

Запаздывающие нейтроны при фотоделении тяжелых ядер

О. П. НИКОТИН, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 539.173.84

Запаздывающие нейтроны при фотоделении впервые наблюдались в работе [1], где косвенным методом были также оценены абсолютные выходы запаздывающих нейтронов при фотоделении Th^{232} и U^{238} .

Работа [2] по методике и результатам явилась повторением предыдущей. Авторы работы [3] приводят предварительные данные исследования относительных выходов запаздывающих нейтронов различных групп при фотоделении U^{238} .

Целью настоящей работы было получение относительных и абсолютных выходов запаздывающих нейтронов различных групп при фотоделении Th^{232} , U^{235} , U^{238} , Pu^{239} .

Источником тормозного излучения служил бета-трон на 15 Мэв. Мишени делящихся веществ весом 0,1—6,0 г облучались на внутреннем пучке бетатрона в течение заданного периода времени. Перенос мишени в устройство для регистрации нейтронов осуществлялся пневмочтой за время 0,1 сек после конца облучения.

Специальная система измеряла время пролета мишени в каждом опыте, отключала управляющие цепи бетатрона и в момент фиксации мишени в блоке детектора нейтронов запускала регистрирующую установку.

Для регистрации запаздывающих нейтронов использовались система пропорциональных счетчиков медленных нейтронов в парафиновом замедлителе, усилитель с дискриминатором и многоканальный временной анализатор импульсов.

Эффективность счетной установки по отношению к регистрации нейтронов с энергиями в диапазоне 0,1—1,0 Мэв определялась с помощью фотонейтронных источников, выходы нейтронов из которых измерялись одним из вариантов метода марганцевой ванны.

Ширина каналов временного анализатора увеличивалась с увеличением номера канала от 0,05 до 8,0 сек. Полное время регистрации запаздывающих нейтронов составляло 280 сек.

Многоканальный временной анализатор автоматически суммирует результаты повторных облучений. Полученные таким образом в 20—100 опытах распределения во времени запаздывающей нейтронной активности анализировались графическим методом для выделения групп нейтронов и определения их относительных выходов.

В случае измерения абсолютных выходов запаздывающих нейтронов кроме регистрации нейтронной активности двумя методами определялось также число актов деления, происшедших в мишени. В первом случае число делений измерялось с помощью радиохимического выделения Ba^{140} . Используя известное из литературы значение выхода Ba^{140} при фотоделении,

равное 0,058 [4], можно подсчитать число делений, происшедших в мишени.

Второй способ заключается в измерении удельного числа делений на единицу веса тонкой (0,2—0,3 мг/см²) мишени делящегося нуклида. Число делений в основной мишени было получено пересчетом с использованием отношения весов мишеней.

Деления, происходившие в тонкой мишени, регистрировались на поверхности слюды, находившейся в тесном контакте с мишенью. Появившиеся после травления слюды фтористоводородной кислотой следы от осколков деления подсчитывались под микроскопом.

Полученные данные позволили вычислить равновесную запаздывающую нейтронную активность мишени (случай облучения «бесконечной» длительности) и число делений, происшедших в ней за единицу времени. Отношения этих величин, являющиеся так называемыми абсолютными выходами запаздывающих нейтронов, приведены в таблице.

При анализе кривых спада запаздывающей нейтронной активности при фотоделении всех исследованных нуклидов найдено по шесть групп запаздывающих нейтронов с периодами полураспада материнских ядер в интервале 0,2—56 сек. Эти данные, а также абсолютные и относительные выходы запаздывающих нейтронов различных групп приведены в таблице. В значения выходов запаздывающих нейтронов различных групп внесены небольшие поправки с учетом различной эффективности счетной установки по отношению к регистрации нейтронов разной энергии (рис. 1). Значения средней энергии для запаздывающих нейтронов первой, второй, третьей и четвертой групп взяты из работы [6] и равны 250, 460, 405 и 450 кэв соответственно. Значения средней энергии для пятой и шестой групп были приняты одинаковыми и равными 450 кэв.

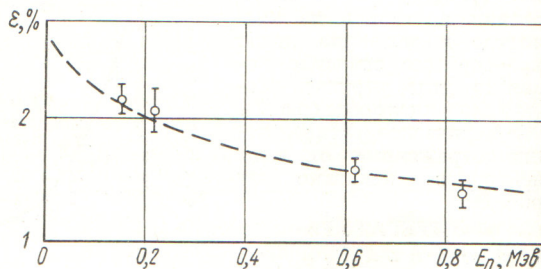


Рис. 1. Зависимость эффективности детектора ϵ от энергии нейтронов.

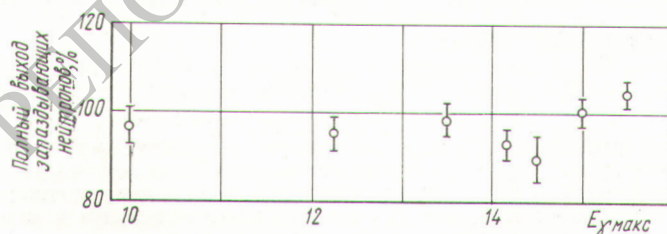
Пунктир — энергетический ход эффективности аналогичного детектора, описанного в работе [5].

Запаздывающие нейтроны при фотоделении ($E_{\gamma\text{макс}} = 15 \text{ Мэв}$)

Полный выход запаздывающих нейтронов, нейтр/100 делений	Группа нейтронов	$T_{1/2}$, сек	Относительный выход группы, %	Абсолютный выход группы, нейтр/100 делений
$3,8 \pm 0,6$ (Th^{232})	1	$55,6 \pm 1,5$	$4,40 \pm 0,20$	$0,17 \pm 0,03$
	2	$20,3 \pm 0,8$	$16,3 \pm 1,0$	$0,62 \pm 0,10$
	3	$5,45 \pm 0,50$	$15,9 \pm 1,5$	$0,60 \pm 0,10$
	4	$1,98 \pm 0,20$	$37,5 \pm 3,0$	$1,43 \pm 0,30$
	5	$0,43 \pm 0,10$	$17,2 \pm 2,0$	$0,66 \pm 0,10$
	6	$0,18 \pm 0,03$	$8,7^{+2,0}_{-4,0}$	$0,33^{+0,10}_{-0,20}$
$0,96 \pm 0,13$ (U^{235})	1	$54,7 \pm 2,5$	$5,4 \pm 0,5$	$0,052 \pm 0,010$
	2	$20,3 \pm 1,0$	$20,0 \pm 2,0$	$0,193 \pm 0,040$
	3	$5,45 \pm 0,60$	$15,2 \pm 2,0$	$0,146 \pm 0,030$
	4	$2,01 \pm 0,25$	$36,9 \pm 4,0$	$0,354 \pm 0,070$
	5	$0,50 \pm 0,10$	$13,9 \pm 2,0$	$0,134 \pm 0,030$
	6	$0,19 \pm 0,04$	$8,6^{+2,0}_{-5,0}$	$0,083^{+0,025}_{-0,050}$
$3,1 \pm 0,4$ (U^{238})	1	$56,2 \pm 0,8$	$1,98 \pm 0,08$	$0,061 \pm 0,010$
	2	$21,3 \pm 0,3$	$15,7 \pm 0,5$	$0,489 \pm 0,070$
	3	$5,50 \pm 0,20$	$17,5 \pm 0,7$	$0,545 \pm 0,070$
	4	$2,15 \pm 0,10$	$31,1 \pm 0,8$	$0,970 \pm 0,150$
	5	$0,70 \pm 0,06$	$17,7 \pm 0,9$	$0,552 \pm 0,080$
	6	$0,19 \pm 0,02$	$16,1^{+2,0}_{-5,0}$	$0,502^{+0,120}_{-0,200}$
$0,36 \pm 0,06$ (Pu^{239})	1	$54,0 \pm 3,0$	$6,05 \pm 0,60$	$0,022 \pm 0,004$
	2	$20,6 \pm 1,0$	$20,6 \pm 2,0$	$0,075 \pm 0,018$
	3	$5,7 \pm 0,7$	$18,3 \pm 3,0$	$0,066 \pm 0,015$
	4	$1,94 \pm 0,30$	$29,5 \pm 4,0$	$0,105 \pm 0,020$
	5	$0,58 \pm 0,10$	$14,9 \pm 3,0$	$0,054 \pm 0,012$
	6	$0,20 \pm 0,04$	$10,6^{+2,0}_{-5,0}$	$0,038^{+0,012}_{-0,025}$

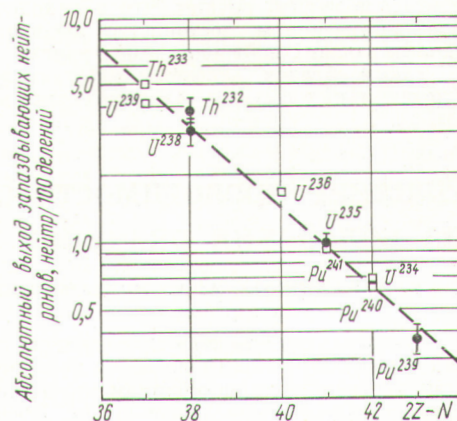
Ошибки относительных выходов, приведенные в настоящей работе, являются стандартными величинами разброса значений выходов, полученных в серии повторных измерений.

Зависимость относительных и абсолютных выходов запаздывающих нейтронов различных групп от энергии возбуждения ядра исследовалась в основном при фотоделении U^{238} в интервале максимальных энергий спектра тормозного излучения 10 — 15,6 Мэв.



Р и с. 2. Полный выход запаздывающих нейтронов при фотоделении U^{238} .

За 100% принят выход при $E_{\gamma\text{макс}} = 15 \text{ Мэв}$.



Р и с. 3. Абсолютные выходы запаздывающих нейтронов при делении ядер:

□ — данные работы [7]; ● — данные настоящей работы.

Можно отметить, что выходы запаздывающих нейтронов в этом диапазоне энергий меняются мало и эти «энергетические» эффекты лишь незначительно превышают ошибку измерения (рис. 2).

Полученные в настоящей работе значения абсолютных выходов запаздывающих нейтронов при фотоделении Th^{232} , U^{235} , U^{238} и Pu^{239} подтверждают полуэмпирическую классификацию абсолютных выходов запаздывающих нейтронов при делении тяжелых ядер с энергией возбуждения не выше 2—3 Мэв над порогом деления (рис. 3).

Величины абсолютных выходов запаздывающих нейтронов при фотоделении Th^{232} и U^{238} , полученные в данной работе, несколько отличаются от результатов работы [2], хотя эти расхождения не превышают величин ошибок эксперимента, указанных в работе [2]. Следует отметить, что в цитируемой работе получен меньший абсолютный выход запаздывающих нейтронов при фотоделении Th^{232} , чем при фотоделении U^{238} . Измерения авторов данной статьи дают обратную картину, что согласуется с соотношением выходов запаздывающих нейтронов при делении Th^{232} и U^{238} , обусловленном нейтронами спектра деления.

Интересно сравнить абсолютные выходы запаздывающих нейтронов различных групп при фотоделении исследованных нуклидов и при делении их нейтронами спектра деления. Во всех случаях, если рассматривать деление изотопов одного элемента, характерным является приблизительное постоянство абсолютного выхода запаздывающих нейтронов первой группы и сравнительно быстрое уменьшение выходов запаздывающих нейтронов второй, третьей, четвертой и пятой групп при уменьшении массы делящихся составных ядер.

Видимо, материнские ядра запаздывающих нейтронов первой группы по сравнению с остальными материнскими ядрами находятся значительно ближе к концу своих цепочек β -распада. Косвенным подтверждением этого является и то, что у других групп, время жизни материнских ядер запаздывающих нейтронов первой группы.

Эффект перераспределения независимых выходов членов цепочек β -распадов при делении различных изотопов одного элемента имеет меньшее влияние на суммарный выход материнских ядер запаздывающих нейтронов первой группы, что и находит подтверждение в указанном постоянстве абсолютного выхода запаздывающих нейтронов этой группы.

Таким образом, основным эффектом при сравнении относительных выходов запаздывающих нейтронов при

фотоделении и делении данного нуклида нейтронами спектра деления является обогащение общей запаздывающей нейтронной активности при фотоделении наиболее долгоживущими нейтронами первой группы.

Необходимо отметить, что относительные выходы запаздывающих нейтронов различных групп при делении U^{235} , U^{238} и Th^{232} нейтронами с энергией 14 Мэв [8] показывают аналогичное смещение и дают ту же картину относительных выходов групп, что и при фотоделении соответствующих нуклидов.

Указанное сходство можно было бы объяснить при помощи известного факта увеличения среднего числа испускаемых делящимся ядром мгновенных нейтронов на единицу при увеличении энергии возбуждения ядра на 8—9 Мэв. Однако при сравнении абсолютных выходов нейтронов соответствующих групп при фотоделении и делении нейтронами с энергией 14—15 Мэв [8, 9] обнаруживают резкое различие.

Абсолютные выходы запаздывающих нейтронов шестой группы при фотоделении Th^{232} , U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , вычисленные в предположении о равенстве средней энергии этих нейтронов 450 кэв, выше, чем в случае деления этих же нуклидов нейтронами спектра деления. Это дает возможность, используя различия в эффективности счетной установки по отношению к регистрации нейтронов различной энергии, косвенно оценить среднюю энергию нейтронов шестой группы величиной 0,05—0,15 Мэв.

Поступило в Редакцию 30/VI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Лазарева и др. ЖЭТФ, 29, 274 (1955).
2. G. Moscati, I. Goldemberg. Phys. Rev., 126, 1098 (1962).
3. К. А. Петряк и др. «Атомная энергия», 15, 157 (1963).
4. Ю. А. Зысин и др. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963, стр. 83.
5. C. Johnson et al. Phys. Rev., 109, 1243 (1958).
6. R. Batchelor, H. MckHyder. J. Nucl. Energy, 3, 7 (1956).
7. G. Keepin et al. J. Nucl. Energy, 6, 1 (1957).
8. Б. П. Максютенко. ЖЭТФ, 35, 815 (1958).
9. Б. П. Максютенко. «Атомная энергия», 7, 474 (1959).

Влияние проводимости стенок камеры ускорителя или накопителя на колебания размеров и формы пучка

В. И. БАЛБЕКОВ, А. А. КОЛОМЕНСКИЙ

УДК 621.384.60

Известно, что конечная проводимость стенок камеры ускорителя или накопителя может привести к нарастающим вертикальным колебаниям центра тяжести ускоряемого заряженного пучка [1, 2]. Кроме этих колебаний возбуждаются также колебания размеров и формы пучка, которые при определенных условиях могут оказаться опасными. В настоящей работе рассматривается вопрос об их устойчивости в камере прямоугольного сечения с высотой a и шириной b .

Расположим систему координат так, чтобы оси z , x , y соответствовали вертикальному, радиальному и продольному (азимутальному) направлениям. Предположим, что средние плоскости пучка и камеры совпадают ($z = 0$) и ширина пучка значительно больше его толщины ($w \gg h$). Используя метод, описанный в работе [1], можно показать, что при таких условиях неравновесная плотность заряда, возникающая под действием собственного поля пучка, имеет вид