

А. И. КОНДРИК

Украина, ННЦ «Харьковский физико-технический институт»  
E-mail: kondrik@kipt.kharkov.ua

Дата поступления в редакцию  
04.08 2004 г.

Оппонент д. т. н. В. К. КОМАРЬ  
(Ин-т монокристаллов, г. Харьков)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОЙСТВ CdZnTe И ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРОВ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЕГО ОСНОВЕ

*Проведен количественный поиск оптимального состава CdZnTe:Cl для получения максимальной эффективности сбора зарядов в детекторах  $\gamma$ -излучения.*

Разработка современных детекторов ионизирующего излучения, работающих при комнатной температуре, как правило, проводится в направлении оптимизации геометрии электродов [1—3] или усовершенствования системы регистрации [4, 5]. Однако имеется постоянная потребность и в совершенствовании детекторных материалов, среди которых широкое практическое применение находит CdZnTe. Этот материал позволяет получать детекторы с большим объемом активной области, имеет высокое удельное сопротивление ( $\rho$ ) при низких токах утечки и отсутствии эффектов поляризации, относительно высокую подвижность электронов ( $\mu_e$ ) и время жизни электронов ( $\tau_e$ ) и дырок ( $\tau_h$ ) в зоне проводимости.

Несмотря на прогресс, достигнутый в технологии получения данного материала, свойства переноса заряда в активной области детектора при регистрации  $\gamma$ -излучения еще далеки от приемлемых. Это касается, прежде всего, эффективности сбора дырок, которая намного хуже, чем для электронов. Неполный сбор дырок вызван малой величиной  $\mu_h\tau_h$ , где  $\mu_h$  — подвижность дырок. Большая разница в эффективности сбора электронов и дырок значительно ухудшает энергетическое разрешение детектора с плоской конфигурацией электродов. Это проявляется на амплитудных спектрах искажением формы линии полного поглощения излучения и образованием хвоста в области более низких энергий.

Эту проблему решают различными методами [1—5], которые предполагают фиксированными и заранее заданными величины подвижности  $\mu$  и времени жизни  $\tau$  для электронов и дырок. Однако на  $\tau$  и  $\mu$  оказывают влияние примесный и дефектный состав, а также мольная доля  $x$  соединения CdTe в Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Te ( $0 < x < 1$ ). Сами величины  $\tau$  и  $\mu$  определяют эффективность сбора зарядов  $\eta$ . В связи с этим представляет интерес исследование дефектного и примесного состава, при котором получается наилучшая эффективность сбора зарядов при регистрации  $\gamma$ -излучения в детекторах.

Целью настоящей работы был поиск оптимального сочетания  $\tau$ ,  $\mu$  и  $\rho$  в зависимости от состава, когда эффективность сбора зарядов была бы максималь-

ной для детектора  $\gamma$ -излучения с плоской конфигурацией электродов. Объект изучения — материалы Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Te:Cl, получаемые с помощью современных методов выращивания [6, 7], с мольным содержанием CdTe  $0,4 < x < 1,0$ . Исследования проводились методом компьютерного моделирования.

Высокие подвижности носителей заряда и большое удельное сопротивление являются желательными свойствами материалов твердотельных детекторов, поэтому ранее проводился поиск условий достижения максимальных величин  $\mu_e$  и  $\rho$  [8—10]. Однако  $\mu$ ,  $\tau$  и  $\rho$  могут быть взаимозависимыми параметрами, а в упомянутых исследованиях не изучалось поведение  $\tau$  и, самое главное, исследованные величины не увязывались с параметрами детектора, на которые они влияют. Кроме того, не учитывались некоторые уровни, присутствующие, как правило, в запрещенной зоне и могущие повлиять на времена жизни.

Для вычисления  $\mu$  и  $\rho$  была дополнена исходная модель, описанная в работе [8]. Дополнения касались учета непараболичности дисперсионной зависимости  $E(\mathbf{k})$  согласно модели Кейна [11] (где  $E$  — энергия электронов проводимости,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор) для зоны проводимости полупроводника при расчете удельного сопротивления (в работе [8] непараболичность учитывалась только при расчете  $\mu$ ). Кроме того, был обеспечен более точный учет ширины запрещенной зоны  $E_g(x)$  при комнатной температуре в зависимости от мольной доли CdTe. В работе [12] зависимость  $E_g(x)$  аппроксимировалась квадратным трехчленом при комнатной температуре. В нашей работе такая аппроксимация проводилась для низкотемпературной ширины запрещенной зоны  $E_{g0}$ , затем вводилась поправка на температуру [8], а полученные значения  $E_g(x)$  сравнивались с известными экспериментальными результатами. В результате при температуре  $T \rightarrow 0$  получилась следующая зависимость  $E_{g0}(x)$  для Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Te:

$$E_{g0}(x) = E_{g0} + 0,906x + 0,179x^2, \quad (1)$$

где  $E_{g0}$  — ширина запрещенной зоны для CdTe при  $T \rightarrow 0$ .

Компьютерная программа, использованная в [8], была дополнена способностью вычислять время жизни  $\tau$  и оценивать эффективность сбора зарядов детектора  $\eta$ . Время жизни электронов и дырок вычислялось по теории Шокли–Рида–Холла [13, с. 315] (после исправления опечаток в формуле (6.9)) для невырож-

денных полупроводников при произвольной концентрации ловушек и малых концентрациях неравновесных носителей заряда.

В работах [14, 15] изложена модель для вычисления эффективности сбора зарядов в детекторе с учетом процессов их захвата и высвобождения. Для простоты было решено на первоначальном этапе вычислять  $\eta$  без учета процессов высвобождения носителей с ловушек, т. е. расчет проводился по уравнению Хегга:

$$\eta_0(d_0) = \frac{\mu_e E \tau_e^+}{L} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L-d_0}{\mu_e E \tau_e^+}\right) \right] + \frac{\mu_h E \tau_h^+}{L} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d_0}{\mu_h E \tau_h^+}\right) \right], \quad (2)$$

где  $d_0$  — координата взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом, отсчитываемая от катода;

$E$  — напряженность электрического поля в межэлектродном пространстве детектора;

$L$  — расстояние между электродами;

$\tau_e^+, \tau_h^+$  — времена захвата соответственно электронов и дырок.

Традиционное применение этой модели предполагает величины  $\mu_e, \mu_h, \tau_e^+$  и  $\tau_h^+$  известными и фиксированными, а вычисления  $\eta$  проводятся в зависимости от  $d_0$ . В настоящей работе они являлись переменными величинами (кроме  $\mu_h$ ), зависящими от состава матрицы и содержания примесей, и непосредственно вычислялись. Подробнее об этом будет сказано ниже.

Был принят исходный состав материала, изображенный на рис. 1. Здесь энергетическое положение всех уровней приведено для комнатной температуры. Как исходный был принят примесный и дефектный состав матрицы, не зависящий от способа выращивания и характерный для материалов CdZnTe. При этом были использованы результаты, полученные авторами [6, 7].

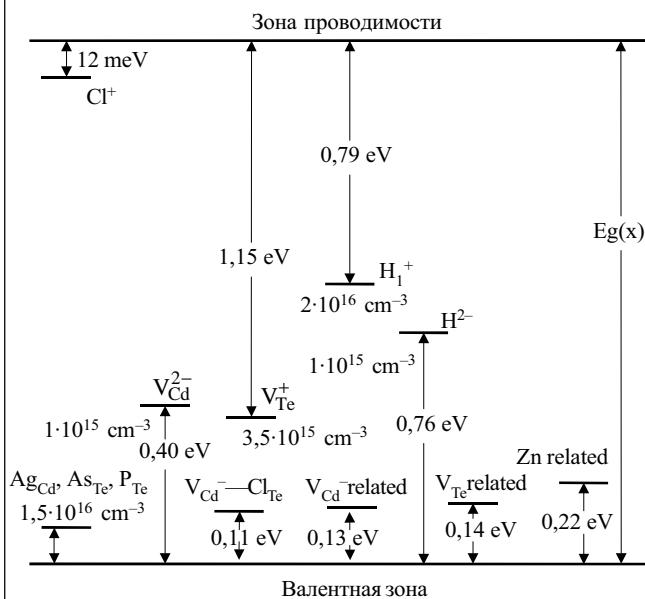


Рис. 1. Исходный состав материалов CdZnTe (уровни энергии электронных ловушек отсчитываются от зоны проводимости, уровни энергии дырочных ловушек — от валентной зоны)

В качестве фоновых дефектов выступают дефекты замещения: серебро на месте кадмия  $Ag_{Cd}$ , мышьяк на месте теллура  $As_{Te}$ , фосфор на месте теллура  $P_{Te}$ ; суммарное содержание их составляет  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Фоновыми уровнями дефектов являются также двухзарядовые вакансии кадмия ( $V_{Cd}^{2-}$ ), вакансии теллура ( $V_{Te}^+$ ), комплексы "вакансия кадмия — хлор на месте теллура" ( $V_{Cd}^- - Cl_{Te}$ ), дефекты, относящиеся к вакансиям кадмия ( $V_{Cd}^- \text{ related}$ ), вакансиям теллура ( $V_{Te}^- \text{ related}$ ) и цинку ( $Zn \text{ related}$ ). Кроме того, авторы [6] зафиксировали уровни однократно заряженной электронной ловушки, обозначенной  $H_1^+$ , и двукратно заряженной дырочной ловушки, обозначенной как  $H_2^-$ .

Согласно работе [7] концентрация вакансий кадмия, как правило, не превышает  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Исходя из этого концентрации дефектов  $V_{Cd}^- \text{ related}$  и комплексов  $V_{Cd}^- - Cl_{Te}$  условно были приняты равными по  $0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация дефектов  $V_{Te}^- \text{ related} \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что составляет величину, соизмеримую по порядку с концентрацией дефектов  $V_{Te}^+$ . Концентрация дефектов, относящихся к цинку,  $Zn \text{ related}$ , принята равной  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Такая величина представляется вполне приемлемой, т. к. максимальная концентрация дефектов одного сорта, как правило, не превышает  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Концентрации остальных дефектов ясны из рис. 1. Здесь следует отметить, что рассмотренные примесные уровни являются фоновыми и присутствуют практически во всех современных материалах CdZnTe, независимо от способа их получения [6, 7], а их реальные концентрации существенно отличаются от принятых.

Легирование хлором является широко распространенным способом достижения полупроводящего состояния исследуемых материалов. Диапазон изменения концентрации вводимой примеси хлора был выбран здесь таким, чтобы всегда достигалось невырожденное состояние полупроводника, непосредственно охватывающее полупроводящую область. Это было необходимо не только для корректного применения модели расчета  $\tau$ , приведенной в [13]. Еще одна причина заключается в том, что твердотельные детекторы ионизирующих излучений имеют приемлемое отношение сигнал/шум только для полупроводящих детекторных материалов, и полупроводящие полупроводники всегда невырожденные. Следует отметить, что введение именно хлора не является обязательным, все результаты справедливы для любого мелкого донора. Протяженность и положение полупроводящей области зависят от концентраций мелких и глубоких примесей исходного состава материала, однако конкретные значения всех этих величин не существенны с точки зрения целей и задач данной работы.

Таким образом, принят к рассмотрению типичный представитель широкого семейства материалов CdZnTe, и полученные результаты можно обобщать на все эти материалы.

Вычисление  $\mu_e$  осуществлялось с учетом рассеяния на акустических фоновых (приближение потенциала деформации), поляризованных оптических фоновых, акустических пьезоэлектрических фоновых, ионизированных центрах, и рассеяния в сплаве, как

указано в [8]. Поскольку  $\mu_h$  слабо зависит от состава, то эта величина считалась постоянной и равной  $70 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Для расчета времен жизни  $\tau_e$  и  $\tau_h$  использовались значения уровней энергии и соответствующие им сечения захвата, измеренные авторами [6]. При этом совпадение вычисленных величин с общеизвестным экспериментальным результатом  $\tau_{e,h} \approx 10^{-6} \text{ с}$  получалось в том случае, если пренебречь процессом рекомбинации через две ловушки, находящиеся в середине запрещенной зоны. Это электронная ловушка  $H_1^+$  и дырочная ловушка  $H_2^-$ . Исследования, проведенные ранее [9, 10], показали, что такие глубокие уровни обеспечивают полуизолирующие свойства CdZnTe. Существенное уменьшение вклада процесса рекомбинации достигалось уменьшением сечения захвата  $S_1$  для ловушки  $H_1^+$  при расчете  $\tau_e$  и сечения захвата  $S_2$  в ловушке  $H_2^-$  при расчете  $\tau_h$ . Иными словами,  $S_1$  и  $S_2$  служили подгонными параметрами при вычислениях соответственно  $\tau_e$  и  $\tau_h$ . В результате было получено:  $S_1 = 4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $S_2 = 1,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Здесь уместно отметить, что пренебрежение процессом рекомбинации в материалах CdTe и CdZnTe является общепринятым подходом при описании явлений переноса. Сечения захвата остальных уровней, показанных на рис. 1, соответствуют работе [6], а сами уровни являются при этом центрами прилипания.

Вычисленные таким образом времена жизни  $\tau_e$  и  $\tau_h$  приравнивались соответственно к временам захвата  $\tau_e^+$  и  $\tau_h^+$  при расчете  $\eta$  по формуле (2). Были приняты типичные параметры детектора: расстояние между катодом и анодом принималось  $L=5 \text{ мм}$ ; напряженность электрического поля  $E$  в межэлектродном пространстве принималась равной  $1000 \text{ В/см}$ . Вычисления  $\rho$ ,  $\tau$ ,  $\mu$  и  $\eta$  для различных материалов  $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$ , т. е. при различных значениях  $x$ , проводились с учетом изменения ряда параметров, как указано в [8].

При проведении процедуры моделирования исходили из того, что детекторы на основе CdZnTe с максимальным удельным сопротивлением являются наиболее предпочтительными из-за низких токов утечки. Поэтому сначала был проведен поиск интервала изменения концентрации вводимой примеси хлора, который перекрывал бы область полуизолирующего состояния полупроводника во всех рассматриваемых случаях. Результат такого поиска изображен на рис. 2, а.

На рисунке показаны зависимости логарифма удельного сопротивления при различном содержании CdTe от концентрации хлора. Можно видеть, что существенное изменение в поведении  $\rho$  происходит вплоть до  $x=0,7$ . Таким образом, для образцов, легированных мелким донором, введение в матрицу цинка в количестве 20% еще не является предельным для достижения максимального удельного сопротивления, в отличие от случая легирования глубоким акцептором [8]. Следует отметить также, что максимумы кривых рис. 2, а соответствуют состояниям, когда концентрация электронов примерно равна концентрации дырок; левее этих максимумов реализуется дырочная проводимость, а правее — электронная. Таким образом, при введении Zn в количестве 20%

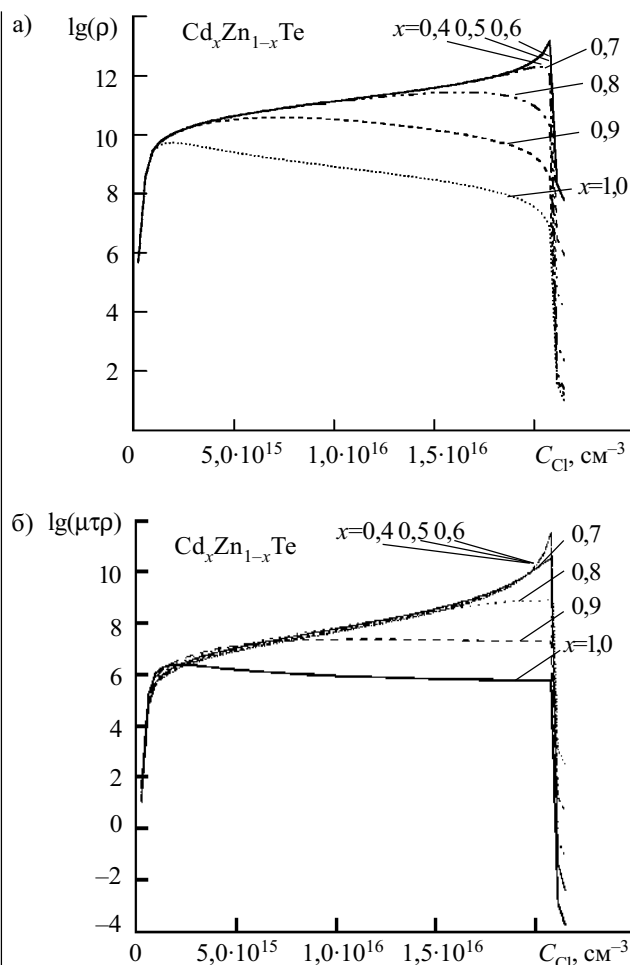


Рис. 2. Логарифм удельного сопротивления (а) и логарифм произведения подвижности, времени жизни и удельного сопротивления (б) в зависимости от концентрации мелкого донора (хлора)  $C_{Cl}$  для материалов  $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$  с различными значениями  $x$

( $x=0,8$ ) и выше ( $x<0,8$ ) практически всегда мы имеем образцы  $p$ -типа, что, как правило, и наблюдается в эксперименте. (Для однозначности при сравнении результатов во всех исследованных зависимостях был выбран точно такой же интервал изменения концентрации легирования мелким донором, что и на рис. 2, а.)

Экспериментально установлено, что величины  $\tau$ ,  $\rho$  и  $\mu$  взаимно влияют друг на друга. Увеличение одной из них часто приводит к уменьшению остальных, а наиболее эффективные детекторы получают на материалах с максимальной величиной произведения  $\mu\tau$  [16]. В связи с этим представляло интерес исследование поведения этой величины, результат которого показан на рис. 2, б.

Из рисунка видно, что сколько-нибудь заметный рост произведения  $\mu\tau$  происходит при уменьшении  $x$  от 1 до 0,8. Если технология выращивания позволяет получать достаточно однородные полупроводниковые кристаллы, то можно попытаться получить материал, состав которого позволяет попасть в узкую область, где величина  $\mu\tau$  еще увеличивается при  $x=0,7$ . Отсюда следует, что если принять в качестве критерия отбора материала указанное произведе-

дение, то цинк можно вводить в количестве до 20—30%. Указанная узкая область соответствует условию компенсации мелких доноров (в данном случае хлора) мелкими акцепторами и является областью с наиболее высоким удельным сопротивлением для  $x \leq 0,8$  (см. рис. 2, а). Эту область, находящуюся вблизи перехода в низкоомное состояние  $n$ -типа, в дальнейшем будем именовать областью А. В нашем конкретном случае концентрация легирующей примеси хлора здесь примерно равна  $(1,75 \dots 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Проходящие через активную зону детектора  $\gamma$ -кванты ионизирующего излучения взаимодействуют с материалом, генерируя электронно-дырочные пары. Под влиянием электрического поля электроны и дырки движутся в межэлектродном пространстве в направлении соответственно анода и катода. Движущиеся заряды могут захватываться ловушками, не достигая электродов и не внося, таким образом, вклада в сигнал регистрирующей цепи. От того, насколько полным является сбор движущихся зарядов на электродах детектора, зависит форма амплитудных спектров при регистрации квантов излучения. Эффективность сбора зарядов зависит от места, где происходит акт взаимодействия кванта с веществом, и, конечно, от состава матрицы.

Акты взаимодействия излучения с материалом могут происходить с равной вероятностью во всем объеме активной зоны. При моделировании регистрирующих свойств детекторов разных типов часто суммируется вклад от тонких слоев в общую амплитуду сигнала, при этом свойства материала считаются однородными и заданными. Однако для лучшего понимания вопроса о влиянии самого материала активной зоны на свойства детектора имеет смысл исследовать зависимости эффективности сбора зарядов от координаты взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом.

Для изучения таких зависимостей был выбран материал  $\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$ . С одной стороны, из рис. 2, а видно, что этот материал обладает уже достаточно высоким удельным сопротивлением ( $\approx 10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ), а с другой стороны, в [8] показано, что этот материал имеет еще относительно высокую подвижность  $\mu_e$  ( $\approx 650 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ), обеспечивающую приемлемый сбор электронов. Расчет эффективности сбора зарядов выполнялся по формуле (2), которая просто учитывает тот факт, что движущиеся заряды могут захватываться имеющимися в материале ловушками и, таким образом, не достигать соответствующих электродов. При этом влияние величины удельного сопротивления явно не учитывается.

На рис. 3, а показан результат этого расчета в виде пяти кривых, отображающих эффективность сбора зарядов  $\eta$  для актов взаимодействия излучения с материалом в пяти различных точках, отстоящих от катода на  $d_0$  мм. При генерации электронно-дырочной пары вблизи катода ( $d_0=0,5$  и  $1,5$  мм) можно достичь максимальной величины  $\eta$  вблизи области А. Здесь зависимость  $\eta$  от  $d_0$  наиболее сильная. Если акт взаимодействия происходит вблизи анода ( $d_0=3,5$  и  $4,5$  мм), то более эффективный сбор заряда имеет место в полужолирующих материалах  $p$ -типа с максимальным количеством дырок, т. е. непосредственно перед пе-

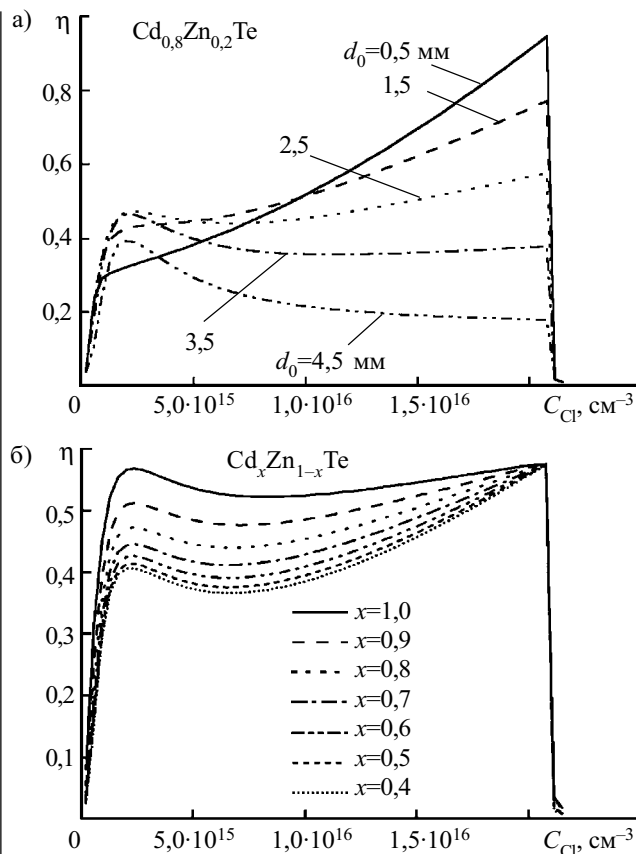


Рис. 3. Эффективность сбора зарядов в зависимости от концентрации мелкого донора (хлора) для разных точек взаимодействия  $\gamma$ -кванта с материалом  $\text{CdZnTe}$  (а) и для материалов  $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$  с различными значениями  $x$  при  $d_0=2,5$  мм (б)

редом в низкоомное состояние. В нашем конкретном случае это область концентрации хлора  $(2 \dots 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , которую в дальнейшем будем именовать областью В.

Наивысшие значения  $\eta$  достигаются в материалах  $p$ -типа из области А для актов взаимодействия вблизи катода. Отсюда неизбежно следует вывод о том, что более эффективными должны быть детекторы, в которых основная масса полупроводникового материала (а значит, и количество актов взаимодействия) сосредоточена ближе к катоду. Такими детекторами являются, например, сферические или полусферические детекторы, в которых катодом служит внешний электрод, а радиус внутреннего электрода (анода) должен быть как можно меньше. При этом материал должен быть полужолирующим с концентрацией дырок  $p$  примерно равной концентрации электронов  $n$  или несколько большей ( $p \geq n$ ), т. е. попадать в область А.

Аналогичные рассуждения справедливы и для детекторов с цилиндрической конфигурацией электродов. Детекторы сферического и цилиндрического типа в настоящее время считаются наиболее перспективными.

Естественно, что для полноты картины необходимо было промоделировать поведение  $\eta$  для остальных материалов (т. е. материалов  $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$  с разными значениями  $x$ ). Для этого были выбраны три точки: вблизи катода ( $d_0=0,5$  мм), посередине детектора

( $d_0=2,5$  мм) и вблизи анода ( $d_0=4,5$  мм). На рис. 3, б показана эффективность сбора зарядов при разных  $x$  для случая  $d_0=2,5$  мм.

В результате моделирования было установлено, что если акт взаимодействия излучения с материалом активной зоны происходит в промежутке от середины межэлектродного пространства до катода, то наблюдается довольно заметная зависимость от  $x$ , т. е. от содержания Zn, практически во всем диапазоне изменения концентрации мелкого донора (а значит, и  $\rho$ ). Исключением является область **A**, где зависимость от конкретного материала практически отсутствует, а  $\eta$  является высокой. Характерным является то, что наилучший сбор зарядов должен наблюдаться для CdTe ( $x=1$ ) в области **B**, однако то, что этот материал обладает наименьшим  $\rho$  (см. рис. 2, а), заставляет или пойти на некоторый компромисс, или ограничиться материалами из области **A** с  $x \leq 0,8$ .

Если взаимодействие излучения с материалом детектора происходит вблизи анода, то в этом случае практически отсутствует какая-либо зависимость эффективности сбора зарядов от конкретного материала  $Cd_xZn_{1-x}Te$ , поэтому полное представление о ее поведении можно получить из кривой с  $d_0=4,5$  мм (рис. 3, а). Можно видеть, что вблизи анода максимальная величина  $\eta$  наблюдается для высокоомных материалов  $p$ -типа области **B**.

Из всего сказанного следует, что более эффективными должны быть детекторы, в которых основная масса материала активной зоны сосредоточена вблизи катода, а сам материал активной зоны неоднороден. Самый простой вариант заключается в попытке создать детектор с такой активной зоной, когда вблизи катода и анода присутствуют соответственно два различных материала. При этом свойства материала в межэлектродном пространстве должны изменяться по возможности непрерывно. Вблизи анода это должен быть материал из области **B**, т. е. такой материал  $p$ -типа, который имеет максимальное количество дырок, но при этом остается полужолирующим. Основная масса материала активной зоны (от середины детектора до катода) должна состоять из материала области **A**, т. е. материала  $p$ -типа, имеющего минимальное количество дырок ( $p \geq n$ ) и максимальное удельное сопротивление  $\rho$ .

Разумеется, разделение материала на две области является условным, а изменение свойств в идеальном случае должно быть плавным. Этого в принципе можно попытаться достичь путем регулирования уровня легирования в процессе выращивания кристалла.

Если взять за основу материал  $Cd_{0,8}Zn_{0,2}Te$ , имеющий относительно высокую подвижность, то, как видно из рис. 2, разница в удельном сопротивлении областей, прилегающих к катоду и аноду, может достигать одного порядка. В этом случае иногда может возникнуть такое изменение поля внутри детектора, которое способно негативно сказаться на сборе зарядов и даже вызвать электрический пробой. Для прогнозирования такой ситуации необходим расчет распределения электрического потенциала в межэлектродном пространстве. Для этого необходимо численно решать уравнение Пуассона для рассматриваемо-

го состава материала (например, для состава, представленного на рис. 1).

С другой стороны, исследования, проведенные ранее, показывают, что при малом содержании мелкого донора в материале  $Cd_{0,8}Zn_{0,2}Te$  его удельное сопротивление можно заметно повысить путем добавления относительно небольшого количества примеси глубокого акцептора. Такой вывод можно сделать, например, из работы [8] (рис. 2, а). Таким образом, можно достичь приемлемого выравнивания удельного сопротивления, не допустить появления в материале нежелательных электрических полей, сохраняя при этом необходимое распределение свойств, обеспечивающих более полный сбор зарядов.

**В** заключение следует подчеркнуть, что окончательные выводы делать еще рано. Сейчас можно говорить только о том, что обнаружена зависимость между эффективностью сбора зарядов и распределением свойств материала в межэлектродном пространстве детектора. Удастся ли использовать эту зависимость для разработки более совершенных детекторов  $\gamma$ -излучений — покажут исследования более отдаленного будущего. В данной же работе (а также в нескольких последующих) основной упор сделан (и будет делаться) на поиске принципиальных закономерностей и условий улучшения детекторных характеристик, пока что без учета проблем, возникающих при выращивании, обработке, создании омических контактов и т. д. Рассмотрение технологических проблем следует проводить на более поздних этапах.

Необходимо продолжить начатую работу с более полным учетом процессов, происходящих в межэлектродном пространстве детектора. Следующим шагом должен стать учет распределения электрического поля, процессов высвобождения захваченных ловушками зарядов, а также моделирование амплитуды сигнала детектора с учетом вклада тонких слоев, перпендикулярных электрическому полю. Кроме того, следует учесть неоднородности распределения собираемого заряда в межэлектродном пространстве. Такой учет происходящих процессов позволит получить более точное представление о желательных свойствах материала и рассчитать распределение его состава по длине от катода до анода.

Проведенные исследования установили конкретную роль присутствующих в запрещенной зоне уровней в процессах захвата свободных носителей заряда во время их дрейфа к электродам. При этом установлено соответствие между уровнями, наблюдаемыми в эксперименте [6, 7], и общеизвестными значениями  $t$ . Выяснено влияние легирующей примеси мелких доноров на важнейшие свойства ( $\rho$ ,  $\rho_{тл}$ ,  $\eta$ ) детекторного материала CdZnTe. Показано, что неоднородное распределение состава легирующих примесей в материале CdZnTe между катодом и анодом влияет на эффективность сбора зарядов и, следовательно, на качество амплитудных спектров; сформулированы предварительные соображения о предполагаемом составе этого материала.

Следует подчеркнуть, что новизна начатых исследований заключается в поиске и исследовании детекторных материалов с неоднородными свойствами

для улучшения параметров детекторов с разной конфигурацией электродов — в отличие от подавляющего большинства аналогичных работ, направленных на поиск оптимальной конфигурации электродов или методов регистрации сигнала при фиксированных, однородных свойствах материала.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Luke P. N. Unipolar charge sensing with coplanar electrodes — application to semiconductor detectors // IEEE Transactions on Nuclear Science.— 1995.— Vol. 42, N 4.— P. 207—213.
2. Malm H. L., Canali K., Mayer J. W., Nikolett M. A. Gamma-ray spectroscopy with single-carrier collection in high-resistivity semiconductors // Appl. Phys. Lett.— 1975.— Vol. 26, N 6.— P. 344—346.
3. Alt R., Ambrosi P., Böhm J. et al. The generation of response matrix of hemispherical CdTe detectors // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.— 1994.— Vol. A 353.— P. 71—75.
4. Jones I. T., Woodlam P. B. Resolution improvement in CdTe gamma detectors using pulse-shape discrimination // Nucl. Instr. and Meth.— 1975.— Vol. 124.— P. 591—595.
5. Richter M., Siffert P. High-resolution gamma-ray spectroscopy with CdTe detector systems // Ibid.— 1992.— Vol. A 322.— P. 529—537.
6. Castaldini A., Cavallini A., Fraboni B. Deep levels in CdTe and CdZnTe // Journal of Applied Physics.— 1998.— Vol. 83, N 4.— P. 2121—2126.
7. Hofmann D. M., Stadler W., Christman P., Meyer B. K. Defects in CdTe and Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.— 1996.— Vol. A 380.— P. 117—120.
8. Кондрик А. И., Ковтун Г. П. Исследование свойств полупроводниковых материалов для детекторов ионизирующих излучений // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 6.— С. 3—6.
9. Davydov L. N., Datsenko O. A., Kovtun G. P. et al. Numerical simulation of CdZnTe semiconductor resistivity as a function of impurity composition // Functional Materials.— 2001.— Vol. 8, N 2.— P. 255—261.
10. Datsenko O. A., Kondrik A. I. Electrophysical properties forecasting for CdTe semiconductor materials depending on the impurity composition // Functional materials.— 2001.— Vol. 8, N 3.— P. 1—6.
11. Kane E. O. Band structure of indium antimonide // Journ. Phys. Chem. Solids.— 1957.— Vol. 1, N 4.— P. 249—261.
12. Toney J. E., Brunett B. A., Schlessinger T. E. et al. Uniformity of Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te grown by high-pressure Bridgman // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.— 1996.— Vol. A 380.— P. 132—135.
13. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников.— М.: Наука, 1990.
14. Akutagawa W., Zanio K. Gamma response of semi-insulating material in the presence of trapping and detrapping // Journal of Applied Physics.— 1969.— Vol. 40, N 9.— P. 3838—3454.
15. Scannavini M. G., Chirgo P., Baldazzi G. et al. Computer simulation of charge trapping and ballistic deficit effects on gamma-ray spectra from CdTe semiconductor detectors // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.— 1994.— Vol. A 353.— P. 80—84.
16. Abysov A. S., Davydov L. N., Kutny V. E. et al. Correlation between spectrometric ability and physical properties of semiconductor detectors // Functional Materials.— 2000.— Vol. 7, N 4.— P. 827—835.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Коммутационные платы с подложкой из кремния. *В. Г. Спири́н* (Россия, г. Арзамас)
- Совершенствование систем охлаждения квантоскопов. *Г. К. Лавренченко, М. Г. Хмельнюк, В. П. Савичев* (Украина, г. Одесса)
- Получение и свойства пористого карбида кремния. *Л. А. Светличная, Н. Н. Московченко, П. В. Серба* (Россия, г. Таганрог)
- Исследование характеристик водяной системы охлаждения для мощного процессора ПЭВМ. *В. Ю. Кравец, В. И. Коньшин, Г. А. Пархоменко* (Украина, г. Киев)
- Влияние термообработки на электрофизические свойства детекторов  $\gamma$ -излучения на основе полупроводникового соединения CdZnTe. *В. Е. Кутний, Д. В. Кутний, А. В. Рыбка, А. С. Абызов, Л. Н. Давыдов, Д. В. Наконечный, И. Н. Шляхов* (Украина, г. Харьков)
- Исследование возможности создания газоанализатора с транзисторным чувствительным элементом. *М. Н. Мурудли, А. М. Алиева, М. И. Мусаев* (Азербайджан, г. Баку)
- Оптический аттенюатор. *И. В. Докторович, И. М. Фодчук, В. К. Бутенко, В. Н. Годованюк, В. Г. Юрьев* (Украина, г. Черновцы)
- Перспективы развития тонкопленочных микросборок. *В. Г. Спири́н* (Россия, г. Арзамас)
- Радиодальномер на основе J-корреляционного метода обработки сигнала (метод минимума). *А. Г. Сорочан* (Украина, г. Донецк)



- Перспективные материалы для толстопленочной технологии. *А. Н. Смирнов, Н. С. Пучкова, Р. Г. Сидоренко, В. Д. Лемза* (Украина, г. Одесса)
- 3D слоистые структуры в качестве основы ненакаливаемых катодов и активных элементов фотодиодов. *А. Ф. Белянин, М. И. Самойлович, В. Д. Житковский* (Россия, г. Москва)
- Формирование гетероструктур GaTe/CdSe методом эпитаксии молекулярным пучком. *А. А. Балицкий* (Украина, г. Львов)

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции