

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОХЛАЖДАЕМЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ Cd-Zn-Te

Мельников А. А.

*Московский государственный институт радиотехники,
электроники и автоматики (МИРЭА)*

Введение. В настоящее время для регистрации ионизирующих излучений широкое распространение получили полупроводниковые детекторы прямого преобразования на основе германия и кремния, а также в определенной степени на основе теллурида кадмия.

Детекторы на основе германия и кремния обладают прекрасными спектральнометрическими характеристиками:

высоким энергетическим разрешением (~ 1% при энергии ~ 10 кэВ и ~0.1% при энергии 1 Мэв);

высокой эффективностью (~100%);

высоким временным разрешением (~10⁻⁸ с).

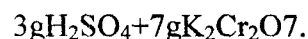
Однако, такие высокие показатели могут быть достигнуты лишь при охлаждении этих детекторов до температуры жидкого азота. Это создает определенные эксплуатационные трудности. Кроме того велики габариты и масса сложного криогенного оборудования, что ограничивает методические возможности и эффективность исследований при использовании таких детекторов.

Детекторы на основе теллурида кадмия, хотя и имеют несколько худшие характеристики, но могут работать при температурах, близкой к комнатной. Однако технология получения детекторного материала на основе теллурида кадмия достаточно сложна и не позволяет получить материал с необходимой воспроизводимостью параметров. Дальнейший прогресс в развитии высокотемпературных (неохлаждаемых) детекторов выразился в разработке НРВ технологии (eV Products) выращивания твердых растворов Cd-Zn-Te. На основе этого материала были созданы неохлаждаемые детекторы с достаточно высокими параметрами.

Однако, технология получения детекторного материала на основе Cd-Zn-Te также является весьма сложной и трудоемкой. Наши успехи в технологии выращивания монокристаллов Cd-Zn-Te позволили нам создать неохлаждаемые полупроводниковые детекторы на их основе. Результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод, что развитая модифицированная парофазная технология выращивания монокристаллов Cd-Zn-Te является альтернативной НРВ технологией получения высококачественного детекторного материала.

1. Изготовление макетов неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе Cd-Zn-Te. Для изготовления макетных образцов детекторов использовались монокристаллические блоки кристаллов Cd-Zn-Te, удельное электрическое сопротивление которых превышало 10⁸ Омсм при 300 К.

Из такого материала вырезались неориентированные прямоугольные параллелепипеды размерами 2.2×2.2×1.3 мм³. Все поверхности параллелепипеда механически шлифовались, затем полировались. После этого образцы обезжиривались в толуоле и химически полировались в травителе следящего состава:



После указанных технологических операций окончательные размеры кристалла детектора были 2.0×2.0×1.0 мм. На большие грани прямоугольного параллелепипеда наносился раствор золотохлористоводородной кислоты. Через несколько десятков секунд раствор с поверхности кристалла смывался деионизированной водой и слабым раствором азотной кислоты.

Затем кристалл промывался деионизированной водой и сушился.

Далее одна из поверхностей кристалла облуживалась индием и припаивалась к медному держателю. К другой золоченой поверхности кристалла также с помощью индия припаивалась медная проволочка.

2. Разработка устройства для регистрации рентгеновского и гамма-излучения с неохлаждаемым полупроводниковым детектором на основе Cd-Zn-Te. Нами разработан оригинальный блок детектирования, рассчитанный на работу с неохлаждаемым полупроводниковым детектором на основе Cd-Zn-Te. Блок детектирования состоит из герметичной капсулы, внутри которой размещен кристалл Cd-Zn-Te и первый каскад предусилителя. В качестве первого каскада усиления в предусилителе использован полевой транзистор, поскольку он обладает значительно лучшим отношением сигнала к шуму, чем другие полупроводниковые приборы. В состав блока детектирования также входят основные каскады предусилителя и механизм перемещения капсулы в направлении объекта исследования. Импульсы, поступающие с детектора, приводят к смещению рабочей точки полевого транзистора. С целью ее стабилизации использована обратная связь. В измерениях нами был использован предусилитель с импульсной обратной связью, который позволил улучшить энергетическое разрешение в среднем на 10% по сравнению с предусилителем с резистивной обратной связью. Это решение наиболее приемлемо с точки зрения вносимых шумов. В схеме импульсной оптической обратной связи обратной связи вообще нет, пока постоянное напряжение на выходе остается меньше определенного уровня. Этот уровень достигается в момент прохождения импульса через светодиода, излучение от которого попадает на затвор полевого транзистора и изменяет напряжение на затворе. Счетное устройство не функционирует в момент прохождения импульса обратной связи, а вход главного усилителя блокируется во избежание перегрузки.

Сигнал прошедший цепи формирования в главном усилителе поступает на вход многоканального анализатора. Для измерения амплитуд использовался аналого-цифровой преобразователь. Входные амплитуды для аналого-цифрового преобразователя соответствовали 0-10 В. Этот интервал может быть разделен на определенное число каналов. Для рентгеновского спектра, занимающего диапазон ~10 кЭв, достаточно иметь 512 каналов. Вывод информации осуществлялся на компьютер.

3. Исследование спектрометрических характеристик неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе Cd-Zn-Te. Спектрометрические характеристики неохлаждаемых детекторов ионизирующих излучений на основе Cd-Zn-Te зависят от нескольких параметров: напряжения смещения детектора, постоянных времени формирования основного усилителя и температуры детектора.

При низких напряжениях смещения может иметь место неполный сбор в чувствительной области детектора, что приводит к смещению пика характеристического излучения в сторону низких энергий, и в результате мы обнаружили ухудшение энергетического разрешения. При высоких напряжениях смещения детектора значительно возрастал ток утечки детектора, что приводило к увеличению электронного шума, и в конечном счете энергетическое разрешение также ухудшалось. Все измерения мы проводили при напряжении смещения 110-150 В.

Для разработанных нами детекторов установлено, что лучшие результаты по энергетическому разрешению получаются при более коротком времени формирования. Это явление мы связали с наличием ловушек (квазистационарных уровней) с большими временами жизни, на которые захватываются электроны проводимости. При малых постоянных времени формирования они не участвуют в формировании выходного сигнала, а при больших постоянных времени, происходит переход захваченных электронов в зону проводимости, что в ито-

ге создает высокоэнергетический хвост пика характеристического излучения.

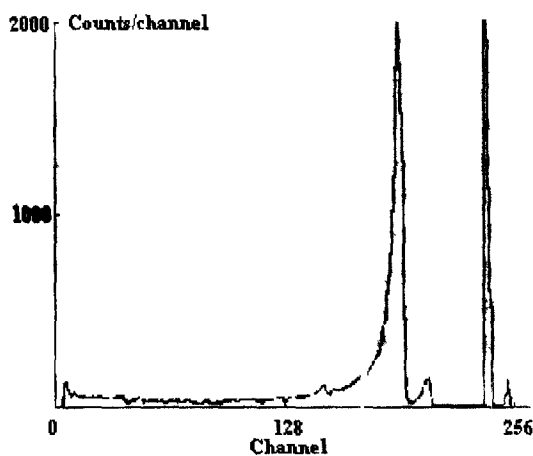
Все исследования характеристик проводились при температуре 293 К

Исследования характеристик неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе Cd-Zn-Te мы проводили с использованием стандартных источников α , рентгеновского и гамма излучений: ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{226}Ra .

Облучение α -частицами проводилось со стороны отрицательного электрода макета детектора

Нам удалось отобрать материал, который показывает принципиальную возможность создания на его основе эффективных радиационных детекторов.

На рис.1 представлен спектр ^{239}Pu , полученный с помощью макетного детектора, а также спектр, полученный с помощью эталонного Si-детектора.



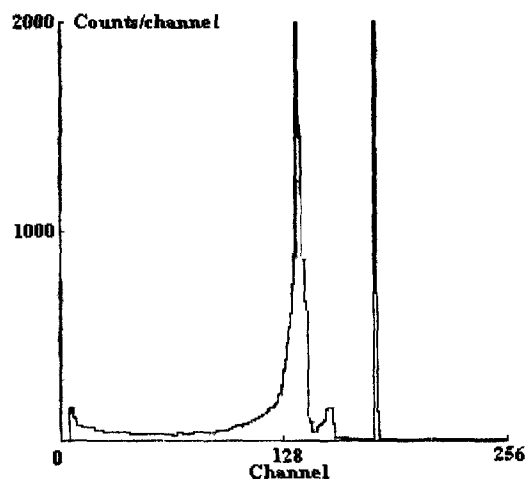
Р и с 1

На основании анализа формы импульса, формы и поглощения спектра и с учетом геометрических параметров ($W=1$ мм) детектора и условий проведения эксперимента ($V=150$ В) получены следующие характеристики материала и макета детектора:

$$\begin{aligned} \mu_e &= 220 \text{ см}^2/\text{В с}; \\ \chi &= 0.83; \\ \mu_e \tau_e &= 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}; \\ \tau_e &= 4.5 \cdot 10^{-7} \text{ с}. \end{aligned}$$

При этом энергетическое разрешение составило 120 кэВ (2.3%).

На рис.2 представлен спектр ^{239}Pu , полученный с помощью макетного детектора изготовленного методом скола.



Р и с 2

На этом образце получены наиболее высокие детекторные характеристики. Анализ полученных данных с учетом экспериментальных условий ($W=1$ мм, $V=110$ В) дает возможность оценить характеристики материала и макета прибора:

$$\begin{aligned} \mu_e &= 3.70 \text{ см}^2/\text{В с}, \\ \chi &= 0.947; \\ \mu_e \tau_e &= 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}; \\ \tau_e &= 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ с}. \end{aligned}$$

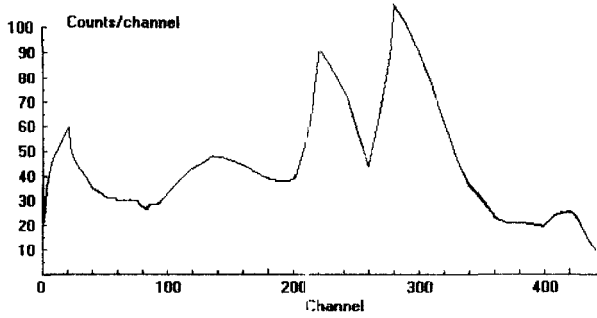
Энергетическое разрешение данного макета детектора составило 80 кэВ (1.5%).

Для сравнения на рис. 3 в более мелком энергетическом масштабе представлены спектры ^{239}Pu , полученные с помощью макета детектора и калиброванного генератора.

Отметим, что два последних макета детектора изготовлены из близкорасположенных областей одного материала, и ошутимое различие параметров, по-видимому, связано не с неоднородностью материала, а со специфическими особенностями изготовления макетов (резка, шлифовка, полировка в одном случае, скол – в другом).

Для рентгеновского излучения, как показали проведенные эксперименты, энергетическое разрешение на линии 17.8 кэВ составило 12% (рис.3).

На рисунке хорошо видны пики 17.8 и 14 кэВ, различим пик с энергией 26.4 кэВ.



Р и с . 3.

Из рисунка видно, что спектр захватывает диапазон до 30кэВ при дискретности 64 эВ на канал. В низкоэнергетической области спектра находится шумовой пик.

В целом данные измерения макетов детекторов показывают принципиальную возможность выращивания газопазным методом монокристаллов твердых растворов Cd-Zn-Te для создания на их основе детекторов ионизирующих излучений.

4. Исследование дозиметрических характеристик неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе Cd-Zn-Te. Рассмотрим полупроводниковый детектор толщиной l (см) и площадью S (см²) который облучается рентгеновским излучением с эффективной энергией E_x и мощностью экспозиционной дозы P (А/кг).

При приложении к детектору напряжения U_d в нем возникает ток i (темновым током пренебрегаем) Под действием облучения в 1 см³ полупроводника в 1 с образуется n_0 пар носителей заряда (электронов и дырок). За время жизни электрона τ_e (с) в объеме полупроводника V будет образовано $n_0 v \tau_e$ электронов. Обозначив $n_0 v$ через N_0 , получим, силу тока, создаваемого всеми образованными в объеме полупроводника электронами:

$$i_e = e N_0 \tau_e / T_e, \quad (2)$$

где: T_e - время пролета электрона, летящего со скоростью v_e между электродами,

$$T_e = d / v_e. \quad (3)$$

Аналогично для дырок ток

$$i_p = e N_0 \tau_p / T_p, \quad (4)$$

где: $T_p = d / v_p$ (5)

Суммарный ток, создаваемый электронами и дырками

$$i = i_e + i_p = e N_0 (\tau_e / T_e + \tau_p / T_p). \quad (6)$$

Если μ_e, μ_p - дрейфовая подвижность соответственно электронов и дырок, то

$$v_e = \mu_e U_d / d \text{ и } v_p = \mu_p U_d / d. \quad (7)$$

Подставив (2) и (4) в выражение (5), получаем $i = e N_0 U_d / d^2 (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p)$. (8)

Если I_0 - интенсивность падающего пучка излучения, соответствующая единице мощности дозы падающего излучения с эффективной энергией E_x , линейный коэффициент поглощения излучения веществом ν , энергия образования электрон-дырочной пары ϵ , то число образованных пар в детекторе с площадью поперечного сечения S и толщиной d при мощности дозы P будет равно

$$N_0 = I_0 [1 - \exp(-\nu d)] PS / \epsilon. \quad (9)$$

Подставляя выражение для N_0 в (6), получаем:

$$i = I_0 [1 - \exp(-\nu d)] PS e (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p) U_d / \epsilon d^2. \quad (10)$$

Выражая удельную фоточувствительность в амперах на единицу мощности в А/кг на единицу площади, имеем

$$i / PS = I_0 [1 - \exp(-\nu d)] e (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p) U_d / \epsilon d^2. \quad (11)$$

Подставляем численные значения: для эффективной энергии $E_x = 30$ кэВ, интенсивность падающего пучка $I_0 = 500$ эрг/(см² Р), линейный коэффициент поглощения излучения веществом $\nu = 32.7$ см⁻¹, для энергии $E_x = 60$ кэВ - соответственно $I_0 = 3000$ эрг/(см² Р), $\nu = 8.7$ см⁻¹.

Средняя энергия образования пары $\epsilon = 4.9$ эВ = $4.9 \cdot 10^{-12}$ эрг. Для детекторов, изготовленных из дырочного Cd-Zn-Te с экспериментально измеренным произведением дрейфовой подвижности на время жизни

$$\mu_e \tau_e = 10^{-4} \text{ и } \mu_e \tau_e \gg \mu_p \tau_p,$$

расчет удельной фоточувствительности при $E_x = 30$ кэВ, толщине $d = 0.7$ мм и $U_d = 150$ В дает величину

$$i / (PS) = 749 \text{ nA R}^{-1} \text{ min cm}^{-2}.$$

При переходе к энергии $E_x = 60$ кэВ расчет удельной фоточувствительности дает величину $i / (PS) = 2284 \text{ nA R}^{-1} \text{ min cm}^{-2}$.

Расчетные значения удельной фоточувствительности находятся в хорошем соответствии со средними значениями экспериментальных данных.

Библиографический список

1. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю. К. Акимов, Ю. В. Игнатьев, А. И. Калинин, В. Ф. Кушнирук. - М. : Энергоатомиздат, 1989. - 344 с.
2. R. Polichar, R. Schirato, and J. Reed, **Development of CdZnTe Energy Selective Arrays for Industrial and Medical Radiation Imaging.** Nucl. Instrum. Meth. A353 (1994) pp. 349-355.
3. R. Sudharsanan, K. B. Parnham, and N. H. Karam, **Cadmium Zinc Telluride Detects Gamma Rays,** Laser Focus World, June (1996) pp. 199-204.
4. A. A. Melnikov, N. A. Kulchitsky, and V. T. Khryapov, **Optimization Methods in Semiconductor Material Technology.** Editor A. A. Melnikov, published by All-Union Institute Interbranch, Moscow (1995) 64 pp.
5. A. A. Melnikov, A. S. Sigov, and K. A. Vorotilov, **Modeling of Thermal Fields in Multilayer Semiconductor Structures,** Materials Research Society (Spring Miting, San Francisco, 1996) W41.1.
6. A. A. Melnikov, A. S. Sigov et al. **New techniques of CdZnTe monocrystals growing for room temperature gamma-ray detectors.** Materials Research Society (Fall Miting, Boston, 1997).
7. A. A. Melnikov, K. A. Vorotilov, et al. **Room-temperature CdZnTe gamma-ray detectors.** Materials Research Society (Fall Miting, Boston, 1997).

УДК 539.26

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПЛЕНКАХ СЕРЕБРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ГЕЛИЯ

Н. В. Камышанченко, И. С. Мартынов,
Белгородский государственный университет
Н. Н. Матюшенко, И. М. Неклюдов, В. Ф. Рыбалко
ИНЦ Харьковский физико-технический институт

Согласно справочникам [1, 2], чистое серебро имеет ГЦК решетку и полиморфизмом не обладает. Однако, в работе [3,4,5] рядом авторов сообщалось о наблюдении гексагональной фазы в тонких пленках серебра, полученных испарением и конденсацией в вакууме [3, 5]. В работе [6] в качестве доказательства существования гексагонального серебра авторы используют экстра-рефлексы, наблюдавшиеся в электронограммах. Но в работах [7, 8] наличие экстра-рефлексов авторы объяснили особенностями дифракции от двойниковых границ. Это существенно осложнило решение вопроса о существовании гексагональной решетки серебра. Тем не менее, несколько позже, в работе [9] было получено доказательство присутствия гексагональной фазы в самородном серебре, содержавшем малые примеси Cu, Fe, Cr, Ni. Авторы [9] показали, что слабые рефлексы в электронограммах обусловлены не дефектами упаковки кубической решетки, а наличи-

ем независимой гексагональной фазы с укладкой атомов (АВАСА, $P6_3mc$; $a=0,28$ нм, $c=1,0$ нм и еще АВА, $a=0,29$ нм, $c=4,8$ нм). При этом предполагалось, что присутствие вышеупомянутых примесей служило стабилизирующим фактором для нестабильной гексагональной фазы.

Вопрос о гексагональной фазе серебра в тонких пленках, не содержащих сколько-нибудь заметного количества примесей, нуждается в дополнительном изучении. Кроме того, в случае подтверждения образования такой фазы желательно выяснить ее возможное влияние на поведение пленок при облучении их ионами инертных газов.

Благодаря исследованиям, выполненным в последние годы, сейчас уже твердо установлено, что бомбардировка тонких пленок переходных металлов ионами инертных газов не приводит к возникновению нестабильных радиационно-индуцированных фаз, если пленки не загрязнены примесями [10]. В то же