

$n-i-p$ -счетчики будут широко использоваться для спектрометрии γ -квантов и β -частиц.

Поступило в Редакцию 8/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Pell J. Appl. Phys., 31, 291 (1960).
2. D. Freek, J. Wakefield. Nature, 193, 669 (1962).

УДК 539.107.4

Малоинерционные кремниевые детекторы импульсного рентгеновского излучения

О. А. Матвеев, С. М. Рязкин, Д. В. Тархин

В настоящей работе описываются полупроводниковые детекторы на базе $n-p$ и $n-i-p$ -переходов в кремнии, пригодные для регистрации коротких ($< 10^{-7}$ сек) импульсов жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов до 1 Мэв.

Инерционность полупроводникового $n-p$ -детектора проникающего излучения определяют в основном следующие величины:

1. Время диффузии $t_{\text{диф}}$ носителей заряда, созданных под действием излучения, от места зарождения до области объемного заряда $n-p$ -перехода. Диффузия — процесс сравнительно медленный и для детекторов с достаточно толстой базой определяется временем жизни τ неосновных носителей в этой базе.

Для детекторов с тонкой базой W время пролета носителей заряда находится из уравнения

$$t_{\text{диф}} = \frac{W^2}{2,4 D}, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии неосновных носителей в базе. Таким образом, для получения малоинерционных детекторов, использующих сбориение носителей тока за счет диффузии, необходимо уменьшать τ или использовать детекторы с достаточно тонкой базой. Однако это не обеспечивает большого чувствительного объема и, следовательно, высокой чувствительности датчика.

2. Время дрейфа $t_{\text{др}}$ носителей в электрическом поле объемного заряда $n-p$ -перехода. Величину $t_{\text{др}}$ можно определить из выражения

$$t_{\text{др}} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\mu (V + V_R)}, \quad (2)$$

где d — толщина области объемного заряда; μ — меньшая из подвижностей двух типов носителей заряда; V — обратное смещение на $n-p$ -переходе; V_R — контактная разность потенциалов n - и p -областей.

Для случая резкого асимметричного $n-p$ -перехода формулу (2) можно переписать в виде

$$t_{\text{др}} = \frac{\epsilon Q}{2\pi}, \quad (2a)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная; Q — удельное сопротивление материала. Из формулы (2a) видно, что в этом случае инерционность детектора определяется только удельным сопротивлением исходного материала и составляет величину менее 10^{-9} сек при $Q < 1000$ ом·см.

Для $n-i-p$ -переходов, в которых толщина области объемного заряда i не зависит от величины обратного смещения и удельного сопротивления [2], время

дрейфа [см. уравнение (2)] можно уменьшить, применяя большие обратные напряжения, например, для кремниевых $n-i-p$ -перехода при $d \approx 1$ мм и $V = 200$ в $t_{\text{др}} \approx 10^{-7}$ сек.

3. Время затягивания импульса из-за постоянной времени RC цепи детектора, определяемой последовательным сопротивлением детектора, его емкостью, сопротивлением нагрузки и емкостью входной цепи усилителя.

Следовательно, необходимо иметь омические контакты хорошего качества, малое сопротивление базы и малую емкость самого малоинерционного детектора. Емкость детектора C_d определяется толщиной области объемного заряда d и площадью $n-p$ -перехода S и может быть вычислена по формуле плоского конденсатора

$$C_d = \frac{\epsilon \mu Q (V + V_R)}{2\pi}, \quad (3)$$

а для $n-i-p$ -детектора d — толщина i -й области.

Из формулы (3) видно, что уменьшение емкости детектора возможно для $n-p$ -переходов, изготовленных из материала с большим удельным сопротивлением и выдерживающих большие обратные напряжения.

Требованиям малой инерционности детектора в наибольшей степени удовлетворяют $n-p$ -переходы с широкой областью объемного заряда, где медленный процесс собириания носителей за счет диффузии играет малую роль и время собириания определяется более быстрым процессом дрейфа носителей в поле $n-p$ -перехода. В таких детекторах одновременно выполняется требование малой собственной емкости.

Нами были разработаны и изготовлены опытные образцы двух типов малоинерционных детекторов импульсного рентгеновского излучения.

Первый тип детекторов выполнен на базе $n-p$ -перехода в кремнии. Этот переход был получен методом диффузии фосфора в кремний дырочной проводимости с удельным сопротивлением $\sim 1000 \div 3000$ ом·см. Использованный кремний позволял получать толщину области объемного заряда $\sim 100 \div 200$ мк при обратных смещениях $100-300$ в. Собственная емкость детектора площадью 20 мм² составляла $20-40$ пф при напряжении 50 в. Второй тип — детекторы с $n-i-p$ -переходом в кремнии. Область собственной проводимости i была получена методом компенсации исходной дырочной проводимости дрейфом ионов лития в поле $n-p$ -перехода [3]. Этот метод позволил получить детекторы с толщиной чувствительной области ~ 1 мм при площади $n-i-p$ -перехода до 4 см², выдерживающие обратные напряжения до ~ 400 в.

Емкость $n-i-p$ -детекторов начиная с некоторого смещения не зависит от напряжения и составляет для изготовленных образцов ~ 10 нф/см².

Величина сигнала, получаемого от детектора при регистрации импульса рентгеновского излучения, может быть оценена по формуле

$$U = \frac{e}{\mathcal{E}} K A E P S d R_H,$$

где \mathcal{E} — энергия образования пары; e — заряд электрона; K — коэффициент поглощения γ -квантов; A — поток фотонов энергии E на 1 p ; P — мощность дозы в импульсе, $p/сек$; S — чувствительная площадь; R_H — сопротивление нагрузки.

График зависимости $K(E)$, рассчитанный теоретически, как сумма коэффициентов фотоэлектрического и комптоновского поглощений, представлен на рис. 1.

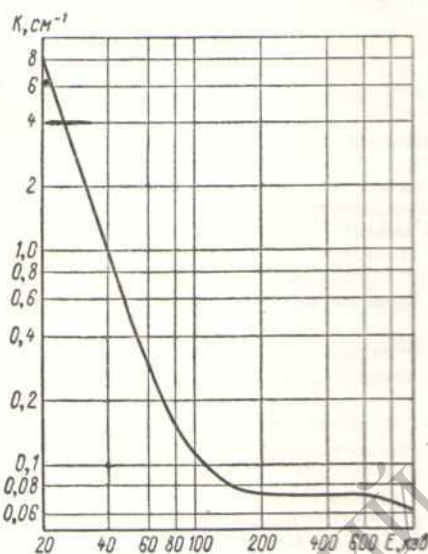


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения в кремнии от энергии γ -квантов.

Испытание детекторов проводилось на рентгеновской установке, состоящей из трех генераторов импульсного напряжения ГИН-500/0,05 и импульсной рентгеновской трубки типа ИА-1500. Разрядное напряжение на трубке составляло ~ 900 кВ, расстояние между анодом и детектором 10–30 см, максимальная доза в импульсе ~ 100 мр при длительности импульса 0,4 мксек. Сопротивление нагрузки R_H выбиралось равным волновому сопротивлению кабеля (150 Ом). Величина сигнала составляла ~ 5 в для $n-p$ -детектора (при чувствительном объеме $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ см³) и 100–200 в для $n-i-p$ -детектора (чувствительный объем $\sim 0,4$ см³).

На рис. 2 представлена экспериментально снятая с осциллограмм зависимость формы импульса $n-i-p$ -детектора от величины приложенного напряжения U . Отчетливо проявляется зависимость инерционности от напряженности электрического поля в i -области в момент импульса излучения. Необходимо отметить, что для $n-i-p$ -переходов ввиду их большой чувствительности на сопротивлении нагрузки R_H выделяется большое напряжение (> 100 в), вследствие чего напря-

жение на самом $n-i-p$ -переходе падает. Этот эффект, естественно, сказывается на инерционности детектора, и для сохранения малой инерционности необходимо, чтобы в момент импульса напряжение на $n-i-p$ -переходе оставалось достаточным для получения малого времени дрейфа [см. уравнение (2)].

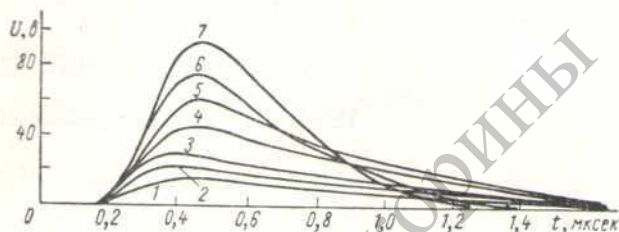


Рис. 2. Форма импульса от $n-i-p$ -детектора при различных напряжениях смещения, в: 1—30; 2—60; 3—70; 4—100; 5—150; 6—200; 7—250.

Характер спектральной чувствительности детекторов к рентгеновскому излучению разной энергии исследовался при помощи фильтров из железа (Ст.-3). На рис. 3 представлены результаты таких испытаний для

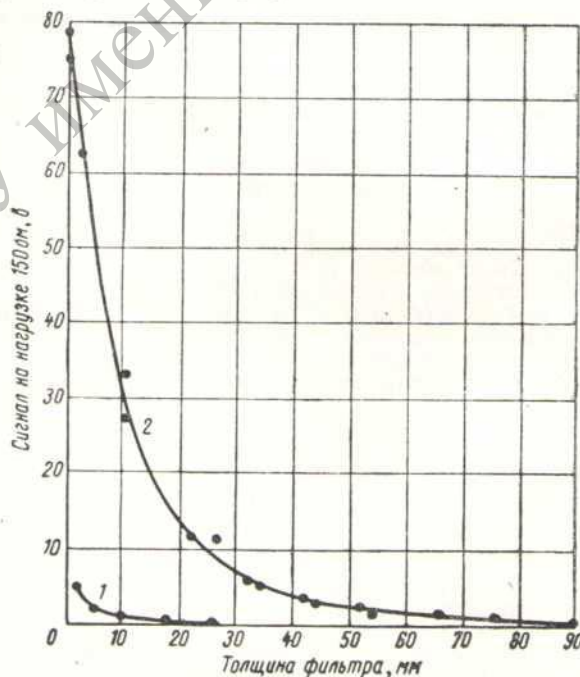


Рис. 3. Зависимость величины сигнала детектора от толщины фильтра: 1 — $n-p$ -детектор; 2 — $n-i-p$ -детектор.

$n-p$ - и $n-i-p$ -детекторов. Эти результаты только качественно отражают спектральную чувствительность детекторов, так как спектр излучения самой трубки нам не известен.

Таким образом, кремниевые $n-p$ - и $n-i-p$ -детекторы, работающие по принципу собирания неравновесных носителей тока в электрическом поле $n-p$ -перехода, являются малоинерционными датчиками

рентгеновского излучения с чувствительностью, близкой к предельно возможной для кремния, при инерционности $\sim 10^{-7}$ – 10^{-8} сек. Несмотря на то что кремний имеет сравнительно невысокий коэффициент поглощения для жесткого рентгеновского излучения, описанные датчики с инерционностью $\sim 10^{-7}$ сек, по-видимому, обладают рядом достоинств по сравнению с другими приборами для регистрации импульсного рентгеновского излучения.

Поступило в Редакцию 2/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рывкин и др. «Физика твердого тела», 2, 2199 (1960).
2. О. А. Матвеев, С. М. Рывкин, Д. В. Тархин. Материалы совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 1962, стр. 42.
3. E. Pelli. J. Appl. Phys., 31, 291 (1960).

УДК 639.107.4

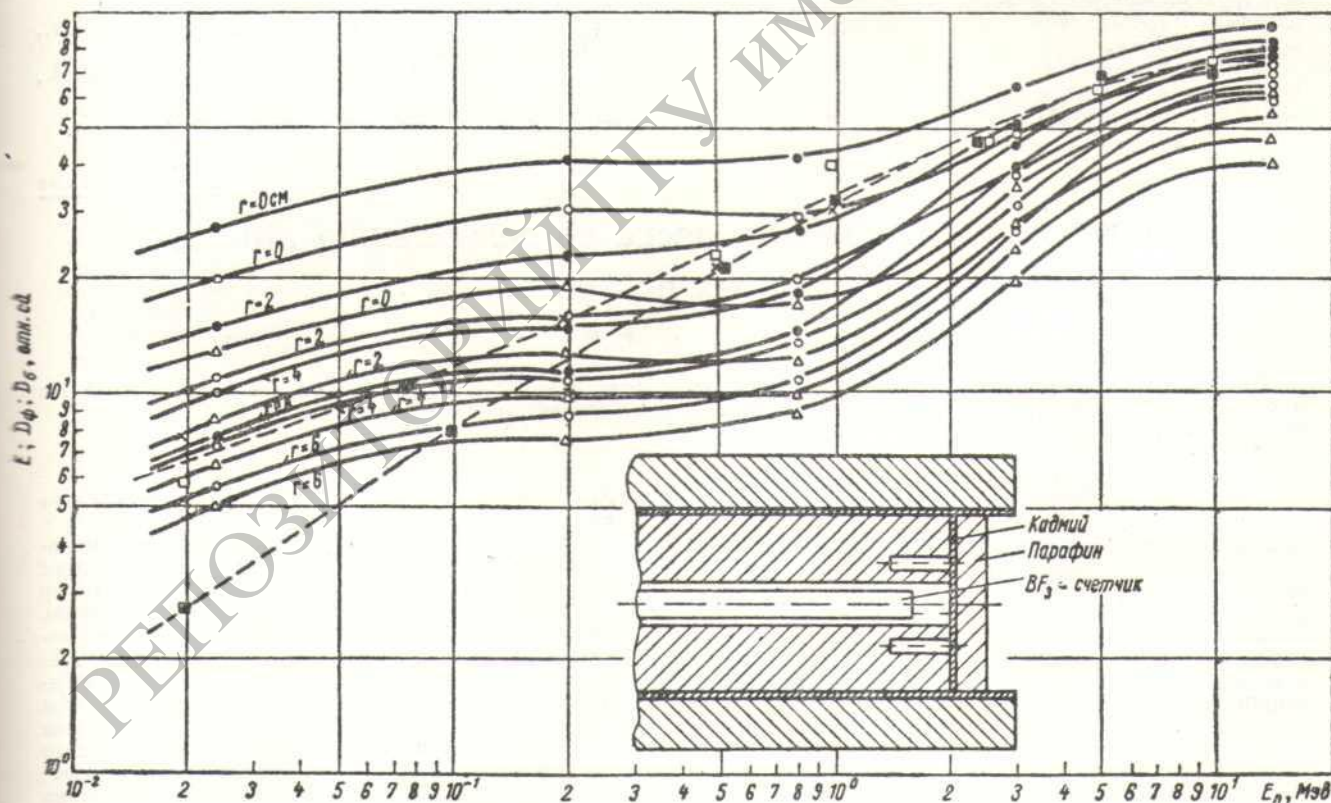
Дозиметр нейтронов на основе «длинного» счетчика

Е. С. Фрид, Г. В. Мирошников, Н. И. Сложеники, В. В. Барузгов

Из рассмотрения принципа действия длинного счетчика следует, что при вдвигании BF_3 -счетчика внутрь парафинового блока эффективность регистрации нейтронов должна уменьшаться. При этом чем меньше энергия нейтронов, тем больше должна быть величина спада.

Исследование зависимости эффективности длинного счетчика от энергии нейтронов $\epsilon(E_n)$ проводилось одновременно с авторами работы [1] на одних и тех же

источниках нейтронов. Было установлено, что при углублении BF_3 -счетчика внутрь парафинового блока «длинного» счетчика можно добиться подобия эффективности $\epsilon(E_n)$ зависимостям физической и биологической доз от энергии нейтронов $D_\phi(E_n)$ и $D_G(E_n)$ соответственно. Аналогичный результат получен при расчете по данным работ [2, 3]. Были поставлены специальные опыты с целью создать дозиметр на основе длинного счетчика. Измерения проводились с длинным счетчиком,



Зависимость $\epsilon(E_n)$ при углублении BF_3 -счетчика внутрь парафинового блока и различных толщинах парафинового диска, а также $D_\phi(E_n)$ и $D_G(E_n)$ от энергии нейтронов:

●, ○, △ — при x , равном 6; 9 и 12 см соответственно. Данные работ: □ — D_ϕ [5]; ■ — D_G [5]; x — D_ϕ [6].