

топа Lu^{176} . Оценку влчания примесей также проводили расчетным путем. Градуировочные графики приведены на рис. 2.

Содержание Ir^{191} в смеси $\text{Ir}^{191} + \text{Ir}^{193}$ можно определять по фотопику $0,058 \text{ Мэв}$, но из-за высокого фона за счет комптоновского континуума более жестких γ -лучей абсолютная среднеквадратичная ошибка достигает $\pm 7,2\%$. Гамма-излучения с энергиями $0,29 - 0,32 \text{ Мэв}$ изотопов Ir^{192} и Ir^{194} образовали суммарный фотопик.

Учет самозранирования образца при облучении проводился с учетом данных работы [4]. Величина нейтронного потока практически (в пределах точности измерений) не зависит от концентраций. Зависимость величины площади фотопика от концентрации Ir^{193} представлена на рис. 1.

Данный метод является относительным, поэтому вместе с исследуемым образцом облучается и эталонный. Нейтронноактивационный анализ позволяет проводить определение изотопов без разрушения образца. Последнее обстоятельство имеет существенное значение в связи со значительной стоимостью обогащенных изотопов.

Время подготовки образца, активации, снятия спектра и обработки результатов при наличии градуировочного графика составляет 1—1,5 ч.

Авторы выражают благодарность В. П. Костюченко за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Поступило в Редакцию 13/VII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Васильев и др. «Изв. вузов. Физика», № 1, 127 (1969).
2. С. С. Васильев и др. «Атомная энергия», 28, 65 (1970).
3. Д. Тейлор. Нейтронное излучение и активационный анализ. М., Атомиздат, 1965.
4. Р. А. Кузнецов. Активационный анализ. М., Атомиздат, 1967.
5. Г. Боуэн, Д. Гиббонс. Активационный анализ. М., Атомиздат, 1968.
6. И. В. Гордеев и др. Ядернофизические константы. Справочник. М., Атомиздат, 1967.

Дозовая функция плоского бесконечно тонкого источника, расположенного на границе раздела двух сред

Д. П. ОСАНОВ, Ю. Н. ПОДСЕВАЛОВ

УДК 539.12.03

Настоящая работа посвящена изучению дозовой функции плоского бесконечно тонкого источника, расположенного на границе раздела двух сред, одной из которых является тканеэквивалентный материал. Обозначим эту функцию $D(E_0, d_n, Z_p)$, где d_n — расстояние по нормали от плоскости источника до детектора; E_0 — граничная энергия β -спектра; Z_p — атомный номер рассеивателя. Среду, расположенную ниже плоскости источника, будем называть поглотителем. Выше плоскости источника находится рассеиватель. В качестве рассеивателя в эксперименте использовали полиэтилен, алюминий, медь, олово, свинец. Толщины рассеивателя из полиэтилена изменялись от нуля до $0,5 R_0$ (R_0 — максимальный пробег β -частиц), в остальных случаях рассеиватель был «бесконечным» ($d_p > \frac{R_0}{2}$).

В эксперименте определяли величину возрастания дозы на расстоянии d_n от источника, обусловленную рассеянным «назад» β -излучением (обозначим ее κ).

В общем случае κ является функцией энергии β -излучения, толщины и материала рассеивателя, расстояния d_n и изменяется в пределах $0 - \kappa_{\text{макс}}$. Для тканеэквивалентной «бесконечной» среды можно записать:

$$D_{\infty}(E_0, d_n) = D_{\text{пл}}(E_0, d_n) [1 + \kappa(E_0, d_n)], \quad (1)$$

где $D_{\infty}(E_0, d_n)$ — дозовая функция плоского тонкого источника β -излучения [1]; $D_{\text{пл}}(E_0, d_n)$ — дозовая функция плоского тонкого источника, находящегося на границе ткань — воздух; $\kappa(E_0, d_n)$ — дозный коэффициент обратного рассеяния для плоского изотропно го источника и «бесконечного» рассеивателя. Если рассеиватель имеет произвольный атомный номер и переменную толщину d_p , то выражение (1) будет иметь вид:

$$D(E_0, d_n, Z_p) = D_{\text{пл}}(E_0, d_n) [1 + \kappa(E_0, Z_p, d_p, d_n)]. \quad (2)$$

Экспериментальное определение величины κ производилось для точечного источника «бесконечно» широким детектором. Результаты таких измерений соответствуют измерениям в геометрии плоский источник — точечный детектор. В качестве детектора была использована экстраполяционная позиционная камера диаметром 160 мм. Потенциальный электрод камеры был изготовлен из алюминизированной териленовой пленки толщиной $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$, второй электрод собирающий — из оргстекла толщиной $0,8 \text{ г/см}^2$, покрытого тонким слоем графита. Для уменьшения электростатических помех камера была экранирована металлическим заземленным кожухом. Источник и рассеиватель помещались вплотную к потенциальному электроду. Ионизационный ток измерялся электромером У-1-2 и электромером с динамическим конденсатором TR-84В. Источники β -излучения были изготовлены на териленовой пленке толщиной $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$. В качестве тканеэквивалентного поглотителя использовались фильтры из полиэтилена и терилена. Электроны с пробегами $R \leq 7 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$ в эксперименте не регистрировались.

В процессе измерений было установлено, что дозный коэффициент обратного рассеяния κ не зависит от граничной энергии β -спектра. Качественно такой результат можно объяснить тем, что при уменьшении граничной энергии β -спектра от 3000 до 250 кэв средняя энергия отраженных электронов возрастает [2] и соответственно уменьшается величина тормозной способности $-\frac{dE}{dx}$. С возрастанием толщины поглотителя величина κ экспоненциально убывает. Если толщина поглотителя выражена в единицах R_0 , то для рассеивателя из данного материала зависимость $\kappa = f\left(\frac{d_n}{R_0}\right)$ при различных энергиях β -излучения характеризуется одной и той же кривой. Результаты изме-

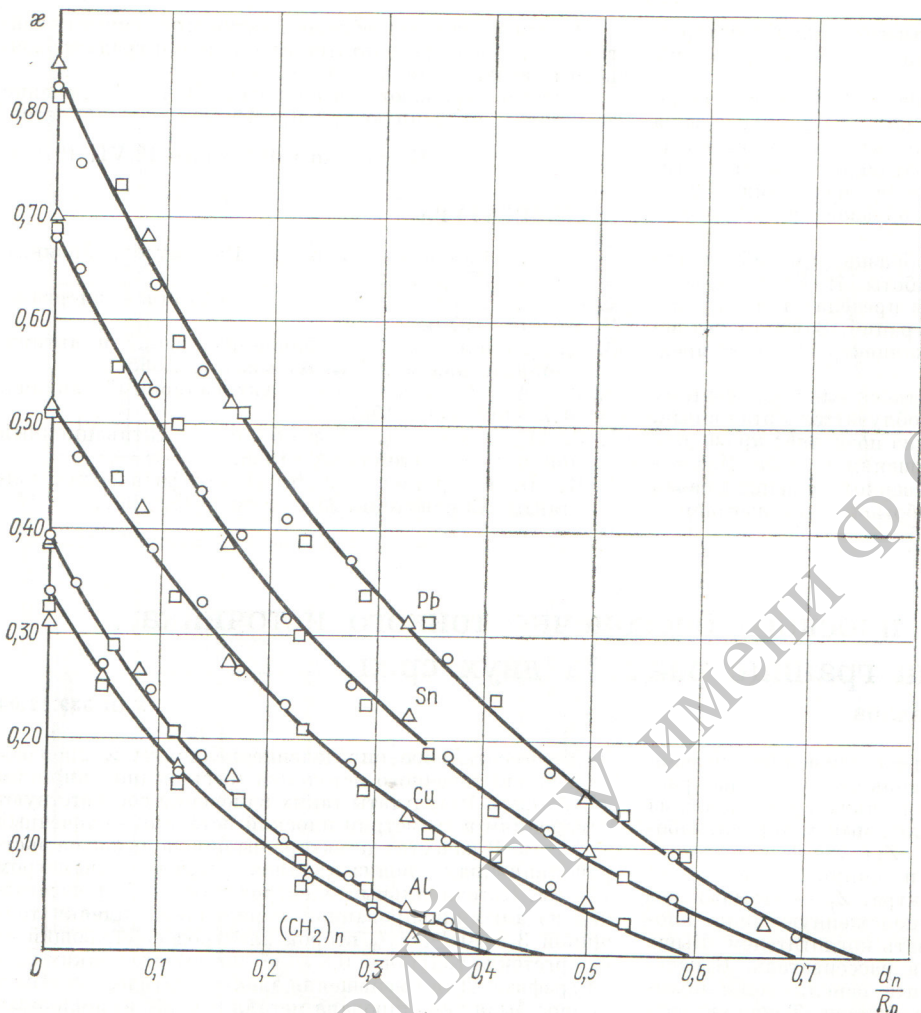


Рис. 1. Дозный коэффициент обратного рассеяния при насыщении для рассеивателей из различных материалов:

○, □, △ — экспериментальные значения и для Pb^{32} , Tl^{204} , Pm^{147} соответственно; — — расчет по формуле (3).

рений дозного коэффициента обратного рассеяния κ в зависимости от толщины поглотителя и материала рассеивателя представлены на рис. 1. Данные, приведенные на рис. 1, можно описать эмпирической формулой

$$\kappa \left(\frac{d_n}{R_0}, Z_p \right) = ae^{-b \frac{d_n}{R_0}} - c. \quad (3)$$

Коэффициенты a , b , c являются функциями атомного номера материала рассеивателя (см. таблицу). Как видно из таблицы, величина b убывает с увеличением атомного номера рассеивателя, что объясняется возрастанием средней энергии отраженного излучения $\bar{E}_{отр}$ при увеличении Z_p . О характере возрастания $\bar{E}_{отр}$ с увеличением Z_p можно судить по изменению толщины поглотителя d_{n0} , при которой коэффициент κ становится равным нулю. Если Z_p меняется от 7 до 82, то величина d_{n0} увеличивается от $0,411R_0$ до $0,742R_0$. На рис. 2 представлена зависимость κ_{max} от атомного номера материала рассеивателя; для сравнения при-

водятся данные по числовому коэффициенту обратного рассеяния при диффузном падении электронов [3].

Была также изучена зависимость величины коэффициента κ от толщины тканеэквивалентного рассеивателя на различных глубинах поглотителя. При нулевой тол-

Расчетные коэффициенты

Коэффициенты	Z_p				
	7	13	29	50	82
a	0,40	0,45	0,65	0,83	1,05
b	4,62	4,54	2,72	2,60	2,17
c	0,06	0,06	0,13	0,14	0,21

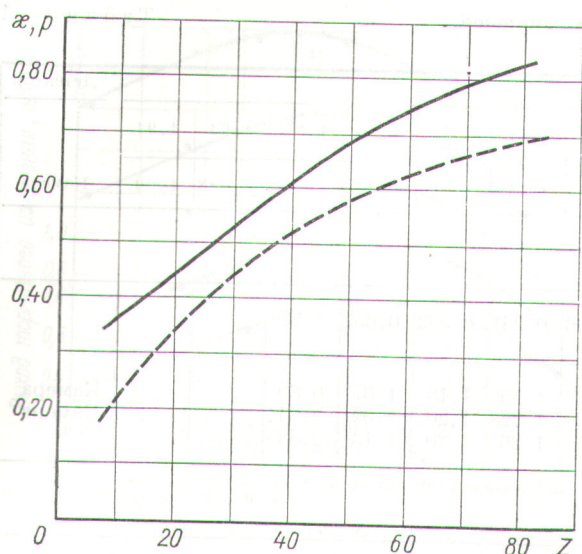


Рис. 2. Зависимость дозного (—) и числового коэффициента обратного рассеяния от атомного номера рассеивателя.

пине поглотителя (рис. 3) насыщение наступает приблизительно при $d_p = 0,15 R_0$, а с ростом d_n — еще быстрее. Данные рис. 3 были аппроксимированы эмпирической формулой

$$\kappa_{\text{TK}} \left(\frac{d_n}{R_0}, \frac{d_p}{R_0} \right) = (0,4e^{-4,62 \frac{d_n}{R_0}} - 0,06) (1 - e^{-K}), \quad (4)$$

где

$$K = \frac{\left[100 \frac{d_p}{R_0} \right]^{(0,7+3 \frac{d_p}{R_0})}}{(1,8 - 8,54 \frac{d_n}{R_0})}$$

$\kappa_{\text{TK}} \left(\frac{d_n}{R_0}, \frac{d_p}{R_0} \right)$ — дозный коэффициент обратного рассеяния для тканеэквивалентного рассеивателя. Расчет по формуле (4) с точностью не хуже 10% совпадает с экспериментальными данными. Величина ошибок при экспериментальном определении коэффициента κ оценивалась аналогично работе [4]. Во всех случаях ошибка эксперимента не превышала 12% величины κ , что при расчете

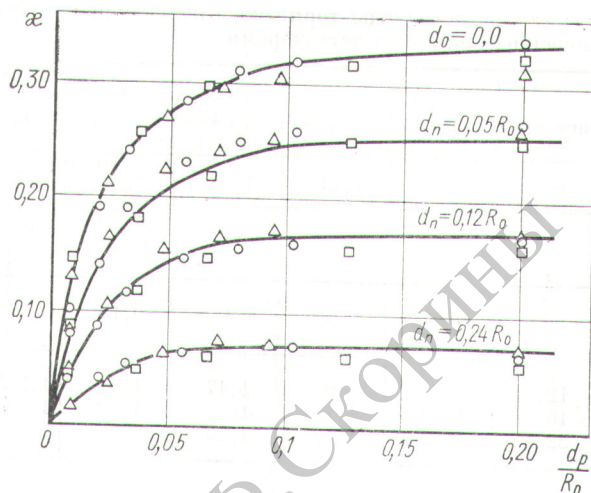


Рис. 3. Зависимость дозного коэффициента обратного рассеяния для тканеэквивалентного рассеивателя от толщины рассеивателя и поглотителя:

○, □, △ — экспериментальные значения для P^{32} , Tl^{204} , Pm^{147} соответственно; — расчет по формуле (4).

поглощенной дозы даже при самых неблагоприятных условиях (бесконечно тонкий плоский источник, рассеиватель из свинца) может дать ошибку не более 5,5%, а в остальных случаях еще меньше. Данные, полученные в настоящей работе, могут быть использованы при решении задач β-дозиметрии любым из указанных выше расчетных методов.

Поступило в Редакцию 8/IX 1970 г.
В окончательной редакции 18/XI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Левингер и др. В кн. «Радиационная дозиметрия». М., Изд-во иностр. лит., 1958.
2. К. Wright, J. Трумп. J. Appl. Phys., 33, 687 (1962).
3. Бета и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
4. Д. П. Осанов, Г. Б. Радзиевский. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 6. М., Атомиздат, 1967, стр. 1077.

Зависимость выхода тормозного излучения электронов с энергией 12—22 Мэв от толщины и атомного номера мишени

В. П. ГОВАЛЕВ, В. П. ХАРИН, В. В. ГОРДЕЕВ, М. С. БОРИСОВ

Эксперимент

Эксперименты проводились на прямом пучке электронов линейного ускорителя с граничной энергией 25 Мэв [1]. Были исследованы выходы тормозного излучения в зависимости от толщины мишеней из Al, Ti, Cu, Mo, Ta, W.

УДК 621.384.649

Мишени изготавливались в форме дисков диаметром 40 мм и толщиной 0,01—2,2 X_0 (X_0 — радиационная длина) и располагались вблизи выходного окна ускорителя. На расстоянии 1 м от мишени по оси пучка помещался детектор. Для очистки пучка тормозного излучения от первичных электронов, прошедших сквозь мишень, между мишенью и детектором устанавливался