

характеризует распределение на уровне ног (20 см от пола), кривая 2 — на уровне 1 м от поля. Исследования полей доз в различных вертикальных сечениях лабиринта показали, что после первого поворота поле становится практически однородным, т. е. на него не влияет ориентация облучателя в рабочей камере (рис. 3, а, б).

Для оценки расчетных данных проведены фантомные исследования при моделировании аварийной ситуации на одной из мощных гамма-установок с облучателем из Co^{60} активностью 4000 г-экв Ra. В качестве фантома использовалась модель человека, изготовленная из древесины (с плотностью $0,72 \text{ г/см}^3$), близкой по составу к мягким тканям тела человека. Основные размеры фантома: вес 57 кг, рост 170 см, размеры отдельных его частей соответствуют параметрам «стандартного» человека. Фантом имеет 22 канала диаметром 30 мм, заполненных вставками из того же материала, в которых сделаны отверстия цилиндрической формы ($h = 12 \text{ мм}$, $r = 1,2 \text{ мм}$) для альюмофосфатных дозиметров. Свечение термоллюминесцентных дозиметров измеряли в специальном нагревательном устройстве типа ДТМ-2; интенсивность люминесценции регистрировали фотоумножителем типа ФЭУ-35. Результаты расчета и эксперимента представлены в таблице.

Значительные различия расчета и эксперимента в ряде случаев можно объяснить экранировкой некоторых частей фантома деталями конструкций установки. Расчет показал, что за время движения по лабиринту к облучателю и обратно доза составляет $1,2 \text{ рад}$. Эта величина должна быть прибавлена к общей дозе.

Предложенная нами методика расчета дает вполне удовлетворительную для практических целей сходи-

Расчетные и экспериментальные данные поглощенных доз в фантоме человека

Место измерения	Доза, рад		Место измерения	Доза, рад	
	расчет	эксперимент		расчет	эксперимент
Голова	10,0	8,2	Гонады	37,0	23,0
Шея	16,2	16,0	Бедро	38,0	28,0
Грудь	24,0	18,0	Голень	27,0	20,0
Живот	29,0	20,0			

мость результатов и может быть использована для оценки доз облучения при аварийных ситуациях на мощных гамма-установках.

Поступило в Редакцию 11/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Д. Чистов и др. В сб. «Научные работы институтов охраны труда ВЦСПС», вып. 51. М., Профиздат, 1968, стр. 39.
2. Л. Л. Соколова и др. В сб. «Материалы I научно-практической конференции по радиационной безопасности (23—29 ноября 1966 г.)». М., ВЦНИИОТ, 1968, стр. 242.
3. Е. Д. Чистов, А. В. Ларичев. В сб. «Научные работы институтов охраны труда ВЦСПС», вып. 3(29). М., Профиздат, 1964, стр. 49.

Применение полупроводниковых детекторов с p-n-переходом для дозиметрии рентгеновского и γ-излучений в области малых энергий

В. К. ЛЯПИДЕВСКИЙ, Ю. Б. МАНДЕЛЬЦВАЙГ

УДК 539.12.08

Диффузионно-дрейфовые полупроводниковые детекторы с p-n-переходами на основе кремния и арсенида галлия широко применяются для регистрации различных видов излучения. Однако значительная зависимость их чувствительности от энергии излучения, особенно в области малых энергий (ниже 40 кэв), ограничивала их применение в дозиметрии. На рис. 1 приведены относительные спектральные характеристики кремниевых детекторов с различной толщиной чувствительной области, на рис. 2 — то же, для детекторов на основе арсенида галлия. Сплошными линиями показаны зависимости $i/P_{\text{э}}$ (i — сигнал на выходе детектора, пропорциональный энергии, поглощенной в чувствительной области; $P_{\text{э}}$ — мощность экспозиционной дозы) от энергии кванта излучения E , рассчитанные по формуле

$$\frac{i}{P_{\text{э}}} = A \frac{(1 - e^{-(\mu_R)_{\text{мв}} m Z h})}{(\mu_R)_{\text{мв}} h},$$

где h — толщина чувствительного слоя; $(\mu_R)_{\text{мв}}$ — массовый коэффициент передачи энергии для воздуха; $(\mu_R)_{\text{мв}} m Z$ — массовый коэффициент передачи энергии для вещества с атомным номером Z .

Значение μ_R для GaAs вычислялось по данным для Su^{29} [1, 2] по методике, изложенной в работе [3]. Значения μ_R для Si рассчитаны на основе данных, взятых из работ [4, 5].

Как видно, положение максимума существенно зависит от толщины чувствительного слоя*. Однако характер кривых меняется мало, и изменение чувствительности в зависимости от энергии для всех случаев в области малых энергий весьма велико. Следует заметить, что компенсация энергетической зависимости с помощью фильтров или путем комбинации полупроводника с люминофором, дающая хорошие результаты в диапазоне 40—100 кэв [6—9], здесь мало эффективна.

* Сильная зависимость положения максимума на кривой $\frac{i}{P_{\text{э}}} = f(E)$ от толщины чувствительного слоя позволяет определить толщину этого слоя для исследуемого фотоэлемента методом сравнения экспериментальной кривой с серией расчетных кривых. Это позволяет оценить диффузионную длину L носителей тока в материале базы для тех случаев, когда $h \approx L$ (что имеет место, например, для Si солнечных элементов).

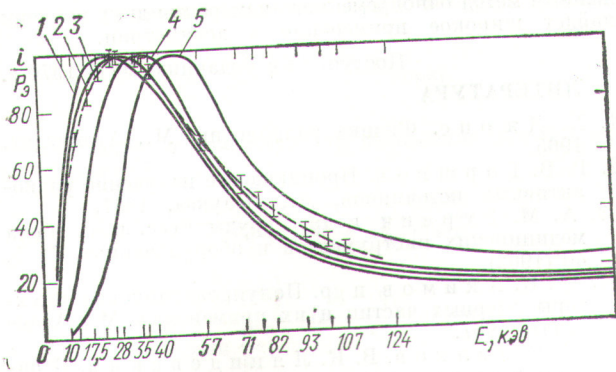


Рис. 1. Относительные спектральные характеристики диффузионно-дрейфовых кремниевых детекторов с различной толщиной чувствительного слоя:

1, 2, 4, 5 — расчетные кривые для толщин чувствительного слоя 0,01; 0,1; 1; 10 мкм соответственно; 3 — экспериментальная кривая.

Измерение дозы моноэнергетического γ -излучения или однопараметрического рентгеновского излучения (т. е. излучения, зависящего только от одного параметра, например коэффициента ослабления μ) может быть осуществлено методом одновременного измерения двух величин [5]. Мы применили два полупроводниковых детектора с $p-n$ -переходами: один на основе кремния, другой — на основе арсенида галлия. Относительные спектральные характеристики $\frac{i}{P_3} = f(E)$ этих детекторов приведены на рис. 3.

Эти же характеристики показаны на рис. 1 и 2 пунктирными линиями. Из сравнения экспериментальных кривых с расчетными можно заключить, что толщина чувствительного слоя используемого кремниевого детектора близка к 100 мкм, а толщина чувствительного слоя используемого детектора из арсенида галлия в несколько раз меньше (примерно 20—30 мкм).

Следуя работе [5], отложим по вертикальной оси прямоугольной системы координат отношение P_3/i_1 , а по горизонтальной — i_2/i_1 , где i_2 и i_1 — ток на выходе Si- и GaAs-детекторов соответственно. Полученная

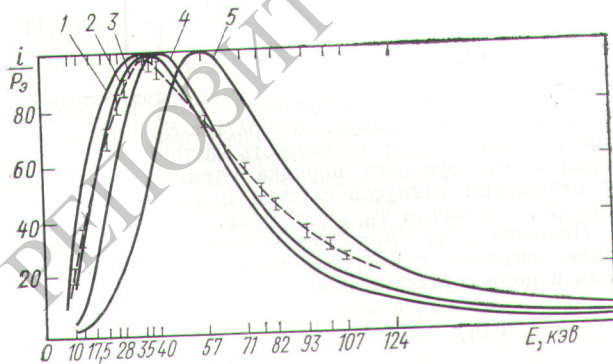


Рис. 2. Относительные спектральные характеристики диффузионно-дрейфовых детекторов на основе арсенида галлия:

1, 2, 4, 5 — расчетные кривые для толщин чувствительного слоя 0,01; 0,03; 0,1; 1 мкм соответственно; 3 — экспериментальная кривая.

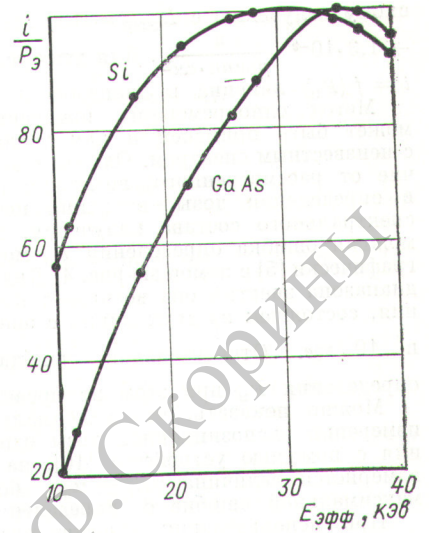


Рис. 3. Относительные спектральные характеристики детекторов на основе кремния Si и арсенида галлия GaAs при энергиях излучения $E_{эфф} < 40$ кэВ.

зависимость приведена на рис. 4. (Детекторы работали в режиме короткого замыкания при $t = 20^\circ \text{C}$.) Для измерения мощности экспозиционной дозы оба детектора помещают в пучок исследуемого излучения, по измеренному значению i_2/i_1 определяют P_3/i_1 , как показано на рис. 4 стрелкой. Полученное значение P_3/i_1 умножают на измеренную в данном эксперименте величину тока i_1 и получают мощность экспозиционной дозы P_3 . Чувствительность детекторов к рентгенов-

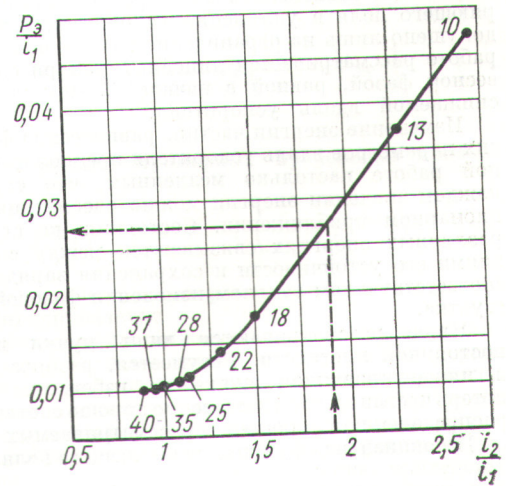


Рис. 4. Диаграмма для определения мощности экспозиционной дозы по одновременно измеренным значениям токов двух детекторов на основе кремния (i_2) и арсенида галлия (i_1).

скому излучению с $E_{эфф} = 100$ кэв составляют $0,7 \div \div 1,3 \cdot 10^{-9} \frac{a}{p/мин \cdot см^2}$. Для этих условий зависимость

$i = f(P_э)$ линейна в диапазоне $0,5-400$ р.

Метод одновременного измерения двух величин может быть применен и для дозиметрии излучения с неизвестным спектром. Однако в этом случае (в отличие от рассмотренного) возможно появление ошибки в определении дозы, величина которой зависит от спектрального состава излучения. Максимально возможная ошибка определения $P_э$ может быть оценена графически [5] с помощью рис. 4. Для рассматриваемого диапазона энергий она возникает при спектре излучения, состоящем из двух линий с энергиями кванта 40 и 10 кэв. Относительная ошибка $\delta = \frac{P_{макс} - P_э}{P_э}$

определения $P_э$ при этом не превышает 35% .

Можно показать, что максимальная ошибка при измерении экспозиционной дозы однородного излучения с помощью устройства [10], на выходе которого измеряется величина $\alpha_1 i_1 \pm \alpha_2 i_2$, больше или равна максимальной ошибке δ , определенной по рис. 4.

При использовании изложенного метода ошибка обычно существенно меньше ошибки, определяемой с помощью рис. 4. Для однопараметрических спектров она равна нулю. Это позволяет надеяться, что изло-

женный метод одновременного измерения двух величин найдет широкое применение в дозиметрии.

Поступило в Редакцию 20/II 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Джонс. Физика радиологии. М., Атомиздат, 1965.
2. Г. В. Горшков. Проникающее излучение радиоактивных источников. Л., «Наука», 1967.
3. А. М. Гурвич и др. «Труды Всес. н.-и. ин-та медицинских инструментов и оборудования», № 5, 40 (1962).
4. Ю. К. Акимов и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
5. Н. Г. Волков, В. К. Ляпидевский. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 86, (1968).
6. L. Hollander. Rev. Sci. Instrum., 28, 322 (1957).
7. N. Baily, G. Kramer. Radiation Res., 22, 53 (1964).
8. А. Н. Кронгауз и др. «Медицинская радиология», № 9, 78 (1970).
9. Ю. Б. Мандельцвайг, В. Г. Епишев. «Новости медицинской техники», № 2, 123 (1966).
10. С. П. Вершинина, А. Я. Берловский, Ю. А. Цирлин. «Атомная энергия», 24, 262 (1968).

Ток протонов в режиме уменьшения равновесной фазы вдоль линейного ускорителя

УДК 621.384.64.01

А. Д. ВЛАСОВ

Вычисление протонных токов в линейном ускорителе при устойчивом и безразличном равновесии ускоряемых сгустков показало, что с увеличением равновесной фазы от $35-45^\circ$ до $85-90^\circ$ эти токи вырастают от сотен миллиампер примерно до 10 а [1, 2]. Однако увеличение равновесной фазы требует повышения ускоряющего поля и удлинения ускорителя и может быть допущено лишь на ограниченном участке. В настоящей работе рассматривается линейный ускоритель с равновесной фазой, равной в начале $85-90^\circ$ и постепенно снижаемой вдоль ускорителя.

Изменение энергии частиц, равновесной фазы и других параметров вдоль ускорителя предполагается в данной работе настолько медленным, что сгустки при каждом значении энергии можно рассматривать в стационарном приближении. Состояния же сгустка при различных энергиях связываются между собой условиями его устойчивости и сохранения заряда, а также соответствующим законом изменения фазовой площади сгустка.

Ниже рассматриваются лишь пучки и сгустки постоянной плотности. Разумеется, разброс скоростей в инжектированном пучке во избежание заметных потерь частиц должен достаточно хорошо соответствовать распределению скоростей в рассматриваемых сгустках. Потенциальная функция ускоряющего поля имеет вид

$$\Phi_0(\varphi) = \frac{\varphi \cos \varphi_{s0} - \sin \varphi}{\sin \varphi_{s0}},$$

где φ — фаза ускоряющей волны; $\varphi_{s0} = \arccos(dW/eE_m dz)$ — номинальная равновесная фаза;

e и W — заряд и энергия частицы; E_m — амплитуда ускоряющей волны; z — продольная координата.

Используя известную дисковую модель сгустка, представим его приближенно в виде цилиндра постоянного радиуса r с плотностью заряда ρ (в лабораторной системе координат), зависящей только от φ . Тогда потенциал собственного заряда сгустков, следующих один за другим с периодом $\Delta z = \beta \lambda$, выразится в виде [2]

$$U(\varphi) = aG \int_{\varphi_k}^{\varphi_n} \left[e^{-\frac{|\varphi - \varphi'|}{a}} + \frac{e^{\frac{\varphi - \varphi'}{a}} + e^{\frac{\varphi' - \varphi}{a}}}{\frac{2\pi}{e^{\frac{\varphi}{a}} - 1}} \right] \rho(\varphi') d\varphi'.$$

Здесь φ_k, φ_n — границы сгустка; $a = 2\pi r \sqrt{1 - \beta^2/k\beta\lambda}$ — его приведенный радиус; $G = \beta\lambda/4\pi\epsilon_0 E_m \sin \varphi_{s0}$; λ — длина волны; $\beta = v/c$; v — скорость частиц; c — скорость света; k — коэффициент порядка единицы, зависящий от отношения радиусов сгустка и апертуры к величине $\beta\lambda$. Обозначим $\varphi_{n,k} = \varphi \pm a\epsilon$.

Положив $\rho(\varphi) = \rho_0 = \text{const}$ и произведя интегрирование, выразим суммарный потенциал ускоряющего поля и поля сгустка в виде

$$\Phi(\varphi) = \Phi_0 + U = \frac{\varphi \cos \varphi_{s0} - \sin \varphi}{\sin \varphi_{s0}} - 2a^2 G \rho_0 \frac{\text{sh}\left(\frac{\pi}{a} - \epsilon\right)}{\text{sh} \frac{\pi}{a}} \text{ch} \frac{\varphi - \varphi_n}{a} + \text{const.} \quad (1)$$