fission Cross Section Data Base at Intermediate Energies. In: Proc. Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Praha, Czech Republic, June 7–11, 1999 (CD ROM publication, paper P-23).
88. **Eismont V.P., Korobkin A.P., Prokofiev A.V. et al.** — Neutron-Induced Fission Cross Section Measurement for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  in the Intermediate Energy Region. In: Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997, v.1, p.434.
89. **Newhauser W.D., Brede H.J., Dangendorf V. et al.** — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997, v.59, part 2, p.1236.
90. **Carlson A.D., Chiba S., Hamsch F.J., Olssen N., Smirnov A.N.** — Update to Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements-Summary Report of A Consultants' Meeting. Vienna, Austria, 2–6 Decem. 1996. Edit. by H.Wienke, INDC(NDS)-368, May 1997; Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 1997, Trieste, Italy, p.1223.

91. **Conde H., Eismont V.P., Elmgren K., Obukhov A.I., Smirnov A.N.** — A Comparison of Proton- and Neutron-Induced Fission Cross Section of Heavy Nuclei at Intermediative Energies. In: Proc. of the Second Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, June 3–7, 1996, Kalmar, Sweden, v.2, p.599.
92. **Dickinson W.C., Brolley J.E.** — Phys. Rev., 1953, v.90, p.388.
93. **Bohr A.** — On the Theory of Nuclear Fission. In: Proc. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1956, v.2, p.151.
94. **Halpern I., Strutinski V.M.** — Angular Distributions in Particle-Induced Fission at Medium Energies. In: Proc. of the Second U.N. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, v.15, p.408.
95. **Coffin C.T., Halpern I.** — Phys. Rev., 1958, v.112, p.536.
96. **Быченков В.С., Ломанов М.Ф., Обухов А.И., Шимчук Г.Г.** — Энергетическая зависимость анизотропии деления ядер при облучении  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  протонами промежуточных энергий. В сб.: Труды Межд. конф. «Деление ядер — 50 лет», Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград, 16–20 октября 1989 г., ред. Л.В.Драпчинский, т.1, с.469.
97. **Быченков В.С., Дмитриев В.Д., Обухов А.И. и др.** — ЯФ, 1979, т.30, с.30.
98. **Crespo V.P., Cumming J.B., Poskanzer A.M.** — Phys. Rev., 1968, v.174, p.1455.
99. **Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др.** — ЯФ, 1977, т.25, с.25.
100. **Moretto L.G., Gatti R.C., Thompson S.G. et al.** — Phys. Rev., 1969, v.178, p.1845.
101. **Cohen S., Swiatecki W.J.** — Ann. of Phys., 1963, v.22, p.406.
102. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nuclear Masses and Deformations-UCRL -11980, 1965, USA.
103. **Porile N.T., Pandian S., Klomk H. et al.** — Phys. Rev., 1979, v.C19, p.1832.
104. **Fulmer C.B.** — Phys. Rev., 1959, v.116, p.418.
105. **Fraenkel Z., Breskin A., Checnik R. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.1050.
106. **Vallinder U.L., Tyren H.** — Nucl. Phys., 1959, v.15, p.152.
107. **Быченков В.С., Ломанов М.Ф., Обухов А.И. и др.** — ЯФ, 1973, т.17, с.947.
108. **De Carvalho H.G. et al.** — Nuovo Cim., 1962, v.25, p.886.
109. **Обухов А.И., Перфилов Н.А.** — ЖЭТФ, 1961, т.40, с.1250.
110. **Жукова О.А. и др.** — ЯФ, 1977, т.26, с.473.
111. **Varjon R., Engelhardt D., Gravost M. et al.** — J. de Phys., 1970, v.31, Coll. C2, p.213.
112. **Gadioly E., Iori I., Molho N., Zetta L.** — Lett. Nuovo Cim., 1969, v.2, p.904.
113. **Wolke R.L., Gutman J.R.** — Phys. Rev., 1957, v.107, p.85.
114. **Иткис М.Г., Мульгин С.И., Каменев И.А. и др.** — Препринт ИЯИ АН УССР, 1982, КИЯИ-82-13, с.8–11.
115. **Natowitz J.V., Chulick E.T.** — Nucl. Phys., 1971, v.A172, p.185.
116. **Каменев И.А.** — Автореф. дисс., ИЯФ КазССР, Алма-Ата, 1986.
117. **Перфилов Н.А., Обухов А.И., Шигаев О.Е., Дмитриев В.Д.** — ЯФ, 1974, т.20, с.270.
118. **Дмитриев В.Д., Обухов А.И., Перфилов Н.А., Шигаев О.Е.** — ЯФ, 1977, т.26, с.956.
119. **Huizenga J.R., Vandenbosh R.** — In: Nucl. Reactions. Ed. by P.M.Endt, P.V.Smith, Amsterdam, 1962, v.2, p.42. Пер. с англ. в сб.: Ядерные реакции. М.: Атомиздат, 1964, т.2, с.51.

120. **Perry D.G., Fairhall A.W.** — Phys. Rev., 1971, v.C4, p.977.
121. **Околович В.Н.** — Автореф. дисс. Ротапринт ИЯИ АН УССР, Киев, 1977.
122. **Eismont V.P., Kireev A.V., Ryzhov G.A. et al.** — Neutron-Induced Fission Fragment Angular and Kinetic Energy Distribution for  $^{209}\text{Bi}$  and  $^{238}\text{U}$  at 75 MeV. In: Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997, v.59, part 1, p.658.
123. **Gonnenwein F.** — Spectroscopy of Fission Fragments. In: Proc. of the Int. Workshop on High-Resolution Spectroscopy of Fission Fragments, Neutrons, and  $\gamma$ -Rays. Dresden, Germany, Febr. 1–2, 1993. Eds. H.Marten, K.D.Schielling. FZR-Forschungszentrum, Rossendorf, March 1993, FZR 93-08. Also in: Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.159.
124. **James M.F., Mills R.W., Weaver D.R.** — A New Evaluation of Fission Product Yields and the Production of a New Library (UKFY2) of Independent and Cumulative Yields. Part 1. Methods and Outline of the Evaluation. AEA-TRS-1015; Progress in Nucl. Energy, 1991, v.26, p.1.
125. **Jensen R.C., Fairhall A.W.** — Phys. Rev., 1958, v.109, p.942.
126. **Иткин М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н.** — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.301.
127. **Wilkins B.D., Back B.B., Gindler J.E. et al.** — Phys. Rev., 1984, v.C30, p.1228.
128. **Hoffman D.C.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.21.
129. **Glendenin L.E., Gindler J.E., Ahmad I. et al.** — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.152.
130. **Croall I.E., Cuninghame J.G.** — Nucl. Phys., 1969, v.A125, p.402.
131. **Sugihara T.T., Roesmer J., Meadows J.W.** — Phys. Rev., 1961, v.121, p.1179.
132. **Plasil F., Ferguson R.L., Pleasanton F., Schmitt H.W.** — Phys. Rev., 1973, v.C7, p.1186.
133. **Ohtsuki T., Hamajima Y., Sueki K. et al.** — Phys. Rev., 1989, v.C40, p.2144.
134. **Ohtsuki T., Nagame Y., Tsukada K. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.1405.
135. **Nagame Y., Nishinaka I., Tsukada K. et al.** — Radiochimica Acta, 1997, v.78, p.3.
136. **Zoller C.M., Gavron A., Lestone J.P. et al.** — Seminar on Fission «Pont d'Oye III». Castle of Pont d'Oye, Habay-la-Neuve, Belgium, 9–11 May, 1995. EUR 16295 EN.
137. **Jensen R.C., Fairhall A.W.** — Phys. Rev., 1960, v.118, p.771.
138. **Wolke R.L.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.543.
139. **Bowles B.J., Beckett N.** — Phys. Rev., 1966, v.147, p.852.
140. **Конечны Е., Schmitt H.W.** — Phys. Rev., 1968, v.172, p.1213.
141. **Vallinder U.L., Pappas A.C.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1961, v.22, p.161.
142. **Neuzil E.F., Apt K.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1969, v.31, p.1571.
143. **Galin J., Lefort M., Peter J. et al.** — Nucl. Phys., 1969, v.A134, p.513.
144. **Лаврухина А.К., Красавина Л.Д.** — АЭ, 1957, т.2, с.27.
145. **Kruger P., Sugarman N.** — Phys. Rev., 1955, v.99, p.1459.
146. **Лаврухина А.К., Красавина Л.Д., Поздняков А.А.** — ДАН СССР, 1958, т.119, с.56.
147. **Лаврухина А.К., Раковский Э.Е., Су Хун-Гуй, Хойнацкий С.** — ДАН СССР, 1961, т.137, с.826.
148. **Котов А.А., Семенчук Г.Г., Андроненко Л.Н. и др.** — ЯФ, 1974, т.20, с.467.
149. **Bachmann K.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1970, v.32, p.1.
150. **Wolfgang R., Baker E.W., Caretto A.A. et al.** — Phys. Rev., 1956, v.103, p.394.



151. **Kaufman S.B., Steinberg E.P.** — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.167.
152. **Trabitzsch U., Bachmann K.** — Radiochimica Acta, 1971, v.16, p.15.
153. **Hagebo E., Lund T.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1975, v.37, p.1569.
154. **Beg K., Porile N.T.** — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.1631.
155. **Scheidemann O., Porile N.T.** — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.1534.
156. **Kaufman S.B., Weisfield M.W.** — Phys. Rev., 1975, v.C11, p.1258.
157. **Biswas S., Porile N.T.** — Phys. Rev., 1979, v.C20, p.1467.
158. **Pandian S., Porile N.T.** — Phys. Rev., 1981, v.C23, p.427.
159. **Fortney D.R., Porile N.T.** — Phys. Lett., 1978, v.B76, p.553.
160. **Porile N.T., Fortney D.R., Pandian S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.918.
161. **Moreau J., Hende K.** — In: [5], Chapter 7, p.227.
162. **Mayer M.G.** — Phys. Rev., 1948, v.74, p.235.
163. **Meitner L.** — Nature, 1950, v.165, p.561.
164. **Curie D.** — Compt. Rend., 1953, v.237, p.1401.
165. **Goeckermann R.H., Perlman I.** — Phys. Rev., 1949, v.76, p.628.
166. **Turkevich A., Niday J.B.** — Phys. Rev., 1951, v.84, p.52.
167. **Fairhall A.W., Jensen R.C., Neuzil E.F.** — In: Proc. of the Second U.N.Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, v.15, p.452.
168. **Present R.D., Reines F., Knipp J.K.** — Phys. Rev., 1946, v.70, p.557.
169. **Струтинский В.М., Лященко Н.Я., Попов Н.А.** — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.584.
170. **Струтинский В.М.** — ЖЭТФ, 1963, т.45, с.1891; 1900.
171. **Nix J.R., Swiatecki W.R.** — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1;  
**Nix J.R.** — Nucl. Phys., 1969, v.A130, p.241.
172. **Andronenko L.N., Kotov A.A., Nesterov M.M. et al.** — Z. Phys., 1984, v.A318, p.97.
173. **Fong P.** — Phys. Rev., 1978, v.C17, p.1731; Statistical Theory of Fission. Gordon and Breach, N.Y., 1969.
174. **Pashkevich V.V.** — Nucl. Phys., 1971, v.A169, p.275.
175. **Brosa U., Grossmann S., Müller A.** — Z. Phys., 1983, v.A310, p.177.
176. **Brosa U., Grossmann S., Müller A.** — Phys. Rep., 1990, v.197, p.167.
177. **Pashkevich V.V.** — Nucl. Phys., 1988, v.A477, p.1.
178. **Starzyk P.M., Sugarman N.** — Phys. Rev., 1973, v.C8, p.1448.
179. **Sauvagenon H.** — Z. Phys., 1987, v.A326, p.301.
180. **Gloris M., Michel R., Sudbrock F. et al.** — Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. (to be published).
181. **Wahl A.C.** — J. Radioanal. Chem., 1980, v.55, p.111; Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.1.
182. **Denschlag H.O.** — Nucl. Sci. Eng., 1986, v.94, p.337.
183. **Wahl A.C.** — Mass and Charge Distribution in Low Energy Fission. In: Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 22–26 March 1965, IAEA, Vienna, 1965, v.1, p.317.
184. **Pate B.D., Foster J.S., Yaffe L.** — Canad. J. Chem., 1958, v.36, p.1691,1707.

185. **Coryell C.D., Kaplan M., Fink R.D.** — *Canad. J. Chem.*, 1961, v.39, p.646.
186. **Colby L.J., Cobble J.W.** — *Phys. Rev.*, 1961, v.121, p.1410;  
**Wogman N.A., Powers J.A., Cobble J.W.** — *Phys. Rev.*, 1966, v.152, p.1088.
187. **Rudstam G., Pappas A.C.** — *Nucl. Phys.*, 1961, v.22, p.468.
188. **Umezawa H.** — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1971, v.33, p.2731.
189. **Pappas A.C., Alstad J.** — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1961, v.17, p.195;  
**Hagebo E., Pappas A.C., Aagaard P.** — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1964, v.26, p.1639.
190. **Khan A.H., Saha G.B., Yaffe L.** — *Can. J. Chem.*, 1968, v.46, p.3565.
191. **Goeckermann R.H., Perlmann I.** — *Phys. Rev.*, 1948, v.73, p.1127.
192. **Lisman F.L., Brandhorst H.W., Cobble J.W.** — *Phys. Rev.*, 1965, v.B140, p.863.
193. **Lindner M., Osborne R.N.** — *Phys. Rev.*, 1954, v.94, p.1323.
194. **Folger R.L., Stevenson P.C., Seaborg G.T.** — *Phys. Rev.*, 1955, v.98, p.107.
195. **Friedlander G., Friedmann L., Gordon B., Yaffe L.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.129, p.1809.
196. **Kaufman S.B.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.129, p.1866.
197. **Беляев Б.Н., Домкин В.Д., Мухин В.С.** — *ЭЧАЯ*, 1992, т.23, с.993.
198. **Андроненко Л.Н., Синогеев И.Н., Солякин Г.Е. и др.** — Препринт ЛИЯФ АН СССР, № 375, 1977.
199. **Frisch O.R.** — *Nature*, 1939, v.143, p.276.
200. **Hamsch F.-J.** — In: Proc. of the Int. Workshop on High-Resolution Spectroscopy of Fission Fragments, Neutrons, and  $\gamma$ -Rays. Dresden, Germany, Febr. 1–2, 1993. Eds. H.Märten, K.D.Schielling. FZR 93-08; p.17;  
**Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H., Straede Ch. et al.** — *Nucl. Instr. Meth.*, 1987, v.A258, p.209.
201. **Brandt R., Thompson S.G., Gatti R.C., Phillips L.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.131, p.2617.
202. **Milton J.C.D., Fraser J.S.** — In: Proc. of the Second U.N.Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v.15, p.216.
203. **Whetstone S.L.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.131, p.1232.
204. **Stein W.E.** — *Phys. Rev.*, 1957, v.108, p.94.
205. **Milton J.C.D., Fraser J.S.** — *Canad. J. Phys.*, 1962, v.40, p.1625.
206. **Протопопов А.Н., Баранов И.А., Селицкий Ю.А., Эйсмонт В.П.** — *ЖЭТФ*, 1959, т.36, с.1932; *ЖЭТФ*, 1960, т.38, с.384.
207. **Коваленко С.С., Петржак К.А., Адамов В.М.** — *АЭ*, 1962, т.13, с.474; *АЭ*, 1963, т.15, с.320.
208. **Whetstone S.L.** — *Phys. Rev.*, 1964, v.B133, p.613.
209. **Konechny E., Norenberg W., Schmitt H.W.** — *Nucl. Phys.*, 1969, v.A139, p.513.
210. **Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д., Куцаева Л.С. и др.** — *ЖЭТФ*, 1963, т.45, с.8.
211. **Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д.** — Многопараметровые исследования осколков при делении ядер быстрыми нейтронами. In: Proc. of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 22–26 March 1965, IAEA, Vienna, 1965, v.1, p.601.
212. **Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.129, p.2239.
213. **Unik J.P., Huizenga J.R.** — *Phys. Rev.*, 1964, v.B134, p.90.

214. **Fong P.** — *Phys. Rev.*, 1964, v.135, p.1338.
215. **Vandenbosch R.** — *Nucl. Phys.*, 1963, v.46, p.129.
216. **Селицкий Ю.А., Эйсмонт В.П.** — *ЖЭТФ*, 1962, т.43, с.1005.
217. **Комар А.П., Бочагов Б.А., Фадеев В.И.** — *ДАН СССР*, 1963, т.152, с.858.
218. **Немилов Ю.А., Павлов В.В., Селицкий Ю.А. и др.** — *ЯФ*, 1965, т.1, с.633.
219. **Thierens H., De Clercq A., Jacobs E. et al.** — *Phys. Rev.*, 1981, v.C23, p.2104.
220. **Knitter H.-H., Hambsch F.J., Budtz-Jorgensen C., Theobald J.P.** — *Z. Naturforsch*, 1987, v.42a, p.786.
221. **Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.** — *АЭ*, 1964, т.16, с.521.
222. **Баранов И.А., Протопопов А.Н., Эйсмонт В.П.** — *АЭ*, 1962, т.12, с.150.
223. **Jüngerma J., Wright S.C.** — *Phys. Rev.*, 1949, v.76, p.1112.
224. **Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M.** — *Phys. Rev.*, 1985, v.C31, p.1550.
225. **Wagemans C.** — In: [5]. Chap. 12, p.580.
226. **Mutterer M., Theobald J.P.** — In: *Handbook of Nuclear Decay Modes*, D.N.Poenaru and W.Greiner (Ed-s), CRC Press, Boca Raton, FL, USA, 1994.
227. **Terrell J.** — In: *Proc. of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission*. Salzburg, 22–26 March 1965, IAEA, Vienna, 1965, v.2, p.3.
228. **Madland D.G., Nix J.R.** — *Nucl. Sci. Eng.*, 1982, v.81, p.213.
229. **Knitter H.-H., Brosa U., Budtz-Jorgensen C.** — In: [5], Chapter 11, p.497.
230. **Malinowski V.V., Tarasko M.Z., Kuzminov B.D.** — *Radiat. Effects*, 1986, v.96, p.131.
231. **Howe R.E.** — *Nucl. Sci. Eng.*, 1984, v.86, p.157.
232. **England T.R., Wilson W.B., Scheuter R.E., Mann F.M.** — *Nucl. Sci. Eng.*, 1983, v.85, p.139.
233. **Harding G.N.** — In: *Proc. Phys. Soc. (London)*, 1956, v.A69, p.330.
234. **Harding G.N., Farley F.J.M.** — In: *Proc. Phys. Soc. (London)*, 1956, v.A69, p.853.
235. **Skyrme D.M., Harding G.N.** — *Nuovo Cim.*, 1958, v.9, p.1082.
236. **Cheifetz E., Fraenkel Z., Galin J. et al.** — *Phys. Rev.*, 1970, v.C2, p.256.
237. **Эйсмонт В.П.** — *АЭ*, 1965, т.19, с.113.
238. **Batenkov O., Elmgren K., Majorov M. et al.** — *Nucl. Instr. Meth.*, 1997, v.A394, p.235.
239. **Milton J.C.D., Fraser J.S.** — In: *Proc. of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission*, Salzburg, 22–26 March 1965, IAEA, Vienna, 1965, v.2, p.39.
240. **Whetstone S.L.** — *Phys. Rev.*, 1959, v.114, p.581.
241. **Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J.** — *Phys. Rev.*, 1963, v.129, p.2133.
242. **Апалин В.Ф., Грицюк Ю.Н., Кутиков И.Е. и др.** — *АЭ*, 1960, т.8, с.15; *ЯФ*, 1965, т.1, с.639.
243. **Schmitt H.W., Konechny E.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v.16, p.1008.
244. **Gayer A., Fraenkel Z.** — *Phys. Rev.*, 1977, v.C16, p.1077.
245. **Brosa U.** — *Phys. Rev.*, 1988, v.C38, p.1944.
246. **Galín J., Lefort M., Peter J. et al.** — In: *Annuaire 1967–1968*, Institut de Physique Nucleaire. Fac. des Sciences de Paris et D’Orsay, I.P.N.B.P. n.1, 91-ORSAY.

247. **Блинов М.В., Эйсмонт В.П.** — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.180.
248. **Terrell J.** — Phys. Rev., 1962, v.27, p.880.
249. **Иванова Н.С., Пьянов И.И.** — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.416.
250. **Жданов А.А., Обухов А.И., Солякин Г.Е.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1210.
251. **Перфилов Н.А.** — В сб.: Физика деления атомных ядер. Ред. Н.А.Перфилов, В.П.Эйсмонт. М.: Госатомиздат, 1962, с.175.
252. **Ledoux X., Bohlen H.G., Cugnon H. et al.** — Phys. Rev., 1998, v.C57, p.2375.
253. **Atchison F.** — A Revised Computational Model for Fission-1998, PSI Bericht, Nr.98-12, p.111.