

ХФТИ 78-34

ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ТОЛСТОЙ СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1180 0 18 V

Харьков

1978

ХФТИ 78-34

ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

В.И.НОГА, Ю.Н.РАНЮК, Ю.Н.ТЕЛЕГИН, П.В.СОРОКИН

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ТОЛСТОЙ СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Харьков

1978

УДК 621.384.64.038.624:539.125.5.03

Ного В.И., Ранж Ю.Н., Телегин Ю.Н., Сорокин П.В.

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ТОЛСТОЙ СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ.

Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 78-34, Харьков, 1978, 12 стр.

Приведены результаты исследования полного выхода нейтронов из свинцовой мишени, бомбардируемой электронами высоких энергий. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью метода радиоактивных индикаторов.

При энергиях электронов 230 и 1200 МэВ получена зависимость выхода нейтронов от толщины мишени, изменяющейся от 0,2 до 8 см. Выход нейтронов для указанных энергий при толщине мишени 6 см находится в области насыщения и соответственно равен $0,1 \pm 0,03$ и $0,65 \pm 0,22$ (нейтр./МэВ. эл.).

Измерены угловые распределения нейтронов для различных толщин мишеней при энергиях электронов 201, 230, и 1200 МэВ. В пределах погрешностей угловые распределения изотропны.

Исследована зависимость выхода нейтронов от энергии электронов для мишени толщиной 3 см. В диапазоне энергий 100-1200 МэВ эти величины связаны линейной зависимостью с коэффициентом пропорциональности $C = 3 \cdot 10^{-4}$ (нейтр./МэВ. эл.).

(5 ил., список лит. 8 назв.).

© Харьковский физико-технический институт (ХФТИ), 1978.

В В Е Д Е Н И Е

Для решения многих прикладных и научных задач в области ядерной физики, радиационной физики твердого тела, радиационной химии и биологии широко используются источники нейтронов, созданные на базе электронных ускорителей. Как известно, нейтроны в данном случае образуются в результате взаимодействия электронов (фотонов) с толстыми (несколько радиационных длин) мишенями из материала с большим атомным номером (Ta, Pb, U). Выбору мишеней, оптимизации условий их работы уделяется большое внимание. Во многих работах рассматриваются физические и технические стороны вопроса получения интенсивных потоков нейтронов [1, 2, 3]. Однако проведенные исследования относятся к области энергий ~ 100 МэВ. Выход нейтронов при бомбардировке мишеней электронами в диапазоне энергий вплоть до ~ 1200 МэВ до настоящего времени не исследовался, хотя увеличение мощности пучка за счет повышения энергии электронов, наряду с увеличением выхода нейтронов, улучшает технические условия эксплуатации мишени [2].

Целью настоящей работы было исследование выхода нейтронов из мишени Pb на ускорителях электронов ФТИ АН УССР при энергиях 201, 230 и 1200 МэВ. В работе получены зависимость выхода нейтронов от толщины мишени, угловые распределения нейтронов. Регистрация нейтронов производилась с помощью активационной методики.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема опыта показана на рис. 1. Пучок электронов e^- попадал на мишень Pb , представляющую собой цилиндр диаметром 2,5 см, толщиной l_{Pb} , изменяющейся в ходе эксперимента от 0,2 до 8 см. Нейтроны из мишени регистрировались с помощью метода радиоактивных индикаторов [4]. Индикаторы D (образцы из алюминия) имели форму дисков диаметром 3 см, толщиной 0,5 см и располагались радиально вокруг мишени Pb под углом θ_n относительно направления пучка электронов на расстоянии $r = 15$ см. Наведенная активность, образующаяся в результате реакции $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$, измерялась γ -спектрометром, состоящим из $Ge(Li)$ -детектора и спектрометрической установки "Лангур". Спектрометр работал на линии с ЭВМ М-6000, с помощью которой производилась запись и обработка спектров. Связь с ЭВМ осуществлялась посредством многопараметровой системы регистрации [5].

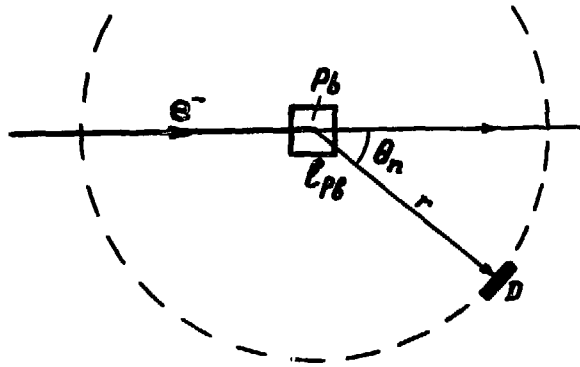


Рис. 1. Схема эксперимента

Интегральный поток нейтронов через индикатор определялся с помощью активационных интегралов R . При изотропном угловом распределении нейтронов можно записать:

$$R = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} \sigma_n(E_n) \frac{df_n}{dE_n} c' E_n, \quad (1)$$

где $d f_n / d E_n$ - плотность дифференциального потока нейтронов (нейтрон/МэВ. эл.); $\sigma_n (E_n)$ - сечение активации (см^2); Q - порог реакции (МэВ). В эксперименте величина R определяется по измеренной активности образцов-индикаторов:

$$R = N_{\phi} \cdot \lambda / N_0 \cdot \varepsilon \cdot \Omega \cdot I \cdot \mathcal{J}(t, t_1, t_2, \lambda),$$

N_{ϕ} - число отсчетов под фотопиком полного поглощения; λ - постоянная распада активности (1/с); N_0 - толщина мишени (ядер/ см^2); ε - коэффициент эффективности γ - спектрометра и геометрии измерений активности образцов; Ω - телесный угол регистрации нейтронов (ср); I - ток электронов ускорителя (эл./с); $\mathcal{J}(t, t_1, t_2, \lambda)$ - коэффициент учета распада активности за время облучения t ; время измерения $-t_1$; время между концом облучения и началом измерения $-t_2$

Для получения интегрального потока из выражения (I) использовался приближенный способ, заключающийся в том, что сечение $\sigma_n (E_n)$ представляется одноступенчатой функцией:

$$\sigma_n (E_n) = \begin{cases} 0 & \text{при } E_n < Q_{\text{эфф}}, \\ \sigma_{n\text{эфф}} & \text{при } E_n \geq Q_{\text{эфф}}, \end{cases}$$

где $Q_{\text{эфф}}$ и $\sigma_{n\text{эфф}}$ - соответственно эффективный порог и эффективное пороговое сечение. Значения этих величин, используемые нами в расчетах, приведены в работе [4]: $Q_{\text{эфф}} = 4$ МэВ,

$$\sigma_{n\text{эфф}} = 30 \text{ мб.}$$

При регистрации нейтронов методом наведенной активности используются различные реакции взаимодействия нейтронов с ядрами, такие как (n, γ) , (n, n') , (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и др., в результате которых образуются радиоактивные изотопы. Применимость той или иной реакции в каждом конкретном случае зависит от порога реакции, сечения, вида активности и периода полураспада. При работе на электронных ускорителях дополнительным критерием выбора является также чувствительность реакции к фону γ - квантов тормозного излучения, возникающего при прохождении электронов через мишень и элементы конструкции ускорителя. Под воздействием этих γ - квантов в мишени-индикаторе могут происходить

реакции, конечный продукт которых будет таким же, как и в реакциях с нейтронами.

В силу сказанного выше наиболее предпочтительными для регистрации нейтронов в условиях γ - фона являются (n, ρ) - реакции, для которых фоновым будет процесс фоторождения на ядре (γ, π^+). Поскольку порог фоторождения равен примерно 140 МэВ, то вплоть до этой энергии γ - кванты вовсе не будут вносить вклад в измеряемую активность индикаторов, а при $E_\gamma > 140$ МэВ этот вклад будет пренебрежим из-за малой величины сечения фоторождения π - мезонов по сравнению с сечением (n, ρ) - реакции.

Указанного преимущества в значительной степени лишены другие реакции с участием нейтронов. Однако при использовании (n, ρ) - реакций, в свою очередь, также встречаются практические трудности, связанные с необходимостью иметь моноизотопный индикатор или же, по крайней мере, необходимо, чтобы регистрировался (n, ρ) - процесс на изотопе с максимальным значением массового числа. Используемая нами реакция $A \ell^{27} (n, \rho) Mg^{27}$ является одной из наиболее доступных для практического применения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений величины R в зависимости от толщины мишени $\ell_{\rho\beta}$ и угла эмиссии нейтронов θ_n показаны на рис. 2 и 3. Среднеквадратическая ошибка составляет ± 20 %. Как видно из рис. 2, значения $R(\ell_{\rho\beta})$, полученные под различными углами ($\theta_n = 90$ и 45°), совпадают в пределах погрешностей. Угловые распределения $R(\theta_n)$ (см. рис. 3), полученные для различных толщин мишени, весьма близки к изотропным. Эти результаты свидетельствуют о том, что основным механизмом образования нейтронов является испарение.

Вычисление интегрального потока нейтронов f_n , показанного на рис. 4, в зависимости от толщины мишени, производилось по формуле

$$f_n = 4\pi \cdot K \cdot R / \sigma_n \text{эфф};$$

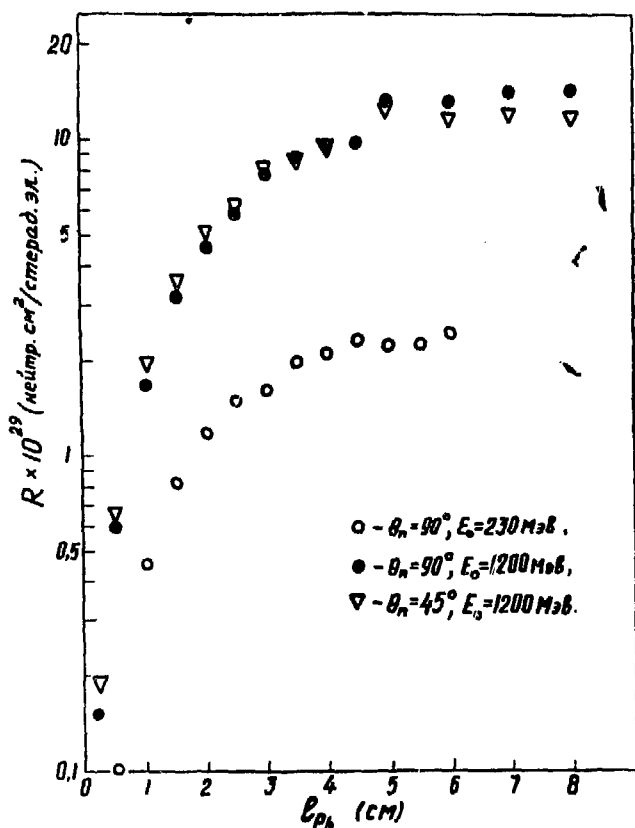


Рис. 2. Зависимость величины активационного интеграла R от толщины мишени свинца l_{Pb}

K - коэффициент учета нейтронов с энергиями ниже эффективного порога реакции $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$ ($Q_{эфф} = 4 \text{ МэВ}$). Определение величины K сводилось к нахождению отношения полного числа нейтронов, эмиттируемых из мишени, к числу нейтронов, регистрируемых в эксперименте. При этом спектр нейтронов был представлен выражением

$$\varphi(E_n) \sim E_n \cdot \exp(-E_n/T), \quad (2)$$

где E_n - кинетическая энергия нейтрона, T - константа. Для определения T использовались экспериментальные данные о спектре нейтронов из мишени Ta , измеренном при максимальной энергии пучка тормозного излучения 140 МэВ [6]. Используя выражение (2),

можно определить:

$$K = \int_0^{\infty} E_n \cdot \exp(-E_n/T) dE_n / \int_{\text{эфф}} E_n \cdot \exp(-E_n/T) dE_n.$$

Нами получены и использовались в расчете следующие значения: $T = 1$ МэВ, $K = 11$. Оценки погрешностей величины f_n (рис. 4, 5) дают значение $\pm 30\%$.

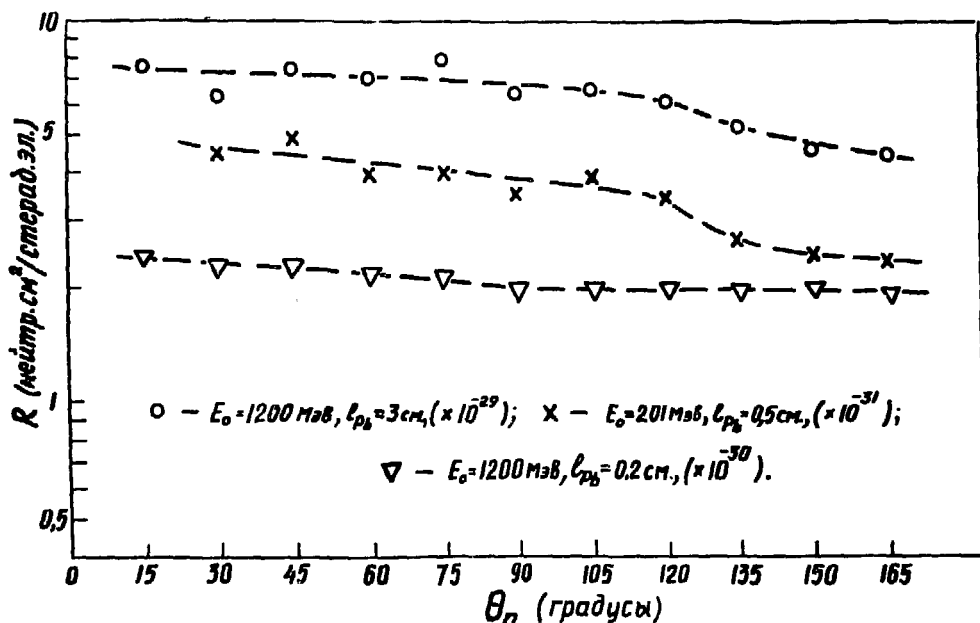


Рис. 3. Угловые распределения нейтронов из мишени РВ. Пунктирные линии - визуальная аппроксимация экспериментальных точек

Зависимости $f_n(l_{PB})$ (рис. 4) при энергиях электронов 230 и 1200 МэВ имеют одинаковый вид: вначале величина f_n резко растет, но по мере увеличения l_{PB} этот рост замедляется с выходом на "плато" при $l_{PB} \approx 6$ см для $E_0 = 1200$ МэВ и $l_{PB} \approx 4$ см для $E_0 = 230$ МэВ. Такой же вид имеют и расчетные кривые выхода нейтронов из мишени Та, выполненные для нескольких начальных энергий в области $E_0 \leq 200$ МэВ [7]. Из этих данных следует, что, начиная с некоторой толщины мишени, происходит насыщение выхода нейтронов, причем, минимальное значение толщины мишени l_m , соответствующее насыщению, зависит от величины E_0 . С ростом E_0

ℓ_m смещается в область больших толщин. Это необходимо учитывать при выборе оптимальных размеров мишени для определенной фиксированной начальной энергии.

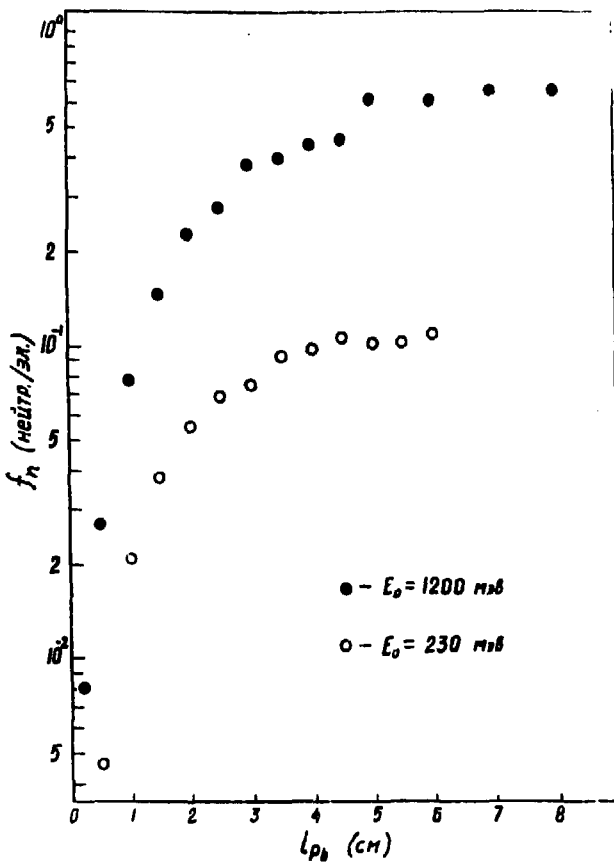


Рис. 4. Выход нейтронов f_n в зависимости от толщины мишени $l_{p\beta}$

В общем случае выход нейтронов f_n является функцией трех переменных: $f_n(E_0, l_{p\beta}, Z)$. Большой практический интерес представляет зависимость выхода от энергии электронов E_0 , так как на практике имеется возможность варьирования этой величины, особенно если используемые ускорители обладают высоким верхним пределом по энергии. На рис. 5 собраны имеющиеся расчетные и экспериментальные данные для мишени Р В толщиной 3 см (~ 6 рад.ед.) [3, 7].

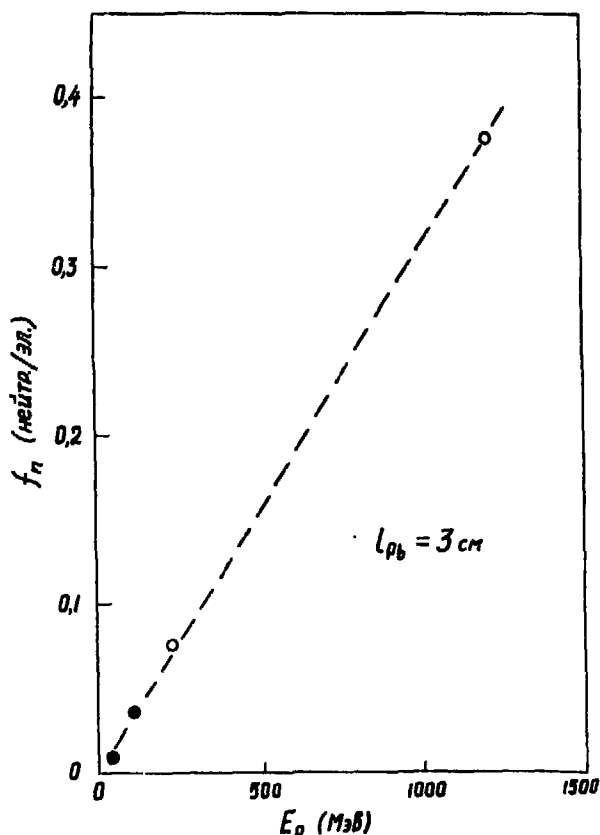


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов f_n от энергии электронов E_0 (толщина мишени $l_{Pb} = 3 \text{ см}$, $Z = 82$):
 - - - - - прямая, соответствующая уравнению (3);
 $C = 3 \cdot 10^{-4}$ (нейтр/МэВ эл.); • - данные из работ [3, 7]

Пунктирная линия на рисунке соответствует уравнению

$$f_n(E_0) = C \cdot E_0. \quad (3)$$

При $l_{Pb} = 3 \text{ см}$ и $Z = 82$ $C = 3 \cdot 10^{-4}$ (нейтр/МэВ эл.).

В работе [8] величина C , полученная теоретически для бесконечно толстой мишени Pb , равна $2 \cdot 10^{-4}$ (нейтр/МэВ эл.). Сравнение результатов расчета с использованием этого значения C с экспериментальными данными [3] (мишень Pb толщиной 6 рад.ед) показало, что расчетные выходы нейтронов занижены при начальных энергиях $E_0 > 25 \text{ МэВ}$. Это подтверждается и нашими эксперименталь-

ными данными (мишень такой же толщины, что и в работе [3]), из которых следует $C = 3 \cdot 10^{-4}$ (нейтр/МэВ эл.). Экстраполяция экспериментальных результатов к мишени бесконечной толщины еще больше увеличит разницу между экспериментом и расчетом [8]. Не останавливаясь на анализе причин расхождения, можно предполагать, что оно является следствием неполного учета в расчете процессов, приводящих к образованию нейтронов.

Необходимо отметить, что аппроксимирующее выражение типа (3) может удовлетворительно описать зависимость $f_n(E_0)$ только при высоких энергиях ($E_0 > 100$ МэВ), т.е. вдали от порога нейтронообразования (для мишени Рb порог около 12 МэВ).

Оценки величины f_n с помощью уравнения (3) в области пороговой энергии будут содержать большую ошибку.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Воронков Р.М., Певзнер М.И., Флеров Н.Н. и др. Линейный ускоритель электронов на 30 МэВ, предназначенный для нейтронной спектроскопии. - "Атомная энергия", 1962, т. 13, с. 327.
2. Ruffle M.P. A Monte Carlo treatment of the interaction of an electron beam with a heavy target. - AERE-R-5172, 1966.
3. Barber W.C., George W.D. Neutron yields from targets bombarded by electrons. - "Phys. Rev.", v.116, p.1551, 1959.
4. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
5. Агарков Н.А., Попов В.Ф., Чечетенко В.Ф. Многопараметровая система регистрации на основе ЭВМ М-6000. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 2(14). Харьков, ХФТИ АН УССР, 1975, с. 63.

6. Burgart C.E., Straker E.A., Love T.A. et al. The energy spectrum of photoneutrons produced by 140-MeV electrons incident on tantalum. -"Nucl. Sci. Eng.", v.42, p.421, 1970.
7. Alsmiller R.G., Moran M.S. Electron-photon cascade calculations and neutron yields from electrons in thick targets. -"Nucl. Instr. Methods", v.48, p.109, 1967.
8. Levinger I.S. Neutron production by complete absorption of high-energy photons. -"Nucleonics", v.6, p.64, 1950.



Виктор Иванович Нога, Юрий Николаевич Ранник, Юрий Николаевич
Телегин, Павел Владимирович Сорокин

ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ ТОЛСТОЙ СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Ответственный за выпуск В.И.Нога

Редактор В.Г.Глаголева-Федоренко, корректор Е.И.Титова

Подписано в печать 16.03.78г., Т-06015. Сдано в набор 05.04.78г.
Формат 60x84/16, бум. офсетн. № 1, офсетн. печ. 0,9 усл.п.л.
0,7 уч.-изд.л. Тираж 200. Заказ 404. Цена 9 коп. Индекс 3624.

Харьков-108, ротاپронт ХФТИ АН УССР.

9 коп

Индекс 3624

Препринт ХФТИ 78-34, Харьков, 1978, 1-12.