

Рис. 2. Экспериментальные и расчетные значения ζ в зависимости от r и числа равномерно расположенных на ней «черных» поглотителей.

— эксперимент; — — — — расчет [5];
 — — — — расчет [4]; ○ — два поглотителя; □ — три;
 ▽ — четыре; △ — пять; ● — один центральный и один
 эксцентричный поглотитель.

где $\Delta\alpha$ — изменение константы спада тепловых нейтронов при введении в среду n «черных» поглотителей; $\Delta\alpha_i$ — изменение константы спада тепловых нейтронов при введении в среду одиночного i -го «черного» поглотителя. Выражение (2) позволяет изучить взаимное влияние системы «черных» поглотителей в неравнозначных средах.

Разработка методики и постановка эксперимента по изучению интерференции системы поглотителей в средах без размножения имеют некоторые преимущества по сравнению с подобными экспериментами в размножающих средах: 1) возможность получения информации о взаимном влиянии регулирующих стержней без применения делящихся веществ; 2) простота конструкции изучаемой системы и возможность выбора ее геометрии, наиболее подходящей для сравнения

результатов расчета по выбранной методике с экспериментом; 3) возможность выбора веществ, для которых ядернофизические константы известны с хорошей точностью, что значительно облегчает интерпретацию эксперимента; 4) чисто тепловой спектр нейтронов в системе позволяет проводить корректное сравнение результатов эксперимента с соответствующими соотношениями.

Эксперименты проводились на установке, аналогичной описанной в работе [3]. «Черные» поглотители представляли собой кадмиевые стержни диаметром 1 см и длиной 12 см.

Эксперимент проводился следующим образом. Одиночный кадмиевый стержень последовательно передвигался по радиусу цилиндра и при некоторых его положениях измерялась константа спада тепловых нейтронов неоднородной системы. Затем такие же измерения проводились при одновременном удалении от центра системы двух, трех, четырех и пяти «черных» поглотителей. Так как поглотители при каждом измерении константы спада были расположены на одинаковом расстоянии от центра системы, то они все время находились на концентрических окружностях разного радиуса. Исследовалось взаимодействие между двумя стержнями: расположенного в центре и перемещаемого по радиусу поглотителя. Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Согласно выражению (2) были рассчитаны коэффициенты интерференции для всех положений поглотителей (рис. 2). Сравнение результатов эксперимента с расчетными данными, полученными по методам, приведенным в работах [4, 5], показало хорошее согласие.

Поступило в Редакцию 10/VII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Юрова и др. Физика ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1968, стр. 3.
2. K. Beckurts. Nucl. Sci. and Engng, 2, 516 (1957).
3. Л. Н. Юрова. Атомная энергия, см. настоящий выпуск.
4. H. Garabedian. Control rod theory for a cylindrical Reactor AEC-3666, 1950.
5. Г. В. Синютин, В. Н. Семенов. «Труды Второй женеvской конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Доклад советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959.

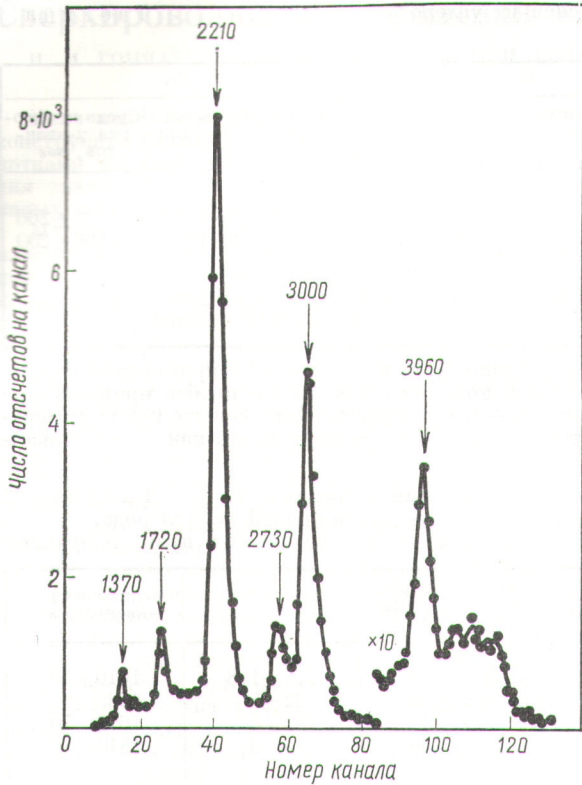
Выходы и сечения образования γ -квантов при бомбардировке С-, Al-, Ni-мишеней протонами энергией 1,5—6,4 Мэв

В. А. ВИБИЧЕВ, Е. И. БИРЮКОВ, В. Е. ДУДКИН, В. Г. КУЗНЕЦОВ,
 М. А. СУВОРОВ, Н. С. ШИМАНСКАЯ

УДК 539.172.12

В настоящей работе измерены спектры, выходы и сечения образования γ -квантов при бомбардировке пяти мишеней из углерода, алюминия и никеля протонами с $E_p = 1,5 \div 6,4$ Мэв и приведены результаты расчета доз γ -излучения за защитой из алюминия толщиной 1—100 г/см². Измерения проводились на электростатическом генераторе Радиового института и танде-м-ускорителе Физико-энергетического института

с использованием сцинтилляционного парного γ -спектрометра. Энергетическое разрешение для линии 2620 кэв составляло ~3,6%, эффективность ~5·10⁻³. Цифровая система стабилизации с полупроводниковым источником эталонных световых импульсов позволяла поддерживать стабильность коэффициента усиления пикта γ -спектрометра в пределах 0,3% при непрерывной работе в течение 70—100 ч. Амплитудные распределения,



Р и с. 1. Спектр γ -квантов, возникающий при бомбардировке толстой алюминиевой мишени протонами с $E_p = 6,36$ Мэв.

необходимые для разложения экспериментальных γ -спектров на монохроматические линии, измерялись при энергиях γ -квантов 2760, 3090, 4430, 6140, 7480, 10 760 и 11 500 кэв. Спектры были получены от источника Na^{24} и в реакциях $\text{C}^{12}(d, p\gamma)\text{C}^{13}$; $\text{C}^{12}(p, p'\gamma)\text{C}^{12}$; $\text{F}^{19}(p, \alpha\gamma)\text{O}^{16}$; $\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ и $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ соответственно.

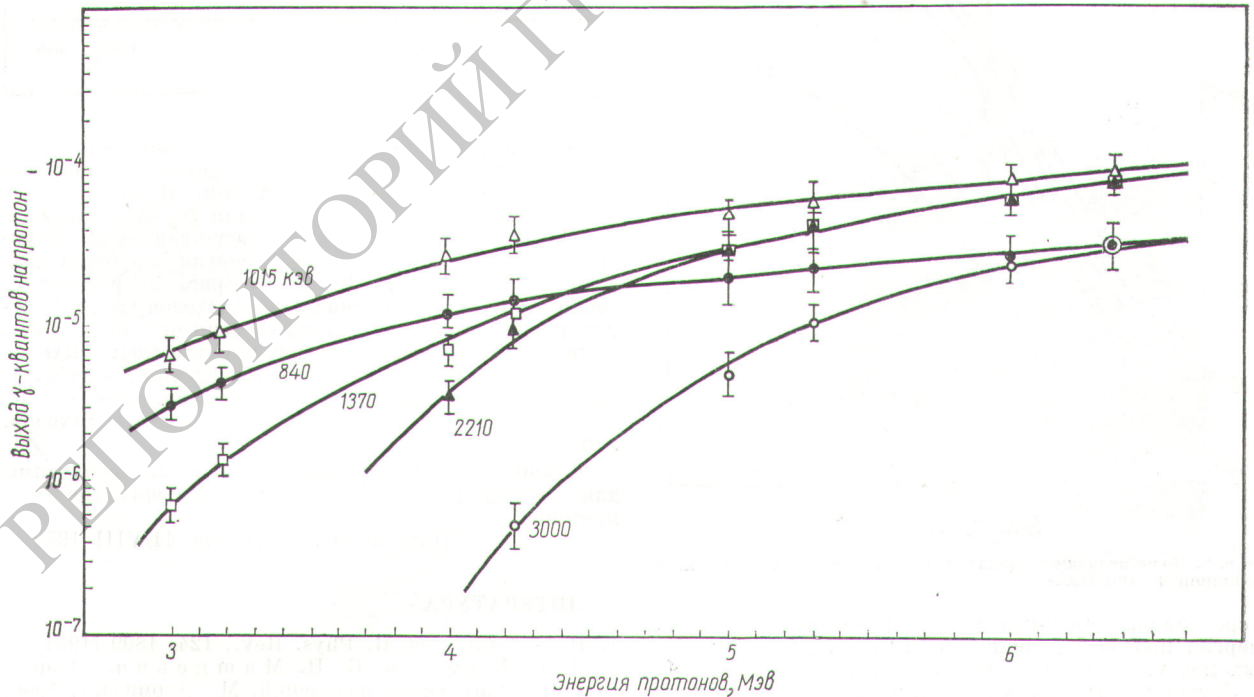
При измерении выходов использовались мишени толщиной ~ 100 мг/см², а при измерении сечений $\sim 2-4$ мг/см². Для всех мишеней измерения проводились под углами 0 и 55° к пучку протонов.

На рис. 1 приведен спектр γ -квантов, возникающих при бомбардировке толстой алюминиевой мишени протонами с $E_p = 6,36$ Мэв. Линии 1720, 2210, 2730, 3000, 3960 и линия 1370 кэв возникают соответственно в реакциях $\text{Al}^{27}(p, p'\gamma)\text{Al}^{27}$ и $\text{Al}^{27}(p, \alpha\gamma)\text{Mg}^{24}$.

На рис. 2 приведена зависимость абсолютных интенсивностей этих линий от энергии протонов. При меньших энергиях протонов наблюдаются многочисленные γ -переходы между возбужденными состояниями ядра Si^{28} , которые заселяются в реакции $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$. Однако при $E_p = 3$ Мэв вклад этой реакции составляет всего лишь $4,4 \cdot 10^{-3}$ по сравнению с реакцией $\text{Al}^{27}(p, p'\gamma)\text{Al}^{27}$.

С использованием толстых мишеней из алюминия и никеля были измерены также угловые распределения наиболее интенсивных γ -линий при $E_p = 6$ Мэв. Отклонение от изотропного распределения для всех наблюдаемых γ -переходов не превышало 20%.

В случае мишени из углерода при $E_p > 5,3$ Мэв наблюдается всего лишь одна линия 4430 кэв, возни-



Р и с. 2. Зависимость выхода наиболее интенсивных γ -линий из алюминиевой мишени от энергии протонов.

Суммарные выходы и средние энергии γ -квантов для мишеней из углерода, алюминия и никеля под углом 0° к пучку протонов

Энергия протонов, $кэв$	Al		C		Ni	
	Суммарный выход γ -квантов на один протон	Средняя энергия γ -квантов, $кэв$	Суммарный выход γ -квантов на один протон	Средняя энергия γ -квантов, $кэв$	Суммарный выход γ -квантов на один протон	Средняя энергия γ -квантов, $кэв$
1500 ± 20	$(10,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-9}$	5760 ± 220	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$	3200 ± 200	$(1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-11}$	5130 ± 260
3000 ± 30	$(10,6 \pm 2,2) \cdot 10^{-6}$	1010 ± 80	$(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$	4000 ± 240	$(6,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-8}$	2600 ± 200
4240 ± 40	$(7,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-5}$	1220 ± 50	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$	3090 ± 40	—	—
5300 ± 40	$(1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	1500 ± 50	$(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$	4150 ± 60	—	—
6360 ± 50	$(3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$	1640 ± 70	$(10,8 \pm 2,2) \cdot 10^{-5}$	4430 ± 50	$(10 \pm 1,2) \cdot 10^{-5}$	1320 ± 80

кающая в реакции $C^{12}(p, p'\gamma)C^{12}$. Функция возбуждения этой реакции и угловые распределения линии 4430 кэв при $E_p = 5 \div 12 \text{ Мэв}$ приведены в работе [1].

При $E_p \leq 3,5 \text{ Мэв}$, когда вклад реакции радиационного захвата значителен, для каждой из мишеней наблюдаются достаточно сложные γ -спектры. Так, например, при бомбардировке толстой мишени из алюминия протонами с $E_p = 3 \text{ Мэв}$ наблюдается около 40 γ -переходов с энергиями $840\text{--}12\,700 \text{ кэв}$. В табл. 1 и 2 приведены суммарные выходы, суммарные сечения

из алюминия в виде бесконечно протяженного слоя различной толщины. Поскольку пробег протонов при $E_p = 1,5 \div 6,4 \text{ Мэв}$ значительно меньше 1 г/см^2 , поверхность защиты можно рассматривать как плоский изот-

Суммарные сечения и средняя энергия γ -квантов для мишеней из углерода, алюминия и никеля под углом 0° к пучку протонов

Таблица 2

Мишень	Средняя энергия протонов в мишени, $кэв$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\frac{\text{мбэр}}{\text{стер}}$	Средняя энергия γ -квантов, $кэв$
Al	3020 ± 20	$7,1 \pm 1,8$	1010 ± 40
	4120 ± 30	22 ± 5	1430 ± 60
	5200 ± 40	32 ± 8	1670 ± 70
	6270 ± 50	44 ± 9	1810 ± 80
C	6100 ± 60	$7,2 \pm 1,6$	4430 ± 50
Ni	6170 ± 100	45 ± 12	1340 ± 200

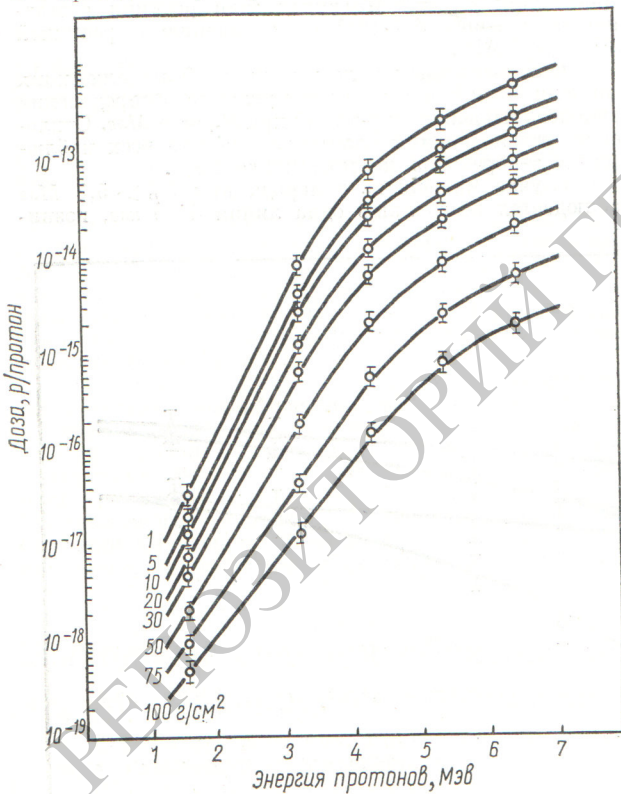


Рис. 3. Дозы вторичного γ -излучения за защитой из алюминия толщиной $1\text{--}100 \text{ г/см}^2$.

и средние энергии γ -квантов при некоторых значениях энергии протонов в диапазоне $1,5\text{--}6,4 \text{ Мэв}$, измеренных под углом 0° к пучку протонов.

Расчет доз вторичного γ -излучения D_γ проводился для случая нормального падения протонов на защиту.

ропный источник γ -квантов, мощность которого определяется из экспериментальных данных по выходу γ -квантов из алюминиевой мишени. В этом случае можно использовать выражение для D_γ от бесконечно протяженного плоского источника γ -квантов [2]. Зависимость доз γ -излучения от энергии протонов для защиты толщиной $1\text{--}100 \text{ г/см}^2$ (рис. 3) рассчитана точно на основании парциальных выходов всех γ -квантов, наблюдаемых при данной энергии протонов. Дозы, вычисленные с использованием суммарных выходов и средних энергий γ -квантов, приведенных в табл. 1, для толщин защиты до 75 г/см^2 отличаются от доз, рассчитанных на основании парциальных выходов, менее чем на 7%.

Сечения \bar{E}_γ , приведенные в табл. 2, необходимы для расчета доз γ -излучения при больших энергиях протонов.

Поступило в Редакцию 11/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. Adams et al. Phys. Rev., 124, 1899 (1961).
 2. *Л. Р. Кимель, В. П. Машкевич. Защита от ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1966, стр. 103.