

ХАРАКТЕРИСТИКИ АЛМАЗНЫХ ДЕТЕКТОРОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Natural diamond detector characteristics for spectrometric measurements of soft X-ray and low energy γ -range have been studied. Calculated and experimental soft X-ray and low energy γ -radiation spectra have been shown.

Природный алмаз, благодаря таким свойствам, как радиационная и химическая стойкость, высокая теплопроводность, электрическая прочность и тканезвивалентность (атомный номер алмаза $z=6$ близок к среднему атомному номеру живой ткани), весьма перспективен в качестве материала для детекторов излучений и имеет в некоторых областях применения ряд преимуществ перед полупроводниковыми детекторами из Ge, Si и др. Простейший алмазный детектор (АД) представляет собой пластину кристалла алмаза толщиной 0,1–0,3 мм, снабженную специальной контактной системой (рис.1) [1,2]. Исследования показали, что токовые и тепловые шумы АД при $T \cong 300\text{K}$ незначительны и обычно много меньше уровня шумов предусилителя.

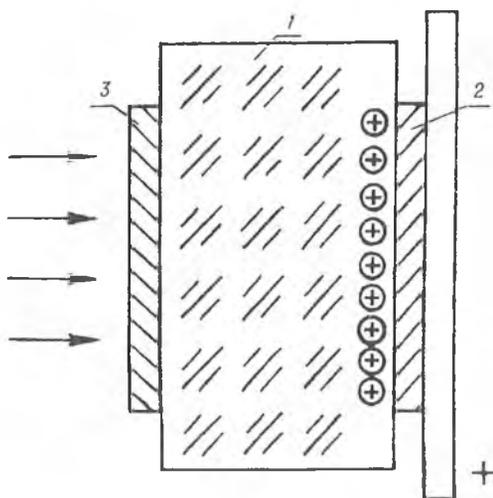


Рис. 1. Конструкция алмазного детектора:

1 – пластина кристалла алмаза, 2 – инжектирующий контакт, 3 – запирающий элемент

В настоящей работе приведены результаты исследования ожидаемых характеристик детекторов, изготавливаемых на основе природного алмаза IIa типа, для спектрометрических измерений в мягком рентгеновском и низкоэнергетическом γ -диапазоне. В качестве основных анализируемых параметров АД рассматривались: эффективность регистрации квантов электромагнитного излучения в интервале 1–100 кэВ; эффективность сбора носителей электрического заряда в рабочем объеме АД при облучении рентгеновскими и γ -квантами; энергетическое разрешение детекторов.

В области энергии электромагнитного излучения до нескольких МэВ, к которой относятся кванты ХРИ и γ -кванты изотопных и реакторных источников, основными процессами взаимодействия с веществом являются: фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и образование электронно-позитронных пар. Для энергий до 40 кэВ в углеродных материалах основную роль играет фотоэлектрический эффект. При оценке эффективности энергетического взаимодействия рентгеновских и γ -квантов с кристаллами алмаза (эффективности регистрации) можно использовать коэффициент электронного преобразования $\alpha_{эл}$, который приблизительно равен полному α за вычетом вклада комптоновского рассеяния. Обозначив размеры рабочей области детектора в направлении падения рентгеновских и γ -квантов d , можно рассчитать эффективность электронного преобразования по формуле:

$$f = 1 - \exp(-\alpha_{\text{эл}} \cdot d). \quad (1)$$

Результаты расчета данной зависимости приведены в таблице.

Эффективность преобразования, %

E, кэВ	d, мм			
	0,1	0,3	1,0	4,0
1	100	100	100	100
5	100	100	100	100
10	63	95	99	100
30	9,5	26	63	98
60	2,0	5,8	18	55
100	0,1	0,3	1	3,9

На основании анализа приведенных данных можно сделать вывод, что при необходимости регистрации рентгеновских и γ -квантов с эффективностью, близкой к 100 %, АД с размерами рабочей области до 1 мм следует применять лишь в случае, когда область энергий квантов находится в пределах 10–15 кэВ. Для регистрации квантов больших энергий с эффективностью, близкой к 100 %, необходимо увеличивать размеры рабочей области АД до сантиметра и более, что сопряжено с экспоненциальным ростом стоимости используемых кристаллов, а также рядом физических ограничений, которые рассматриваются ниже.

Известно, что неполное собирание генерируемых носителей заряда, обусловленное рекомбинацией электрон-дырочных пар и захватом носителей примесными и дефектными центрами в рабочем объеме детектора, является одной из причин снижения разрешающей способности [3,4]. При анализе требований к размерам рабочей области АД, работающих с полным собиранием заряда и обладающих высоким энергетическим разрешением, должно выполняться условие:

$$d < \lambda \equiv \mu \tau E, \quad (2)$$

где λ – эффективная длина пробега носителей до момента захвата, μ и τ – подвижность и время жизни соответственно, E – напряженность электрического поля.

Используя предельное значение скорости дрейфа носителей электрического заряда в кристаллах алмаза IIa типа ($1,5 \times 10^8$ см/с), можно оценить оптимальную толщину АД, работающих с полным собиранием заряда. Для характерного времени жизни неравновесных носителей 10^{-8} – 10^{-9} с она ограничена интервалом 0,1–1 мм. Оценки, проводимые таким образом [5,6], являются достаточно приблизительными. Они упускают особенности поглощения ионизирующих излучений разного типа в рабочем объеме детектора, не учитывают возможных отличий в сечениях захвата ловушками электронов и дырок и в конечном итоге не отвечают на вопрос, какова же реальная эффективность собирания заряда при данных размерах рабочей области АД.

Эффективность сбора носителей заряда в алмазных детекторах $\eta(x)$ может быть рассчитана с помощью выражения, полученного в [7]:

$$\eta(x) = \left(\frac{\lambda_n}{d}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda_n}\right)\right] + \left(\frac{\lambda_p}{d}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{d-x}{\lambda_p}\right)\right], \quad (3)$$

где $\lambda_{n,p}$ – длина пробега электронов и дырок захвата.

Учитывая, что в типичных кристаллах алмаза IIa типа, в полях с напряженностью более 10^4 В/см значения λ_n и λ_p приблизительно равны и составляют при комнатной температуре 0,6–0,9 мм, эффективность собирания заряда на электродах приближается к 100 % при характерных размерах рабочей области детектора 0,1–0,2 мм. В этом случае график $\eta(x)$ представляет собой симметричную кривую, ветви которой направлены вниз. Ее максимум расположен точно в положении $x=d/2$. В полях с напряженностью менее 10^3 В/см значения λ_n и λ_p для алмаза не превышают 100 мкм и уменьшаются с увеличением темпера-

туры от 200 К до 500 К почти на порядок, что также должно приводить к снижению эффективности собирания носителей. Для полей с $E=10$ В/см значения η в АД с теми же размерами рабочей области не будут превышать 30–40%. Для обеспечения стабильной работы АД в широком интервале температур необходимо использовать электрические поля с напряженностью не менее 10 В/см. На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что эффективность собирания носителей заряда АД при размерах рабочей области 0,2–0,4 мм должна находиться на уровне 70–80%, значительно падая при дальнейшем ее увеличении. Для улучшения указанного параметра необходим отбор кристаллов алмаза с временем жизни носителей более 10^{-8} с.

Форма амплитудного спектра полупроводниковых детекторов и их энергетическое разрешение определяются статистическими процессами поглощения излучения, рождения и сбора носителей заряда и генерацией шумов. Зная парциальные вклады каждого механизма в уширение амплитудного сигнала, разрешение детектора можно оценить по формуле:

$$\Delta E = \left(\Delta E_n^2 + \Delta E_{\text{зах}}^2 + \Delta E_{\text{ш}}^2 \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ΔE_n – энергетическое разрешение, связанное с числом создаваемых электрон-дырочных пар в детекторе; $\Delta E_{\text{зах}}$ – энергетическое уширение, обусловленное захватом на ловушки; $\Delta E_{\text{ш}}$ – энергетическое уширение, связанное с электронными шумами в детекторе и аппаратуре.

При исследовании энергетического разрешения для построения энергетического спектра был использован подход, предложенный в [8]:

$$A(E, E_0, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(F + \sigma^2(x))E_0\varepsilon}} \exp \left[-\frac{(E - \eta(x)E_0)^2}{2(F + \sigma^2(x))E_0\varepsilon} \right], \quad (5)$$

где $\eta(x)$ – средняя эффективность собирания заряда отдельной электрон-дырочной пары, возникшей в точке x ; $\sigma(x)$ – дисперсия распределения собранного заряда, E_0, E – энергия падающего излучения и энергия поглощенного излучения, ε – средняя энергия, требуемая для создания электрон-дырочной пары, F – фактор Фано.

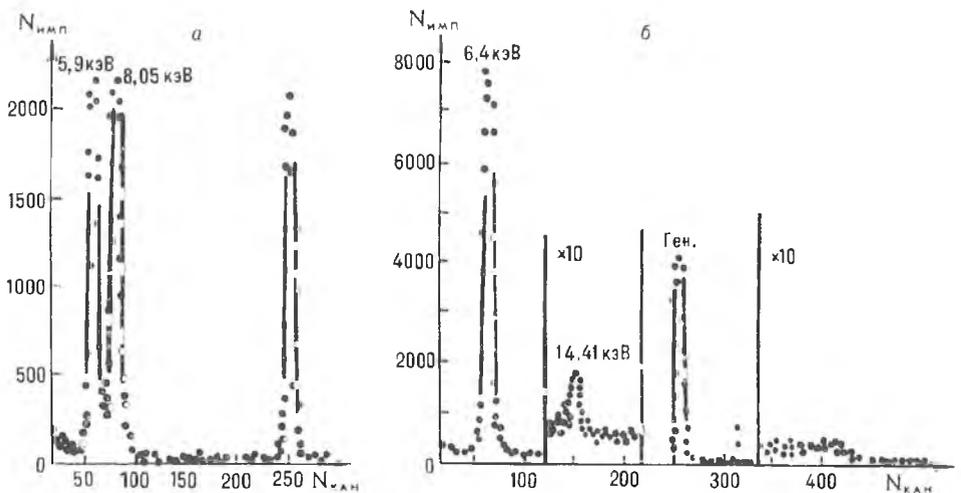


Рис.2. Спектры мягкого рентгеновского излучения источников ^{55}Fe и ^{65}Zn (а) и низкэнергетического γ -излучения источника ^{57}Co (б), измеренные с помощью АД при комнатной температуре [9]

Для оценки разрешения АД в спектроскопии мягкого рентгеновского излучения были рассчитаны значения $E_{1/2}$ при облучении рентгеновскими квантами с

энергией 5,9 кэВ от источника ^{55}Fe и низкоэнергетическими γ -квантами от источника ^{57}Co с энергией 6,4 кэВ и сопоставлены с экспериментом:

$$\Delta E_{1/2}^{\text{теор}} = \left(\Delta E_n^2 + \Delta E_{\text{м.к.}}^2 \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\Delta E_{1/2}^{\text{эксп}} = \left(\Delta E_{\text{изм}}^2 + \Delta E_{\text{и.к.}}^2 \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Для энергий 5,9 кэВ значения $\Delta E^{\text{теор}}$ и $\Delta E^{\text{эксп}}$ равны 294 эВ и 420 эВ соответственно. Для энергии 6,4 кэВ $\Delta E^{\text{теор}}$ составило 305 эВ, а $\Delta E^{\text{эксп}}$ не изменилось. Полученные данные указывают, что предсказываемое теорией энергетическое разрешение АД несколько выше экспериментально наблюдаемого значения, что может быть обусловлено невысоким качеством использованного для создания АД кристалла. Рассчитанные и экспериментальные спектры приведены на рис. 2 и 3.

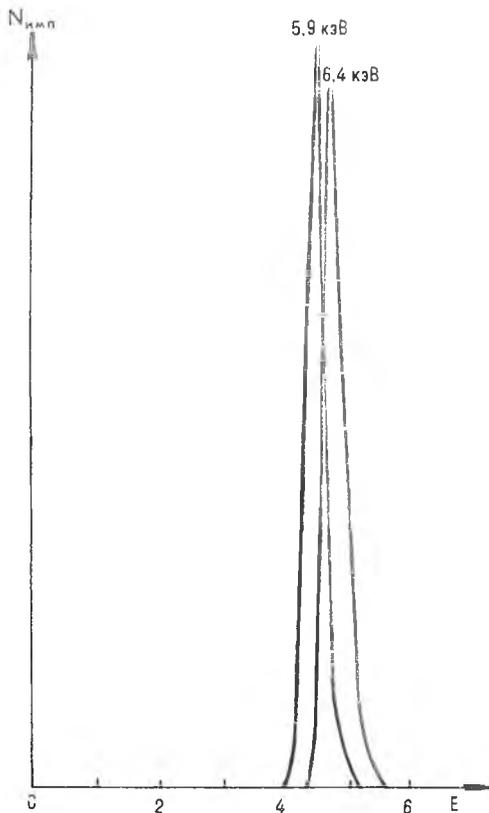


Рис.3. Рассчитанные спектры мягкого рентгеновского и низкоэнергетического γ -излучения

Как следует из приведенных результатов, детекторы на основе природного алмаза обладают достаточно хорошим энергетическим разрешением при комнатной температуре и могут успешно использоваться для спектрометрии низкоэнергетического рентгеновского и гамма-излучения.

1. А.С.№224697. Способ изготовления алмазных детекторов ядерных излучений / Козлов С.Ф., Конорова Е.А. // БИ. 1968. №26. С.1.
2. Конорова Е. А., Козлов С. Ф. // ФТП. 1970. Т.4. Вып.10. С.1865.
3. Аркадьев Е. Н. и др. // Докл. АЕ СССР. 1975. Т.221. №1. С.77.
4. Катков В. П., Купман А. Н., Токар П. М. // ФТП. 1973. Т.7. Вып.12. С.364.
5. Конорова Е. А. и др. Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников. Л., 1980. С.250.
6. Хрунов В. С., Кукушкин В. Н. и др. // Измер. техника. 1988. №6. С.47.
7. McMath T. A., Martini M. // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. 1970. V.86. №4. P.352.

УДК 548.55

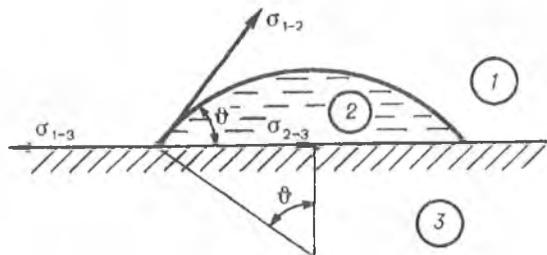
Л.О. МЕЛЕШКО

ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ АЛМАЗА В ОБЛАСТИ ЕГО МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ

Theoretical analysis of the heterogeneous nucleation centers formation at strong, average and weak inter-action of a base with a precipitate was made. On the basis of the analysis results and formation works of the two-dimensional nucleation centres calculations it was made the conclusion that at the small oversaturations the structure inhomogeneity has a control effect on the diamond crystal growth. Two-dimensional nucleation centres formation has a control effect on that at the high oversaturations.

В работе [1] показано, что в области малых пересыщений, при которых на практике осуществляется синтез эпитаксиальных алмазных пленок из газовой фазы, работа гомогенного зародышеобразования необычайно велика, а вероятность их возникновения ничтожно мала. Это обуславливается большой поверхностной энергией граней кристалла алмаза. Увеличить скорость образования зародышей можно посредством введения твердой подложки, поскольку поверхностная энергия кристалла по отношению к пару обычно больше, чем на фазовой границе кристалл – твердая подложка. Поэтому присутствие твердой подложки, на которой происходит наращивание пленки, в ряде случаев позволяет существенно уменьшить работу образования зародышей новой фазы по сравнению с гомогенным зародышеобразованием.

В настоящей работе представлены результаты теоретических исследований, проведенных с целью выяснения роли твердой подложки в формировании алмазной пленки на начальной стадии фазового превращения. Глубокое понимание этих процессов поможет осуществлять направленное регулирование синтеза и получать алмазные пленки различных структур и свойств.



Схематическое изображение куполообразного зародыша

Наиболее вероятной формой первичного зародыша является сфера, поскольку из всех возможных форм для данного объема она обладает наименьшей свободной энергией. При наличии твердой подложки этому условию удовлетворяет шаровой сегмент – подобие куполообразной капельки, находящейся на поверхности твердой фазы, граничащей с парообразной фазой (рисунок). В этом случае изменение термодинамического потенциала ΔZ_{zm} системы при возникновении зародыша новой фазы B в объеме старой A на поверхности твердой подложки может быть представлено выражением

$$\Delta Z_{zm} = n_3(\mu_B - \mu_A) + S_1\sigma_{1-2} + S_2(\sigma_{2-3} - \sigma_{1-3}), \quad (1)$$

где n_3 – число частиц в зародыше новой фазы; μ_B, μ_A – химические потенциалы новой и старой фаз соответственно; $S_1=2\rho\vartheta^2(1-\cos\vartheta)$ – внешняя поверхность шарового сегмента; $S_2=\pi r^2\sin^2\vartheta$ – площадь соприкосновения сегмента с твердой подложкой; ϑ – краевой угол; $\sigma_{1-2}, \sigma_{1-3}, \sigma_{2-3}$ – поверхностное натяжение на грани-