

Ослабление потока нейтронов высоких энергий в цилиндрическом канале

Н. И. БУШУЕВ, А. Н. КАРГИН, В. В. МАЛЬКОВ, Б. С. СЫЧЕВ

УДК 539.125.5

В коллиматоре защитной стены синхротриклотрона ОИЯИ измерено ослабление потока нейтронов, генерируемых протонами с энергией 660 Мэв. Защитная стена в области коллиматоров выполнена из стальных и чугунных блоков средней плотностью 7,5 г/см³. Диаметр коллиматора 10 см. Геометрия опыта показана на рис. 1.

Измерения проводились в пустом и заполненном железом канале при двух различных режимах работы ускорителя и различной полярности магнитного поля. Нейтроны регистрировались пороговыми активационными детекторами с использованием реакции $C^{12}(n, 2n)C^{11}$, позволившими выделить группу сверхбыстрых нейтронов энергией более 20 Мэв. Результаты измерений потоков нейтронов представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, ослабление потока нейтронов в пустом канале в значительной степени зависит от режима работы ускорителя. Это объясняется тем, что часть полного потока — компонента прямой видимости — при протонном режиме (прямое магнитное поле) значительно больше, чем при мезонном режиме (обратное магнитное поле). На этом же рисунке для сравнения приведены экспериментальные данные настоящей работы по ослаблению потока сверхбыстрых нейтронов при различных режимах работы ускорителя и данные работы [1]. Результаты, полученные в ЦЕРНе на синхротриклотроне с энергией 600 Мэв в цилиндрическом канале диаметром 14 см, находящемся в стене из бари-

тового бетона [1], аналогичны данным настоящей работы. Можно предположить, что условия экспериментов в ЦЕРНе были подобны условиям наших экспериментов при мезонном режиме и обратном магнитном поле.

Для расчета потока сверхбыстрых нейтронов в канале было принято, что источник нейтронов равномерно распределен вдоль максимальной орбиты пучка протонов*. Другие источники нейтронов (поворотные магниты, выведенный пучок и др.) не учитывались. Схема расчета для протонного режима и прямого поля показана на рис. 1, б. Схема расчета для мезонного режима и обратного поля подобна приведенной.

Полный поток сверхбыстрых нейтронов в пустом канале (без учета альбедных компонент) представлялся в виде

$$F_{\text{п}} = F_{\text{зап}} - F_{\text{нат}} + F_{\text{пр}}, \quad (1)$$

где $F_{\text{п}}$ — поток сверхбыстрых нейтронов в пустом канале; $F_{\text{зап}}$ — поток в канале, заполненном материалом защиты (экспериментальные данные); $F_{\text{нат}}$ — составляющая, обусловленная натеканием через торцо-

* Это предположение имеет основание в силу того обстоятельства, что не более 10% циркулирующего пучка протонов взаимодействует с мишенями или выводится из ускорителя.

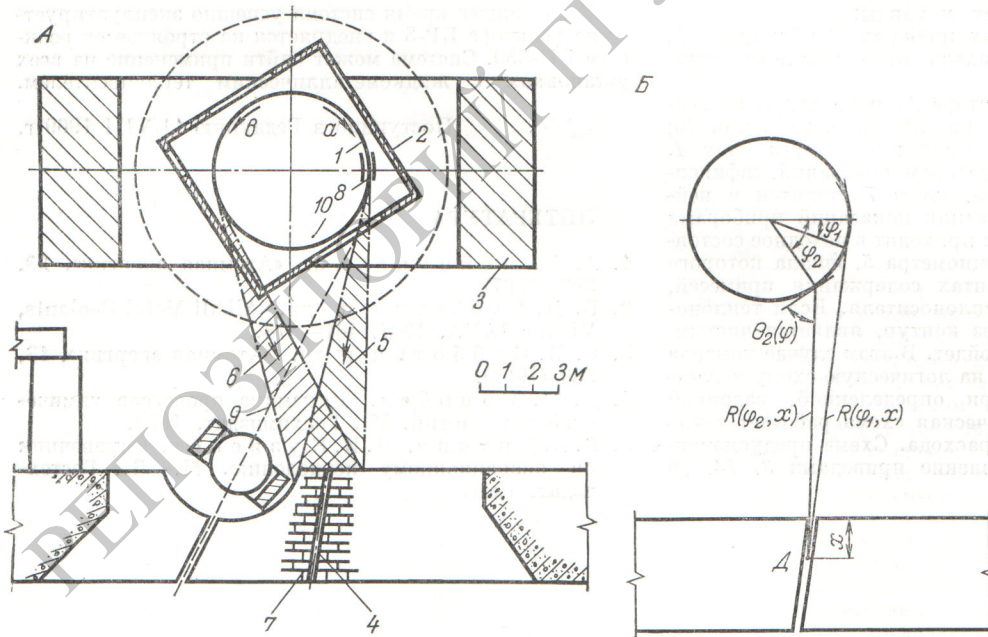


Рис. 1. Геометрия опыта и расчетов:

1 — направление движения ускоренных протонов (А, Б — прямое и обратное поля); 2 — камера ускорителя; 3 — ярмо магнита; 4 — коллиматор; 5, 6 — направленность потока нейтронов при прямом и обратном поле соответственно; 7 — защитная стена (железо); 8 — выводное устройство; 9 — выведенный протонный пучок; 10 — мезонная мишень; Д — точка детектирования.

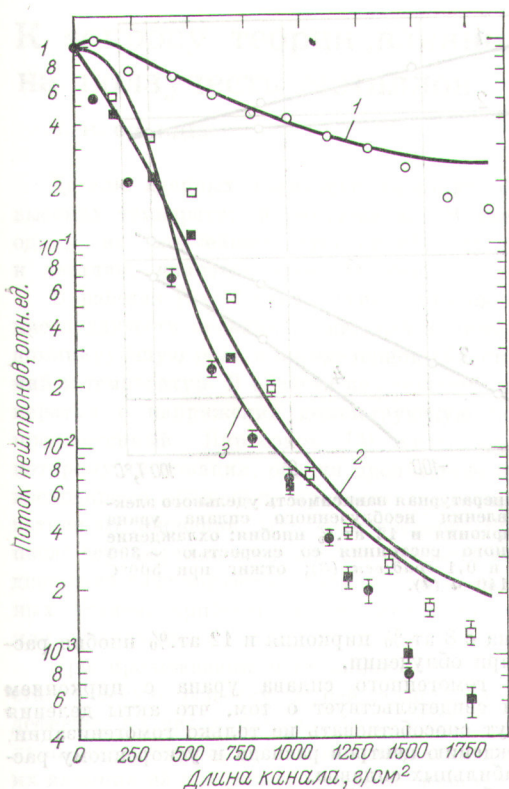


Рис. 2. Ослабление потоков сверхбыстрых нейтронов ($E > 20$ Мэв):

○, □ — в пустом канале (прямое и обратное магнитные поля соответственно); ●, ■ — в заполненном канале (прямое и обратное магнитные поля соответственно); 1 — расчет, прямое поле, $\theta_0 = 40^\circ$; 2 — расчет, обратное поле, $\theta_0 = 30^\circ$; 3 — данные работы [1].

вую поверхность заполненного канала; $F_{пр}$ — составляющая, обусловленная нерассеянным излучением «прямой видимости».

Было получено

$$F_{нат} = a \frac{\Phi_2(x) - \Phi_1(x)}{\Phi_2^{макс} - \Phi_1^{мин}} e^{-\frac{x}{\lambda_{ин}}}, \quad (2)$$

$$F_{пр} = b \int_{\Phi_1(x)}^{\Phi_2(x)} \frac{e^{-\frac{\theta(\varphi)}{\theta_0}}}{R^2(\varphi, x)} d\varphi, \quad (3)$$

где $e^{-\frac{\theta(\varphi)}{\theta_0}}$ — функция углового распределения сверхбыстрых нейтронов; величины $\theta(\varphi)$, x , $\Phi_1(x)$, $\Phi_2(x)$, R определяются согласно схеме, представленной на рис. 1, Б; $\lambda_{ин}$ — длина неупругого взаимодействия; для железа принято $\lambda_{ин} = 17,4$ см; a , b — нормировочные коэффициенты.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по формуле (1) приведено на рис. 2. Из рисунка видно, что расчет удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, несмотря на существенные упрощения в формулах для расчетов. Разные значения свободного параметра θ_0 для случаев прямого и обратного поля обусловлены тем, что в расчетах не учитывалась неравномерность расположения источников нейтронов вдоль орбиты протонов. Однако следует отметить, что интервал углов $20-40^\circ$ для значения параметра согласуется, например, с расчетными данными работы [2], где, в частности, приводится функция углового распределения сверхбыстрых нейтронов при неупругом взаимодействии протонов с ядрами.

Поступило в Редакцию 13/II 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Rindi, T. Tardy-Joubert. Industr. Atomiques, No. 3/4 (1967).
2. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958).

Влияние облучения на электросопротивление сплава урана с цирконием и ниобием

В. М. РАЕЦКИЙ, А. Я. ЗАВГОРОДНИЙ, Л. И. ГОМОЗОВ

УДК 621.039.55:621.039.542.32

Исследования проводились на сплаве урана с 8 ат.% циркония и 12 ат.% ниобия, имеющем более высокую равновесную температуру перехода в γ -состояние (660°C), чем сплав урана с 20 ат.% молибдена [1,2]. Образцы представляли собой прутки размером $1,1 \times 1,1 \times 65$ мм. Перед облучением они подвергались гомогенизирующему отжигу при температуре 1100°C в течение 24 ч и закаливались в воду с 800°C . После этой термообработки сплав имел гомогенную структуру тетрагонально искаженной γ^0 -фазы [3].

Для облучения образцы помещали в ампулы и заливали свинец-оловянистым припоем (температура плавления 183°C) при температуре 200°C . Облучение проводилось в реакторе СМ-2 до интегрального потока $\Phi_1 = 3 \cdot 10^{19}$ тепл.нейтр/см² при температуре 70°C и до $\Phi_2 = 9 \cdot 10^{20}$ тепл.нейтр/см² при 200°C .

После облучения образцы выплавлялись из ампулы на специальном дистанционном устройстве. Температура образцов в процессе извлечения не превышала

260°C , причем они находились при этой температуре не более 5 мин. В контрольных экспериментах выдержка необлученных образцов при температуре 300°C в течение 1 ч не вызывала изменений электросопротивления и его температурной зависимости.

Измерение электросопротивления выполнялось потенциометрическим методом в интервале температур от -196 до $+100^\circ\text{C}$ [4]. Точность измерения определялась точностью изготовления образцов и составляла $\sim 2\%$.

В результате облучения средний температурный коэффициент электросопротивления, определяемый по наклону линий на рис. 1 и 2 в интервале температур от -196 до $+100^\circ\text{C}$, для сплава урана с цирконием и ниобием (отрицательный для исходного состояния сплава) возрастает (см. рис. 1, а). После облучения потоком Φ_2 он становится положительным. При этом величина удельного электросопротивления, найденная при температуре -196°C , уменьшается, а при