

Рис. 2. Линии равных τ , соответствующих 0,9 максимальной величины τ , для возможных мониторов выгорания горючего: 1 — ^{137}I ; 2 — ^{140}Ba ; 3 — ^{141}Ce ; 4 — ^{103}Ru ; 5 — ^{95}Zr ; 6 — ^{144}Ce ; 7 — ^{106}Ru ; 8 — ^{137}Cs

тому положению) можно получить в виде

$$S = \tau = T \left[1 - \frac{1}{\sigma\Phi T} (1 - e^{-\sigma\Phi T}) - \frac{1}{\lambda T} (1 - e^{-\lambda T}) \right]. \quad (5)$$

Согласно полученному выражению, величина τ при заданном выгорании горючего зависит только от соотношения скоростей образования и распада ядер продукта деления, т. е. от отношения $\sigma\Phi/\lambda$.

На рис. 1 представлены результаты расчетов зависимости τ от интегрального потока тепловых нейтронов в диапазоне, соответствующем выгоранию ^{235}U от 1 до >90% при различных соотношениях $\sigma\Phi/\lambda$. По оси абсцисс вместо интегрального нейтронного потока отложена пропорциональная ему величина $\sigma\Phi T$, более удобная для расчета выгорания.

Чем больше величина $\sigma\Phi/\lambda$, тем меньше изменяется величина τ при увеличении степени выгорания горючего. Неизменность величины τ с ростом выгорания горючего в определенном диапазоне интегральных потоков означает, что монитор, период полураспада которого соответствует заданной величине $\sigma\Phi/\lambda$, может практически с одинаковой надежностью использоваться в рассмотренном диапазоне выгорания горючего. Чем меньшее изменение τ соответствует заданному диапазону изменения выгорания (интегрального нейтронного потока), тем лучшим монитором выгорания является данный продукт деления. Тогда, задавшись максимально

допустимой величиной изменения τ , можно оценить возможности использования того или иного продукта деления в качестве монитора выгорания горючего при заданных условиях облучения, т. е. плотности потока и интегрального потока нейтронов.

На рис. 2 представлены линии равных τ , отличающихся от максимальной величины на 10%, для наиболее долгоживущих γ -излучающих продуктов деления: ^{137}Cs (30 лет *); ^{106}Ru (368 дн.), ^{144}Ce (284 дн.), ^{95}Zr (65,5 дн.), ^{103}Ru (39,5 дн.), ^{141}Ce (32,5 дн.), ^{140}Ba (12,8 дн.) и ^{137}I (8,05 дн.) в зависимости от плотности потока и интегрального потока тепловых нейтронов (в единицах $\sigma\Phi T$). Данные о периодах полураспада изотопов взяты из работы [3]. Заштрихованная площадь соответствует времени облучения более 5 лет, которое редко встречается на практике.

Характер изменения τ в выбранной системе координат позволяет сделать некоторые общие выводы.

1. Чем больше скорость накопления ядер продукта деления, определяемая плотностью нейтронного потока, тем при больших интегральных потоках он может использоваться в качестве монитора выгорания горючего.

2. Только ^{137}Cs может быть использован в качестве монитора выгорания практически при всех реализуемых в настоящее время условиях облучения горючего.

3. При $\sigma\Phi T$, больших 0,4—0,5, возможности всех продуктов деления в качестве мониторов существенно ухудшаются. Это, вероятно, связано с тем, что скорость уменьшения плотности ядер продукта деления после достижения максимальной величины превышает скорость их накопления при небольших выгораниях горючего.

Представленные на рис. 2 зависимости позволяют в каждом конкретном случае количественно оценить возможности использования того или иного продукта деления в качестве монитора выгорания горючего при интерпретации данных, получаемых в процессе γ -сканирования твэлов.

Поступило в Редакцию 29/XI 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Edwards R. «Nucl. Appl.», 1968, v. 4, N 4, p. 245.
2. Гольданский В. И. и др. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.
3. Lederer C. e.a. Tables of Isotopes. 6 Ed. N.Y.-L.-Sydney, Wiley and Sons, 1967.

* В скобках указан период полураспада.

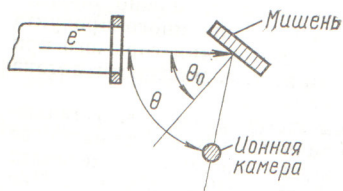
удк 537.533.7

Угловые распределения отраженных электронов при косом падении первичного пучка на поверхность металла

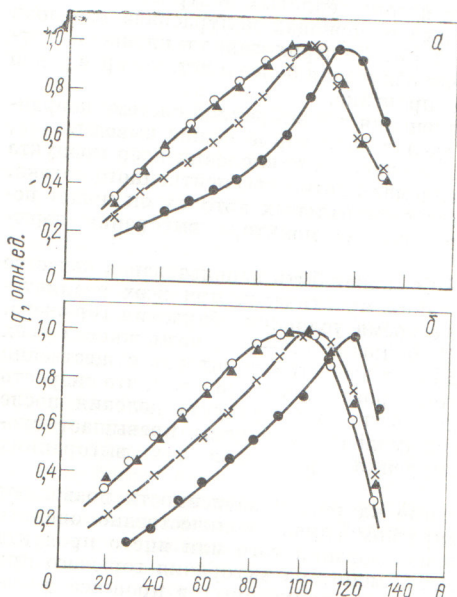
КОВАЛЕВ В. П., ГОРДЕЕВ В. В., ИСАЕВ В. И.

Для ряда практических задач радиационной техники, связанных с вопросами защиты, формирования электронных полей облучения и т. п., необходимо знать коэффициенты отражения, спектральные и угло-

вые распределения электронов, отраженных от различных металлических мишеней. Теоретическое описание дифференциальных характеристик отраженных электронов встречает значительные трудности. Удовлетво-



Р и с. 1. Схема эксперимента



Р и с. 2. Зависимость угловых распределений отраженных электронов q от толщины мишени, g/cm^2 :

а — свинец: ● — 0,57; × — 1,13; ○ — 3,14; ▲ — 13,6; б — медь: ● — 0,53; × — 2,14; ○ — 4,45; ▲ — 13,35

рительные результаты получены лишь при ряде ограничений [1—3].

В настоящей работе представлены измерения угловых распределений электронов с энергией 15—25 МэВ, отраженных от металлических мишеней различных толщин при наклонном падении начального пучка.

Измерения проводили на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-25 [4] (рис. 1). Расстояние от выходного окна до мишени, 15 см. Металлические мишени диаметром 100 мм различной толщины изготовлялись из алюминия, меди, кадмия и свинца. Толщина изменялась от 0,46 до 13,6 g/cm^2 , угол падения — от 30 до 70°. Чтобы детектор «не видел» электроны, выходящие с боковой поверхности, вокруг мишени помещали защитное кольцо из свинца толщиной 12 мм и внешним диаметром 200 мм.

Детектором служила наперстковая ионизационная камера (объем 0,25 cm^3 , толщина стенки из алюминия 0,5 мм), расположенная на расстоянии 15 см от мишени. Поворот камеры и мишени осуществлялся дистанционно. Для исследования чувствительности определяли зависимость показания камеры от энергии электронов при одном и том же падающем потоке. При энергиях 10—25 МэВ на пути пучка электронов ставили

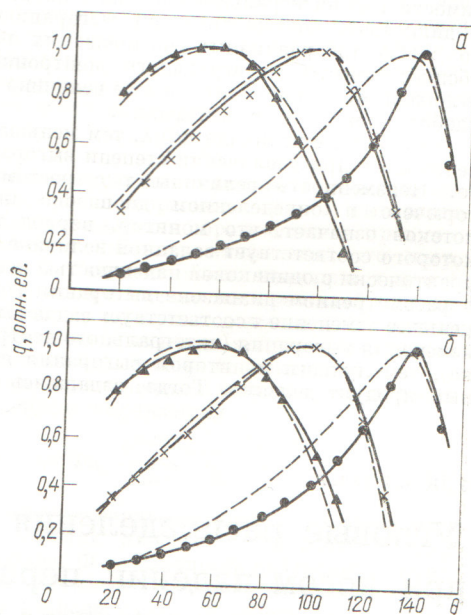
тонкую вольфрамовую мишень толщиной 0,08 мм, и число электронов, попавших на камеру, рассчитывали из распределения Мольера. Чтобы перейти в область меньших энергий, на пути пучка ставили толстую вольфрамовую мишень, при этом среднюю энергию прошедших электронов определяли по формуле $E_{ср} = E_0 \left(1 - \frac{R}{R_0} \right)$, а число электронов, попавших на

камеру, определяли из диффузионного распределения, пропорционального $\cos^2 \theta$. Здесь R_0 — экстраполированный пробег электронов в вольфраме, а R — толщина мишени в единицах R_0 .

Исследования показали, что чувствительность камеры в области энергий от 1 до 25 МэВ меняется не более чем на 12%. Ошибка в измерении тока не превышала 5%. Все измерения проводились в воздухе в плоскости падения. Диаметр электронного пучка на выходе ускорителя не превышал 10 мм. Вначале измеряли фоновое угловое распределение электронов без мишени, затем с мишенью. Величина фона менялась от 2% в области больших θ до 50% в области малых θ .

На рис. 2 показана зависимость угловых распределений отраженных электронов при $E = 25$ МэВ от толщины мишени из свинца и меди для угла падения $\theta_0 = 50^\circ$. При больших толщинах мишени положение максимума в угловом распределении примерно соответствует условию о равенстве угла падения углу отражения. С уменьшением толщины максимум сдвигается в сторону больших углов. При толщине, приблизительно равной $1/2 R_0$, наступает насыщение, когда угловое распределение отраженных электронов остается постоянным. Аналогичные результаты получены и при других углах падения.

На рис. 3 показана зависимость угловых распределений отраженных электронов от угла падения для



Р и с. 3. Зависимость угловых распределений отраженных электронов от угла падения для мишеней из свинца (а) и меди (б) полубесконечной ширины (для свинца и меди $t = 13,6$ и 10,57 g/cm^2 соответственно):

▲, ×, ● — $\theta_0 = 30; 50; 70^\circ$; --- — расчет

мишени из меди и свинца полубесконечной толщины при $E = 25$ МэВ. Измерения угловых распределений отраженных электронов были проведены также для меди и свинца при энергиях 15 и 20 МэВ, для алюминия и кадмия при энергиях 15, 20 и 25 МэВ. Полученные кривые подобны приведенным на рис. 2 и 3. С увеличением угла падения угловое распределение отраженных электронов уже, что справедливо для всех элементов во всем диапазоне энергий. Аналогичные результаты получены и для других толщин. Кривые рис. 2 и 3 представлены в относительных единицах и не нормированы относительно друг друга.

Для выяснения возможности теоретического описания полученных результатов были рассчитаны угловые распределения отраженных электронов на основе работы [3] по формуле

$$W(\theta_f, \theta_0, E_0, Z) = \int_0^{E_0} R_1^\infty(\bar{P}_f, E_f; \bar{P}_0, E_0) \times \frac{\cos \theta_f}{\cos \theta_0} dE_f, \quad (1)$$

$$R_1^\infty(\bar{P}_f, E_f, \bar{P}_0, E_0) = \frac{Z}{16\pi \ln \frac{2E_0}{I_z}} \frac{m}{E_0^2} \times \frac{\cos \theta_0 \cos \theta_f}{\cos \theta_0 + \cos \theta_f} \left[1 - \cos \oplus + \frac{Z \ln(183Z^{-1/3})}{4\pi \ln \frac{2E_0}{I_z}} \times \frac{m}{E_0} \ln \frac{E_0}{E_f} \right]^{-2} \times \frac{(\cos \theta_0 + \frac{E_0}{E_f} \cos \theta_f)^2}{\left[\cos \theta_0 + \cos \theta_f + (E_0 - E_f) \left(\frac{1}{E_f} \ln \frac{2E_f}{I_z} - \frac{1}{E_0} \ln \frac{2E_0}{I_z} \right) \right] \times \frac{\cos \theta_0 \cos \theta_f}{\cos \theta_0 \ln \frac{2E_f}{I_z} + \cos \theta_f \ln \frac{2E_0}{I_z}} }^2 \quad (2)$$

— дифференциальный коэффициент обратного рассеяния релятивистских электронов от полубесконечной

мишени; $E_0 \bar{P}_0$; $E_f \bar{P}_f$ — энергии и импульсы начального и конечного состояний; θ_0, θ_f — углы между нормалью к мишени и направлением падающего и отраженного электронов соответственно; Z — атомный номер ядра мишени; I_z — потенциал ионизации атомов мишени;

$m = 0,511$ МэВ — масса электрона; $\cos \oplus = \frac{\bar{P}_0 \bar{P}_f}{P_0 P_f}$.

Формула для дифференциального коэффициента обратного рассеяния получена в работе [3] при ограничениях:

на начальную энергию падающих электронов

$$E_0 < E_{кр} \approx \frac{1600m}{Z}; \quad (3)$$

на конечную энергию отраженных электронов

$$P_f > 8mZ \frac{\ln(183Z^{-1/3})}{\ln \left(\frac{E_0^2}{mI_z^2} \right)}; \quad (4)$$

на угол падения

$$\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right)^2 \gg \frac{Zm}{E_0} \frac{\ln(183Z^{-1/3})}{\ln \frac{2E_0}{I_z}}. \quad (5)$$

Оценка пределов применимости показывает, что выражение (2) может быть использовано для сравнения с экспериментальными данными лишь в случае алюминия при небольших углах падения. Однако ограничения (3), (4) и (5), по-видимому, не являются критичными для рассмотренного диапазона атомных номеров и энергий, так как рассчитанные по формуле (1) относительные угловые распределения отраженных электронов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для всех элементов в изученном диапазоне энергий вплоть до углов падения 50° .

Поступило в Редакцию 30/XII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dashen R. «Phys. Rev.», 1964, v. 4A, p. 134.
2. Калашников Н. П., Машинин В. А. «Журн. эксперим. и теорет. физ.», 1970, т. 59, с. 6.
3. Калашников Н. П., Машинин В. А. В сб.: 2-й Всесоюзный симпозиум по взаимодействию атомных частиц с твердым телом. 1972, с. 362.
4. Ермаков В. П. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 3, с. 206.

УДК 539.166.9

Временные характеристики поля рассеянного гамма-излучения в однородной воздушной среде

СИДНЕВА С. Н., СТРЕЛКОВ А. С.

В последние годы появился интерес к изучению процесса нестационарного переноса γ -излучения в различных средах. Это связано как с техническими приложениями γ -излучения [1], так и с изучением явлений,

вызванных воздействием коротких γ -импульсов [2]. Опубликованные решения нестационарных задач переноса относятся в основном к нейтронному излучению и зачастую основываются на приближении независи-