

Расчет фотонейтронных выходов из некоторых веществ под воздействием электронного монохроматического пучка с помощью равновесного спектра Беленького—Тамма

В. И. Гомонай, И. Ю. Кривский, В. А. Шкода-Ульянов

В настоящее время разрабатываются и строятся электронные ускорители на большие токи с весьма различными энергиями ускоренных частиц. При взаимодействии электронного пучка с различными деталями внутри ускорителя и вне его возникает мощное γ -излучение, сопровождаемое интенсивным потоком нейтронов. Основным источником фотонейтронов в области энергий до мезообразования являются фотоядерные реакции типа (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) . Из них наиболее существенный вклад вносит реакция (γ, n) , имеющая большое сечение при энергиях порядка 15—20 Мэв. В результате взаимодействия электронного пучка с деталями как в самом ускорителе, так и с различной измерительной аппаратурой вне его (например, с цилиндром Фарадея, используемым для измерения интенсивности электронного пучка) пучок практически полностью поглощается. Фотонейтронные потоки, возникающие при работе ускорителей с энергией ускоряемых электронов 200—600 Мэв, по данным, приведенным в работах [1,2], могут достигать значений порядка 10^9 — 10^{12} нейтр/сек. Эти цифры говорят о необходимости уделять особое внимание вопросам защиты от нейтронов при работе электронных ускорителей (в первую очередь линейных).

В области высоких энергий для оценки возможных потоков фотонейтронов, возникающих в тяжелых элементах при работе электронных ускорителей, можно воспользоваться так называемым приближением А лавинной теории [2,3]. Применение этого приближения не должно ввести больших неточностей, так как выполняются основные ограничительные неравенства, используемые в этом приближении: $E_0 \gg E_p \gg \beta$, где E_0 —энергия ускоряемых электронов; E_p —резонансная энергия, при которой эффективно идут (γ, n) -реакции; β —критическая энергия для данного элемента.

Для средних и легких элементов неравенство $E_p \gg \beta$ не выполняется. Кроме того, в настоящее время в различных отраслях науки и техники широко используются ускорители электронов с энергией порядка 15—20 Мэв. В этом случае для определения фотонейтронного выхода необходимо использовать более точные результаты лавинной теории, так как β , например для меди, равно 16 Мэв, E_p —18 Мэв, т. е. E_0 того же порядка, что и E_p . В данной работе проведены соответствующие расчеты для Pb, Cu, Al и с помощью равновесного спектра Беленького—Тамма. Эти элементы используются в качестве основных материалов при работе с ускорителями (цилиндр Фарадея, внутренние детали ускорителя, защитные приспособления). Для сопоставления полученных результатов с результатами для соседних по Z элементов нами вычислены также выходы фотонейтронов из U и Bi.

С помощью лавинной теории можно оценить число фотонейтронов, образующихся при полном поглощении фотонного и электронного пучков.

В случае электронного монокинетического пучка эта величина может быть представлена формулой [1,4]

$$Q(E_0) = \frac{E_0}{\beta} \int_{E_n}^{E_0} \frac{\sigma_{\gamma, n}(e)}{\sigma_n(e)} \Phi_p(e_0, e) de, \quad (1)$$

Критические и пороговые энергии для некоторых веществ

Вещество	β , Мэв	E_n , Мэв	Источник, из которого бралась зависимость $\sigma_{\gamma, n}(E)$
C	68,7	18,7 [5]	[6]
Al	36,6*	14,0 [7]	[6]
Cu	16,4	8,3	[8]
Pb	6,63*	7,3 [9]	[12]
Bi	6,54	7,4 [5]	[8]
U	5,85	5,6 [10]	[8]

* Значения β для Pb и Al см. также в работе [4].

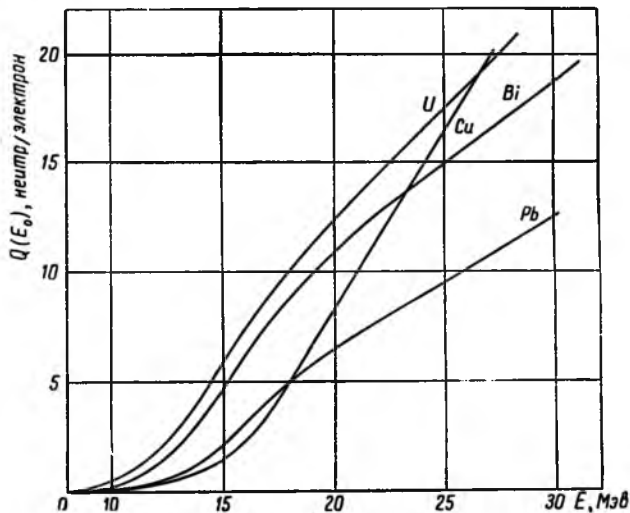


Рис. 1. Зависимости выходов фотонейтронов от энергии падающего электрона для Cu, Pb, Bi и U.

Цена одного деления для Cu $0,25 \cdot 10^{-3}$ нейтр/электрон, для Pb и Bi $0,5 \cdot 10^{-3}$ нейтр/электрон, для U 10^{-3} нейтр/электрон.

где $Q(E_0)$ — число приходящихся на один начальный электрон фотонейтронов, образовавшихся при полном поглощении моноэнергетического электронного пучка с энергией E_0 ; $\varepsilon = 2,29 E/\beta$; $\Phi_p(\varepsilon_0, \varepsilon) =$

$$= \varepsilon \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{e^{-x}}{x^2} dx; E — энергия фотонов в ливне; E_n — по-$$

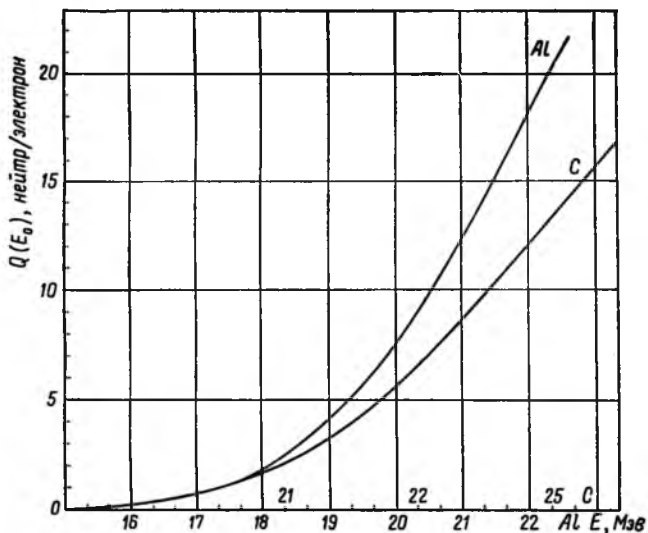


Рис. 2. Зависимости выходов фотонейтронов от энергии падающего электрона для Al и С.

Цена одного деления для Al $0,2 \cdot 10^{-4}$ нейтр/электрон, для С $0,8 \cdot 10^{-5}$ нейтр/электрон.

роговая энергия (γ, n) -реакции; $\sigma_{\gamma, n}(E)$ — сечение (γ, n) -реакции; $\sigma_n(E) = \sigma_{\text{шр}}(E) + \sigma_{\text{компл}}(E)$ — полное сечение поглощения фотонов. $Q(E_0)$ вычислялось интегрированием (1) по формуле Симпсона; $\sigma_n(E)$ рассчитывалось по известным формулам. При этом использовались данные, приведенные в таблице. Значения β рассчитаны нами по методу, изложен-

ному в работе [4]. Результаты расчетов для $Q(E_0)$ представлены на рис. 1 и 2.

С целью проверки численных расчетов нами было получено $\sigma_{\gamma, n}(E)$ для Cu, Al и С с помощью решения интегрального уравнения (1) относительно $\sigma_{\gamma, n}$ [11]. Было обнаружено удовлетворительное согласие рассчитанных сечений (γ, n) -реакций с исходными данными, что подтвердило правильность проведенных нами вычислений.

Авторы благодарят Н. М. Балабанову, И. В. Голака, Г. А. Прокопенко, Г. А. Редченко, принимавших участие в выполнении численных расчетов.

Поступило в Редакцию 4/IV 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Гольданский, В. А. Шкода-Ульянов. Ж. эксперим. и теор. физ., 28, 623 (1955).
2. M. Chodorow, E. Crinston, W. Hansen, R. Kynl, B. Neal, W. Panofsky. Rev. Scient. Instrum., 19, 89 (1948).
3. Б. Россн, К. Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
4. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. М., Гостехиздат, 1948.
5. R. Nathans, J. Halpern. Phys. Rev., 93, 437 (1954).
6. R. Montalbetti, L. Katz, J. Goldenberg. Phys. Rev., 91, 659 (1953).
7. L. Eycles. Phys. Rev., 86, 325 (1952).
8. Б. И. Гаврилов, Л. Е. Назарева. Ж. эксперим. и теор. физ., 30, 855 (1956).
9. R. Sher, J. Halpern, A. Mann. Phys. Rev., 84, 387 (1951).
10. B. Diffield, J. Huizenga. Phys. Rev., 89, 1042 (1953).
11. В. А. Шкода-Ульянов. Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. (Москва, 1957). Краткое сообщение.
12. M. Elaine Toms, E. Stephens. Phys. Rev., 108, 77 (1957).

Спектры нейтронов, рассеянных ядрами кислорода, сурьмы и хрома

Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец, В. В. Токаревский

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению взаимодействия нейтронов с ядрами, число исследований, в которых измеряются спектры рассеянных нейтронов, продолжает оставаться незаслуженно малым. Изучая спектры нейтронов, можно однозначно определять энергии уровней и их парциальные сечения возбуждения, что является затруднительным при измерениях спектров γ -квантов вследствие наличия каскадных переходов.

В настоящей работе приведены результаты измерений спектров нейтронов, упруго и неупруго рас-

сеянных ядрами сурьмы и хрома и упруго рассеянных ядрами кислорода.

В качестве источника нейтронов использовалась реакция $D(d, n)He^3$. Дейтроны ускорялись до энергии 150 кэв и направлялись на мишень из тяжелого льда. Рассеиватели располагались под углом 13° по отношению к направлению пучка дейтронов, так что энергия нейтронов составляла $2,9 \pm 0,1$ Мэв.

Измерения производились в кольцевой геометрии [1]. Рассеиватели естественного изотопического состава брались в виде торов круглого сечения.