

Характеристика моделирующих смесей газов

Модели- руемый материал	Массовые доли газов			Отношение парциальных давлений газов в смеси		Удельная работа ионно- образования, эВ	Масса 1 см ³ газовой смеси при нормаль- ных услови- ях, мг
	N ₂	Kr	Xe	N ₂ /Kr	N ₂ /Xe		
Al	0,769	0,231		10		33,0	1,47
Cu	0,185	0,815		0,68		27,3	2,73
Cd	0,091		0,909		0,47	23,6	4,39

лишь два последних условия системы. Оказалось возможным также с достаточным приближением (1—2%) удовлетворить и требование равенства тормозной способности среды и моделирующей газовой смеси.

В таблице даны примеры моделирования Al, Cu и Cd различными смесями газов.

Удельная работа ионнообразования W полученных смесей газов определена относительным методом. Тонкий источник β -излучения, например ^{35}S , последовательно переносился на нижние электроды камеры, выполненные из различных материалов (графита, Al, Cu, Cd), а измерительный объем камеры заполнялся соответствующей смесью газов, моделирующей материал электрода [графит моделировался азотом, а металлы — смесями газов (см. таблицу)]. Считая, что каждая из таких систем электрод-газовая смесь гомогенна, справедливо ожидать равенства энерговыделений в газе при толщине газового промежутка, большей максимального пробега частиц ^{35}S .

Таким образом, величина удельных работ ионнообразования в газовых смесях обратно пропорциональна соответственным величинам токов. Измеряя токи в каждой газовой смеси и зная W в азоте, можно найти остальные величины W (см. таблицу).

На рис. 1 приводится зависимость энерговыделения и газовой смеси, моделирующей медь, от толщины газового слоя в межэлектродном промежутке. Тонкий β -источник ^{147}Pm помещен в центре на поверхности нижнего электрода. Можно показать, что дифференцирование этой зависимости дает величину, пропорциональную одномерному глубинному распределению доз от такого же источника β -излучения, как помещенный в камеру, но бесконечно широкого. На рис. 2 приведен результат такого дифференцирования.

Описанным методом можно проводить дозиметрические исследования в непосредственной близости к тонким источникам излучения (на расстоянии, соответствующем толщине 30—50 мкг/см²) даже в средах, обладающих атомным номером $Z > 20$, что невозможно при использовании обычной экстраполяционной камеры с переменным по высоте воздушным зазором между электродами. При исследовании дозных полей от источников β -излучения отпадает необходимость использования тонких слоев поглотителя, например тонкой фольги из различных металлов.

Поступило в Редакцию 7/1 1967 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радзиевский Г. Б. «Приборы и техника эксперимента», 1970, № 1, с. 70.
2. Bochkarev V. e. a. «Intern. J. Appl. Rad. and Isotopes», 1972, v. 23, p. 493.
3. Walinder G. «Acta Radiol.», 1957, v. 48, N 1, p. 68.

УДК 539.124.17

Анизотропия электронных потоков за протяженными неоднородностями в веществе

БОЙКО В. И., ЕВСТИГНЕЕВ В. В., КОНОНОВ Б. А., ПЛОТНИКОВ А. Л., ГОРБАЧЕВ Е. А.

В работах [1—3] показано, что наличие в веществе протяженных неоднородностей приводит к значительному перераспределению электронных потоков в тормозящих средах. Захват электронов в полость неоднородности обусловлен большим сечением их рассеяния в среде, а перенос через каналы является результатом рассеяния частиц от поверхности их стенок. Однако неясным остается вопрос, каковы механизм и кратность рассеяния электронов в канале. Информацию об этом можно получить из углового распределения электронов за протяженными неоднородностями в веществе. Этому исследованию посвящена настоящая работа.

Угловое распределение измерено на установке, аналогичной описанной в работе [4]. Поток электронов бетатрона с энергией $E_0 = 3 \div 8$ МэВ падал нормально на образцы из алюминия, железа, меди и свинца, толщина которых изменялась от 1 до 5 R_0 (R_0 — экстраполированный пробег электронов в материале образца). Неоднородности в поглотителях имитированы сквозными плоскими, криволинейными и цилиндрическими каналами регулируемой ширины ($d = 0,05 \div 5$ мм). Осевые линии каналов, поверхности стенок которых

обрабатывались по пятому классу точности (ГОСТ 2.789—59), составляли с направлением начального потока электронов угол α , изменяемый от 0 до 60°. Рассеянные частицы регистрировались сцинтилляционным датчиком на базе ФЭУ-31; электрические сигналы с него обрабатывались стандартными блоками усиления, дискриминации и счета. Точность установки детектора составляла $\pm 0,1^\circ$, угловое разрешение не хуже 0,2°. Максимальная ошибка измерений не превышала 8%.

Типичная форма кривых углового распределения электронов за сквозными плоскими каналами в зависимости от угла их ориентации представлена на рис. 1.

Особенностью полученного распределения является появление провала в центральной области и выделение двух максимумов с увеличением угла ориентации канала относительно направления падающего на поглотитель потока. Эта тенденция разделения выходящего из канала потока на две составляющие усиливается с ростом α , а начинает проявляться для углов ориентации $\alpha > \arctg d/R$ независимо от атомного номера мишени Z и энергии электронов E_0 . Угол между максимумами

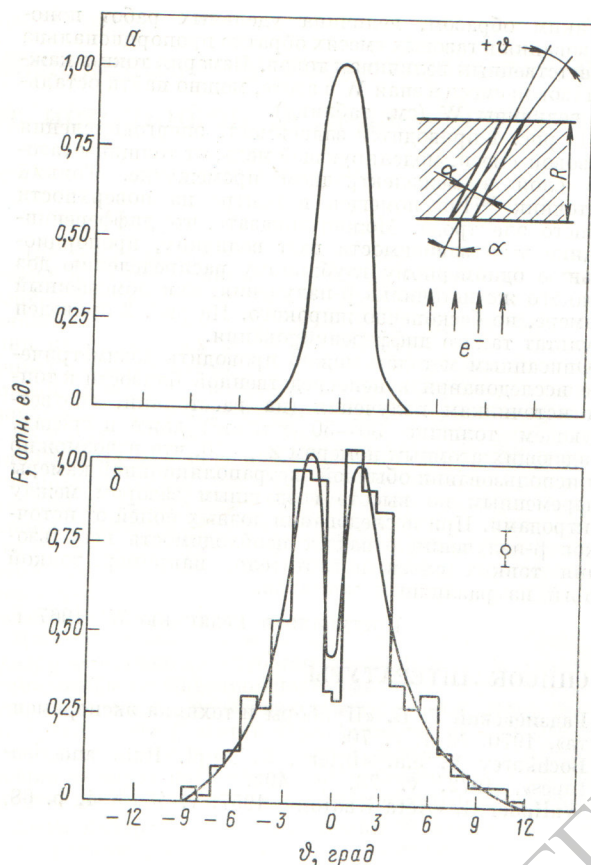


Рис. 1. Угловое распределение электронов с начальной энергией 3 МэВ, прошедших сквозные плоские каналы шириной 0,5 мм в алюминиевом поглотителе толщиной $3 R_0$ (гистограмма — расчет методом машинного моделирования) при $\alpha = 0^\circ$ (а) и 30° (б)

потоков выражается соотношением

$$\vartheta_m = 2 \arctg \left(\frac{d}{2R} \cos \alpha \right)$$

или для $d/R < 0,01$ $\vartheta_m = \frac{d}{R} \cos \alpha$, т. е. определяется только геометрическими параметрами плоских каналов. Причем угловое расхождение каждого потока $\vartheta_n < \vartheta_m$, т. е. с увеличением расстояния от канала тенденция к разделению потоков увеличивается в большей степени. Плотность каждого потока электронов (следовательно, плотность суммарного потока) за плоским ориентированным каналом зависит как от параметров канала (α , d , R), так и от Z и E_0 [3].

Анизотропия электронных потоков за протяженными неоднородностями в веществе наиболее ярко выражена для сквозных плоских каналов. Изменение конфигурации канала, т. е. искривление рассеивающей поверхности, ведет к выравниванию распределения выходящих частиц. Так, для цилиндрических каналов деформация углового распределения выражена в меньшей степени (изображение потока имеет вид концентрических окружностей), а кривая углового распределе-

ния за криволинейными каналами имеет плавную форму.

Для анализа процессов переноса электронов через вещество с неоднородностью в виде сквозного плоского канала и выяснения механизма образования анизотропного углового распределения проведен расчет прохождения электронов через неоднородные поглотители. Ввиду трудностей аналитического решения задачи использован метод машинного моделирования, основанный на следующем.

Поток частиц в плоском канале разбивали на два компонента: альбедный и натекания. Под альбедной составляющей потока понимаются электроны, попавшие в канал непосредственно из начального потока и движущиеся в нем за счет рассеяния от поверхности его стенок. Компонент натекания обусловлен электронами, которые попали в канал, пройдя слой поглотителя. Расчет этой составляющей проведен по методу Монте-Карло [5] без учета флуктуации потерь энергии и образования вторичных электронов. Направление движения частицы после прохождения элементарного слоя ($\Delta t = 0,02 E$ [6]) разыгрывалось из распределения Гаусса, и расчет был проведен до толщины поглотителя $t \approx 1,0 R_0$. Электроны считались поглощенными в среде, если $E < 0,1 E_0$. Для увеличения эффективно-

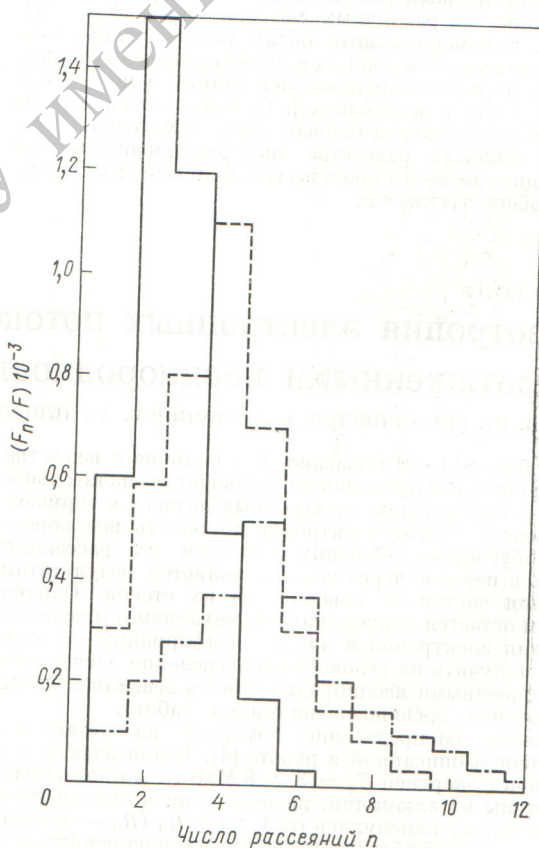


Рис. 2. Зависимость вклада кратных рассеяний электронов в выходящий поток от геометрических размеров канала:

— $R = 1 R_0$ (уменьшено в 3 раза); --- $3 R_0$;
— · — $5 R_0$

сти расчета применен метод расщепления траекторий электронов [7], входящих в канал под малыми углами относительно поверхности его стенки. Движение электронов натекания в канале описывалось аналогично альбедной составляющей, расчет которой выполнен с использованием полученных нами значений дифференциального альбеда электронов, рассеянных поверхностью твердого тела [4]. Эта составляющая вычислялась прослеживанием траектории электрона в канале, представляющей собой ломаную линию с переменной направленности в координатах отражения электрона от поверхностей стенок канала. Направление движения частицы после столкновения со стенкой разыгрывалось из эмпирического соотношения, полученного из числовых значений дифференциального альбеда. Это соотношение связывает вероятность рассеяния электрона под определенным углом к поверхности с атомным номером материала рассеивателя, углом падения и энергией натекающей частицы. Например, для $Z = 13$, $E_0 = 3$ МэВ и $\alpha = 3 \div 30^\circ$ оно имеет вид

$$f(\vartheta) = af'(\vartheta) = a \frac{\vartheta/\vartheta_0}{1 + 0,67(\vartheta/\vartheta_0)^4},$$

где $a = \frac{1}{\pi \int_0^{\vartheta_0} f'(\vartheta) d\vartheta} = 0,65 \frac{1}{\vartheta_0 \arctg(5,7/\vartheta_0^2)}$ — норми-

ровочный множитель; ϑ_0 и ϑ — углы падения и отражения частицы, отсчитываемые от поверхности отражателя. Значения средних потерь энергии электронов при отражении определялись из работы [5]. Расчет проведен на БЭСМ-4.

Для примера на рис. 2 показано рассчитанное угловое распределение электронов (гистограмма) для следующих параметров: $E_0 = 3$ МэВ, $Z = 13$, $R = 3 R_0$, $\alpha = 30^\circ$ и $d = 0,5$ мм. Совпадение расчетных значений с экспериментальными подтверждает правильность предложенной модели расчета, из которой следует, что электроны движутся в канале, испытывая скользкие рассеяния от поверхности его стенок. Причем основной вклад вносит упругое рассеяние, поэтому потери энергии при переносе электронов через ориентированные плоские каналы малы [1, 2] и определяются в основном составляющей натекания.

Проведен анализ вклада в выходящий поток электронов, испытавших различное число актов рассеяния в канале. В формировании электронного углового распределения за каналом вклад вносят частицы, рассеян-

ные от противоположных поверхностей: электроны, испытавшие нечетное число рассеяний, дают вклад в один максимум, четное — в другой. Образование же самих максимумов связано со специфическим видом кривых дифференциального альбеда электронов, испытавших скользкое рассеяние на поверхности твердого тела [4].

С изменением геометрических параметров каналов изменяется вклад электронов, испытавших различное число актов рассеяния (см. рис. 2). Так, для канала с $\alpha = 30^\circ$ и $d = 0,5$ мм в алюминиевом образце для толщины $R = 1 R_0$ наибольший вклад в выходящий поток вносят двухкратно рассеянные электроны, для $3 R_0$ — четырехкратно, для $5 R_0$ — пятикратно рассеянные частицы. С уменьшением отношения d/R становится заметен вклад многократно рассеянных электронов, однако он заключается в основном в уширении углового распределения электронов за плоскими каналами.

Таким образом, исследования углового распределения электронов за сквозными плоскими каналами в веществе позволяют сделать вывод, что движение быстрых электронов через протяженные неоднородности обусловлено многократными скользкими рассеяниями частиц от границ раздела.

Поступило в Редакцию 21/I 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойко В. И., Евстигнеев В. В., Плотников А. Л. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 515.
2. Бойко В. И. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 4. М., Атомиздат, 1974, с. 222.
3. Бойко В. И. и др. Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М., изд. МИФИ, 1974, с. 35.
4. Бойко В. И. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 221.
5. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974.
6. Воробьев А. А., Кононов Б. А. Прохождение электронов через вещество. Томск, изд. Госуниверситета, 1966.
7. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата. «Наука», 1972.