

УДК 621.315.592.3

А. И. КОНДРИК

Украина, г. Харьков, ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

E-mail: kondrik@kipt.kharkov.ua

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СБОРА ЗАРЯДОВ В ДАТЧИКАХ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОДОВ

Исследована зависимость эффективности сбора зарядов η в детекторах гамма-излучения на основе CdZnTe от примесного состава материала. Рассмотрены плоскопараллельные, цилиндрические и сферические электроды. Проведен сравнительный анализ η для детекторов с различной формой электродов и определен оптимальный состав материала $Cd_xZn_{1-x}Te$, размещенного в межэлектродном промежутке.

Ключевые слова: CdZnTe, сбор зарядов, детекторы, гамма-излучение, моделирование.

Для эффективной работы полупроводниковых детекторов гамма-излучения необходимы материалы с большим атомным номером, большими значениями удельного сопротивления ρ , подвижности μ свободных носителей заряда, времени жизни электронов τ_e и дырок τ_p . На детектирующие свойства влияет также плотность и молекулярная масса детекторного материала. Материалами, обладающими хорошими детектирующими свойствами и оптимальным сочетанием параметров, являются CdZnTe, HgJ₂, CdTe и GaAs [1]. Перечисленные электрофизические свойства являются взаимозависимыми и влияют на такой важный технический параметр, как эффективность сбора зарядов детектора η . При регистрации гамма-излучения существует проблема неполного сбора зарядов, связанная с различием в подвижности свободных электронов и дырок, а также малым значением произведения $\mu\tau$. На величину η существенное влияние может

оказывать также и геометрия электродов. В настоящее время получили распространение детекторы с плоскопараллельными, цилиндрическими и сферическими электродами.

Нахождение оптимального состава матрицы материала CdZnTe и конфигурации электродов для создания детекторов с максимальной эффективностью сбора заряда экспериментальным путем является дорогостоящим и трудоемким процессом. Проблему неполного сбора зарядов разработчики решают в основном применением различных процедур обработки сигнала, уменьшающими искажения формы линий полного поглощения излучения на амплитудных спектрах. При этом состав самой матрицы и значения ρ , μ , τ считаются заданными, а влияние состава на ρ , μ , τ и η вообще не учитывается. Такое влияние, причем для детекторов с различной геометрией электродов, можно быстро и без особых затрат исследовать методом моделирования, и таким об-

Состав матрицы $Cd_xZn_{1-x}Te$

Параметры	Мелкий донор	Дефекты замещения				Дефекты, относящиеся к вакансиям и примесям*			Вакансии		Ловушки	
											элек- тронов	дырок
	Cl	Ag _{Cd}	As _{Te}	P _{Te}	V _{Cd} ⁻ Cl _{Te}	V _{Cd} ⁻ related	V _{Te} ⁻ related	Zn- related	V _{Cd} ²⁻	V _{Te} ⁺	H ₁ ⁺	H ₂ ²⁻
Концентрация, 10 ¹⁵ см ⁻³	3—26	5	5	5	0,5	0,5	1	5	1	3,5	20	0,8
Уровень энергии в запрещенной зоне, эВ	1,59	0,1	0,06	0,08	0,11	0,13	0,14	0,22	0,40	0,406	0,8	0,76
Площадь сечения захвата носителей заряда, 10 ⁻¹⁶ см ²	1	2	1	1	2	1	0,1	0,8	100	1	0,04	0,15

* Наличие этих уровней энергии связано с присутствием в матрице соответствующих вакансий и легирующей примеси

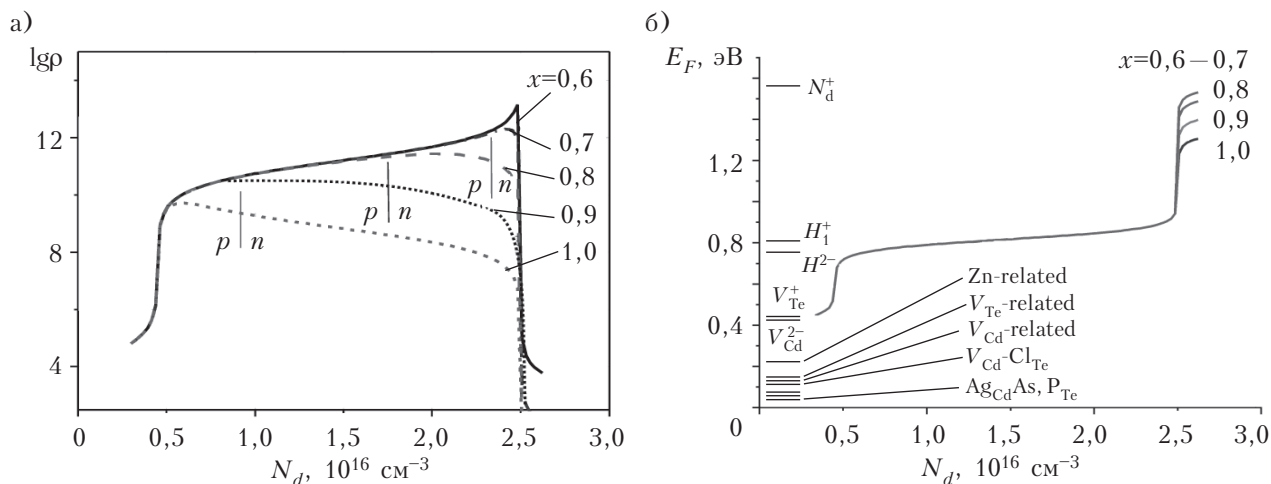


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ (а) и положения уровня Ферми E_F , отсчитываемого от валентной зоны (б), от концентрации мелкого донора N_d в материале $Cd_xZn_{1-x}Te$ при различных значениях x

разом найти материал оптимального состава и выбрать конфигурацию электродов.

Целью настоящей работы являлось проведение сравнительного анализа эффективности сбора зарядов в детекторах гамма-излучения с электродами различной формы (плоскопараллельные, цилиндрические и сферические) для материалов $CdTe$ и $CdZnTe$ различного примесного и дефектного состава.

Для вычислений была использована модель и созданная на ее основе программа для расчета μ и ρ , описанные в [2]. Исходный состав материала $CdZnTe$ приведен в таблице. Такой состав обоснован в [2–4]. Энергия залегания уровней отсчитывается от валентной зоны. Для получения полупроводящего состояния материала (когда концентрация дырок p примерно равна концентрации электронов n) в качестве легирующей примеси мелкого донора с концентрацией N_d , как правило, используется хлор. Остальные примеси и дефекты являются фоновыми. Их концентрации характерны для материала, полученного методом Бриджмена под высоким давлением [3, 4]. Расстояние между электродами для всех типов детекторов было принято равным 5 мм.

Для уменьшения темновых токов и шумов детектора необходим материал, обладающий как можно большим удельным сопротивлением ρ . Большое значение ρ позволяет также снизить время сбора зарядов за счет увеличения напряжения между электродами. Из-за большой разницы в подвижности электронов и дырок (соответственно, 1000 и 70 $\text{cm}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) в $CdZnTe$ на амплитудных спектрах регистрируются в основном электроны. При этом для увеличения отношения сигнал/фон (уменьшения фоновых шумов) свободные электроны в межэлектродном пространстве должны выступать в качестве неосновных носителей заряда, т. е. нужен высокоомный материал с p -типом проводимости.

На рис. 1, а приведены рассчитанные зависимости удельного сопротивления $Cd_xZn_{1-x}Te$ от концентрации легирующей примеси мелкого донора N_d для различных значений мольной доли кадмия x . Вертикальные линии разграничивают области n - и p -проводимости для материалов с разными мольными долями $CdTe$. Из рисунка видно, что материал с $x=1,0$ ($CdTe$) обладает наименьшим удельным сопротивлением (не более $10^{10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$) и дырочной проводимостью в довольно узкой области концентраций легирующего мелкого донора. Поскольку возможна неоднородность легирования, в межэлектродном зазоре можно получить области n -типа или области с недостаточно высоким отношением концентраций свободных носителей заряда p/n . Это ограничивает применение $CdTe$. Из рис. 1, а также видно, что материал при $x=0,9$ является более предпочтительным по сравнению с $CdTe$, а при $x=0,6–0,8$ материалы подходят практически идеально. При этом $Cd_{0,7}Zn_{0,3}Te$ и $Cd_{0,6}Zn_{0,4}Te$ обладают наибольшим ρ , а вся их полупроводящая область имеет p -тип. С другой стороны, не все допущения, сделанные в принятой модели [2], справедливы по отношению к $Cd_{0,6}Zn_{0,4}Te$, поэтому исследование эффективности сбора зарядов проводилось для детекторов на основе $Cd_{0,8}Zn_{0,2}Te$ и $Cd_{0,7}Zn_{0,3}Te$.

В материале $CdZnTe$, находящемся в полупроводящем состоянии, уровень Ферми E_F смещается к середине запрещенной зоны (рис. 1, б) и обуславливает частичное заполнение глубоких центров H_i^+ , H_i^- и V_{Cd}^{2-} , V_{Te}^+ , что включает их в процесс захвата свободных носителей. В результате время жизни неравновесных носителей заряда в $CdZnTe$ в полупроводящем состоянии становится порядка 1 мкс.

Первоначально эффективность сбора зарядов рассчитывалась для плоских детекторов на основе $Cd_xZn_{1-x}Te$ при $x=0,6–1,0$. Было обнаружено, что для всех зарядов межэлектродного

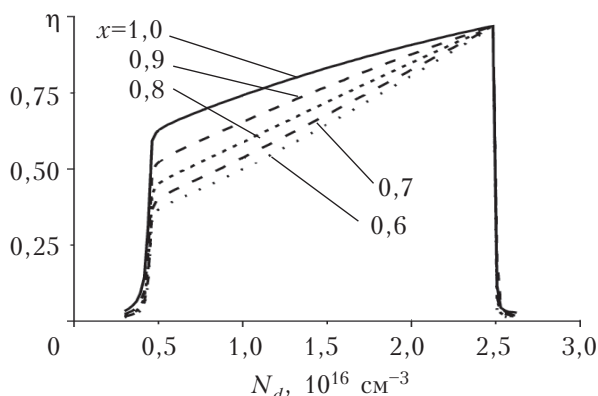


Рис. 2. Эффективность сбора зарядов, дрейфующих от точки с координатой $d_0=0,5$ мм, в зависимости от N_d в плоских детекторах на основе материала с различной долей CdTe

промежутка максимальное значение η наблюдается в случае $x=1,0$, что соответствует CdTe. Однако, как отмечалось выше, с точки зрения удельного сопротивления и типа проводимости теллурид кадмия — наименее подходящий для наших целей материал (см. рис. 1, а).

Следующим этапом было изучение эффективности сбора зарядов для детекторов из $\text{Cd}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Te}$ и $\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$ с плоскими, цилиндрическими и сферическими электродами. Сравнительный анализ результатов показал, что η заметно зависит от конфигурации электродов, но почти одинаково для материалов с $x=0,7$ и $x=0,8$.

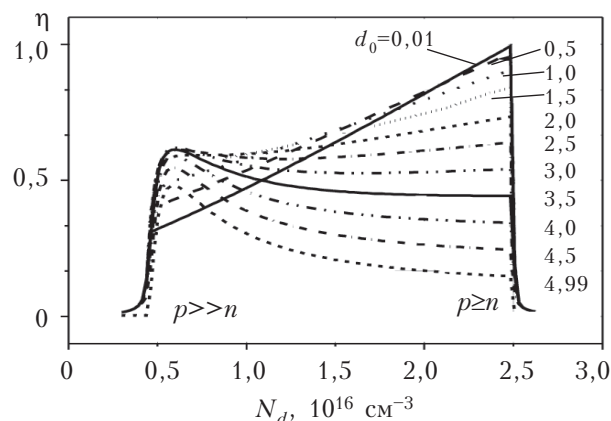


Рис. 3. Эффективность сбора зарядов, дрейфующих от точек с различной координатой d_0 , в зависимости от N_d в плоском детекторе на основе $\text{Cd}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Te}$

Некоторое отличие можно наблюдать лишь для зарядов, диффундирующих от областей, расположенных в непосредственной близости к отрицательно заряженному электроду (рис. 2). Эффективность сбора зарядов для плоскопараллельных детекторов на основе $\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$ подробно исследовалась ранее в [2], поэтому в данной работе исследовалась η для детекторов, выполненных на основе $\text{Cd}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Te}$.

Предельно допустимая напряженность электрического поля E в межэлектродном пространстве CdZnTe не должна превышать 1000 В/см [5]. В плоскопараллельном детекторе значения

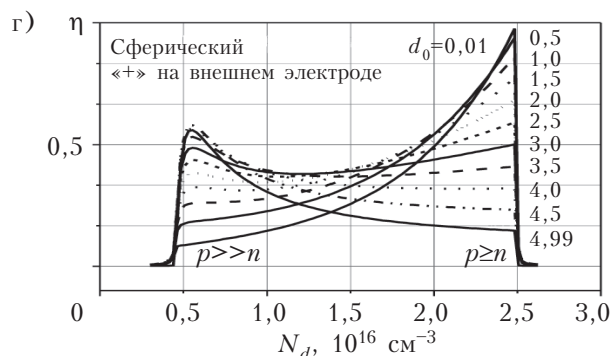
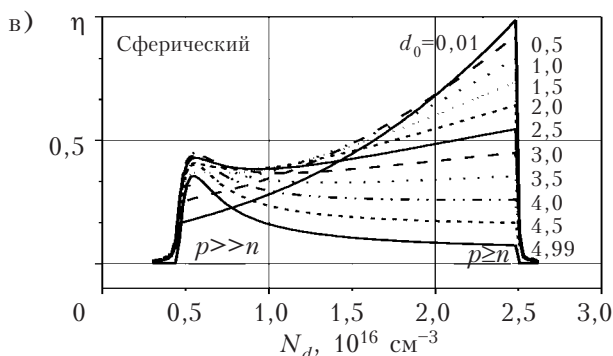
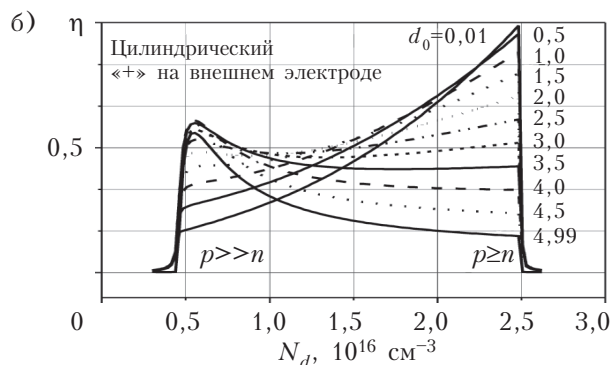
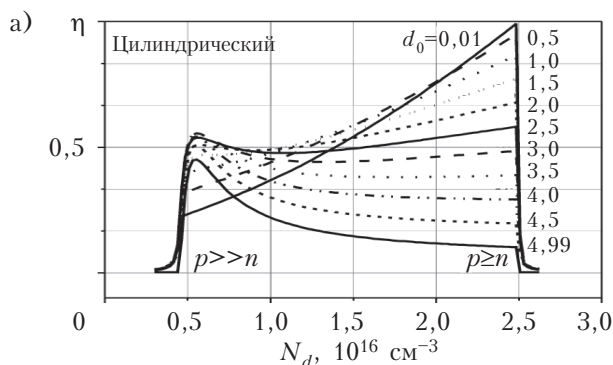


Рис. 4. Эффективность сбора зарядов, дрейфующих от точек с различной координатой d_0 , в зависимости от N_d в цилиндрическом (а, б) и сферическом (в, г) детекторах на основе $\text{Cd}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Te}$ в случае когда внешний электрод — коллектор дырок (а, в) или коллектор электронов (б, г)

η рассчитывались для электрического поля с $E=1000$ В/см, постоянного во всем объеме межэлектродного пространства. В случае цилиндрической конфигурации электродов поле изменялось в пределах 500—1000 В/см, а в случае сферической — в пределах 250—1000 В/см.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости η от концентрации легирующей примеси для носителей заряда, дрейфующих от точек с различной координатой d_0 между электродами плоской, цилиндрической и сферической конфигурации (расстояние d_0 отсчитывается от катода). Из анализа зависимостей видно, что для всех типов детекторов характерно следующее. В области, где концентрация дырок p намного превышает концентрацию электронов n ($p \gg n$), имеет место максимум η для зарядов, дрейфующих из точек, расположенных в прианодной половине межэлектродного промежутка ($2,5 \leq d_0 \leq 5$ мм). Этот максимум возникает из-за больших значений τ_p при $p \gg n$. Следует отметить также, что значение указанного максимума сильно зависит от концентрации дырочных ловушек.

Сбор зарядов, возникших в прикатодной половине ($0 \leq d_0 \leq 2,5$ мм), возрастает во всей полуизолирующей области с увеличением концентрации компенсирующего мелкого донора и достигает максимальной величины при $p \geq n$.

Для электродов различной конфигурации наибольшие значения η для зарядов, дрейфующих из точек с одинаковой координатой, наблюдается в плоском детекторе. У цилиндрического детектора значения η ниже, чем у плоского, а у сферического — самые низкие. Это объясняется тем, что в плоском детекторе на всем межэлектродном промежутке электрическое поле имеет предельную напряженность (1000 В/см). В цилиндрическом и сферическом детекторе поле E у электрода большего радиуса, соответственно, равно 500 и 250 В/см, достигая предельного значения только у электрода меньшего радиуса.

В области $p \geq n$ эффективность сбора зарядов приблизительно одинакова для всех детекторов. Сложный характер зависимостей $\eta(N_d)$ объясняется наличием в матрице глубоких центров H_1^+ , H^{2-} и V_{Cd}^{2-} , V_{Te}^+ — их зарядовое состояние изменяется по мере изменения положения уровня Ферми, который, в свою очередь, определяется изменением концентрации легирующей примеси (см. рис. 1, б). Изменение зарядового состояния глубоких центров влияет на процессы захвата ими свободных носителей заряда, дрейфующих между электродами детектора. Основную роль здесь играют дырочная ловушка H^{2-} и электронная ловушка H_1^+ , меньшее влияние оказывают вакансии теллура (V_{Te}^+) и вакансии кадмия (V_{Cd}^{2-}), хотя концентрация V_{Cd}^{2-} заметно влияет на величину максимума в области $p \gg n$. Большой разброс значений η при различных d_0 в области $p \geq n$ объясняется большой разницей в

подвижности электронов и дырок, дрейфующих с разных точек межэлектродного промежутка.

Более сильная зависимость η от N_d в матрице детекторов с цилиндрической и сферической формой электродов, а также опасность электрического пробоя вблизи электрода меньшего радиуса диктуют необходимость более тщательного контроля примесного состава материала детектора.

Благодаря большим значениям η в плоскопараллельном детекторе и простоте его изготовления можно отдать предпочтение ему, однако свои преимущества есть также у детекторов с цилиндрической и сферической конфигурацией электродов. Как видно из рис. 3 и 4, наибольшие значения η наблюдаются при $p \geq n$ для зарядов, движущихся из точек, расположенных в прикатодной области, что объясняется увеличенным временем жизни электронов в этом случае. В цилиндрических и сферических детекторах большая часть материала находится вблизи внешнего электрода. Если на внешний электрод подать положительный потенциал, увеличится эффективность сбора зарядов электронов, а при обратной полярности — дырок. Как уже отмечалось, на графике зависимости η от концентрации мелких доноров N_d имеет место ярко выраженный максимум (при $p \gg n$) для зарядов, дрейфующих из прианодной области. Для цилиндрических и сферических датчиков величина этого максимума больше, если внешний электрод заряжен положительно (см. рис. 4).

Все это подсказывает еще один путь увеличения η для рассмотренных типов детекторов. В прикатодную область межэлектродного промежутка можно поместить материал с $p \geq n$, а в прианодную — материал с $p \gg n$. Для это требуется всего лишь два разных материала, механически соединенных вместе. Расчеты показывают, что увеличение η при этом должно составить не менее 30%.

Таким образом, установлено, что эффективность сбора свободных носителей заряда главным образом зависит от состава детекторного материала и в некоторой степени — от конфигурации электродов детектора. По совокупности всех параметров привлекательными являются плоские детекторы на основе $Cd_{0,8}Zn_{0,2}Te$ и $Cd_{0,7}Zn_{0,3}Te$. Простой способ увеличения η состоит в использовании межэлектродного материала, состоящего из двух разных по примесному составу материалов. При этом для сферических и цилиндрических детекторов внешний электрод должен служить коллектором электронов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Абызов А. С., Ажажа В. М., Давыдов Л. Н. и др. Выбор полупроводникового материала для детекторов гамма-излучения // Технология и конструирование в электрон-

ной аппаратуре. — 2004. — № 3. — С. 3–6. [Abyzov A. S., Azhazha V. M., Davydov L. N. i dr. // Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature. 2004. N 3. P. 3]

2. Кондрик А. И. Моделирование детекторных свойств CdZnTe и параметров детекторов γ -излучения на его основе // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2004. — № 6. — С. 17–22. [Kondrik A. I. // Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature. — 2004. N 6. P. 17]

3. Castaldini A., Cavallini A., Fraboni B. Deep levels in CdTe and CdZnTe // Journal of Applied Physics. — 1998. — Vol. 83. — N 4. — P. 2121–2126.

4. Hofmann D. M., Stadler W., Christman P., Meyer B. K. Defects in CdTe and $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1996. — Vol. A 380. — P. 117–120.

5. Захарченко О. О. Моделивання дозиметричних властивостей детекторів гамма-випромінювання на основі високоомних напівпровідників. / Автореф. дис. канд. фіз.-мат. наук. — Харків. — ННЦ ХФТИ. — 2009. [Zakharchenko O. O. / Avtoref. dis. kand. fiz.-mat. nauk. Kharkiv. NNTs KhFTI. 2009]

Дата поступления рукописи
в редакцию 02.03 2012 г.

Kondrik A. I. **Charges collection efficiency in gamma-ray detectors with different electrodes configuration.**

Keywords: CdZnTe, charge collection, detectors, gamma radiation, simulation.

The dependence of the charge collection efficiency η in gamma-ray detectors based on CdZnTe on the impurity composition of the material has been investigated. Plane-parallel, cylindrical and spherical electrodes have been considered. A comparative analysis of η for detectors with electrodes of different shape has been carried out and the optimum composition of the material $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$ placed in the electrode gap has been determined.

Ukraine, NSC «Kharkov Institute of Physics and Technology».

Кондрік О. І. **Ефективність збору зарядів в датчиках γ -випромінювання з різною конфігурацією електродів.**

Ключові слова: CdZnTe, збір зарядів, детектори, гамма-випромінювання, моделювання.

Досліджено залежність ефективності збору зарядів η в детекторах гамма-випромінювання на основі CdZnTe від домішкового складу матеріалу. Розглянуто плоскопаралельні, циліндричні і сферичні електроди. Проведено порівняльний аналіз η для детекторів з різною формою електродів і визначено оптимальний склад матеріалу $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$, розміщеного в міжелектродному проміжку.

Україна, м. Харків, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».

РЕЦЕНЗЕНТЫ НОМЕРА

Баранов Валентин Владимирович, докт. техн. наук, профессор, Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск

Глушеченко Эдуард Николаевич, канд. техн. наук, начальник отдела, Научно-производственное предприятие "Сатурн", г. Киев

Иванов Владимир Николаевич, канд. техн. наук, начальник отдела, НИИ "Орион", г. Киев

Корбутяк Дмитрий Васильевич, докт. физ.-мат. наук, профессор, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАНУ, г. Киев

Коротеев Вадим Вячеславович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАНУ, г. Киев

Лузин Сергей Юрьевич, докт. техн. наук, старший научный сотрудник, ОАО "Авангард", г. Санкт-Петербург

Митягин Александр Юрьевич, докт. физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник, Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино Московской области

Томашик Василий Николаевич, докт. хим. наук, ученый секретарь, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАНУ, г. Киев

Цона Александр Иванович, канд. техн. наук, старший научный сотрудник, Харьковский национальный университет радиоэлектроники, г. Харьков

Шокало Владимир Михайлович, докт. техн. наук, профессор, Харьковский национального университета радиоэлектроники, г. Харьков