

УДК 621.375

<sup>1</sup>О.В. Маслов, д.т.н., доц.<sup>2</sup>О.В. Банзак, к.т.н., доц.<sup>3</sup>А.В. Карпенко**КОНСТРУКТОРСКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ  
ДАТЧИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdZnTe**<sup>1</sup>Одесский национальный политехнический университет<sup>2</sup>Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова<sup>3</sup>Военный институт Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

В работе [1] авторами исследованы основные пути увеличения эффективности датчиков гамма-излучения на основе монокристаллов CdZnTe. Проведены анализы спектров термостимулированной проводимости (ТСП), что позволило установить причины низкого качества CdZnTe и предложены технологические способы их устранения. Обнаружено, что в результате проведения термополевой обработки (ТПО) значительно уменьшилась концентрация центров захвата, равномерно распределенных по запрещенной зоне. Примерно в  $5 \div 8$  раз уменьшилась амплитуда шума, что дало возможность поднять рабочее напряжение кристалла до  $200 \div 400$  В. Кроме того, показано, что проведение ТПО стабилизирует долговременные характеристики кристалла и его надежность, а также, увеличивает сопротивление кристалла на 20 % (с 1,2 ГОм до 1,5 ГОм).

В настоящей статье более подробно рассматривается влияние ТПО на качество и параметры гамма-датчиков, а также рассматриваются методы физической и электронной селекции для повышения их эффективности.

Авторами в процессе многочисленных исследований обнаружена зависимость формы спектра от направления пролета  $\gamma$ -квантов. Если поток  $\gamma$ -квантов параллелен плоскостям электродов, то форма спектра приближается к нормальной. Для кристаллов высокого качества эта зависимость должна быть слабой, т.е. если:

$$\frac{\mu_e \cdot \tau_e \cdot U_p}{d} \gg l_e,$$

где  $l_e$  – длина трека торможения фотоэлектрона;  $U_p$  – рабочее напряжение кристалла;  $d$  – толщина кристалла;  $\mu_e, \tau_e$  – подвижность и время жизни  $e^-$ .

В этом случае ориентация трека в объеме кристалла не влияет на эффективность сбора зарядовых пакетов. В неоднородных кристаллах, указанное условие выполняется одинаково не по всему объему. В той части, где высока концентрация центров захвата и рекомбинации, потери зарядовых пакетов больше. В результате происходит существенное уширение пика полного поглощения со стороны меньших энергий.

Таким образом, проведенные исследования кристаллов CdZnTe позволяют сделать следующие выводы:

- исходные кристаллы являются неоднородными, нестабильными и имеют низкие рабочие напряжения, что приводит к значительному уширению всех линий спектра;
- ТПО позволяет в  $2 \div 3$  раза поднять рабочие напряжения кристаллов и в  $5 \div 8$  раз уменьшить шумы [1];
- ТПО стабилизирует основные характеристики кристаллов;
- кристаллы, прошедшие ТПО, пригодны к использованию в качестве детекторных в измерителях уровня поглощенной дозы  $\gamma$ -излучения. Они позволяют получить разрешения по энергиям  $10 \div 20\%$ , что в принципе, достаточно для целей детектирования с энергетической коррекцией;
- для кристаллов с низкими значениями  $\mu \cdot \tau$  оптимальной толщиной является 1 мм или менее, поскольку, внутренняя часть детектора не дает вклада в фото-пик;
- оптимальной геометрией детектора следует признать квазицилиндрическую

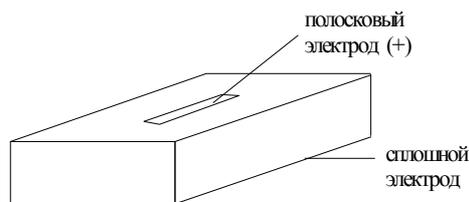


Рис. 1. Квазициліндрична геометрія кристала детектора

Произведение  $\mu_e \cdot \tau_e$ , имеющих кристаллов CdZnTe, находится в пределах  $(3 \div 8) \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/Вт, для групп Ч, Д и С (данные изготовителя). Доступные (ограниченные уровнем шумов) рабочие напряжения от 100 до 2000 В, что соответствует электрическому полю в кристалле  $(0,5 \div 1,0) \cdot 10^3$  В/см. Длина дрейфа электронов в этом поле составляет  $0,15 \div 0,5$  см (длина дрейфа — расстояние на котором концентрация носителей уменьшается в 2,7 раза). При толщине детекторного кристалла 2 мм, потери заряда электронов составят от 50 до 15%. Это означает, что даже при регистрации только электронной компоненты, происходит расширение пика полного поглощения от 15 до 50% в сторону меньших энергий. Расширение обусловлено различным расстоянием, преодолеваемым зарядовыми пакетами, образованными в различных областях кристалла (рис. 2).

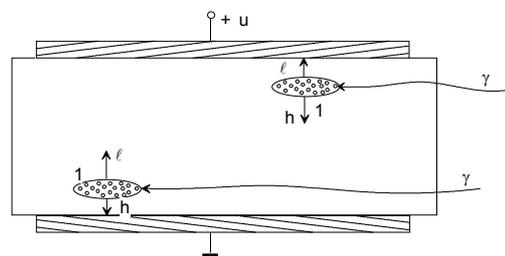
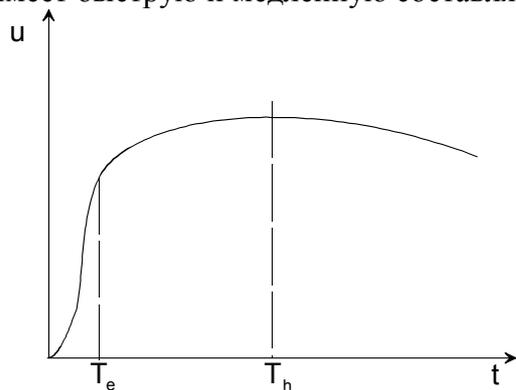


Рис. 2. Область полного торможения фотоэлектрона

Здесь необходимо отметить, что данные изготовителя по произведению  $\mu_e \cdot \tau_e$  примерно на порядок хуже литературных данных 25-30 летней давности. Одновременно с дрейфом электронов происходит встречное движение дырок, скорость дрейфа которых на порядок меньше, чем у электронов. Поскольку, времена собирания для электронов и дырок различаются примерно в 10 раз, фронт нарастания сигнала имеет быструю и медленную составляющие (рис. 3).

Рис. 3.  $T_e$  и  $T_h$  среднее время сбора электронов и дырок

Медленная (дырочная) составляющая сигнала имеет существенно большую флуктуацию, в сравнении с быстрой (электронной), т.к. вероятность рекомбинации дырок до момента собирания, существенно выше, чем у электронов. Для того, чтобы обойти это принципиальное ограничение, на практике создают условия формирования сигнала только от электронной компоненты.

Таким образом, в однородных кристаллических детекторах планарного типа действуют два принципиальных фактора, ограничивающих их спектрометрическое разрешение. Первый — это присутствие медленной дырочной составляющей заряда, образованного фотоэлектроном, которая стремится внести свой вклад в формирование сигнала.

Второй — это потери электронной компоненты зарядового пакета на пути к положительному электроду (коллектору).

В неоднородных детекторных кристаллах присутствует третий фактор, снижающий их спектрометрические свойства. Случайное распределение электрических свойств в кристалле ведет к неоднородному внутреннему электрическому полю. В этом случае дисперсия амплитуд сигналов, соответствующих пику полного поглощения значительно возрастает поскольку кристалл детектора подобен нескольким кристаллам с различными свойствами включенных параллельно. Рассмотрим возможные пути ослабления влияния этих факторов и улучшения спектрометрических свойств детекторных кристаллов. Оставим в стороне очевидный путь улучшения качества детекторов CdZnTe, основанный на совершенствовании технологии их выращивания. Хорошие спектрометрические свойства отдельных кристаллов подтверждают эффективность этого направления.

В настоящее время усилия по совершенствованию спектрометрических свойств CdZnTe-детекторов сосредоточены, в основном, в двух направлениях:

- совершенствование схемотехнических методов обработки сигнала детектора (различные виды коррекции и селекции);
- выбор оптимальной геометрии кристалла и вида контактов.

Рассмотрим первое направление. На рис. 4 представлено схематическое изображение детекторного кристалла, в котором существует заметная потеря электронной компоненты зарядового пакета. Реальный случай не слишком качественных кристаллов, рассмотренных в начале раздела.

Как видно из рис. 4, зарядовый пакет, возникающий вдоль трека торможения фотоэлектрона, в начальный момент времени имеет компактную форму. Конус с малым углом при вершине, длиной несколько десятков мкм для энергии 0,6 МэВ. За время дрейфа к положительному электроду, пакет расплывается, вследствие значительного внутреннего диффузионного градиента. Объем, занимаемый облаком электронов в момент поглощения коллектором, существенно зависит от “подъемного” времени и глубины возникновения.

Указанное обстоятельство является решающим для возможности выделения сигналов от “полноценных” зарядовых пакетов. Сигнал от пакета, идущего из глубины кристалла, будет иметь более длительный фронт и меньшую амплитуду, вследствие рекомбинационных потерь. Селекторы импульсов, основанные на описанном принципе, исключают из общего потока импульсы от зарядовых пакетов, приходящие с глубины большей, чем заданная ( $h$  на рис. 4). В результате такой селекции дисперсия амплитуд импульсов уменьшается, а разрешение возрастает. На рис. 5а представлен спектр от источника  $Cs^{137}$ , измеренный детекторными кристаллами ДТКВ-5Д-03 с экспериментальным зарядочувствительным предусилителем по обычной методике, а на рисунке 5б приведем аналогичный спектр с применением селекции. В определенном смысле применение селекции по длительности фронта эквивалентно уменьшению толщины рабочей области кристалла. На первый взгляд, аналогичный эффект можно получить уменьшив его толщину. Однако, это не совсем так. Уменьшение общей толщины кристалла одновременно увеличит вклад дырочной составляющей зарядового пакета в сигнал, а значит, увеличит его дисперсию.

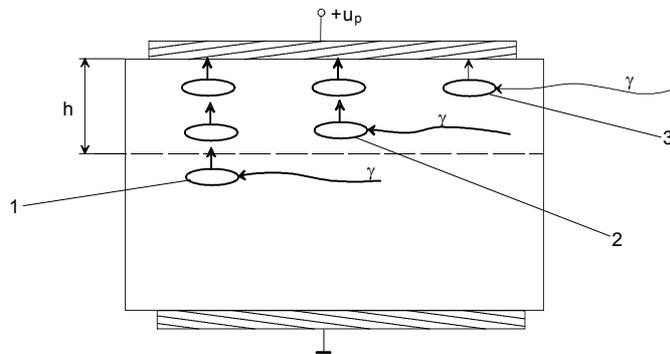


Рис. 4. Зарядовые пакеты электронов после актов полного поглощения на различной глубине кристалла 1, 2 и 3

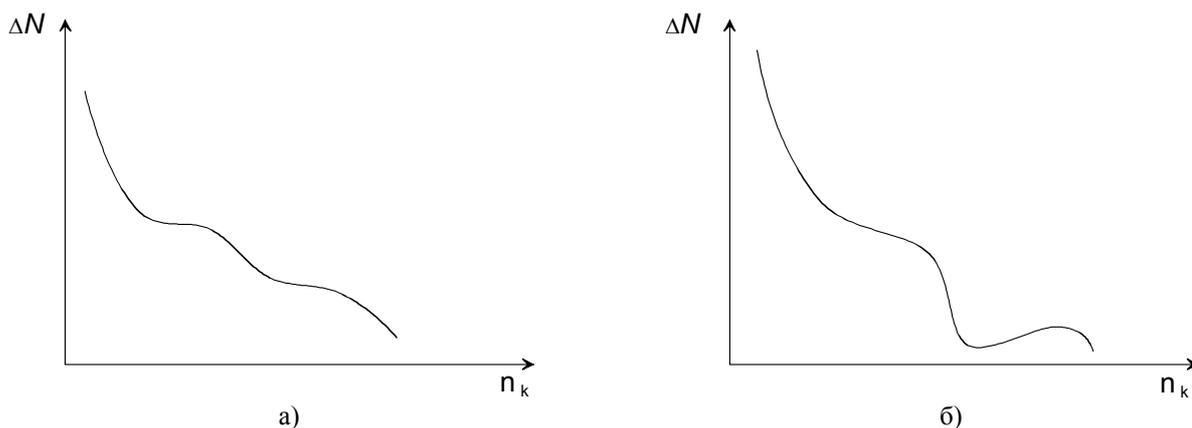


Рис. 5. Спектр гамма-излучения от источника  $Cs^{137}$ :  
а – без селекции; б – с применением селекции

В первом, же случае путь дырок к отрицательному электроду остается значительно большим, чем у электронов и их влияние на форму и амплитуду сигнала незначительно.

Сравнение спектров (рис. 5а, 5б) показывает значительное улучшение формы и проявление пика полного поглощения при использовании селекции импульсов даже для неоднородных образцов, приведенные спектры получены при низких рабочих

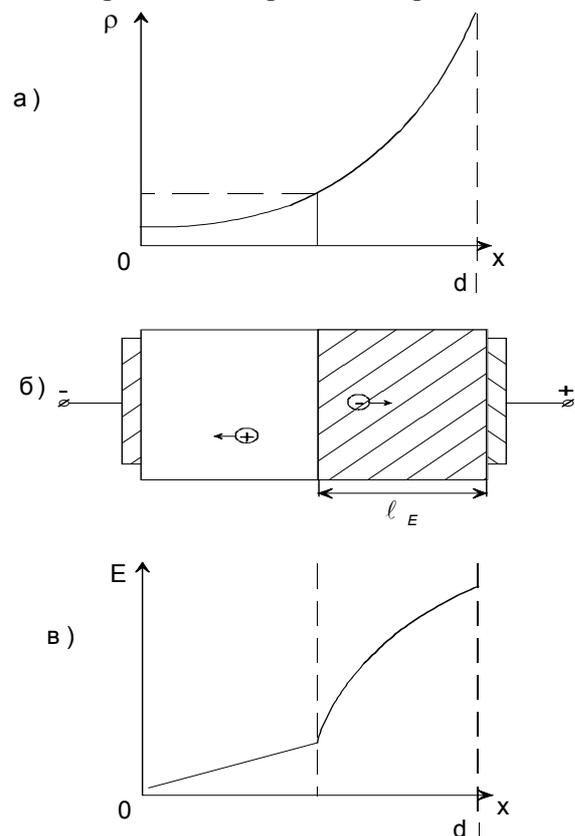


Рис. 6. а) – распределение удельного сопротивления;  
б) – структура планарного детектора;  
в) – распределение электрического поля в кристалле

напряжениях детектора плюс 100 В. В то же время, применение метода селекции по длительности фронта импульсов снижает общую чувствительность этого метода. Однако, улучшение формы спектра и достаточно высокая реальная чувствительность позволяют использовать эти кристаллы для практического детектирования гамма-излучения.

Таким образом, метод временной селекции импульсов в определенном смысле сокращает чувствительную область детектора, исключая из канала измерения импульсы от зарядовых пакетов, рожденных в глубине образца. Приведенные соображения позволяют указать путь увеличения чувствительности детекторных кристаллов планарного типа. Увеличение чувствительного объема, при одновременном снижении влияния дырок, можно достигнуть в кристаллах с градиентом удельного сопротивления вдоль приложенного электрического поля (рис. 6).

Такая ассиметричная структура кристалла создает существенно различные условия для сбора электронной и дырочной компонент зарядового пакета. Электронная составляющая дрейфует в электрическом поле нарастающей напряженности и время собирания электронов мало ( $<10^{-6}$  с). Дырочная компонента движется в поле убывающей напряженности их время собирания велико ( $>10^{-4}$  с). Из этого следует, что за время полного сбора электронной компоненты влияние дырочной составляющей менее 1–2%. Таким образом, спектрометрические свойства планарных детекторов с градиентом

сопротивления (поля) могут быть существенно улучшены.

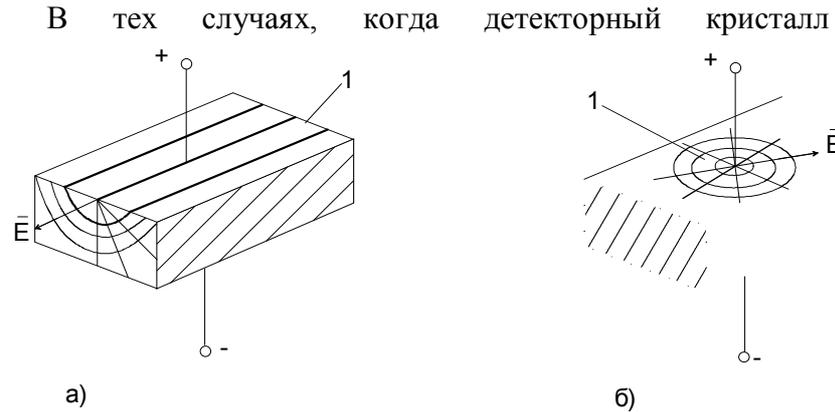


Рис. 7. Создание неоднородного электрического поля:  
а) – квазицилиндрическая; б) – квазисферическая конфигурации детекторов; 1 – чувствительная область

однороден, улучшения спектрометрических свойств достигаются другими способами. Например, используют электродные контакты специальной конструкции для создания в детекторе неоднородного электрического поля квазицилиндрической или квазисферической конфигурации (рис. 7).

В обоих случаях неоднородное электрическое поле увеличивает эффективность и скорость собирания электронной компоненты зарядового пакета и замедляет дырочную составляющую. В результате процессы сбора электронной и дырочной компоненты разделяются во времени и практически не влияют друг на друга.

Ситуация во многом аналогичная рассмотренному ранее варианту планарного детектора с градиентом поля. Однако, при прочих равных условиях, планарный детектор с градиентом имеет несомненное преимущество в чувствительности, ввиду существенно большего чувствительного объема.

**Выводы.** Сравнивая предложенные авторами способы улучшения спектрометрических свойств детекторных кристаллов CdZnTe можно сделать следующие выводы:

1. Все они создают преимущественные условия для регистрации сигнала от электронной компоненты и подавления дырочной составляющей зарядового пакета.
2. Применяемая физическая или электронная селекция во всех случаях уменьшает размеры рабочего объема (чувствительной области). В результате реальная чувствительность детектора существенно снижается.
3. Количественные потери чувствительности определяются конкретными условиями реализации каждого из методов.
4. Метод электронной селекции позволяет эффективно управлять спектрометрическими свойствами и чувствительностью детектора, что может оказаться полезным не только на этапе разработки прототипа детектора, но и для некоторых практических приложений. Детекторы с квазицилиндрической и квазисферической геометрией имеют низкую чувствительность, которая не может быть улучшена электронным способом.
5. Использование детекторных кристаллов с градиентом удельного сопротивления (поля) позволит совместить достоинства различных конструкций детекторов и исключить их основные недостатки.

#### Список литературных источников

1. Маслов О.В., Банзак О.В., Карпенко А.В. Исследование увеличения эффективности датчиков гамма-излучения с использованием монокристаллов CdZnTe // Вісник інженерної академії України. – 2012. – № 1. – С. 143–145.
2. Мокрицкий В.А., Ленков С.В., Маслов О.В., Савельев С.А. Обработка монокристаллов Cd-Zn-Te для применения в датчиках гамма-излучения // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2001. – № 3. – С. 9–10.