



## ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРИБОРОВ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

КОПОТЬ М.А.

Рассматриваются вопросы выбора аналитического выражения для моделирования процессов вторично-эмиссионного размножения. Показывается, что они не учитывают упругоотраженных электронов в низкоэнергетической части спектра бомбардирующих катод электронов, и их энергетический спектр существенно отличается в конструкциях с основными термокатодом и холодным вторично-эмиссионным катодом.

### Введение

Процессы вторично-эмиссионного размножения определяют работу приборов, использующих холодные катоды. Магнетроны такой конструкции появились гораздо позже классических, использующих термокатод. В таких приборах имеется дополнительный катод, как правило, термоэмиссионный, для инжектирования в рабочее пространство электронов. Процесс размножения и создания втулки пространственного заряда происходит за счёт основного вторично-эмиссионного катода. По сути он работает как умножитель частиц. В связи с тем, что долговечность приборов с холодными катодами выше, чем приборов с термокатадами, в последнее время наметилась тенденция перехода к использованию холодных катодов. Поэтому вопрос моделирования процесса вторичной эмиссии остаётся достаточно важной и актуальной задачей.

Целью исследования является выяснить применимость существующих выражений для вычисления коэффициента вторичной эмиссии на примере моделирования приборов магнетронного типа различных конструкций. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи: сравнить результаты, получаемые по различным выражениям, для расчёта коэффициента вторичной эмиссии (КВЭ) и применительно к магнетронам рассчитать спектры бомбардировки.

### 1. Постановка и особенности задачи

Классическая кривая коэффициента вторичной эмиссии изображена на рис. 1 и характеризуется такими основными понятиями:

- первый и второй критический потенциал;
- максимальное значение КВЭ и соответствующее ему значение энергии.

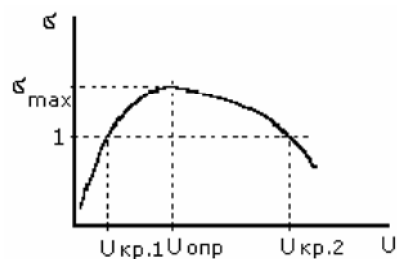


Рис.1

У всех чистых металлов, как правило, максимальный коэффициент вторичной эмиссии не достигает значения 2, а первый и второй критический потенциалы соответственно лежат в пределах 150-300 и 1000-3500эВ [1]. В магнетронных генераторах в качестве вторично-эмиссионных катодов чистые металлы используются крайне редко (по изложенным выше причинам), так как эти энергии соответствуют достаточно высоким энергиям бомбардировки катода.

К последним зарубежным теоретическим работам можно отнести работы J.Rodney, M.Vaughan [2,3]. В [2] проведен анализ существующих подходов и предложена новая эмпирическая формула, а в [3] уточнены значения коэффициентов k. Предложенная формула выглядит следующим образом:

$$\delta(\theta) = \delta_{\max}(\theta)(ve^{1-v})^k, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол бомбардировки катода;  $\delta_{\max}(\theta)$  – максимальный КВЭ при бомбардировке под углом к поверхности, определяется по формуле:

$$\delta_{\max}(\theta) = \delta_{\max\perp}(1 + k_{\delta\theta}\theta^2/2\pi), \quad (2)$$

здесь  $k_{\delta\theta}$  – коэффициент, характеризующий величину изменения КВЭ от угла бомбардировки данного материала катода;  $\delta_{\max\perp}$  – максимальный КВЭ при перпендикулярной бомбардировке.

Зависимость изменения энергии бомбардировки, соответствующей максимальному КВЭ, от угла бомбардировки определяется по формуле:

$$V_{\max}(\theta) = V_{\max\perp}(1 + k_{sv}\theta^2/2\pi), \quad (3)$$

где  $V_{\max}(\theta)$  – энергия, соответствующая максимальному КВЭ при наклонной бомбардировке;  $V_{\max\perp}$  – энергия, соответствующая максимальному КВЭ при перпендикулярной бомбардировке;  $k_{sv}$  – коэффициент, характеризующий величину изменения энергии, соответствующей максимальному КВЭ, от угла бомбардировки данного материала катода.

Оставшиеся коэффициенты из (1) определяются следующим образом:

$$v = \frac{V_i - V_0}{V_{\max}(\theta) - V_0},$$

где  $V_0$  – значение, равное 12,5;  $V_i$  – текущее значение энергии бомбардировки,

$$k=k_1=0.56, \text{ если } v < 1, \\ k=k_2=0.25, \text{ если } 1 < v \leq 3.6.$$

В случае если  $v > 3.6$ , то согласно [2] формула принимает вид:

$$\frac{\delta(\theta)}{\delta_{\max}(\theta)} = 1.125/v^{0.35}. \quad (4)$$

В статьях, однако, не сказано, из каких соображений величина  $V_0$  принимается 12,5. Коэффициенты  $k_{\delta 0}$  и  $k_{sv}$ , исходя из [2], лежат в пределах от 0 до 2. В случае, когда имеются экспериментальные данные, значения этих коэффициентов легко определяются из (2),(3).

Из отечественных работ, посвященных этому вопросу, эмпирические формулы приводятся в [4,5]. Наиболее часто употребляема формула [4]. Согласно этой формуле, которая применялась для амплитронов, зависимость КВЭ от угла выглядит следующим образом:

$$\sigma = \sigma_{\perp} K_{60}^{2(1-\cos\theta)}, \quad (5)$$

где  $K_{60} = \frac{\sigma(60^\circ)}{\sigma_{\perp}}$  – отношение максимальных значений КВЭ;

$$\sigma_{\perp} = 1.57 \sigma_{\max} \left( \frac{E_p}{E_{p\max}} \right)^{0.55} e^{-0.45 \frac{E_p}{E_{p\max}}}, \quad (6)$$

здесь  $\frac{E_p}{E_{p\max}}$  – отношение текущей энергии к энергии, соответствующей максимальному КВЭ.

Угол падения частицы  $\varphi$  определяется как угол между результирующим вектором (вектором  $V_r$  и  $V_f$  в двухмерном случае и  $V_r, V_f, V_z$  в трехмерном) и нормалью к поверхности (рис.2). Исходя из рис.2 формула определения угла будет выглядеть следующим образом:

$$\varphi = 90^\circ - \arccos\left(\frac{\sqrt{V_f^2 + V_z^2}}{\sqrt{V_f^2 + V_z^2 + V_r^2}}\right), \quad (7)$$

где  $V_r, V_f, V_z$  – соответствующие значения скоростей.

Понятно, что  $V_z$  может принимать как положительное, так и отрицательное значение, т.е. направления скорости частиц могут быть противоположными, однако на величину угла бомбардировки это не влияет.

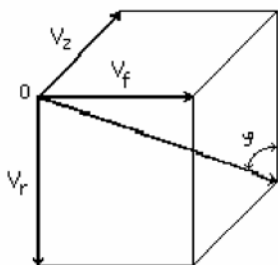


Рис. 2

## 2. Результаты расчетов

Используя формулы (1) и (5), рассчитаем вторично-эмиссионную кривую для катода из *Pd-Ba* на участке до 250эВ при различных углах бомбардировки катода. Как следует из [1-5], вторично-эмиссионная кривая сильно зависит от угла падения электрона на поверхность. Учёт угла падения ведёт к снижению первого критического потенциала. Кривые этих зависимостей приведены на рис.3.

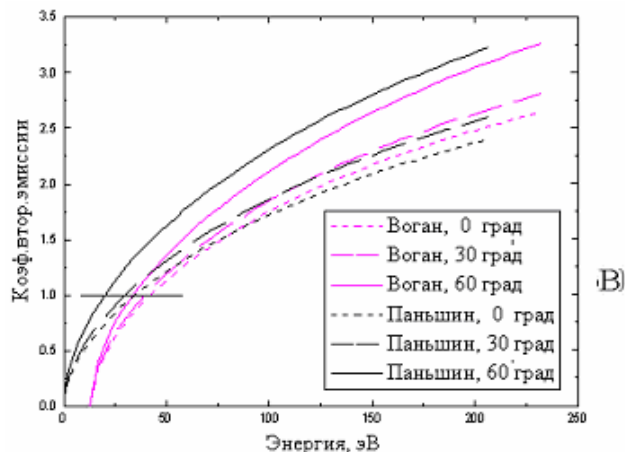


Рис.3

Как видно из графиков, значение первого критического потенциала по Паньшину несколько занижено по сравнению со значениями, полученными по формуле Вогана, что, несомненно, будет приводить к более быстрому размножению электронов. Это различие составляет (при перпендикулярной бомбардировке) 8эВ, а при бомбардировке под углом в 60 градусов - 14эВ. Следует заметить, что формула Паньшина применима от нулевого значения энергии бомбардировки, в то время как формула Вогана работает с 12,5эВ. Некая постоянная разница в значениях КВЭ, составляющая чуть более 0,2, заметна при больших углах бомбардировки, т.е. формула Паньшина даёт большие значения. При меньших углах эта разница практически не существенна. Таким образом, при моделировании применение формулы Паньшина создаёт более «облегчённые» условия для вторично-эмиссионного размножения.

Максимальное значение коэффициент упругого отражения достигает у металлов величины порядка 0,1 – 0,4 в низкоэнергетической части спектра (2-6 эВ). После прохождения через ряд понижающихся максимумов при дальнейшем увеличении энергии падения этот коэффициент существенно уменьшается. При энергии падения порядка сотен и выше вольт он не превышает 2-3% [6]. Благодаря этому обстоятельству вторично-эмиссионная кривая примет вид, изображенный на рис. 4. Таким образом, становится очевидно, что в существующих формулах данное явление не учитывается. А это ведёт к тому, что при моделировании процессов вторично-эмиссионного размножения (при малых энергиях бомбардировки) частицы изымаются из рассмотрения, и втулка «обедняется», в то

время как третья часть таких частиц должна рассматриваться далее, так как они, упруго отразившись, останутся в пространстве взаимодействия.

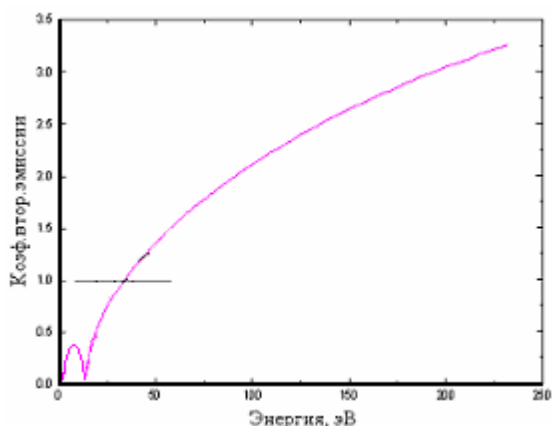
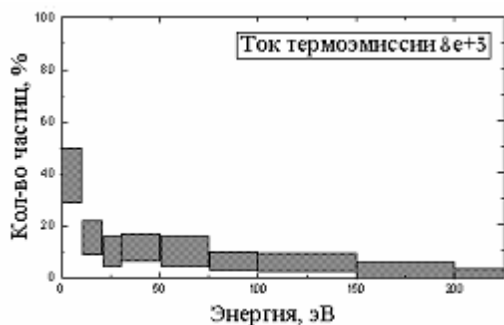
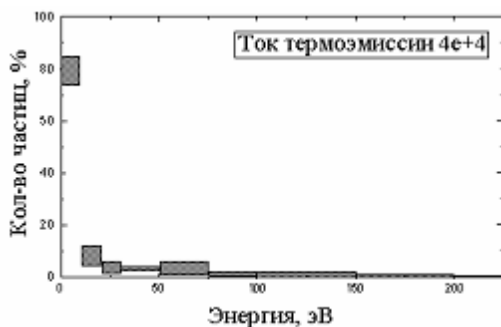


Рис.4

Рассмотрим распределение энергий бомбардировки катода печного магнетрона, находящегося в рабочем режиме. При этом воспользуемся трехмерной моделью магнетрона М-152 (с термокатодом). Распределение частиц по энергиям бомбардировки катода для различных плотностей тока термоэмиссии имеет вид, изображенный на рис. 5.



а



б

Рис.5

На рис. 5,а приведено распределение энергий бомбардировки катода при минимальном термотоке (при котором прибор проходит генерацию). На рис.5,б это значение практически вчетверо больше. При повышении плотности термотока доля низкоэнергетических частиц возрастает и соответственно уменьшается ко-

личество высокоэнергетических частиц. Это можно объяснить следующим образом: при повышенном значении термотока около катода создается большая плотность заряда, что уменьшает величину энергии частицы, подлетающей к катоду, так как этой частице необходимо преодолеть поле объёмного заряда, создаваемое этим количеством частиц. Максимально возможной энергией бомбардировки будут обладать частицы, в случае меньшей плотности заряда, в прикатодной области, т.е. при минимальном значении величины термотока.

Достаточно интересным является вопрос об энергии (скорости) вылета вторично-эмиссионных электронов. На рис.6 изображен дифференциальный энергетический спектр вторичных электронов [7], т.е. зависимость числа вторичных электронов с данной энергией от величины энергии вторичных электронов  $E_2$  при значении энергии первичных электронов, равном 150 эВ. Таким образом, в потоке электронов, идущих от поверхности катода, можно выделить электроны трёх групп: истинно вторичные, неупругоотраженные и упругоотраженные электроны.

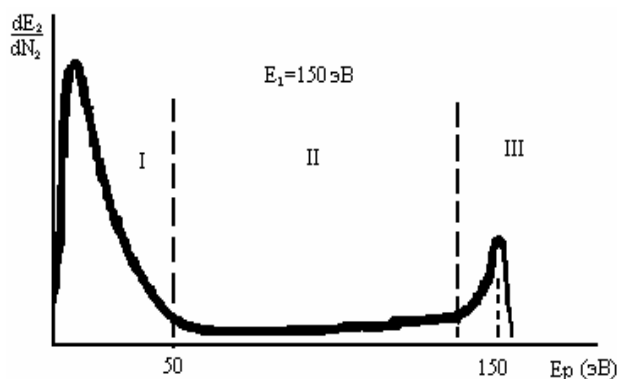


Рис.6

Разделение вторичных электронов на три указанные группы производится на основании анализа распределения вторичных электронов по энергиям. Наибольшее число в потоке вторичных электронов обычно составляют истинно вторичные электроны, которым соответствует пик в области малых энергий энергетического спектра (область I); неупругоотраженным электронам соответствует область II энергетического спектра; и, наконец, узкий пик в правой части спектра, соответствующий энергии первичных электронов  $E_p$ , обусловлен упругим отражением первичных электронов (область III). Следует отметить, что физической границы между областями I и II энергетического спектра не существует, поскольку невозможно разделить истинно вторичные электроны, покидающие поверхность с достаточно высокими энергиями, и неупругоотраженные электроны с такими же энергиями. В качестве границы между областями I и II условно принята энергия 50 эВ.

Рассмотрим распределение частиц по энергиям бомбардировки в магнетроне с холодным вторично-эмиссионным катодом. Инжекция начальных (первичных) электронов происходит с бокового термокатада. В настоящий момент, как правило, в качестве вторично-эмиссионных материалов используют *Pt-Ba* и *Pd-Ba* [8]. Расчёты проводились для 8-мм прибора. Данные для расчёта взяты из [9]. Шаг решения выбран равным 1/40 длительности ВЧ периода сигнала. В установленном режиме (рабочее напряжение 12600 В), при коэффициенте укрупнения  $2e+6$  распределение количества крупных частиц в пространстве взаимодействия имеет вид (рис.7). Из рис.7 видно, что среднее количество частиц, бомбардирующих катод, составляет 50-55 (кривая 2), оседающих на анод – 5-8 (кривая 3), что соответственно составляет 0.2% и 0.02% от общего количества частиц.

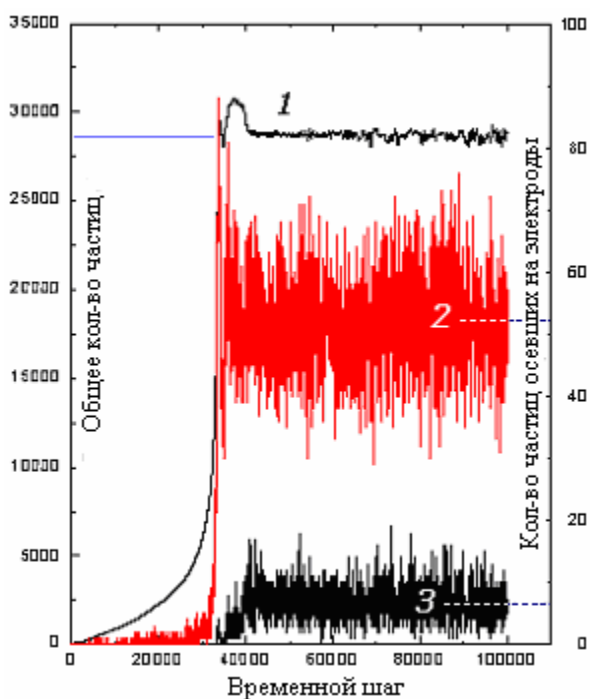


Рис. 7

Распределение частиц по энергиям в рамках усреднённой кривой 2 представлено на рис. 8. Границы каждой составляющей указаны в процентах к среднему количеству частиц, бомбардирующих катод.

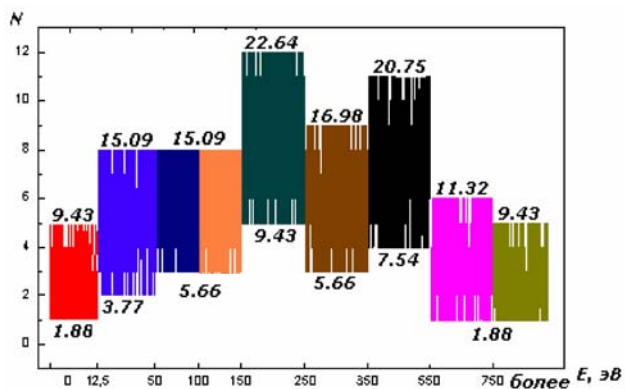


Рис. 8

Это распределение, как следует из рис.8, существенно отличается от распределения в печном приборе (см.рис.5,а) и состоит в том, что в приборе с термокатодом более половины всех попадающих на катод частиц имеют энергии менее 10 эВ, в то время как в приборе с холодным катодом частиц с такой энергией менее 10%. Это объясняется тем, что прикатодная область втулки пространственного заряда у прибора с холодным катодом более разряжена по сравнению с прибором, использующим термокатод.

## Выводы

*Научная новизна* работы состоит в том, что обращено внимание на несоответствие выражений для расчёта КВЭ при энергиях бомбардировки мишени ниже 12,5 эВ. Предложено учитывать это явление.

Из изложенного выше можно заключить:

1. Для катодов необходимо применять материалы, имеющие высокие максимальные значения КВЭ, низкие значения энергий, соответствующих первому критическому потенциалу и максимальному значению КВЭ, а также высокую крутизну вторично-эмиссионной кривой на участке до максимального значения КВЭ. При этом последнее условие будет давать возможность применения материала с меньшим максимальным значением КВЭ.
2. Так как энергии бомбардировки в приборах магнетронного типа лежат ниже энергии первого критического потенциала и имеются частицы с энергиями менее 10эВ, следует учитывать, что коэффициент упругого отражения в этом диапазоне может достигать значения 0,4 .
3. Энергию вылетающим (появляющимся) вторичным электронам вполне достаточно задавать соответствующей максимуму кривой в первой области (см.рис.6). По разным источникам [5,7] эта энергия составляет 5-15 эВ. Однако для получения спектра энергий вторичных электронов возможно случайным образом делить энергию первичной частицы (осевшую на катод), за вычетом работы выхода и некоторой энергии потерь на соответствующее значение коэффициента вторичной эмиссии. Вариация энергии вылета частицы от 0 до 20эВ не даёт существенных изменений при моделировании работы магнетронных генераторов.

4. Что же касается «отраженных» частиц – следует уделять им большее внимание в низкоэнергетической части спектра бомбардировки. По сути, в низкоэнергетической части спектра эти явления способствуют образованию пространственного заряда, учёт в остальной части спектра может привести к некоторому замедлению скорости образования плотности пространственного заряда.

*Практическая значимость* работы определяется тем, что предложенный подход можно использовать при моделировании вторично-эмиссионных явлений в низкоэнергетической части спектра бомбардирующих электронов, адекватно физике этого процесса.

**Литература:** 1. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с. 2. *Rodney J., Vaughan M.* A New Formula for Secondary Emission Yield. IEEE Transaction on electron devices. Vol.36, №9, September 1989. P.1963-1967. 3. *Rodney J., Vaughan M.* Secondary Emission Formulas. IEEE Transaction on electron devices. Vol.40, № 4, April 1993. 830 p. 4. *Паньшин В.В.* К расчёту энергии удара электронов о катод в широкополосных магнетронных приборах с катодом в пространстве взаимодействия // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1968. Вып. 9. С. 78-84. 5. *Фридрихов С.А., Мовнин С.М.* Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1982. 608 с. 6. *Соболева Н.А., Меламид А.Е.* Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 376с. 7. *Кауфман М.С., Палатов К.И.* Электронные приборы. М.: Энергия, 1970. 480 с. 7. *Жеребцов И.П.* Основы электроники. М.: Энергия, 1967. 416 с. 8. *Нормурадов М.Т., Сергеев Г.И., Буназаров Д.Б., Шатурсунов Ш.Ш., Мирса-*

*лихова Ф.Х.* Угловые зависимости вторичной электронной эмиссии сплава Pd-Wa, легированного ионами щелочных и щелочно-земельных металлов // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1990. Вып. 3(427). С.45-47. 9. *Avtomonov N.I., Sosnytskiy S.V., Vavriv D.M.* Dependence of magnetron characteristics on the secondary-emission yield of cold cathode // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Плазменная электроника и новые методы ускорения (5). 2006. №5. С. 225 – 228.

Поступила в редколлегию 15.02.2007

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук Дзюбенко М.И.

**Копоть Михаил Андреевич**, инженер каф. ФЭТХНУРЭ. Научные интересы: моделирование приборов магнетронного типа. Увлечения: баскетбол. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14. e-mail: m\_kopot@kture.kharkov.ua.

УДК539.1.074

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШУМОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ CdZnTe ДЕТЕКТОРОВ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

*ЗАХАРЧЕНКО А.А., КУТНИЙ В.Е.,  
ПРОХОРЕЦ И.М., РЫБКА А.В.,  
ХАЖМУРАДОВ М.А.*

Исследуется влияние шумов на разрешающую способность по энергии и чувствительность регистрации  $\gamma$ -излучения спектрометрическими и дозиметрическими детекторами на основе полупроводникового соединения CdZnTe. Определяются предельно допустимые значения эквивалентного шумового заряда, при которых ошибка измерения дозы излучения не зависит от уровня шумов.

### Введение

При разработке спектрометров  $\gamma$ -излучения с детекторами на основе полупроводникового соединения CdZnTe важной задачей является достижение разрешающей способности по энергии, близкой к теоретическому пределу, особенно в области высоких энергий  $\gamma$ -квантов. Одним из основных ограничивающих факторов является сравнительно большой уровень шумов в приборах, работающих без криогенного охлаждения. Для улучшения разрешения по энергии CdZnTe спектрометров предложен ряд методов, среди которых создание контактов различной формы (копланарных [1] и стриповых [2]) и дискриминация импульсов по форме и времени нарастания [3, 4]. Однако улучшение спектрометрических характеристик таких приборов сопровождается усложнением технологии изготовления и существенным уменьшением их чувствительности в области высоких энергий  $\gamma$ -излучения.

В работах [5, 6] рассмотрена задача оптимизации параметров полупроводниковых спектрометров на основе планарных CdZnTe детекторов для получения максимального разрешения по энергии. Было показана,

что при оптимальных значениях толщины детектора, времени формирования сигнала и параметров электроники разрешение по энергии таких спектрометров может приближаться к характеристикам приборов, в которых для улучшения разрешающей способности используются контакты специальной формы или отбор импульсов.

Приборам на основе CdTe и CdZnTe для дозиметрии  $\gamma$ -излучения посвящено сравнительно небольшое количество работ [7-10], и влияние шумов на рабочие характеристики дозиметров остается до конца не выясненным.

### 1. Цель работы

Цель данного исследования состоит в изучении методом компьютерного моделирования влияния шумов на чувствительность CdZnTe детекторов, работающих в импульсном режиме, и в определении допустимых уровней эквивалентного шумового заряда (ENC) в дозиметрических приборах.

Актуальность рассматриваемой задачи обусловлена необходимостью разработки новых дозиметрических приборов, соответствующих по классу точности рекомендациям МАГАТЭ [11], для медицины и систем контроля радиационной безопасности на АЭС.

### 2. Моделирование амплитудных спектров и дозиметрических характеристик детекторов

В работах [12, 13] нами разработана модель расчета чувствительности CdZnTe детекторов  $\gamma$ -излучения и на основе результатов моделирования, подтверждаемых экспериментальными данными, предложен метод определения дозы излучения, обеспечивающий независимость отклика дозиметра от энергии  $\gamma$ -излучения в диапазоне энергий выше 100 кэВ.

Для моделирования процессов, происходящих в полупроводнике при облучении  $\gamma$ -квантами, использован универсальный код EGSnrc, предназначенный для расчета транспорта фотонов и электронов в средах разного состава и геометрии [14]. EGSnrc рассчитывает для заданной энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  энергию,