

## ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА МЮОНАМИ

Г.Е.Беловицкий, К.Петижан <sup>1)</sup>

Методом ядерных фотоэмульсий наблюдалось испускание заряженных частиц ( $p$ ,  $\alpha$ ) из концов осколков при безрадиационном делении ядер урана мюонами.

Деление ядер медленными отрицательными мюонами возможно за счет двух механизмов: а) ядерного захвата мюонов; б) за счет прямой (безрадиационной) передачи ядру энергии.

---

<sup>1)</sup> Швейцария СН-5254. Виллиген.

мезоатомных переходов<sup>1</sup>. Эти два способа деления принято называть запаздывающими и мгновенными делениями. При мгновенном делении мюон увлекается одним из осколков и в дальнейшем: а) может быть сброшен с возбужденного осколка в непрерывный спектр за счет процесса внутренней конверсии; б) испытать  $\mu \rightarrow e$  распад; в) поглотиться осколком, в результате чего будут испускаться частицы ( $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ ).

Изучение мгновенного деления, при котором мюон в течение всего процесса деления находится внутри или в непосредственной близости от делящегося ядра, открывает возможность получения информации о динамике процесса деления. Этот вопрос рассмотрен в ряде теоретических работ<sup>2-6</sup>. В<sup>6</sup> принималось, что процесс деления происходит адиабатически и задача решалась на квазимолекулярном уровне. При этом вероятность увлечения мюона легким осколком ( $W_L$ ) оказалась равной 1,7%. В<sup>4,5</sup> учитывались динамические эффекты, что приводит к  $W_L \sim 10\%$ . Таким образом значение  $W_L$ , а также ряд вторичных процессов, сопутствующих безрадиационному делению, в частности, конверсия мюонов, существенно зависят от динамики процесса деления.

Измерения  $W_L$  были выполнены в<sup>7,8</sup>. Из этих работ следует, что  $W_L \leq 0,1$  и что мюоны, в основном, увлекаются тяжелыми осколками с вероятностью  $W_H > 0,9$ .

Ниже приводятся предварительные результаты наших опытов по измерению  $W_L$  методом ядерных фотоэмульсий. Энергия возбуждения ядра урана при безрадиационном делении меньше 10 МэВ, поэтому наиболее вероятно асимметричное деление. При поглощении мюонов осколками могут испускаться заряженные частицы ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ ). Время торможения осколка в фотоэмульсии  $\sim 2 \cdot 10^{-12}$  с, а время жизни мюона на осколке  $\sim 10^{-7}$  с. Поэтому частицы будут испускаться из концов осколков. Измеряя пробеги осколков  $R_L, R_H$ , можно определить, каким из осколков был захвачен мюон ( $R_L > R_H$ ). Сравнивая число таких событий на легком и тяжелом осколке, можно определить  $W_L$  и  $W_H$ .

В опытах использовались фотоэмульсии НИИхимфотопроект двух типов толщиной 150 мкм. Пластинки типа „А” регистрировали протоны с энергией до 20 МэВ, типа „К” — протоны до 100 МэВ. Уран вводился в фотослой непосредственно перед облучением.

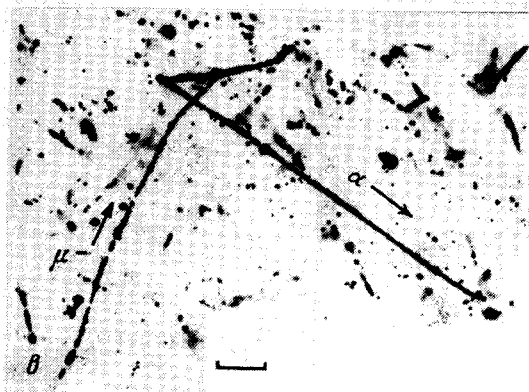
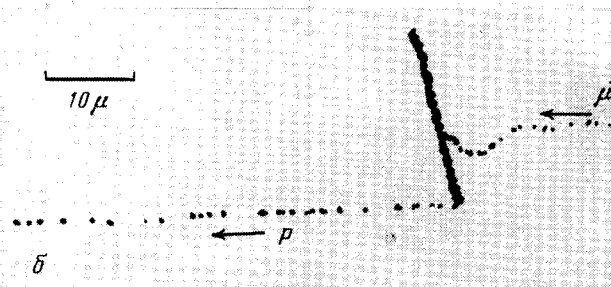
Пластинки облучались в Швейцарском институте ядерных исследований на пучке мюонов  $\mu E 4$ . Плотность остановок мюонов  $(4 \div 8) \cdot 10^5$   $1/\text{см}^2$ . Просмотр фотопластинок производился под микроскопом при общем увеличении 900.

Было проанализировано 180 000 делений на пластинках типа „А” и 170 000 на „К”. Общее число наблюдавшихся случаев деления ядер урана мюонами с испусканием ( $p$ ,  $\alpha$ ) из концов осколков равно 53.

На пластинках „А” в силу меньшей чувствительности и эффективности наблюдения зарегистрировано в два раза меньше событий, чем на „К”. Микрофотографии случаев с вылетом протонов и  $\alpha$ -частицы из концов осколков приведены на рисунке, а также в<sup>9</sup>. Природа частиц (масса, заряд, энергия) определялась посредством измерений ионизации и пробега. Все однозарядные частицы далее называются протонами. В таблице приведено распределение событий по осколкам.

Тип осколка	Число частиц	
	$p$	$\alpha$
Тяжелый	40	7
Легкий	5	1

Очевидно, что  $W_L/W_H = N_L/k N_H$ , где  $N_L$  и  $N_H$  — число случаев с вылетом протонов из легкого и тяжелого осколков, а  $k$  — поправка, учитывающая различие вероятности испускания заряженных частиц при поглощении мюонов разными осколками.



Мгновенные деления ядер урана мюонами, сопровождаемые испусканием из конца тяжелого осколка: а – протона с энергией 5,6 МэВ; б – протона с энергией 12 МэВ; в – α-частица с энергией 19,2 МэВ

В <sup>6</sup> рассчитывалась вероятность увлечения мюонов осколками при безрадиационном делении ядер урана мюонами. Эффективные значения  $Z$  осколков оказались равными  $Z_L = 41$ ;  $Z_H = 51$ , соответственно. В <sup>10</sup> активизационным методом были измерены  $P_\mu$  – вероятности реакций ( $\mu pxn$ ), где  $x = 0, 1, 2, 3$  при поглощении мюонов в 18 элементах от Na до Bi. Из <sup>10</sup> следует, что поправка  $K = P_\mu(Z=41) / P_\mu(Z=51) = 18 \cdot 10^{-3} / 10,5 \cdot 10^{-3} = 1,7$ . Это дает  $W_H = 0,93$ ,  $W_L = 0,07$ .

Возникает вопрос можно ли вероятности реакции  $P_\mu$ , полученные для стабильных ядер, использовать для осколков, ядер с большим избытком нейтронов.  $P_\mu$ , полученное нами для тяжелых осколков, равно  $(3,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$ , тогда как для стабильного ядра с тем же  $Z - 10,5 \cdot 10^{-3}$ . Наблюдаемое различие приблизительно в три раза можно легко объяснить, если, учесть, что осколки содержат несколько избыточных нейтронов, по сравнению со стабильными ядрами с тем же зарядом. Согласно <sup>10</sup> при увеличении числа нейтронов на два (<sup>63, 65</sup>Cu, <sup>121, 123</sup>Sb),  $P_\mu$  – уменьшается для обоих ядер в одинаковое число раз (~1,6 раза). Следовательно, для осколков, у которых различие зарядов существенно меньше, это постоянство изменения  $P_\mu$  от числа нейтронов справедливо и подавно. Так как осколки содержат больше двух избыточных нейтронов, то изменение  $P_\mu$  у них должно быть больше.

Такой же эффект уменьшения сечения реакции ( $np$ ) с ростом числа нейтронов в изотопах данного элемента наблюдается и для нейтронов с энергией 14 МэВ у всех ядер.

Следует отметить, что среднее число избыточных нейтронов в осколках после испускания мгновенных нейтронов одинаково. Это вытекает из равной длины цепочки  $\beta$ -распадов для легких и тяжелых осколков. Кроме того, средняя энергия возбуждения осколков при поглощении мюонов и последующем испускании ( $\rho x n$ ) превышает 30 МэВ. Поэтому влиянием структурных факторов отдельных осколков на вероятность испускания протонов можно пренебречь.

В заключение определим нижнюю границу  $W_L$ . Для этого используем все 53 случая с вылетом ( $\rho, \alpha$ ) из осколков, поскольку и для ( $\mu \alpha x n$ ) по-видимому, справедливы те же закономерности, что и для ( $\mu \rho x n$ )<sup>10</sup>. Из концов тяжелых осколков наблюдалось 47 частиц, что при доверительной вероятности 0,95 дает максимально возможное число частиц, равное 61. Далее, чтобы с вероятностью не более 10% зарегистрировать 6 событий из концов легких осколков, необходимо, чтобы среднее число частиц, испущенных из легких осколков, равнялось четырем. Это возможно при  $W_L = 0,04$  и при условии, что события подчиняются распределению Пуассона. В результате получаем  $0,04 < W_L < 0,1$ .

Авторы выражают благодарность Ю.П.Блазеру и И.М.Франку за поддержку работы.

#### Литература

1. Зарецкий Д.Ф. Труды второй международной конференции по атомной энергии, 1959, 1, 4.
2. Демкин Ю.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 287.
3. Карнаухов В.А. ЯФ, 1978, 28, 1204.
4. Maruhn J.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1576.
5. Ma Z. et al. Nucl. Phys., 1980, A348, 446.
6. Карпешин Ф.Ф. и др. ЯФ, 1980, 31, 47; ЯФ, 1982, 36, 336.
7. Ganzorig Dz. et al. Phys. Lett., 1978, 77B, 257.
8. Schroder W.U. et al. Phys. Lett., 1979; 43B, 672.
9. Belovitzky G.E., Petitjean C., et al. SIN News Lett., 1980, 13, 56.
10. Wyttenbach A. et al. Nucl. Phys., 1978, A294, 278.