

СЗ47.3а  
Б-245

15/III - 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 1970



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев

РАСЧЕТ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

1965

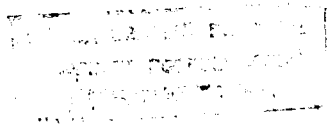
Р - 1970

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев

РАСЧЕТ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в Изв. АН СССР, сер. физич.

3010/3 48.



При взаимодействии быстрых частиц с тяжелыми атомными ядрами важную роль играет процесс деления. Если характеристики рождающихся быстрых частиц хорошо описываются механизмом внутриядерных каскадов (мы будем предполагать, что кинетическая энергия первичной частицы  $T$  больше нескольких десятков  $Mэв^{1-4/}$ ), то для того, чтобы рассчитать образование медленных нейтронов, например, их спектры и распределения остаточных ядер, необходимо учитывать деление промежуточных ядер, образующихся после прохождения внутри ядра "лавины" быстрых частиц. Деление в этом случае является конкурирующим процессом по отношению к процессу "испарения".

Вследствие больших трудностей, связанных с громоздкостью вычислений, до настоящего времени не было выполнено ни одного последовательного расчета деления ядер под действием высокоэнергетических частиц и оставалось совершенно неясным, насколько пригодны в области высоких энергий современные представления о механизме деления. Настоящая работа заполняет этот пробел.

Весь процесс взаимодействия первичной высокоэнергетической частицы с ядром мы рассматриваем как состоящий из двух стадий. На первой стадии реализуется внутриядерный каскад и образуется возбужденное ядро, во второй стадии ядро снимает свое возбуждение посредством испарения нуклонов и их комплексов, причем эта стадия может закончиться или полным "сбросом" энергии, или делением ядра. В качестве конкретного ядра мы выбрали ядро  $U^{238}$ , для которого в литературе имеется достаточно подробная информация, а в качестве первичной частицы - протон. Результаты расчета внутриядерных каскадов с последующей стадией испарения рассмотрены в работе <sup>4/</sup>, поэтому мы ограничимся обсуждением лишь процесса деления.

Деление ядер рассматривается на основе статистической модели, предложенной Фонгом <sup>5/</sup>. Согласно этой модели, свойства делящегося ядра определяются статистическими весами соответствующих величин, для определения которых необходимо знать потенциальную энергию ядра в момент разрыва. При этом здесь существенную роль играет форма ядра. Делящееся ядро в момент разрыва мы рассматривали как два касающихся осколка, форма которых описывается суммой полиномов Лежандра до третьего порядка включительно. Высшие полиномы Лежандра в описании формы осколков и высшие степени коэффициента деформации во взаимной кулоновской энергии были учтены введением эффективных параметров деформации, для вычисления которых был использован метод последовательных приближений. В частности, это позволило значительно

более просто получить результаты, соответствующие полученным в работе Пик-Пичака и Струтинского<sup>/8/</sup>, которые использовали сумму полиномов Лежандра вплоть до 15 порядка.

Из определенных таким образом параметров деформации осколков, т.е. по известной форме ядра, вычислялась потенциальная энергия ядра в момент его разрыва, при этом для вычисления масс ядер использовалась формула, предложенная Камероном<sup>/7/</sup>. После этого методом Фонга<sup>/5/</sup> подсчитывалось распределение заряда при заданном атомном числе  $A$  и относительная вероятность выхода осколка с определенным числом  $A'$ .

Для осколков с известными атомным и зарядовым числами  $A'$  и  $Z'$  легко найти соответствующие кинетические энергии  $T_k$  и энергии возбуждения  $\epsilon^*$ .

Образовавшиеся в результате деления промежуточного ядра осколки с определенными значениями  $A'$ ,  $Z'$ ,  $T_k$  и  $\epsilon^*$  далее переходили в невозбужденное состояние путем испускания нуклонов (процесс "испарения").

Все статистические расчеты были выполнены методом Монте-Карло на электронной машине ОИЯИ. Результаты расчетов приведены на рис. 1-3.

Из рис. 1 видно, что теоретический выход продуктов деления хорошо согласуется с экспериментальными данными, причем правильное положение максимума в теоретической гистограмме указывает на верное значение числа потерянных нуклонов (что приблизительно равно полному среднему числу испущенных нейтронов). Более крутой спад расчетной кривой в области резко асимметричного деления, по-видимому, связан с упрощением, сделанным при вычислении: испарительный каскад рассчитывался не для каждого ядра, полученного в результате внутриядерного каскада, а для некоторого среднего ядра, имеющего спектр возбуждения, усредненного по всем ядрам, образовавшимся после прохода внутриядерного каскада. Такое упрощение, давая существенный выигрыш в машинном времени, конечно, приводит к сжатию теоретической гистограммы на рис. 1. Кроме того, эта гистограмма нормирована на значение сечения деления  $\sigma_f = 1,30 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , полученное в результате расчета, что хорошо согласуется с средними экспериментальными данными по сечениям деления<sup>/4,8/</sup>. Однако в работе<sup>/8/</sup>, откуда взяты экспериментальные точки, приведенные на рис. 1, для сечения деления получено завышенное значение  $\sigma_f = 1,58 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . Соответствующая перенормировка рис. 1 заметно улучшает согласие эксперимента и теории.

На рис. 2 и 3 на примере изотопов цезия показана энергетическая зависимость выхода осколков деления. Теоретические кривые при этом нормированы на экспериментальное сечение образования  $\text{Cs}^{135}$  при  $T = 350 \text{ Мэв}$ . Как видно, расчет правильно передает ход функций возбуждения. Вычисленная абсолютная величина сечений примерно

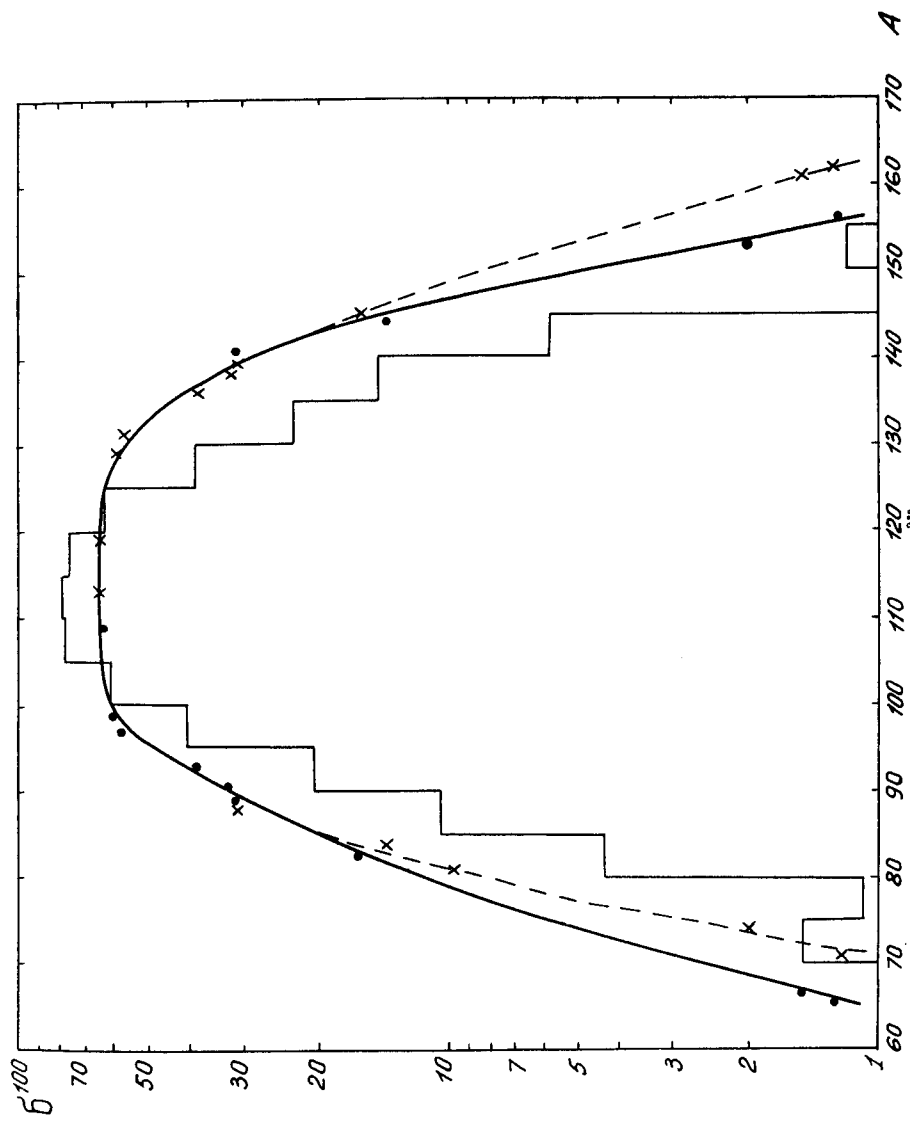
в два раза ниже экспериментальной. Это расхождение уже обсуждено выше. Заниженный выход, который получается в тех случаях, когда энергия первичного протона  $T < 200 \text{ Мэв}$ , по-видимому, указывает на наличие другого типа деления. Это согласуется с тем фактом, что на экспериментальной кривой выхода продуктов деления  $U^{238}$  протонами с энергией  $T = 100 \text{ Мэв}$  отчетливо проявляются два пика<sup>/9/</sup>, тогда как рассмотренная модель дает одnogорбое распределение.

Таким образом, статистическая теория деления ядер в комбинации с моделью внутриядерных каскадов и с учетом испарительных процессов правильно отражает основные черты деления тяжелых ядер частицами с энергией  $T \geq 200 \text{ Мэв}$ . В области меньших энергий требуется более детальное рассмотрение.

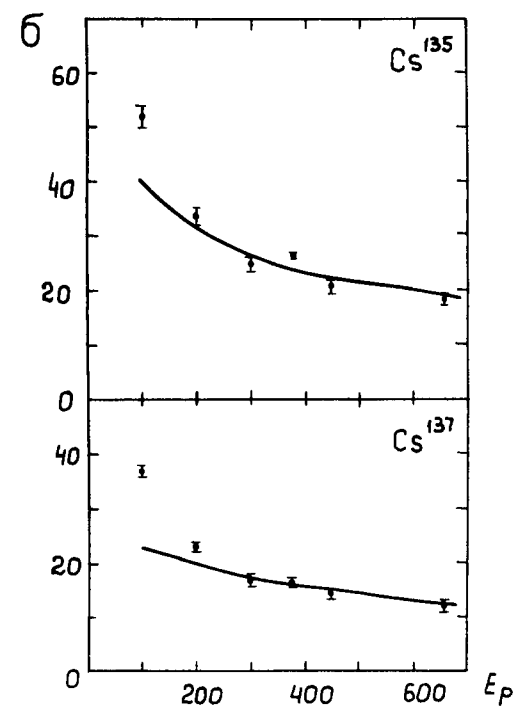
#### Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, А.В. Бояджиев, М.А. Кулюкича, В.М. Мальцев, Атомная энергия, 18, 515 (1964).
2. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, Препринт ОИЯИ, Р-1796, Дубна, 1964.
3. В.Д. Тонеев, Acta Phys. Polonica (в печати).
4. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев, Доклад на XV всесоюзной конференции по ядерной спектроскопии, Минск, 1966.
5. P.Fong, Phys. Rev., 102, 434 (1956).
6. Г.А. Пик-Пичак, В.М. Струтинский, Сб. "Физика деления атомных ядер", М., Гостехиздат, 1962.
7. G.G.W.Cameron, Can. J. Phys., 35, 1021 (1957).
8. H.M.Steiner, J.A.Jungerman, Phys. Rev., 101, 807 (1956).
9. P.S.Stevenson, H.G.Hicks, W.E.Nervik, D.R.Nethaway, Phys. Rev., 111, 886 (1958).
10. H.G.Hicks, R.S.Gilbert, Phys. Rev., 100, 1286 (1955).
11. G.Friedlander, L.Friedman, B.Gordon, L.Yaffe, Phys. Rev., 129, 1809 (1963).

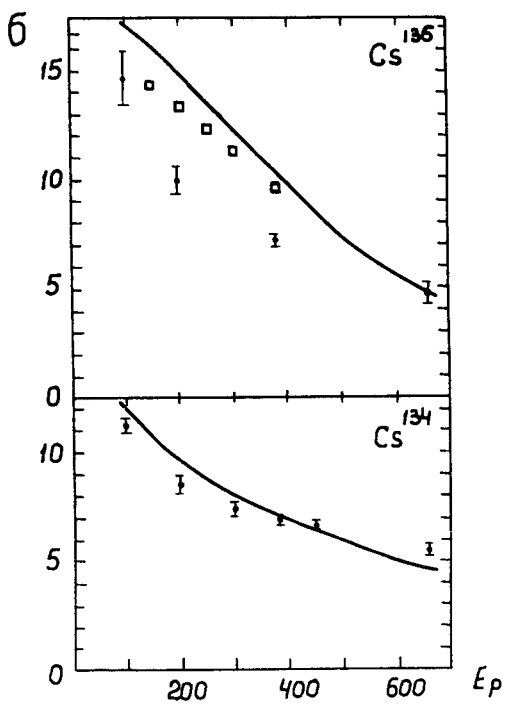
Рукопись поступила в издательский отдел  
23 января 1965 г.



Р и с. 1.



Р и с. 2. Функции возбуждения для коммулятивного выхода изотопов  $Cs^{135}$  и  $Cs^{137}$ . Экспериментальные точки взяты из работы /11/.



Р и с. 3. Функция возбуждения для независимого выхода изотопов  $Cs^{134}$  и  $Cs^{136}$ .  
 Экспериментальные данные взяты из работы [10, 11].