Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології

Пояснювальна записка
до дипломної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем «бакалавр»

на тему: **«**СУЧАСНІ НАПІВПРОВІДНИКОВІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ДЕТЕКТУВАННЯ ТА ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**»**

Виконав : студент 4 курсу, групи НФ-41
Соколенко Роман Станіславович
Спеціальність 105 Прикладна фізика та наноматеріали
Освітня програма: прикладна фізика енергетичних систем
Керівник канд. фіз.-мат. наук, доцент
Кулик О. П.
Рецензент _____

Харків - 2020 рік

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології____
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) __бакалавр
Напрям підготовки 105 Прикладна фізика та наноматеріали____

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ В.І.Ткаченко
підпис

"____"_____2020_року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ (ПРОЕКТ)

_____ Соколенку Роману Станіславовичу ____

1. Тема роботи «Сучасні напівпровідникові матеріали для детектування та перетворення енергії електромагнітного випромінювання»

керівник роботи Кулик Олександр Петрович, к. ф.-м. н, доцент

затверджені наказом по університету від "05" грудня 2019 р. № 0210-05/2249

2. Строк подання студентом роботи 12 червня 2020 р.

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

Провести аналітичний огляд літератури по методам детектування і перетворення енергії електромагнітного випромінювання. Проаналізувати тенденції удосконалення перетворювачів енергії сонячного випромінювання на основі напівпровідникових матеріалів. З'ясувати можливості підвищення радіаційної стійкості детекторів на основі CdTe. Розробити пристрій для покращення спектральних характеристик CdTe-детекторів на основі елемента Пельтьє. Сформулювати і оформити результати досліджень.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Огляд найбільш актуальних методів детектування і перетворення енергії електромагнітного випромінювання
2	Вивчення фізичних основ та визначення особливостей детектування і перетворення енергії сонячного випромінювання на основі напівпровідникових матеріалів
3	Аналіз способів підвищення радіаційної стійкості детекторів на основі CdTe
4	Аналіз вольт-амперних характеристик CdTe-детекторів при кімнатній температурі
5	Розробка пристрою для покращення спектральних характеристик CdTe-детекторів на основі елемента Пельтьє
6	Прогнозування результатів роботи CdTe-детекторів на основі елемента Пельтьє. Оформлення та написання бакалаврської роботи

5. Дата видачі завдання _____

Студент _____ Р.С. Соколенко

Керівник роботи _____ О.П. Кулик

ЗМІСТ

ВСТУП……..…….…….…….…….…….…….……

РОЗДІЛ 1. Детектування та перетворення енергії електромагнітного випромінювання (ЕМВ) …….…….…….

1.1. Детектори рентгенівського та гамма-випромінювання…….…….

1.2. Напівпровідникові та сцинтиляційні детектори …….…….…….…….

1.3. Перетворення енергії сонячного випромінювання…….…….

1.4. Напрямки удосконалення існуючих та пошук нових матеріалів для детекторів та перетворювачів енергії ЕМВ…….…….…….

РОЗДІЛ 2. Сучасні детектори та перетворювачі енергії ЕМВ……..……..

2.1. Перспективні напівпровідникові матеріали…….…….…….…….…….…….

2.2. Тандемні перовскіт-кремнієві сонячні елементи…….…….…….…….

2.3. Фотоелементи з використанням графену…….…….…….…….…….…

РОЗДІЛ 3. Підвищення радіаційної стійкості детекторів на основі CdTe …….

3.1. Ефект Лазаря…….…….…….…….…….…….…….…….…….

3.2. Радіаційні дефекти в CdTe – детекторах

3.3. Вольт-амперні характеристики CdTe-детекторів при кімнатній температурі…….…….…….…….…….…….…….…….…….…….

3.4. Пристрій для покращення спектральних характеристик CdTe - детекторів на основі елемента Пельтьє …….…….…….…….…….…….……...

ВИСНОВКИ…….…….…….…….…….…….…….……..

СИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ…….…….…….…….…….…….……

Реферат

Соколенко Роман Станіславович «Сучасні напівпровідникові матеріали для детектування та перетворення енергії електромагнітного випромінювання» (випускна робота бакалавра), - Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2020.- 68 с.

Робота складається з вступу, трьох розділів, висновків; містить 25 рисунків, 5 таблиць, список використаних джерел з 14 найменувань.

Проаналізовано напрямки удосконалення існуючих та пошуку нових твердотільних матеріалів для детекторів та перетворювачів енергії електромагнітного випромінювання. Розглянуто способи покращення спектральних характеристик та радіаційної стійкості діодних детекторів на основі телуриду кадмію. Показано, що зниження робочої температури детекторів може призводити до покращення їх енергетичної роздільності. Запропоновано пристрій, що забезпечує таку можливість.

Ключові слова: твердо тільні перетворювачі енергії, напівпровідники групи AIIBVI, рентгенівське та гамма - випромінювання, спектральні характеристики, елемент Пельтьє

Abstract

Sokolenko Roman Stanislavovych "Modern semiconductor materials for detection and conversion of energy of electromagnetic radiation" (bachelor's thesis), - Kharkiv: V.N. Karazin KhNU, 2020.- 68 p.

The work consists of an introduction, three sections, and conclusions; contains 25 figures, 5 tables, and a list of used sources of 14 items.

The directions of improvement of existing and search of new solid materials for detectors and energy converters of electromagnetic radiation are analyzed. Methods for improving the spectral characteristics and radiation resistance of diode detectors based on cadmium telluride are considered. It is shown that lowering the operating temperature of detectors can lead to an improvement in their energy resolution. A device is offered that provides such a possibility.

Key words: solid - state energy converters, semiconductors of group AIIBIV, X - ray and gamma radiation, spectral characteristics, Peltier element

ВСТУП

Зростання промислового виробництва, що супроводжується виснаженням викопних джерел енергії та погіршенням стану навколишнього середовища, обумовлює необхідність пошуку нових способів енергопостачання, включаючи сонячну енергію, в якій використовується енергія. сонячна радіація. Перетворення сонячної енергії в електрику є найбільш перспективною та активною областю відновлюваної енергії. Сонячна енергія широко доступна, має практично необмежені ресурси, а забруднення навколишнього середовища не відбувається при її фотоелектричному перетворенні.

Для прямого перетворення сонячної енергії в електричну використовується фотоелектричний ефект на сонячні елементи на основі структури з p-n-переходом. Сьогодні максимальна ефективність деяких типів напівпровідникових сонячних елементів становить понад 30%. Унікальні фотоелементи генерують обмежену енергію. Щоб отримати необхідні енергетичні характеристики, елементи об'єднані послідовно в модулі та паралельно в батареї. Потужність модулів та батарей є сумою вихідних потужностей окремих сонячних елементів. Залежно від технології виготовлення фотоелектричних перетворювачів, існує кілька типів сонячних панелей.

Найбільш популярними є кристалічні фотоелектричні перетворювачі з моно - або полікристалічного кремнію, а також тонкоплівкові сонячні елементи на основі аморфного кремнію, телуриду кадмію, арсеніду галію, фосфіду індія та деяких інших сполук. Сьогодні відсоток кристалічних сонячних елементів становить близько 93%, а тонких плівок - близько 7%. Продовжується використання концентратора та електрохімічних сонячних елементів. Перше практичне використання кремнієвих сонячних елементів в енергетичних цілях мало місце в космосі поблизу Землі.

Сонячні елементи залишаються основним джерелом енергії для космічних апаратів сьогодні, тому що незвичайні робочі умови невагомості, глибокого вакууму

та контрастних змін температури не дозволяють широко використовувати традиційні методи для вироблення електрики на землі в космосі.

Робота в космосі пред'являє дуже суворі та часом суперечливі вимоги. Скорочення часу розробки та поліпшення експлуатаційних характеристик систем електроживлення для космічних апаратів підкреслює необхідність розробки ефективних методів проектування таких систем, зокрема, прогнозування та аналізу роботи сонячних елементів під впливом різних факторів навколишнього середовища в умовах статичного та динамічного навантаження.

РОЗДІЛ 1.Детектування та перетворення енергії електромагнітного випромінювання (ЕМВ)

1.1. Детектори рентгенівського та гамма-випромінювання

Як правило, гамма-випромінювання пов'язане з попередніми альфа-або бета-розпадами ізотопів зразка. Бета та навіть більше альфа-частинок зазвичай поглинаються і не досягають чутливих областей детекторів.

У детекторах енергії та інтенсивності гамма-променів визначаються не безпосередньо, а за допомогою вторинних заряджених частинок (електронів та позитронів), які виникають в результаті взаємодії виявлених гамма-променів з речовиною детектора.

Коли гамма-квант потрапляє на детектор, заряджені частинки утворюються в результаті трьох процесів: фотоелектричний ефект, ефект Комптона і утворення електрон-позитронних пар. Фотоелектричний ефект пропорційний Z^5, ефект Комптона.

В результаті фотоелектричного ефекту електрон, витіснений з атома, набуває енергію:

$$E_e = E_\gamma - E_b - E_r,$$

де $E\gamma$ - енергія гамма-кванта, E_b – енергія зв'язку електрона, а E_r - енергія ядра віддачі, якою можна знехтувати.

Фотоелектричний ефект супроводжується характерною рентгенівської або оже-електронної емісією. Характерні рентгенівські промені в свою чергу викликають фотоелектричний ефект. Електрони, що утворюються в результаті всіх цих процесів, відбуваються практично одночасно, вони найчастіше поглинаються в детекторі та їх сигнали складаються. Таким чином, майже вся енергія гамма-випромінювання передається електронам.

$$E_\gamma = \sum E_e.$$

У функції відгуку детектора фотоефект відповідає піку - фотопоток.

В результаті комптонівського розсіювання тільки частина енергії передається електронам.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)},$$

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'},$$

де E_γ та $E_{\gamma'}$- енергії гамма-випромінювання до і після розсіювання, E_e - енергія фотоелектрона, mc^2-енергія спокою електрона, θ - кут розсіювання гамма-випромінювання. Максимальна енергія, яка може бути передана електрону комптонівським розсіюванням (при θ = 180 °)

$$E_e^{max} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} = \frac{2E_\gamma^2}{mc^2 + 2E_\gamma}.$$

У детекторах великого обсягу деякі з розсіяних гамма-квантів можуть відчувати одну або кілька негнучких взаємодій, в результаті чого вся енергія вихідного гамма-випромінювання, що падає на детектор, буде повністю

поглинена. В цьому відношенні фотопоток зазвичай називають піком повного поглинання. Рис. 1 показує експериментальний спектр ^{137}Cs та його теоретичну "ідеалізацію". Розмиття піку повного поглинання та країв комптонівського розподілу пов'язане з енергетичним дозволом системи.

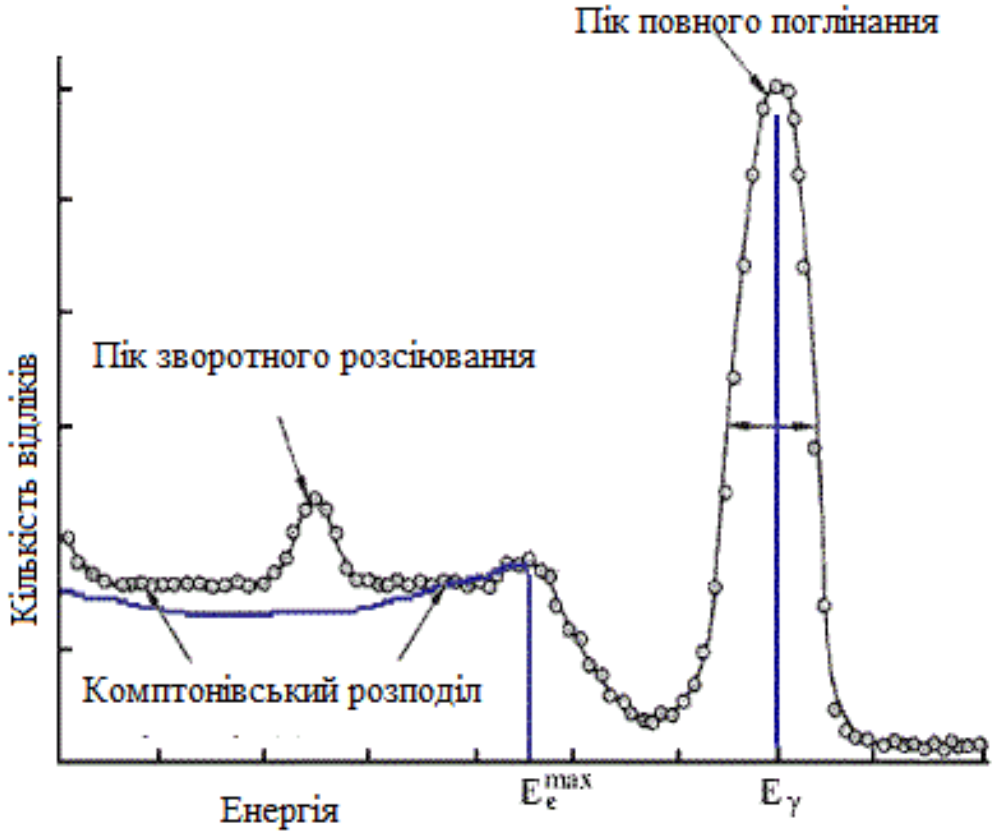


Рис.1. Експериментальний спектр ^{137}Cs та його теоретична "ідеалізація".

Пік зворотного розсіювання пов'язаний з комптонівським розсіюванням на матеріалах, що оточують детектор під кутом, близьким до 180°, які потім потрапляють в детектор та викликають фотоелектричний ефект. Їх енергія дорівнює:

$$\approx \frac{E_\gamma}{1+\frac{2E_\gamma}{mc^2}}.$$

На рис .2. показані залежності перерізів фотоелектричного ефекту, ефекту Комптона та утворення парів енергії для германію і кремнію.

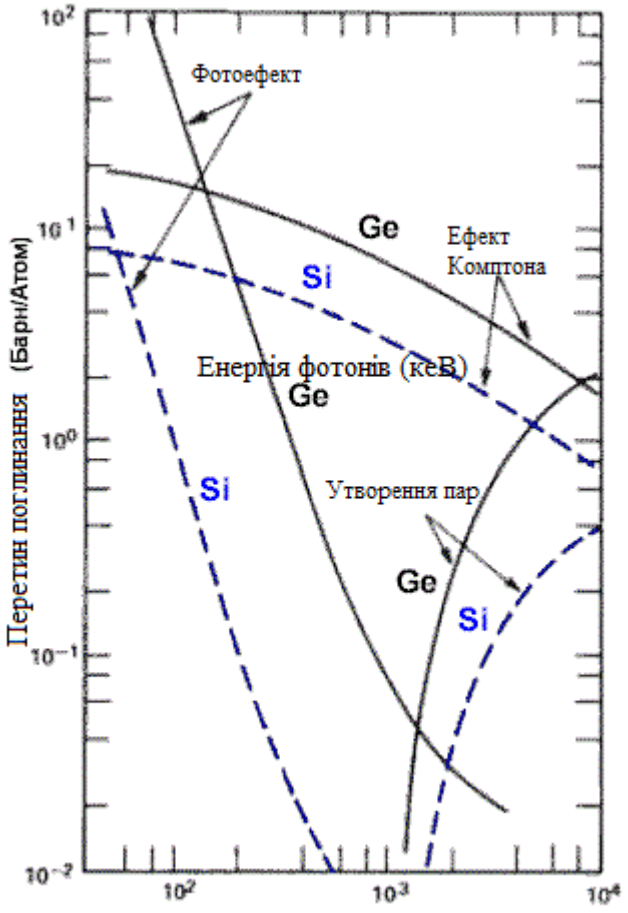


Рис.2. Залежності перерізів непружних взаємодій гамма-квантів від енергії для германію та кремнію.

Форма вимірюваного спектру залежить від співвідношення цих ділянок. Таким чином, при 100 КЕВ перетин фотоелектричного ефекту в Ge становить ~ 55 барн / атом, а перетин ефекту Комптона ~ 18 барн / атом. Перетину близько 3: 1. На малюнку 3 показаний спектр при енергії гамма-випромінювання 100 кеВ. Зі збільшенням енергії форма спектра змінюється

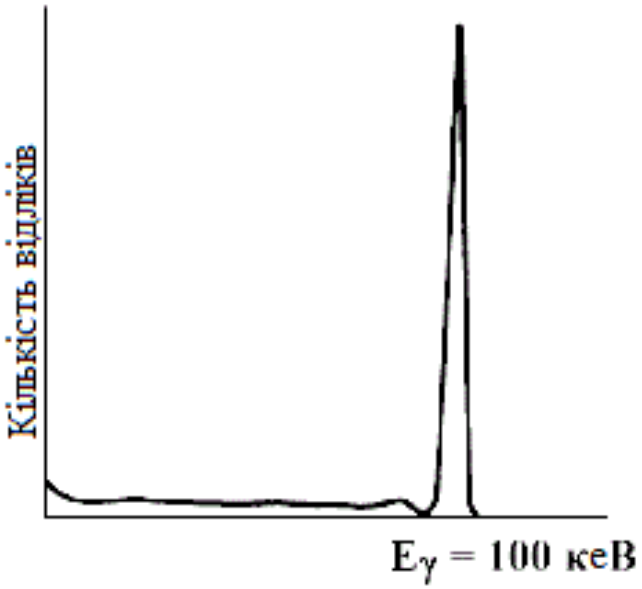


Рис.3. Спектр на HPGe детекторі при енергії 100 кеВ. Сумарна кількість відліків у піку повного поглинання − 3000, у комптонівському розподілі-1000.

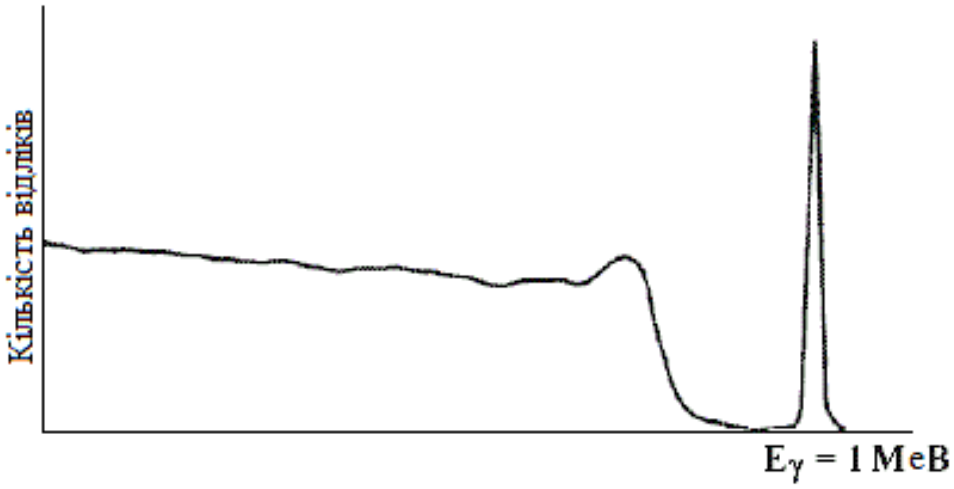


Рис.4. Спектр на HPGe детекторі при енергії 1 МеВ. Сумарна кількість відліків у піку повного поглинання-1000, у комптонівському розподілі-90000.

Так при енергії 1 МеВ відношення комптонівського перетину до перетину фотоефекту становить ~90. На рис. 4 показаний спектр при енергії гамма-квантів 1 МеВ.

Утворення електрон-позитронних пар стає можливим при енергіях гамма-випромінювання великих 2mc2 = 1022 кеВ. У цьому випадку вся енергія гамма-випромінювання передається електрону та позитрону. Якщо електрон та позитрон

поглинаються в матеріалі детектора, повний імпульс буде пропорційний енергії гамма-випромінювання, та подія буде встановлена на піку повного поглинання. Однак позитрони можуть анігілювати. У цьому випадку утворюються два гамма-кванти, кожен з енергією 511 кеВ. Якщо одна з цих гамма-квантів анігіляції без взаємодії вилетить з детектора, то повна енергія, поглинена детектором, буде Eγ-511 кеВ. Такі події сприятимуть так званому піку одного вильоту (рис. 5). Якщо обидва кванти гамма-анігіляції вилітають з детектора, ця подія буде відображено в піку подвійного випромінювання (Eγ - 1022 кеВ).

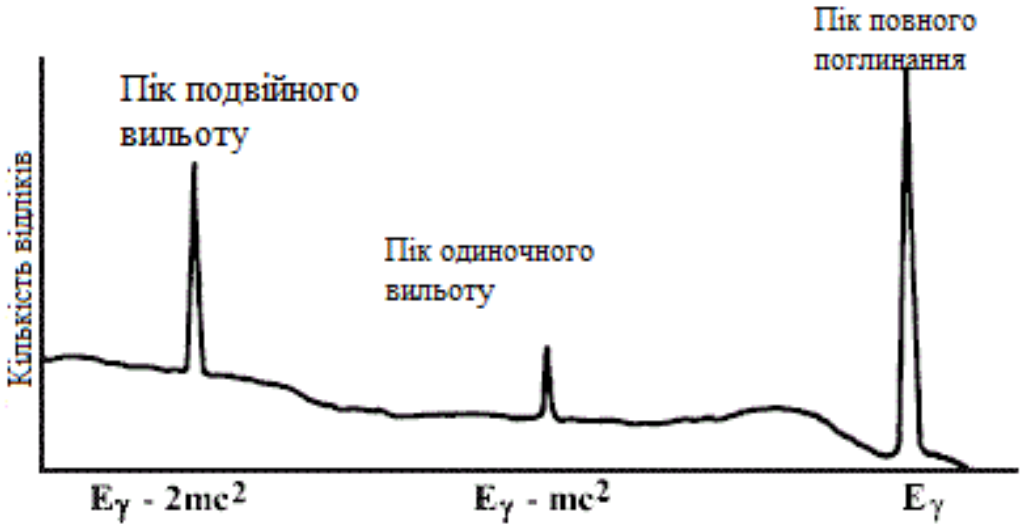


Рис.5. Спектр джерела гамма-квантів з енергією Eγ > 1022 кеВ

Підсумовування сигналів від декількох генетично пов'язаних гамма-променів. Якщо в зразку зроблений каскад гамма-переходів, вони зазвичай відбуваються майже одночасно[2].

Існує ненульова ймовірність того, що каскадні гамма-промені, що супроводжують цей розпад, потрапляють в детектор і що їх енергії складаються. На малюнку 6. показана діаграма розпаду ^{60}Co. Збуджений стан ^{60}Ni в результаті бета-розпаду розряджає свою енергію збудження через каскад і середній час життя збудженого стану (2^+) ^{60}Ni ($7 \cdot 10^{-13}$ с), яке зазнає другий перехід гамма каскаду мізерно мала в порівнянні з часом реакції спектрометра (~ 1 мкс).

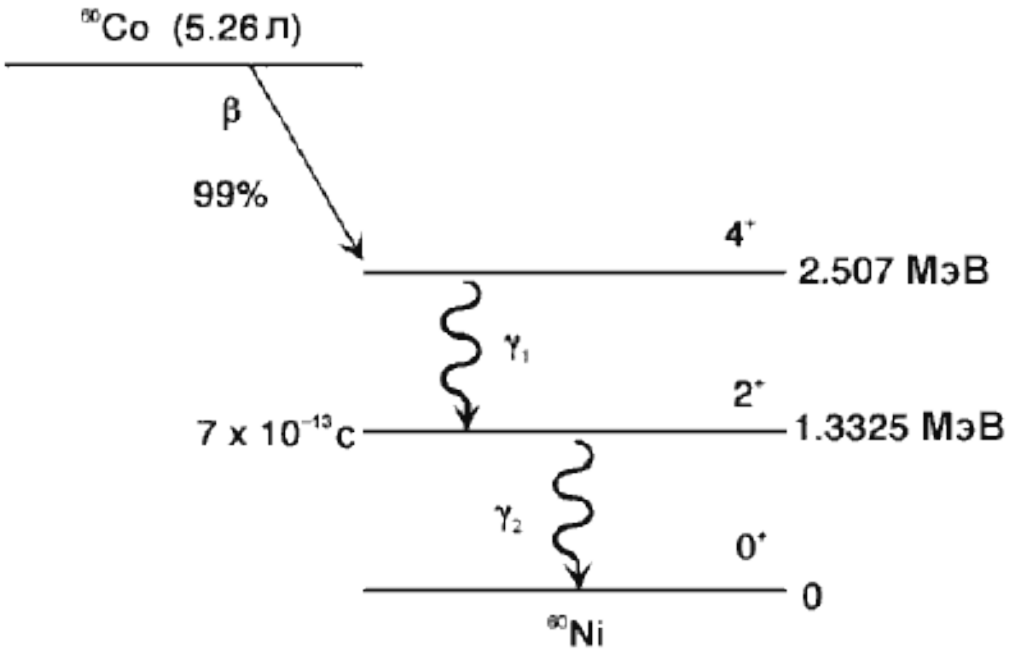


Рис.6. Схема розпаду ^{60}Co. Бета розпад ^{60}Co в основному відбувається на збуджений стан 4^{+} ^{60}Ni, який супроводжується каскадною емісією E2 двох гамма-квантів з енергіями $E\gamma_1$ = 1.17 меВ, $E\gamma_2$ = 1.33 меВ.

Таким чином, якщо обидва гамма-кванти потрапляють в детектор та повністю поглинаються в ньому, спектрометр фіксує його так, як якщо б в нього потрапив один гамма-квант з повною енергією каскадного гамма-кванта. Імовірність таких подій залежить від ефективності реєстрації каскадних гамма-променів, їх кутової кореляції та геометрії джерело-детектор.

Аналогічна ситуація виникає при реєстрації гамма-променів, що супроводжують розкладання β^{+}. На рис. 7. показано гамма-спектр джерела активного β^{+} ^{22}Na, де видно пік підсумовування енергії квантової гамма-анігіляції та енергії гамма-переходу з збудженого стану в основний стан ядра ^{22}Ne.

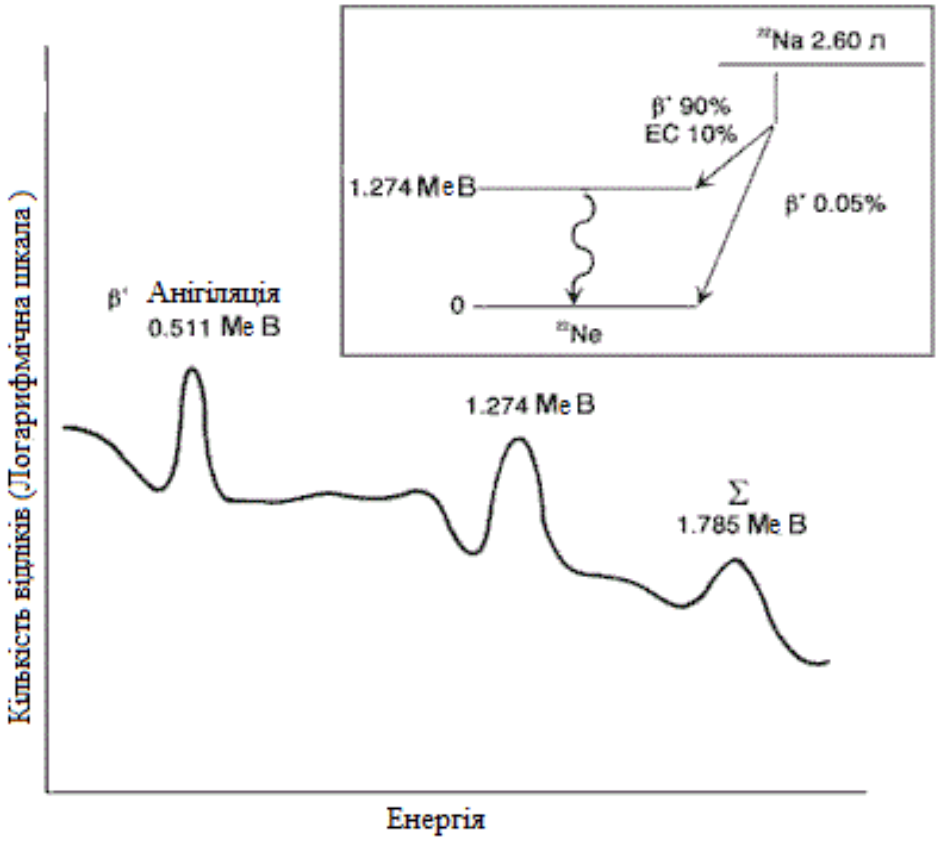


Рис.7. ^{22}Na β $^{+}$ схема розпаду. Після анігіляції позитронів з'являються гамма-промені з енергією 0,511 меВ. Бета-розпад відбувається в основному в збудженому стані ^{22}Ne з енергією 1,274 меВ, яке зазнає гамма-перехід в основний стан. Піки цих гамма-квантів та загальний пік видно на спектрі.

На рис. На малюнку 8 Показані спектри ^{60}Co, виміряні трьома германієвими детекторами різних обсягів (з різною відносною ефективністю). Спектри були нормалізовані до піків повного поглинання. Видно, що збільшення обсягу детектора призводить до помітного зменшення вкладу комптонівського розподілу (збільшення відношення пік / комптон). Вклади одиночного і подвійного піків виступу також залежать від обсягу детектора.

Таким чином, в спектрі, виміряному детектором малого обсягу, видно тільки подвійний стартовий пік(DE), а єдиний стартовий пік невидимий. У міру збільшення обсягу внесок подвійного піку зменшується, а внесок одиночного піку (SE) збільшується.

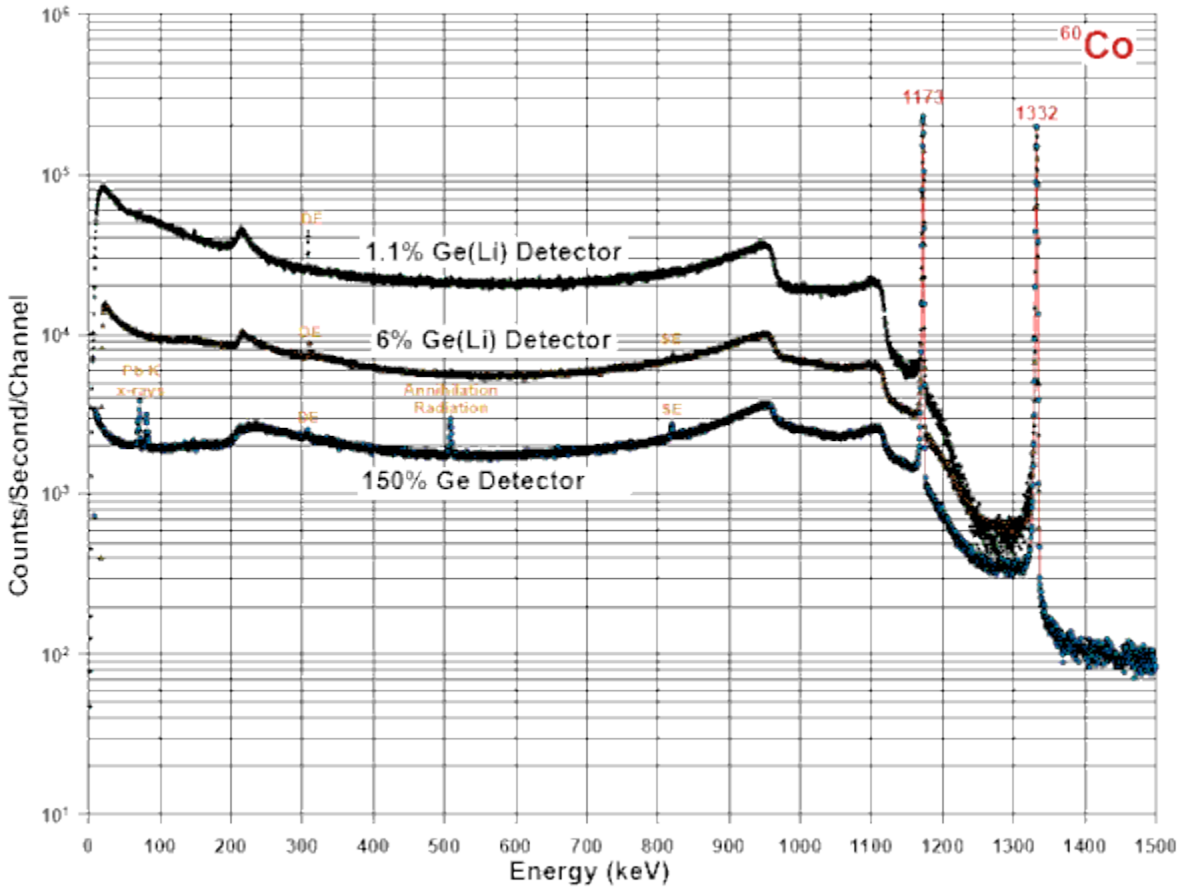


Рис.8. Спектри ^{60}Co, виміряні трьома германієвими детекторами різного об'єму. DE-це пік подвійного старту, SE-пік одиночного старту [8]. Піки, що виникають в результаті процесів захисту детектора-характерні рентгенівські промені та фотони анігіляції - також видно в спектрі, виміряному детектором великого обсягу.

Серед сцинтиляційних детекторів, що використовуються в гамма-спектрометрії, Детектори NaI (Tl) займають лідируючі позиції. До недавнього часу вони вважалися кращими серед усіх сцинтиляційних детекторів з енергетичним дозволом (~10%). Детектори NaI (Tl) можуть бути виготовлені у великих обсягах відповідно з високою ефективністю і відносно недорогими. Детектори на основі германату вісмуту (BGO) і броміду лантану (LaBr3 (Ce)) також використовуються для спектрометрії. Детектори BGO мають меншу роздільну здатність, ніж Детектори NaI (Tl), але завдяки більшому Z вони мають краще співвідношення пік/комптонів. Детектори нового покоління, $LaBr_3$ (Ce), мають роздільну здатність,

яка вдвічі перевищує роздільну здатність детекторів NaI (Tl). Їх ефективність в порівнянні з піком повного поглинання для обсягів, ідентичних детекторам NaI (Tl), в ~ 1,3 рази вище. Крім того, тимчасові характеристики $LaBr_3$ (Ce) явно краще, ніж у NaI (Tl).

Використання GE-детекторів замість сцинтиляторів дозволило значно розширити можливості гамма-спектроскопії, зокрема, коли була освоєна технологія виготовлення германієвих детекторів великого об'єму. Енергетична роздільна здатність детекторів HPGe приблизно в 30 разів краща, ніж у детекторів NaI (Tl). В результаті багато рівнів, які не були видно, були легко ідентифіковані германієвими детекторами.

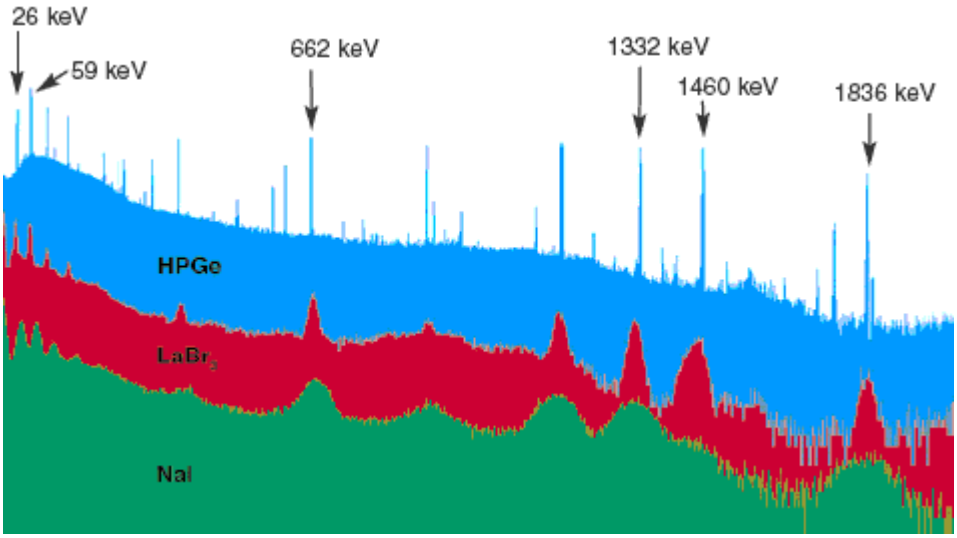


Рис.9. Порівняння спектрів виміряних з GE, $LaBr_3$(Ce) та Nai(Tl) детекторами

Пропорційні лічильники та кремнієві Детектори також успішно використовувалися для рентгенівської спектрометрії. На рис. 10 порівнюються спектри, виміряні трьома різними детекторами.

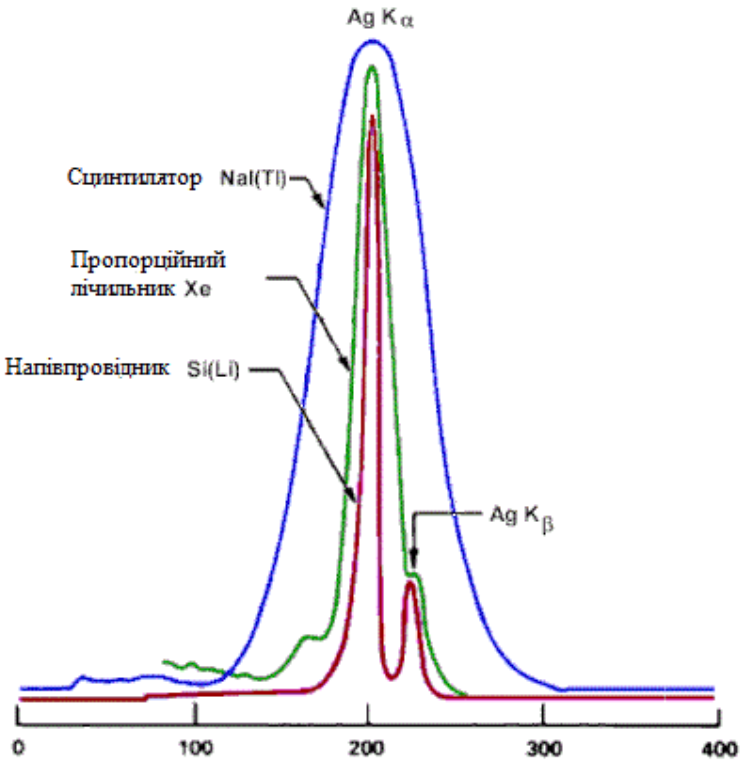


Рис.10. Порівняння спектрів K-ліній срібла з джерела ^{109}Cd, виміряних за допомогою детектора NaI(Tl), пропорційного лічильника, заповненого XE та Si(Li) детектора.

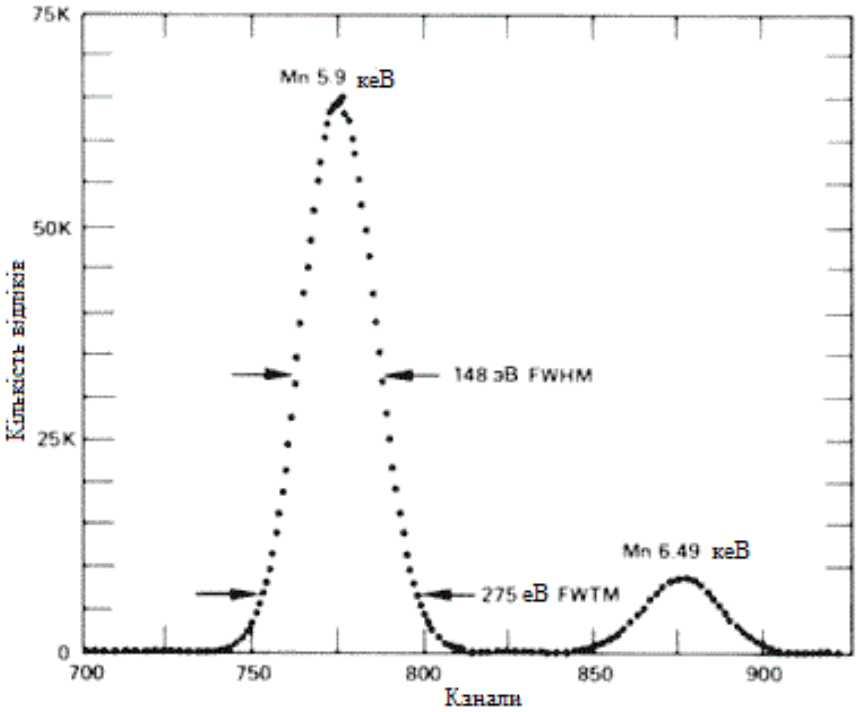


Рис.11. Рентгенівський спектр, виміряний за допомогою Si (Li) детектора

1.2.Напівпровідникові та сцинтиляційні детектори

Перший сцинтиляційний детектор, званий спінтарископом, являв собою екран, покритий шаром ZnS. Спалахи, які сталися, коли заряджені частинки увійшли в нього, були зареєстровані за допомогою мікроскопа[9]. Саме з таким детектором Гейгер та Марсден провели в 1909 році експеримент з розсіювання альфа-частинок атомами золота, що призвело до відкриття атомного ядра.

Починаючи з 1944 р світлові спалахи від сцинтилятора реєструвалися фотоумножителями (ФЕУ). Пізніше фотодіоди також були використані для цих цілей.

Сцинтилятор може бути органічним (кристали, пластмаси або рідини) або неорганічним (кристали або скла). Газоподібні сцинтилятори також використовуються. Антрацен ($C_{14}H_{10}$), стильбен ($C_{14}H_{12}$), нафталін ($C_{10}H_8$) часто використовуються в якості органічних сцинтиляторів. Рідкі сцинтилятори широко відомі під товарними знаками (наприклад, NE213). Пластикові та рідкі сцинтилятори являють собою розчини органічних флуоресцентних речовин в прозорому розчиннику.

Наприклад, твердий розчин антрацену в полістиролі або рідкий розчин п-терфенілу в ксилолі. Концентрація флуоресцентної речовини зазвичай низька, та виявлена частинка в основному збуджує молекули розчинника. Згодом енергія збудження передається молекулам флуоресцентної речовини. До неорганічних кристалічних сцинтиляторів відносяться ZnS, NaI (Tl), CsI, $Bi_4Ge_3O_{12}$, $LaBr_3(Ce)$, $PbWO_4$ та ін. Інертні гази (Xe, Kr, Ar, He) та N використовуються в якості газових та рідких сцинтиляторів.

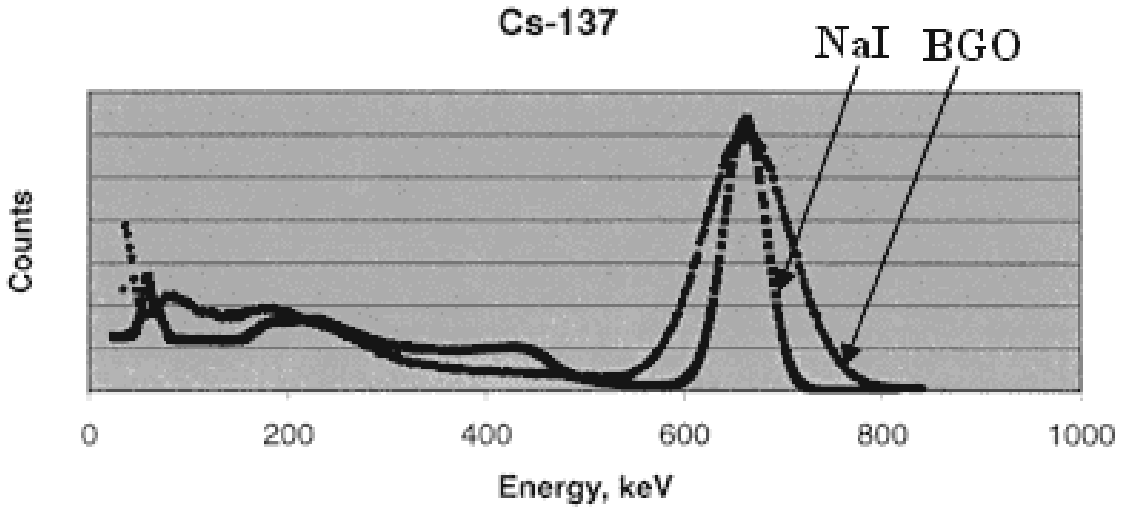


Рис.12. Порівняння двох сцинтиляторів

Так як молекулярні сцинтилятори збуджуються в органічних сцинтиляторах, вони випромінюють в ультрафіолетовій області, щоб відповідати спектральній чутливості пристроїв реєстрації світла (фотопомножувачів та фотодіодів), використовуються перетворювачі світла, які поглинають ультрафіолетове випромінювання та повторно випромінюють видиме світло в області 400 нм[5].

Випромінювання світла-частина енергії виявленої частинки, перетворена в енергію спалаху світла. Світловий вихід антрацену становить ~ 0,05 або 1 фотон при 50 еВ для частинок з високою енергією. NaI має світловий вихід ~ 0,1 або 1 фотон при 25еВ. Прийнято вважати, що світловіддача цього сцинтилятора порівнюється з емісією світла антрацену, який використовується в якості стандарту. Типові світлові викиди пластикових сцинтиляторів становлять 50-60%.

Використовуючи сцинтиляційні лічильники, можна вимірювати енергетичні спектри електронів та гамма-променів. CsI зазвичай використовується для вимірювання спектрів важких заряджених частинок (α-частинок тощо). У порівнянні з NaI він значно менш гігроскопічний і не вимагає захисного покриття, в якому заряджені частинки втрачають свою енергію. Енергетичне дозвіл CsI помітно гірше, ніж у напівпровідникових детекторів, крім того, пропорційність інтенсивності енергетичного вибуху, втраченого в сцинтиляторах, не

спостерігається ні в якій енергії частинок та проявляється тільки при енергіях вище певного значення. Нелінійна залежність між амплітудами імпульсів та енергією частинок різна для різних збігів та для різних типів частинок. CsI використовується, коли необхідні вимірювання енергій заряджених частинок дуже високих енергій, а енергетичне дозвіл не відіграє істотної ролі.

Свинцеві вольфрамові сцинтилятори (PbWO4) знайшли застосування у фізиці високих енергій. Невелика довжина випромінювання (0,89 см) і маленький радіус Мольєра (2,19 см) - радіус циліндра, в межах якого поглинається 90% електромагнітного зливи - дозволяє зробити детектор з таким компактним сцинтилятором з хорошим просторовим дозволом. Зокрема, PbWO4 використовувався для високорозширеного калориметра(17920 каналів детектування): детектор фотонів PHOS комплексу детекторів ALICE на Великому адронному колайдері.

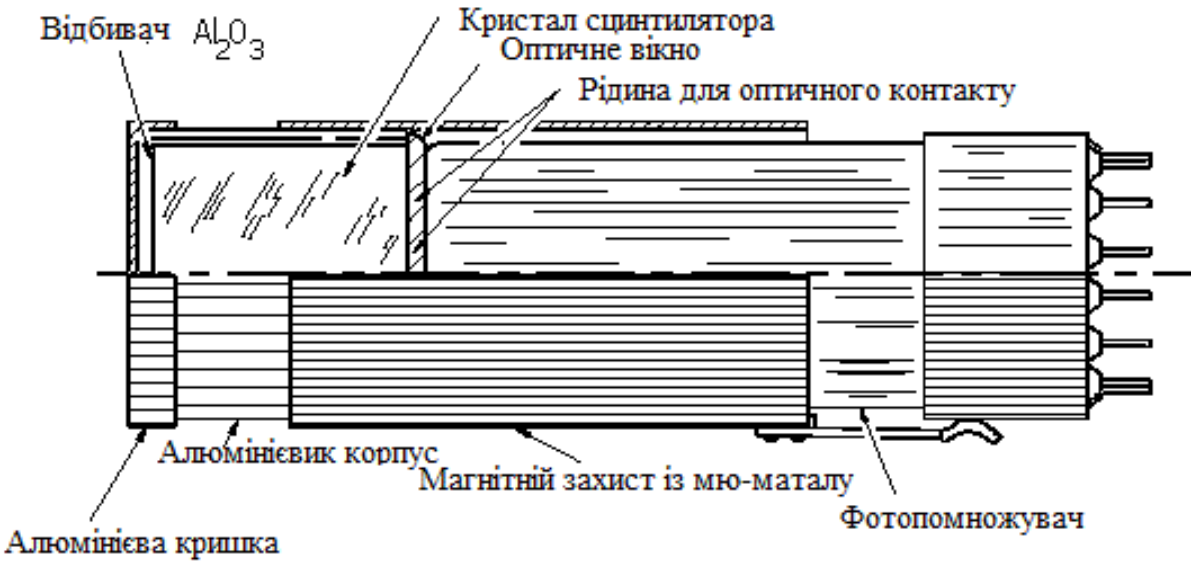


Рис.13. Сцинтилятор та ФЕУ

Фотони, які створюються в сцинтиляторі під дією зарядженої частинки, досягають фотопомножувача через волокно та досягають фотокатода через скляну стінку. PMT являє собою циліндр, всередині якого знаходяться фотокатод та система послідовних динодів у вакуумі, які знаходяться під позитивним

електричним потенціалом, який збільшується від динода до динода. В результаті фотоелектричного ефекту електрони вилітають з фотокатода, який потім прискорюється в електричному полі та направляється в систему дінодів, де лавина електронів, що росте від дінода до дінода, досягає анода через вторинну (зіткненням) емісії електронів.

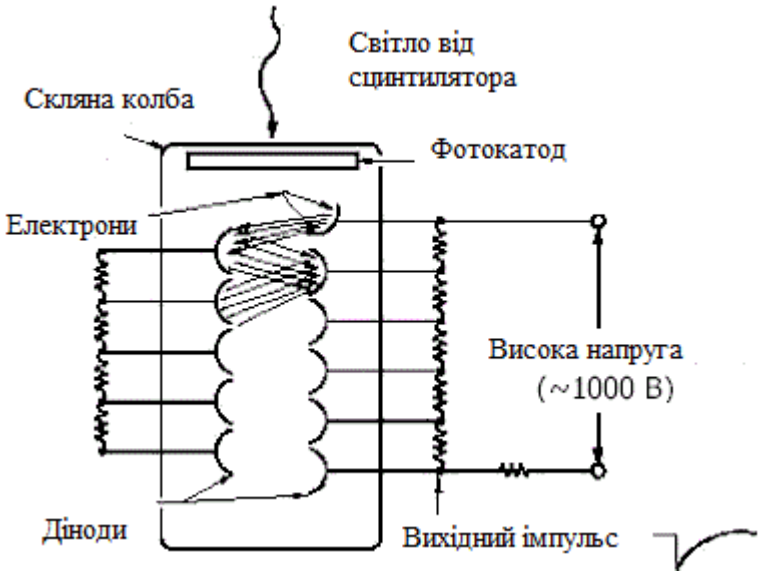


Рис.14. Пристрій ФЕУ

Як правило, коефіцієнт посилення ФЕУ (число електронів, що досягають анода при вибиванні одного електрона з фотокатода) становить 105-106, але може досягати 109, що дозволяє отримувати легко виявляється електричний імпульс на виході з РМТ.

Енергетичне дозвіл сцинтиляційних детекторів E / E зазвичай не краще, ніж кілька відсотків. Тимчасова роздільна здатність залежить від тривалості спалаху світла (час, коли люмінофор був виділений), від тривалості фронту спалаху світла, а також від кількості фотоелектронів (від енергії, залишеної часткою в сцинтиляторі) та коливається між 10^{-6}-10^{-11} с.

Великі обсяги сцинтиляторів дозволяють створювати Детектори дуже високої ефективності для виявлення частинок з невеликим поперечним перерізом для взаємодії з речовиною.

Напівпровідникові детектори здобули широкого поширення як лічильники частинок та як інструменти вимірювання енергії частинок з високою роздільною здатністю (спектрометри). Принцип їх роботи заснований на тому, що коли пропускання зарядів через лічильник іонізуючих частинок. У лічильнику утворюється речовина, що збирається на електродах[12]. У порівнянні з іншими детекторами, що працюють на тому ж принцип, наприклад, з іонізаційною камерою, напівпровідниковий детектор має великі переваги. По-перше, створення однієї пари носіїв заряду в напівпровіднику лічильник вимагає ~ 10 разів менше енергії, ніж в газах. Крім того, речовина високої щільності метр (~10^3 разів вище, ніж щільність газу) дозволяє отримати набагато більший заряд на одиницю шляху частинок в лічильнику. З цих причин точність вимірювання іонізації, що генерується часткою в напівпровідниковому приладі, набагато вище ніж в іонізаційній камері.

Напівпровідниковий детектор працює як іонізаційна камера з тією різницею, що іонізація відбувається не в газовій щілини, а в товщі кристалу. Напівпровідниковий детектор являє собою напівпровідниковий діод, до якого прикладено зворотну (блокуючу) напругу (~ 10^2 В). Напівпровідниковий шар (поблизу кордону переходу p-n) з об'ємним зарядом "збіднений" в носіях струму (електрони та дірки провідності) та має високий питомий електричний опір. Напруга до декількох кеВ подається на напівпровідниковий кристал, що забезпечує збір всіх заряди, утворені часткою в обсязі детектора.

1.3. Перетворення енергії сонячного випромінювання

Процес, який викликається генерацією електрорушійної сили в зоні неоднорідності матеріалу в результаті впливу світла пропорційних довжин хвиль, називається фотоелектричним ефектом.

Напівпровідниковий діод з великою площею поверхні, основним елементом якого є p-n-перехід та складається з двох тонких пов'язаних напівпровідникових матеріалів, які можуть використовуватися в якості монокристалічного кремнію, полікристалічного кремнію або аморфного кремнію, називається фотоелектричним перетворювачем.

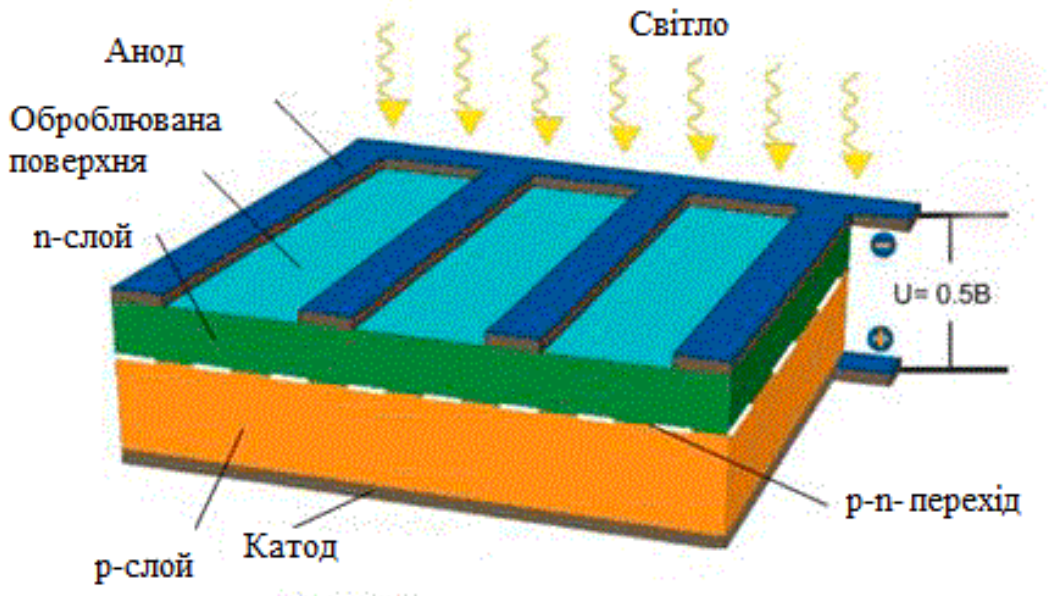


Рис.16. Внутрішня структура ФЕП

Напівпровідник пропускає світло, що проникає на його поверхню. Прохідна поверхня напівпровідника поглинає світло в діапазоні p-n, що означає, що він може генерувати пари електричних дірок, відбираючи енергію у падаючих фотонів. Коли p-n-перехід отримано, пари електричних отворів розділені електричним полем переходу через дифузію. В результаті на контактах з'являється напруга, яке сприяє замикання зовнішньої мережі, викликаючи протікання електричного струму[13].

На малюнку 16 показано опис моделі фотопомножувача з використанням властивостей струму та напруги, де Isc - Максимальний струм сонячної батареї, Uoc - Максимальна напруга сонячної батареї, де Isc = 0.

1.4. Напрямки удосконалення існуючих та пошук нових матеріалів для детекторів та перетворювачів енергії ЕМВ

Поява нових матеріалів та якісне покращення існуючих в минулому два десятиліття дозволили нам значно розширити асортимент детекторів гамма-випромінювання та нейтронів, які вже використовуються в гамма-спектрометрах та можливість їх використання в радіаційному моніторингу ще належить вивчити. В основному це чистий германій, CdTe, HgI2, BGO, BaF2, LaBr3, LiGdBO, CWO, мікротрубки органічних сцинтиляторів та інші. Підсумовуючи переваги нових матеріалів, можна сказати, що вони охоплюють все.

Основні технічні характеристики детектора: енергетичне дозвіл, ККД реєстрації, можливість та зручність обробки, наявність та вартість. Деякі з нових можливостей вже реалізовані в серійному виробництві. Тим не менш, багато відомих тільки окремих публікацій, крім того, інформація про порівняльні характеристики різних обмежуючих детекторів[11].

Останнім часом як реєстратори конкурентоспроможні в порівнянні з фотопомножувачем (ФЕУ) - це фотодіоди, які використовуються в якості сцинтиляційного флеш-рекордеру. Конкурентоспроможність проти вакууму ФЕУ досягається за рахунок високого квантового виходу, порівняно низької робочої напруги, великої стабільності, механічної міцності. Можливість використання системи Сцинтиляційний фотодіод вже реалізований в гамма-спектрометрах, чого не можна сказати про радіаційні монітори.

РОДІЛ 2. Сучасні детектори та перетворювачі енергії ЕМВ

2.1 Перспективні напівпровідникові матеріали

Дослідники Національного університету Сінгапуру (NUS) встановили нові дані про властивості двовимірного дисульфіду молібдену (MoS_2), широко вивченого напівпровідника майбутнього.

У двох окремих дослідженнях під керівництвом професора Ендрю Ві та доцента Андріво Русіді з фізичного факультету природничих наук NUS дослідники виявили роль кисню в MoS_2 та нову техніку для створення декількох перебудовуваних оптичних смуг. Ці нові ідеї поглиблюють розуміння внутрішніх властивостей MoS_2, які потенційно можуть трансформувати його застосування в напівпровідниковій промисловості.

Ці дослідження були опубліковані в журналах Physical Review Letters та Nature Communications, відповідно. MoS_2-це напівпровідниковий матеріал з необхідними електронними та оптичними властивостями для розробки та вдосконалення транзисторів, фотоприймачів та сонячних елементів.

Професор Ві пояснив: «MoS_2 має велике промислове значення. Маючи атомно-тонку двовимірну структуру та наявність забороненої зони 1,8 еВ, MoS_2 є напівпровідником, який може запропонувати більш широкі можливості, ніж графен, у якого немає забороненої зони». У першому дослідженні, опублікованому в Physical Review Letters, дослідники NUS провели поглиблений аналіз, який показав, що ємність накопичення енергії або діелектричну функцію MoS_2 можна змінити за допомогою кисню. Команда вчених зазначила, що MoS_2 має більш високу діелектричну функцію при впливі кисню[10].

Це нове знання проливає світло на те, як адсорбція та десорбція кисню MoS_2 може бути використана для зміни його електронних та оптичних

властивостей відповідно до різних застосувань. Дослідження також підкреслює необхідність адекватного врахування зовнішніх факторів, які можуть вплинути на властивості матеріалу в майбутніх дослідженнях.

Першим автором цієї статті є доктор Пранджал Кумар Гогой з фізичного факультету природничих наук в NUS. У другому дослідженні, опублікованому в Nature Communications, команда NUS виявила, що на відміну від звичайних напівпровідників, які зазвичай мають тільки одну оптичну заборонену зону, електронне легування MoS_2 в золоті може створити дві незвичайні щілини в оптичній смузі. Крім того, дві оптичні смуги на MoS_2 регулюються за допомогою простого та прямолінійного процесу відпалу. Дослідницька група також виявила, що перебудовуванні оптичні смуги пропускання викликані сильно навантаженої зв'язком мережі через електронного легування.

Першим автором цієї статті є доктор Сіньмао Інь з фізичного факультету факультету природничих наук NUS. Результати цих двох досліджень дають уявлення про інші матеріали, які мають структуру, аналогічну MoS_2.

"MoS_2 належить до групи матеріалів, відомих як двовимірні дигалогеніди перехідних металів (2D-TMD), які представляють великий дослідницький інтерес через їх потенційне промислове застосування. Нові знання, отримані в результаті наших досліджень допоможе нам розкрити можливості використання 2D - TMD-таких технологій, як виробництво 2D-TMD польових транзисторів", - заявив професор Asst Rusidi.

Використовуючи результати цих досліджень, дослідники застосовуватимуть аналогічні дослідження ДО ІНШИХ 2D-TMD та вивчатимуть різні можливості для отримання нових цінних властивостей 2D-TMD, які не існують у природі.

2.2. Тандемні перовскіт-кремнієві сонячні елементи

В області сонячних технологій кремнієві сонячні елементи складають 90% ринку. З точки зору вартості, стабільності та ефективності (20-22% для типового сонячного елемента на ринку) вони значно випереджають конкурентів.

Однак після десятиліть досліджень та інвестицій кремнієві сонячні елементи зараз близькі до максимальної теоретичної ефективності. В результаті необхідні нові концепції для досягнення довгострокового зниження цін на сонячну енергію та для того, щоб сонячні технології стали більш поширеним способом виробництва енергії. Одним з рішень є розміщення двох різних типів сонячних елементів один над одним, щоб максимізувати перетворення світлових променів в електричні промені. Ці подвійні зв'язки широко вивчаються в науковому співтоваристві, але вони дорогі.

В даний час дослідницькі групи В Невшателі - фотогальванічна лабораторія EPFL та центр PV CSEM - розробили економічно конкурентоспроможне рішення. Вони вбудували перовскітну комірку безпосередньо в стандартну кремнієву комірку, досягнувши рекордної ефективності 25,2%. Його метод виробництва є перспективним, оскільки він додасть лише кілька додаткових кроків до поточного процесу виробництва кремнієвих елементів, та вартість буде розумною. Їх дослідження опубліковано в Nature Materials. Унікальні властивості перовскиту в останні роки призвели до великих досліджень його використання в сонячних панелях. Протягом дев'яти років ефективність цих клітин збільшилася в шість разів. Перовскіт дозволяє досягти високої ефективності конверсії при потенційно обмежених виробничих витратах. У тандемних клітинах перовскит доповнюється кремнієм: він більш ефективно перетворює синє та зелене світло, а кремній краще підходить для перетворення червоного та інфрачервоного світла. "Об'єднавши два матеріали,

ми можемо максимально використати сонячний спектр та збільшити кількість енергії, що генерується. Розрахунки та проведена робота показують, що ефективність повинна скласти 30% в найближчому майбутньому », - пояснюють основні автори дослідження Флорент Сахлі та Жремей Вернер[2].

Однак створення ефективної тандемної структури із застосуванням двох матеріалів-завдання не з легких. "Поверхня кремнію складається з серії пірамід розміром близько 5 мікрон, які затримують світло та запобігають його відображення. Проте текстура поверхні ускладнює нанесення однорідної плівки перовскіту", - пояснює Квентін Чангрос, співавтор документу.

Коли перовскит осідає в рідкій формі, він, як завжди, накопичується в долинах між пірамідами, залишаючи відкриті піки, що призводить до короткого замикання. Вчені з EPFL та CSEM зіткнулися з цією проблемою, використовуючи методи випаровування для формування неорганічного основного шару, який повністю покриває піраміди. Цей шар є пористим, що дозволяє йому утримувати рідкий органічний розчин, який потім додають з використанням методу нанесення тонкого шару, званого відцентровим покриттям. Потім дослідники нагрівають підкладку до відносно низької температури 150°C, щоб кристалізувати однорідну перовскітну плівку на кремнієвих пірамідах.

«До цих пір стандартним підходом до створення тандемного піщано-кремнієвого елемента було вирівнювання пірамід кремнієвого елемента, яке знижувало його оптичні властивості та, отже, його характеристики, до осадження верхньої частини осередок перовскіту, а також додала етапи виробничого процесу", - говорить Флоран Сахлі.

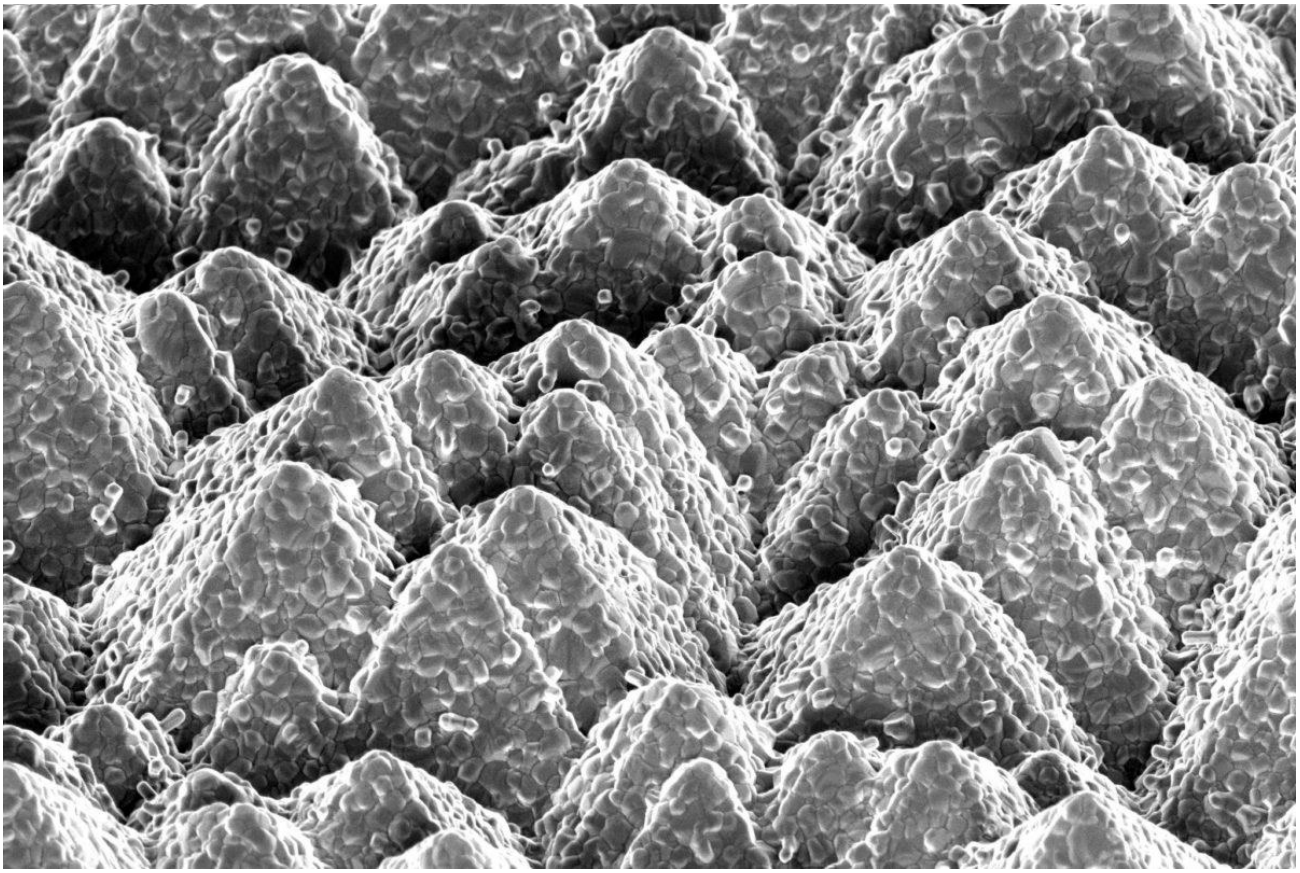


Рис.17.Поверхня кремнієвих пірамід в сонячному елементі, покритих шаром перовскиту

Новий тип тандемних осередків є високоефективним та безпосередньо сумісний з технологіями монокристалічного кремнію, які отримують вигоду з давніх галузевих знань та вже виробляються з прибутком. "Ми пропонуємо використовувати обладнання, яке вже використовується, просто додайте деякі конкретні кроки. Виробники не будуть впроваджувати нові сонячні технології, вони просто оновлять виробничі лінії, які вони вже використовують для кремнієвих елементів", - пояснює Крістоф Балліф, Керівник фотоелектричної лабораторії EPFL і фотоелектричного центру CSEM.

В даний час ведуться дослідження з підвищення ефективності та довговічності перовскітової плівки. Незважаючи на те, що команда зробила прорив, ще потрібно зробити велику роботу, перш ніж її технологія стане комерційно прийнятою.

2.3. Фотоелементи з використанням графену

Графен являє собою двовимірну одношарову вуглецеву структуру, що складається з правильних шестикутників зі стороною 0,142 нм та атомів вуглецю у верхній частині. Ця структура є компонентом кристалічного графіту, в якому ці графенові шари розташовані на відстані 3,4 нм один від одного.

Графен можна вважати» цеглою " графіту, нанотрубок та інших вуглецевих матеріалів. Атом карбонізується в графені трьох триплетів найближчими сортами, а три - валентними електронами, три чітко схвалюють гібриди SP2, обертаючись в квадраті, вони здатні утворювати підставу. Минуло багато часу з тих пір, як ідея великої кулі і слабких куль перетворилася на кулі, так що можна використовувати тільки одну кулю. Тим не менш, фізичні характеристики були узагальнені в термодинамічному стилі подвійного кристала.

Разом з Новосіоловим К. С. і грою А. К. ми видалили перші зображення графена таким же чином, попередньо обробивши одну кульку графіту для додаткової клейкої стрічки. Спокій для графена тількі збилшуется. Завдяки йоги особливої фізичної та хімічної потужності, ще більш широко поширеною в основі нових наноматеріалів.

Що спільного між фізиками та юристами - обидва покладаються на закони у своїй роботі. Але якщо порушення законів держави може не мати найрадісніших наслідків, то для фізиків пошук об'єктів, які поводяться не самим «законним» чином, може перетворитися, принаймні, на нове відкриття. Останнім часом графен, шар атомів вуглецю товщиною всього в один атом, став однією з головних проблем для наукової спільноти.

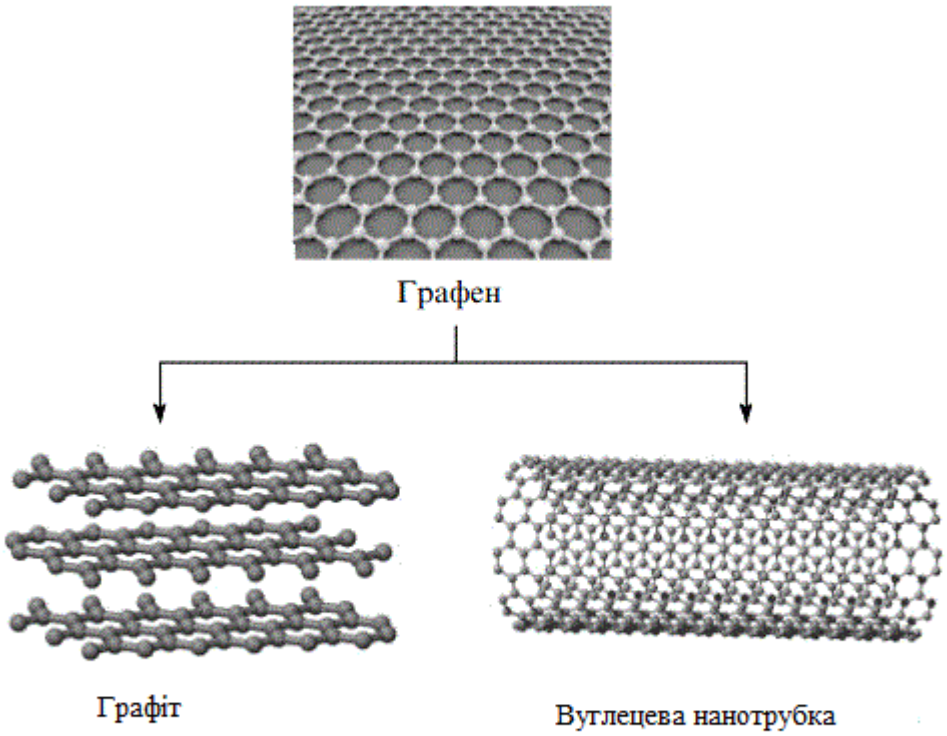


Рис.18. Структура графену.

Завдяки своїм унікальним властивостям, графен може бути використаний в майбутньому як новий ефективний матеріал для сонячних елементів.

Підвищений інтерес до цього матеріалу, який можна отримати з графіту, полягає в його унікальних властивостях. За дослідження графена Андрій Гейм та Костянтин Новосьолов, в 2010 році були удостоєні Нобелівської премії з фізики. Дослідники з Федеральної політехнічної школи Лозанни вперше змогли зафіксувати той факт, що графен перетворює фотон в кілька електронів. Це відкриття може серйозно поліпшити продуктивність сонячних елементів.

У звичайних кремнієвих сонячних елементах падаюче світло перетворюється в електрику. Це пов'язано з тим, що фотони світла, що падають на кремнієву пластину, здатні видаляти вільні електрони з атомів кремнію, які

потім перетворюються в електричний струм. Однак цей процес має кілька обмежень.

По-перше, падаючі фотони повинні мати достатньо енергії, щоб витягти електрони з атомів. Якщо енергії мало, електрон залишиться пов'язаним з атомом. З іншого боку, погано, якщо у фотонів багато енергії. Потім весь надлишок, що залишився після того, як електрон переводить атом в тепло, - сонячна батарея просто нагрівається. І ще одне правило-фотон може вибити не більше, ніж електрон. Все це робить ККД сонячних елементів дуже низьким - не більше 30%, тобто в кращому випадку батарея може перетворювати тільки третину сонячної енергії в електрику. На екваторі, де сонце світить цілий рік, це можна допустити, але в середній смузі, де тільки пара сонячних сил з дванадцяти місяців, ви не можете говорити про будь-якої ефективності сонячної енергії. Якщо матеріал сонячної батареї може перетворити падаюче світло в більшу кількість електронів та графен, мабуть, здатний на це, то зелена сонячна енергія буде доступна не тільки на півдні, але і в середніх широтах.

Окрема історія про те, як лозаннські фізики змогли розрахувати, скільки електронів виганяє фотон з графена. Ці процеси відбуваються в дуже короткий час, та їх вирішення є складним завданням. Дослідники розробили новий метод під назвою «фотоемісійна спектроскопія з кутовим та тимчасовим дозволом» В ході експерименту зразок графена містився в камеру, з якої все повітря відкачувався в надглибокий вакуум. Потім графен висвітлювали лазерним спалахом, що тривав всього кілька фемтосекунд. Він переводить електрони в збуджені стани, а потім графен освітлюється другим лазером, який вловлює енергії збуджених електронів. Змінюючи затримку другого лазерного спалаху, можна отримувати зображення Електронної динаміки після поглинання світла практично в реальному часі. Вони показали, що один фотон вибиває відразу кілька електронів.

Щоб посилити виявлений ефект, дослідники ввели домішкові атоми в двовимірну структуру графена - цей процес називається легуванням. Як виявилося, легування істотно змінює властивості графена, та можна вибрати такий склад та кількість домішок, щоб число генеруються електронів було максимальним. Якщо відкритий ефект можна буде використовувати на практиці, стане можливим виробництво надзвичайно ефективних сонячних елементів на основі графена.

РОЗДІЛ 3. Підвищення радіаційної стійкості CdTe-детекторів

3.1. Ефект Лазаря

Напівпровідникові детектори на основі CdTe експлуатуються за умов, коли в них створюються дефекти радіаційного походження [8-13]. Основні макроскопічні прояви радіаційних дефектів спостерігаються в збільшенні темнового струму або струму витоку. Крім того, виникає необхідність суттєвого збільшення напруги збідніння (що подається на детектор для забезпечення чутливості до іонізації усієї товщини детектора). В кінцевому результаті відбувається зменшення ефективності збирання нерівноважних носіїв заряду, що створюються іонізацією. Ці ефекти є предметом детальних досліджень протягом багатьох років. Задача радіаційних досліджень напівпровідникових детекторів полягає не лише в тому, щоб розібратися як і чому відбувається деградація їх параметрів, але і в тому, щоб запропонувати методи продовження радіаційного ресурсу приладів. Одним із таких методів полягає у експлуатації напівпровідникових детекторів за температур, які нижче температури навколишнього середовища.

Радіаційні дефекти (пари Френкеля), як і електрон-діркові пари, що реєструються детектором, при гамма- та рентгенівському опроміненні утворюються швидкими електронами, які народжуються у трьох конкуруючих процесах: фото поглинанні, комптонівському розсіюванні і народженні

електрон-позитронних пар. Відносний вклад цих механізмів у повний коефіцієнт поглинання фотонів для CdTe показаний на рис. 19 [9].

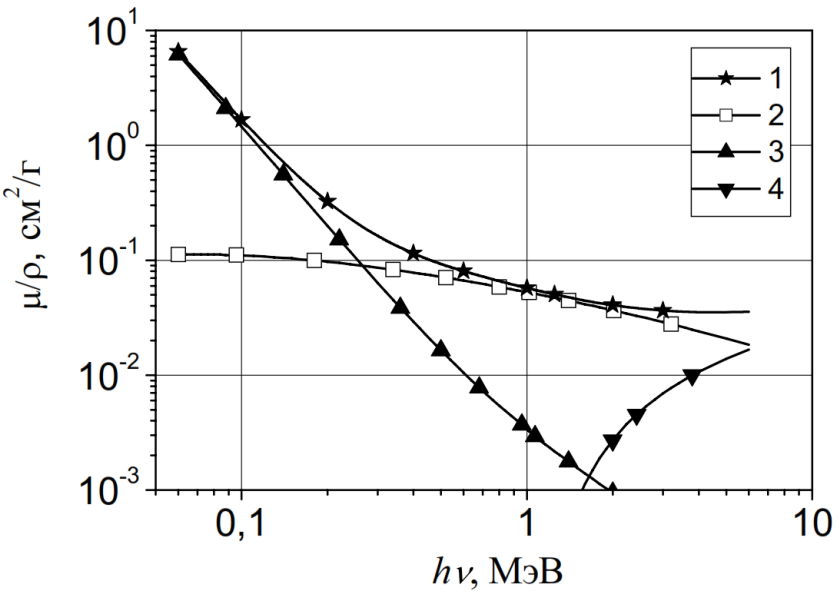


Рис. 19. Вклад різних механізмів у повний коефіцієнт поглинання фотонів для CdTe в діапазоні 0,06 – 6 Мев. 1 – повне поглинання;2- комптонівське розсіювання; 3- фотоефект; 4- утворення пар [9].

Обговорюючи деградацію електронних властивостей детектора під опроміненням, необхідно передусім з'ясувати, яким чином радіаційні дефекти впливають на утворення електрон-діркових пар і на процес їх реєстрації, тобто процес збирання іонізованого заряду.

Внаслідок дії радіації у напівпровідникових детекторів деградують такі основні параметри: струм витоку (зворотній струм), напруга збідніння (зміщення), відстань (або ефективність збирання заряду). Також деградують похідні параметри: в лічильному режимі – кількість підрахунків на одиницю дози; в спектроскопії – енергетична роздільність (ширина спектрального максимуму на напіввисоті – FWHM), номер каналу. Задача полягає у тому, щоб зв'язати ці зміни з параметрами випромінювання. Для цього необхідно розуміти фізику мікро- та мікропроцесів у напівпровіднику під опроміненням.

Зрозуміло, що утворення опроміненням додаткової кількості вакансій, міжвузлових атомів та їх комплексів з атомами домішок призводить до зміни електронної структури напівпровідника. Це означає зміну заселеності існуючих акцепторних та донорних рівнів у забороненій зоні та/або виникнення нових таких рівнів. Встановлення відповідності між електронними рівнями, що виникають, та фізичними дефектами кристалічної гратки дозволило б оцінити порогові дози, за яких властивості детекторів починають деградувати. А отже, - запропонувати методи підвищення радіаційної стійкості напівпровідникового матеріалу.

Еволюцію радіаційно-індукованих дефектів фіксують за допомогою спектроскопії глибоких рівнів (метод DLTS – Deep-Level Transient Spectroscopy). Так, наприклад, для кремнію встановлена кореляція між поведінкою при відпалі струму витоку і часовою залежністю широкого піку DLTS при 200 К, який частково приписаний дівакансії $VV^{(-/0)}$ [4]. Однак, якщо використовувати статистику Шоклі-Ріда-Холла і виміряні параметри цього рівня, то абсолютні значення струму витоку відтворити не вдається. Однією з причин цієї розбіжності може бути той факт, що між дівакансіями, які знаходяться досить близько одна до одної, оскільки вони виникають переважно в областях каскадів зміщень, можливий перенос заряду [3].

Іншим дефектом, з яким пов’язують радіаційні пошкодження стандартного (не легованого спеціально киснем) кремнію, є комплекс з двох вакансій і атома кисню (V_2O). В легованому киснем кремнії, що має підвищену радіаційну стійкість, виникнення цього дефекту і пов’язаного з ним акцепторного рівня (E_a=0,52 еВ) суттєво подавляється.

Але загальна картина еволюції електронних рівнів у кремнії при опроміненні зрозуміла. Роль радіаційних пошкоджень в легованому кремнії зводиться до ефективного усунення донорних центрів (можливо шляхом утворення комплексів вакансія-атом фосфору), до створення акцепторних

рівнів, і до утворення дефектів, які пізніше приймають участь в утворенні електрично активних дефектів в процесі «зворотного відпалу». Внаслідок цих процесів збільшується струм витоку і відбувається інверсія типу провідності, коли матеріал *n*-типу стає *p*-типом (див. рис. 20).

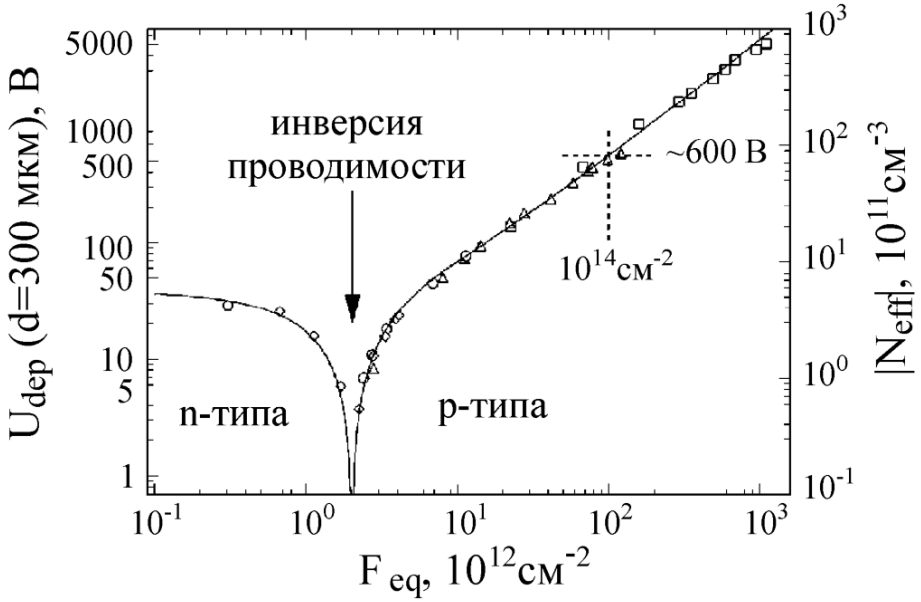


Рис. 20. Дозова залежність напруги збідніння і ефективної концентрації домішкових центрів у кремнієвому детекторі [9].

А оскільки кремнієві детектори завжди містять бар'єрні переходи, зачинені у зворотному напрямку, для того щоб зменшити струм витоку, це означає, що детектор стає непридатним до подальшого використання[2]. Ефект від радіаційних пошкоджень у кремнії може бути зменшений, якщо температура детектора в процесі роботи під опроміненням підтримується нижчою за кімнатну температуру (наприклад, +5 - +10 $^{\circ}$C), хоча це створює великі технічні складнощі при конструюванні центральної частини такого детектора.

Численні спроби підвищити радіаційну стійкість кремнію показали, що легування киснем збідненої зони кремнію є одним з найкращих способів досягнення цієї мети . Ця процедура значно сповільнює деградацію детекторів при гамма-опроміненні [9] (рис. 21).

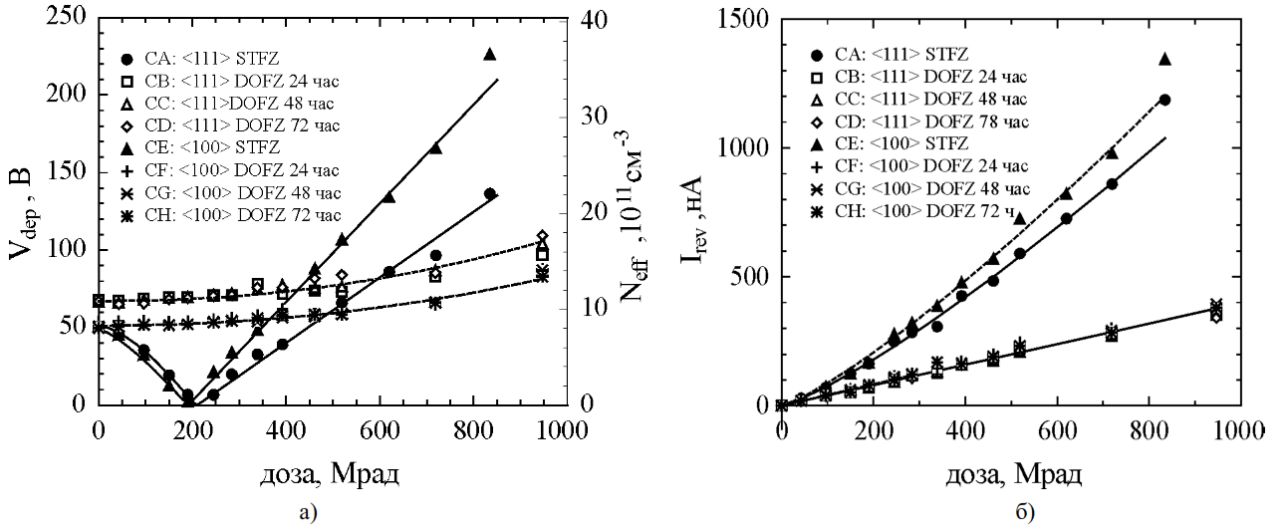


Рис. 21. Дозова залежність напруги повного збіднiння (а) і зворотного струму при повному збіднінні (б) від дози гамма-випромінювання для детекторів зі звичайного кремнію (STFZ) і кремнію, легованого киснем (DOFZ).

Одним з найбільш ефективних альтернативних методів підвищення радіаційної стійкості детектора є пониження робочої температури детектора. Перші дослідження показали, що ефективність збирання заряду найкраще відновлюється при температурі 130-140 К і може досягати 100 % при помірних густинах потоків нейтронів (~1*10^{18} н/м^2). Ефект відновлення ефективності збирання заряду при низьких температурах називається ефектом Лазаря. Модель ефекту Лазаря, яка враховує особливості розподілу електричного поля в об’ємі напівпровідника, зокрема, наявність максимумів напруженості поля у кожного з двох контактів (подвійний пік), а також, перерозподіл просторового заряду в збідненій області опромінених детекторів полягає у наступному[5].

При використанні в жорстких умовах випромінювання в кристалічній решітці напівпровідника починають з'являтися дефекти в міру руху атомів через взаємодію з високою енергією та пересічними частинками.

Ці дефекти у вигляді мережі як вакансій, так та атомів в міжвузлях призводять до тимчасового захоплення електронів та дірок, які створюються,

коли іонізуючі частинки проходять через детектор. Оскільки ці електрони та дірки, які дрейфують під дією електричного поля, генерують сигнал, який оголошує проходження частинок при великій кількості виробничих дефектів, сигнал детектора може бути значно зменшений, що призводить до непрацездатного (мертвого) детектора.

Відповідальними за ефект Лазаря є виключно глибокі енергетичні рівні разом з температурною залежністю їх заселеності. Це акцепторний центр захоплення з енергією E_c – 0,52 еВ і донорний центр захоплення E_v + 0,48 еВ. Ефект Лазаря може спостерігатися при кріогенних температурах лише у опромінених детекторах, причому таких, у яких при кімнатних температурах напруга збідніння лише частково збіднює об'єм детектора.

Необхідно зауважити, що збільшення зворотного струму в кремнії, пов'язане з радіаційними пошкодженнями, не залежить від якості і способу виготовлення кристалу детектора, технології процесу його виготовлення і виду опромінення. Зворотний струм опроміненого кремнієвого детектора пропорційний його активному (збідненому) об'єму V і еквівалентній густині потоку 1 МеВ нейтронів.

3.2. Радіаційні дефекти в CdTe – детекторах

Безперечною перевагою напівпровідникових детекторів на основі широкозонних високоомних напівпровідників CdTe є їх здатність працювати при кімнатних температурах [1]. В таких детекторах немає необхідності створювати бар'єрний перехід (як у детекторів на основі кремнію, германію) і підтримувати чутливу до випромінювання область збідніння (або виснаження) прикладенням напруги збідніння. Напруга, що подається на омічні контакти цих напівпровідників, необхідна для збирання іонізованого заряду (напруга зміщення). За відсутності опромінення вона створює темновий струм , або струм витоку. Тому радіаційні пошкодження в широкозонних

напівпровідникових детекторах зводяться переважно до об'ємних пошкоджень і призводять до збільшення струму витоку, погіршення збирання індукованого заряду і, як наслідок, у спектрометрах – до зниження енергетичної роздільності і зменшення номеру каналу у спектрі.

Телурид кадмію має достатньо високу радіаційну стійкість у порівнянні зі з Si та Ge (табл. 1,2) [9].

Табл.1. Радіаційні пошкодження в Si та Ge детекторах

Матеріал	Випромінювання	Ефекти	Посилання
Кріогенний кремній	Протони	Значне погіршення енергетичного дозволу починаються приблизно при 10^{12} р/см^2 ,а струм витоку та амплітуда імпульсу погіршуються вже після $5*10^{11}$ p/cm^2	[81]
Планарний германієвий детектор	Нейтрони	Значне погіршення енергетичного дозволу після 10^9 n/cm^2	[82]
Коаксіальний германієвий детектор	протоні	У p-типу енергетичний дозвіл починає погіршуватися приблизно при $2*10^7$ p/cm^2. У коаксіального детектора n-типу дозвіл погіршується приблизно при $2*10^8$ p/cm^2. Термічний відпал знімає вплив опромінення при великих інтегральних дозах.	[82]

Табл.2. Радіаційні пошкодження в CdTe –детекторах при гамма-опроміненні

речовина	Вид випромінювання та його енергія	Потужність дози	Ефекти	Посилання
CdTe	Фотони 1,17 та 1,33 МєВ		Істотне розширення ΔЕ для 59,5 та 662 кєВ після дози 10^5 Р.	[83]
CdTe(CI)	^{60}CO у-випром.	1940 Гр/ч	Обидва матеріали абсолютно нечутливі	[75,76]

			до опромінення до доз порядку 10 кГр. Спектроскопічні характеристики CdTe:CI поступово знижується приблизно за лінійним законом до 30-35 кГр, що може розглядатися як верхня межа витримує детектором доз	

Детектори на основі CdTe стають чутливими до опромінення протонами проміжних енергій, починаючи з доз 10^{12} р/м^2. Що стосується нейтронів, то в області енергій близько 8 МеВ поріг, з якого починається деградація енергетичної роздільності спектрометра, досить високий (10^{14} n/м^2).

Результати опромінення CdTe гамма-квантами ^{60}Co з потужністю дози 1940 Гр/год наведені у табл. 2. Детектори виявилися малочутливими до опромінення до доз в 10 кГр, у той час як великі дози вже впливали на їх роботу (рис. 22) [9].

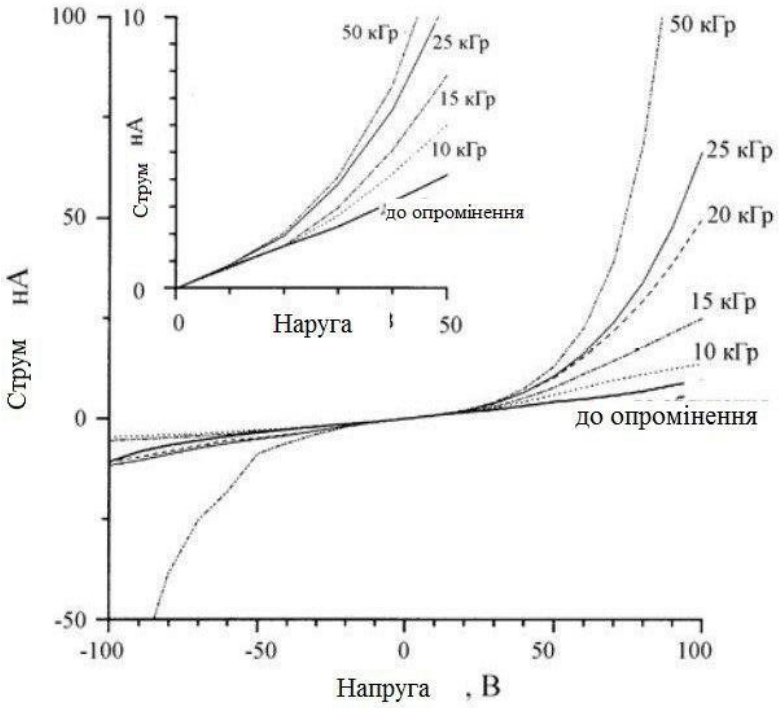


Рис. 22. Струм витоку в детекторі CdTe:Cl після гамма-опромінення джерелом ^{60}Co різними дозами.

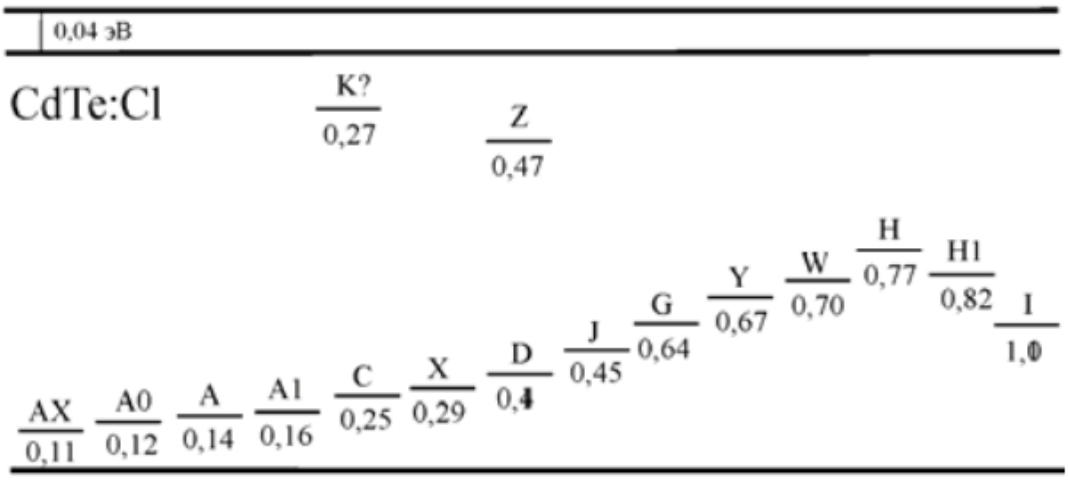
Після опромінення детектори показують не лише зменшення області лінійної залежності і різке збільшення струму витоку за її межами, а і суттєву асиметрію вольт амперної характеристики (ВАХ). Ця асиметрія пояснювалась авторами збільшенням концентрації центрів захоплення, що створюються радіацією, причому в різній кількості для дірок і електронів. За малих доз переважаючим ефектом є скорочення часу життя носіїв заряду в об’ємі напівпровідника.

При більш високих дозах збільшення концентрації деяких глибоких центрів захоплення може змінювати компенсаційне співвідношення і призводити до більшої концентрації вільних носіїв заряду. У свою чергу, це повинно викликати збільшення струму витоку і, як наслідок, інтенсивність шуму. Що стосується асиметрії зміни ВАХ, автори відмічають, що хоча детектори мали омічні золоті або платинові контакти, збільшення числа

квазівільних носіїв заряду після великої дози опромінення призводило до частково однонапрямленої провідності, оскільки число носіїв заряду і положення відповідних рівнів носіїв різного знаку всередині забороненої зони взаємно не компенсувалося [2].

Що стосується спектрометричних властивостей, то CdTe зовсім не чутливий до опромінення до доз ~ 10 кГр. Схоже вони навіть виграють від того, що скорочення часу життя носіїв знижує рівень флуктуацій струму витоку (шумів). Спектроскопічні характеристики CdTe:Cl поступово знижуються, приблизно за лінійним законом до 30-35 кГр, що можна розглядати як верхню межу доз, які витримує детектор.

Повна ідентифікація утворених або знищених опроміненням рівнів з реальними точковими дефектами в CdTe поки не проведена. Але дослідження опромінених детекторів методом фото індукованої струмової спектроскопії (PICTS) дозволило встановити глибокі рівні, що присутні в опромінених зразках (рис. 23).



ВАЛЕНТНА ЗОНА

Рис. 23. Схематичне представлення глибоких рівнів, виявлених у CdTe:Cl методом PICTS після опромінення нейтронами, електронами і гамма-квантами.

З'ясувалося, що гамма-опромінення переважно впливає на власні точкові дефекти, такі як міжвузловий Cd та вакансія Te (табл. 3).

Табл. 3. Деякі з рівнів в гамма-опромінених CdTe

Рівень (дефект)	E (eV)	$\Sigma(cm^{-2})$	CdTe	CdZnTe
G (междоузельний Cd)	0,64	$1*10^{-13}$	Є	Немає
HI (Можливо Te_{Cd})	0,82-0,86	$1*10^{-13}$	Є	Є
I (вакансія Te)	1,01-1,10	$1*10^{-12}$	Є	Є

Це означає, що повинні утворюватися також і вакансії Cd. Не виключене утворення і дефекту заміщення Te_{Cd}, тобто телуру на місці кадмію.

Визначення радіаційного ресурсу як спектрометричних, так і дозиметричних детекторів на основі CdTe, тобто величини поглинутої дози гамма-випромінювання, за якої спектрометричні чи дозиметричні характеристики приладу неприпустимо змінюються, показало наступне.

По-перше, утворювані опроміненням електронами (~11 МеВ) центри позначаються, передусім, на більш якісному матеріалі дозиметричних детекторів – для зразків з питомим опором 10^9-10^{10} Ом*см після отримання 2,5; 5 і 7 Мрад спостерігалося різке зниження питомого опору до рівня 10^4-10^5 Ом*см.

По-друге, опромінення дозиметричних детекторів гамма-квантами в полі тормозного випромінювання лінійного прискорювача електронів виявило радіаційну деградацію зразків з CdTe при дозах ~200 кГр ($2*10^7$ рад).

Стосовно спектрометричних детекторів можна припустити, що вони більш чутливі до опромінення, аніж дозиметричні, оскільки використовують більш досконалі кристали. Основною спектрометричною характеристикою

такого детектора є ширина спектральної лінії на напіввисоті (FWHM), яка у відсотковому відношенні до спектральної лінії характеризує енергетичну роздільність приладу [3].

Радіаційна обробка гамма-квантами проводилася аналогічно дозиметричним детекторам. Після опромінення спектрометричні детектори показали зменшення області лінійної залежності ВАХ і збільшення струму витоку за її межами (рис. 24). Ці зміни, також пов'язують із збільшенням числа центрів захоплення носіїв, утворюваних радіацією.

Немонотонний характер поведінки струму витоку пов'язують із зміною компенсаційного співвідношення у зв'язку із збільшенням концентрації глибоких центрів захоплення.

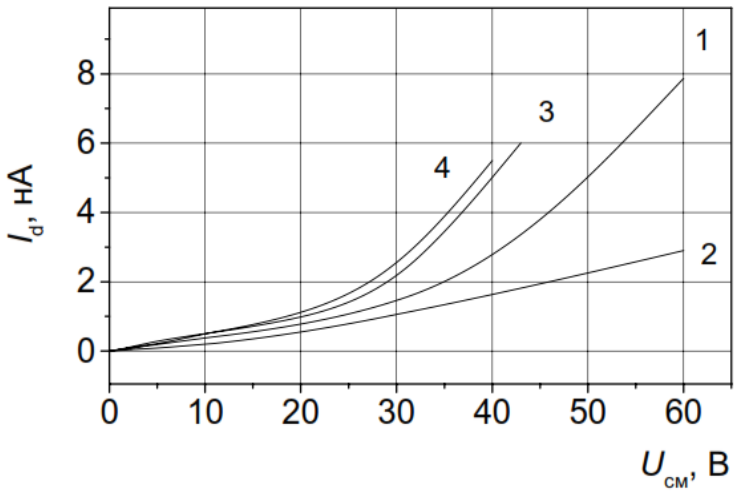


Рис. 24. ВАХ (струм витоку) CdZnTe детектора при різних дозах опромінення гамма-квантами: 1 – до опромінення; 2–0,5; 3–1,1; 4–2,1 Мрад [9].

Досліджувався також вплив опромінення на енергетичні амплітудні спектри, отримані на спектроскопічних детекторах помірної якості. Спектри ^{137}Cs, отримані на кристалах CdTe до і після опромінення показані на рис. 25. По горизонталі відкладено номер каналу аналого-цифрового перетворювача, а по вертикалі число підрахунків у кожному каналі.

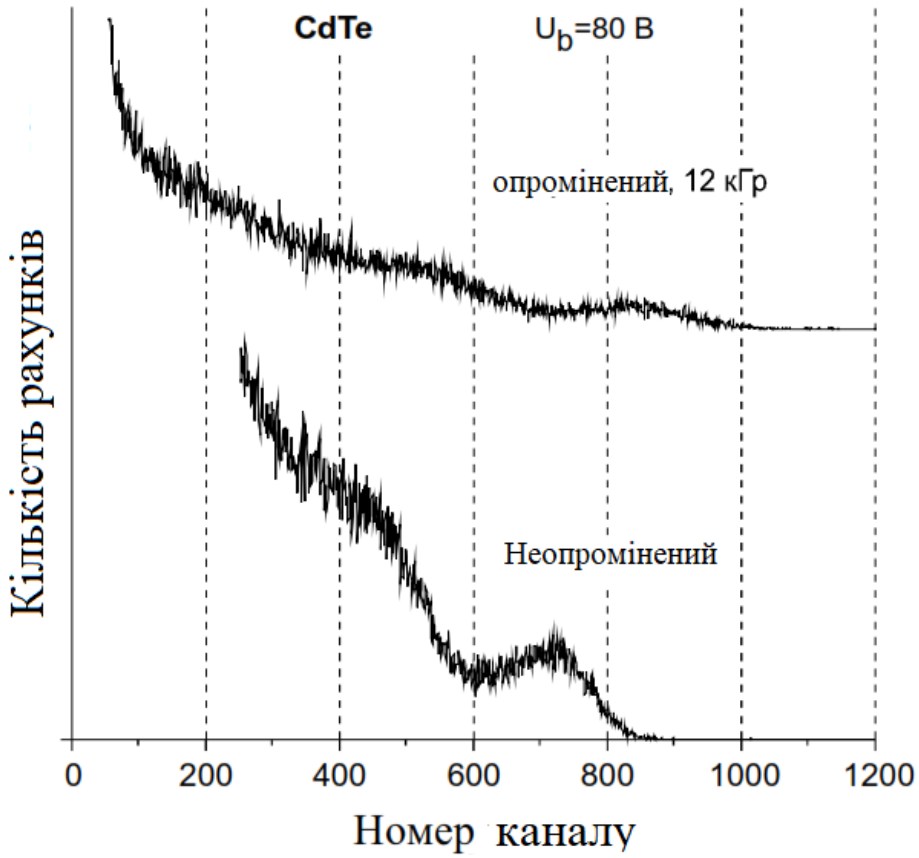


Рис. 25. Спектр радіонукліду ^{137}Cs, отриманий на детекторі CdTe до і після опромінення гамма-квантами [9].

Видно, що із збільшенням поглинутої дози гамма-випромінювання спектри розмиваються, тобто падає енергетична роздільність детектора. При цьому лінії в амплітудному спектрі, що відповідають енергії фотонів ^{137}Cs, зсуваються в бік більших амплітуд (більших номерів каналу АЦП). Цей факт є наслідком методики, що використовувалася.

У висновку – спектрометричні детектори, як і передбачалося, є більш сприйнятливі до радіаційних пошкоджень. Граничні дози для спектрометричних детекторів значно нижчі, аніж для дозиметричних.

Слід зазначити, що при кімнатній температурі відбувається термічний відпал утворюваних опроміненням радіаційних дефектів. Чим вища температура Дебая (T_D) матеріалу (див. табл. 4), тим при більш високих температурах починається відпал радіаційних дефектів.

Табл. 4 Ширина забороненої зони, статична і ВЧ діелектричні проникності, показник заломлення, Температура Дебая, температура плавлення, електронна і діркова рухомості напівпровідників для детекторів іонізуючих випромінювань [9].

Полупроводник	E_g, эВ (0 К)	ε_0	ε_∞	n	T_D, К	T_m, К	μ_n, см^2/В·с	μ_p, см^2/В·с
InSb	0,236	16,8	15,6	—	262		78000	750
HgTe	0,302	21	14	—	143	943	33000	—
Ge	0,74	16	16,5	4	374	1210	3800	1820
Si	1,17	11,7	12,7	3,5	645	1690	3000	500
GaAs	1,52	12,9	10,9	3,3	344	1510	8500	420
CdTe	1,6	10,3	7,2	—	200	1371	1200	80
AlSb	1,69	11,6	10,2	—	292		200	420
HgI_2	2,39	8,5–25,9	5,1–6,8	—	—	532	100	—
CdS	2,52	9	5,2	—	250–300	2023	350	15
TlBr	2,64	30,6	5,34	—	290	733	30	4
SiC	2,86	10,2	6,9	—	1200	3073	230	70
C (алмаз)	5,4	5,7	5,7	2,42	2240	4300	1800	1400

CdTe має саму низьку T_D ~ 200 К серед з єднань $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^{V}$ і елементарних напівпровідників.

Реальний радіаційний ресурс детекторів може виявитися вищим за той, що прогнозується за даними імітаційних випробувань, оскільки в умовах імітації радіаційних пошкоджень не встигають повністю проявлятися механізми відпалу дефектів, які мають місце за умов помірних, але більш тривалих радіаційних впливів.

3.3. Вольт-амперні характеристики CdTe-детекторів при кімнатній температурі

Струм витоку є однією з найважливіших характеристик детекторів рентгенівського та гамма-випромінювання на основі CdTe. Цей параметр

визначається переносом заряду, а отже, безпосередньо залежить від механізму переносу заряду. Діодні детектори CdTe, що працюють при кімнатній температурі, зазвичай характеризуються неповним збиранням носіїв, що генеруються фотонами. Внаслідок цього обмежується продуктивність детектора, зокрема енергетична роздільність. У детекторах CdTe це відбувається в основному через низьку рухливість і короткий термін життя дірок. Слабкий транспорт носіїв призводить до того, що дірки можуть бути захоплені ще до досягнення катода. Інші можливі причини погіршення характеристик детектора (ефективності фотонних-піків, енергетичної роздільності, співвідношення пік-долина, ефективність збирання заряду) можуть бути пов'язані зі структурними неоднорідностями та перетвореннями в системі точкових дефектів напівпровідника під час роботи детектора. Погіршення властивостей детектора може бути пов'язано з утворенням електрично активних точкових дефектів і їх взаємодією з дислокаціями і іншими просторовими дефектами при протіканні струму через детектор, що працює під впливом високих енергій. Останнім часом відмічається значний прогрес провідних виробників CdTe (табл. 5) у покращенні детекторної якості кристалів. Це дозволило отримувати монокристалічні пластини зі зменшеним числом структурних дефектів і випадкових домішок і досягти відповідних електричних властивостей, які дозволяють збільшити прикладену напругу без значного збільшення струму витоку. Зокрема, це стосується кристалів CdTe японського виробника Acrorad [10].

Таблиця. 5 Успіхи провідних фірм у вирощуванні кристалів CdTe та CdZnTe [8]

Виробник	матеріал	Діаметр мм
Eurorad, Франція	CdTe ,CdZnTe	50-80
Acrorad, Японія	CdTe	50-75
Orbotech,Ізраїль	CdZnTe	40*40 мм
Yinnel Tech, США	CdZnTe	50-75
Redlen, Канада	CdZnTe	50-75
eV Products, США	CdZnTe, CdTe	До 140
Гіредмет, Росія	CdZnTe , CdTe	80-100

Суттєво підвищити збирання заряду можна шляхом формування бар'єрного контакту замість омічного контакту [10, 11]. Використовуючи наявні в продажу кристали CdTe з блокуючим контактом Шоттки, можна отримати діоди з низьким струмом витоку (<100 нА / см^2) навіть при високій напрузі зміщення (до 2 кВ). Існують також багатообіцяючі діоди CdTe на основі електричних переходів (p-i, n-i, p-i-n або p-n), оскільки легко сформувати розширену область збідніння і поліпшити збирання заряду в гомо переході, а також домогтися стабільності електричних і спектральних характеристик детекторів. Однак, щоб отримати мілке і гостре електричне з'єднання, необхідно забезпечити сильне легування напівізолюючого CdTe, що досить проблематично через самокомпенсацію. За допомогою лазерного легування індієм кристалів CdTe з високим питомим опором можна розробити діоди з вбудованим p-n-переходом в області поверхні.

Для виготовлення детекторів рентгенівського та гамма-випромінювання були використані комерційні (111) орієнтовані на Cl, напівізолюючі ($\rho \sim 10^9$ Ом • см) p-подібні монокристали CdTe з лінійними розмірами 5 × 5 × 0,5 мм^3, що випускаються корпорацією Acrorad. Діоди In / CdTe / Au зі структурою p-n були виготовлені методом лазерного легування. Відносно товста (~ 400 нм) плівка In наносилася в вакуумі на B-грань (Te-кінцеву) пластин CdTe. Товщина плівки In була такою, що вона не повністю випаровувалася під впливом лазерного опромінювання. Таким чином, плівка In служила джерелом легуючої домішки n-типу при лазерному опроміненні, а також електродом після лазерного легування. Вся площа зразків повністю опромінювалася з боку, попередньо покритих плівкою In, одним імпульсом ексимерного лазера KrF (λ = 248 нм, τ = 20 нс) з густиною енергії близько 100 мДж / см^2 в аргонному середовищі 0,3 МПа при кімнатній температурі. Після лазерного легування золотий електрод випаровувався на протилежному боці пластин CdTe.

Лазерне легування використовувалося для подавлення самокомпенсації легуючої домішки, а також для введення і активації домішкових атомів In в області тонкої поверхні напівізолюючих кристалів CdTe. Використовувана методика лазерного легування забезпечувала утворення поверхнево-активного шару n-типу, сильно легованого In, з питомим опором ~ 10^3 Ом • см, а концентрація і рухливість електронів - ~ 10^{19} $см^{-3}$ і ~ 140 $см^2$ / В • с відповідно. Було показано, що основна роль в твердо фазному легуванні поверхневої області CdTe, індукованої лазерним опромінюванням, обумовлена пружними і ударними хвилями. Виготовлені p-n-діоди представляли собою складну багатошарову структуру метал-напівпровідник, сформовану з наступних областей: індієвий електрод, In/n-CdTe: в омічному контакті тонкий низькоомний сильно легований n-CdTe: в шарі, різкий асиметричний p-n-перехід, об'ємна частина напівізолюючого p-подібного CdTe: Cl, Au/CdTe: Cl «майже омічного» контакту Шотткі і Au-електрода.

Виготовлені діодні детектори M-p-n In/CdTe/Au були перевірені електричними вимірами. Вольт-амперні характеристики зразків були досліджені в темряві при різних температурах. Прямий струм вимірювався, коли Au-контакт був зміщений позитивно щодо In-контакту. Працездатність детекторів була також перевірена для виявлення випромінювання при кімнатній температурі з використанням радіоізотопу ^{137}Cs.

На рис. 1 (а) показані низьковольтні частини ВАХ діодної структури In/CdTe/Au, виміряні при чотирьох температурах в діапазоні від 7 ° С до 62 ° С. Примітно, що структура має особливо виражені випрямляючі властивості. Адже послідовний опір об'ємної частини діода з таким високим питомим опором матеріалу (~ 10^9 Ом • см) має значно послабити випрямляючі властивості пристрою. Фактично, при кімнатній температурі прямий струм перевищує, наприклад, при 5 В, зворотний струм приблизно на 5 порядків.

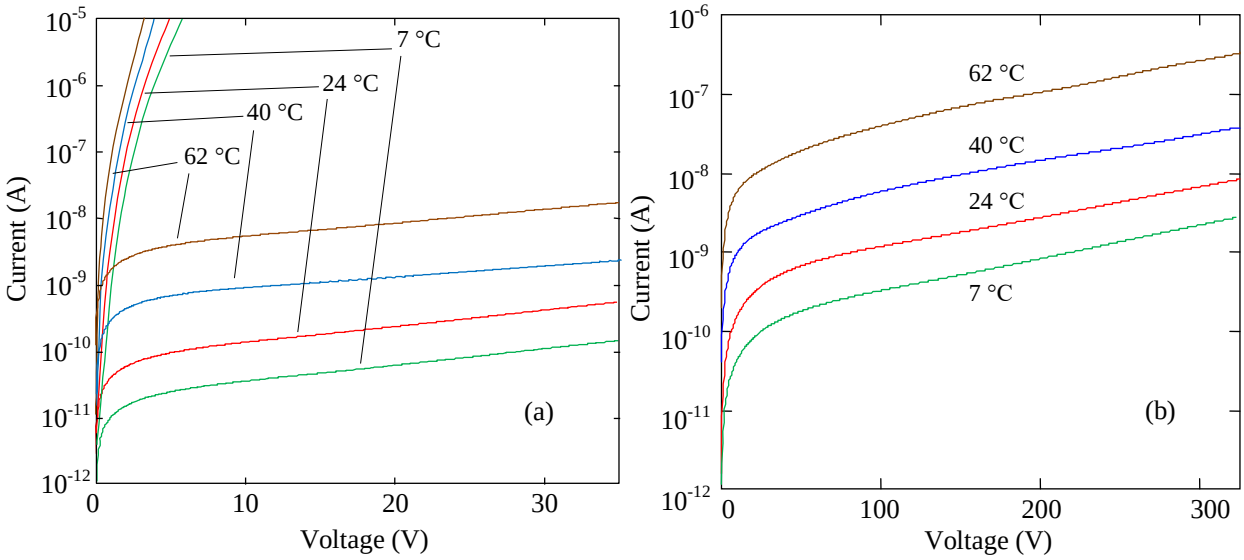


Рис. 26. ВАХ детектора на основі CdTe з p-n-переходом при різних температурах при низькій напрузі (a) і зворотні ВАХ при більш високих напругах (b) [10, 11].

Також важливо, щоб зворотний струм при 5 В був досить низьким, приблизно 0,1 нА (площа діода 4 × 4 мм^2), і не перевищував 7-8 нА при 300-330 В. Обмеження напруги зворотного зміщення на 300 - 330 В мотивується тим фактом, що подальше збільшення напруги недоцільне з точки зору збільшення енергетичної роздільності детектора. Це ілюструється результатами вимірювань спектру випромінювання радіонукліда ^{137}Cs, показаними на рис. 27.

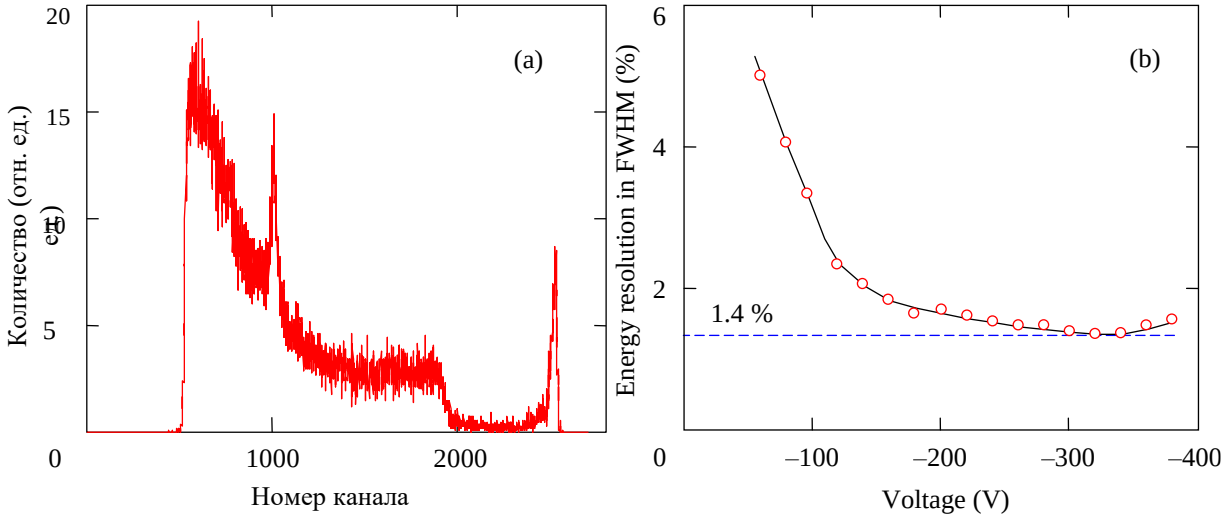


Рис. 27. Спектр радіоізотопу ^{137}Cs, знятий за допомогою діодного детектора In/CdTe/Au при напрузі зворотного зміщення 300 В (а), і залежності енергетичної роздільності на напіввисоті (б) від напруги, отримані з спектру ^{137}Cs [10, 11].

Повертаючись до електричних характеристик структур M-p-n-In/CdT/Au, з рис. 26 (а) видно, що спостерігається досить сильна температурна залежність зворотного струму діода, що свідчить про його теплову природу. Насичення струму не спостерігається при збільшенні напруги, що дозволяє відразу відмовитися від надбарьерного механізму струму[12, 13]. Можна припустити, що основним механізмом переносу заряду в структурі In/CdTe/Au є генерація в області просторового заряду, що описується теорією Сах-Нойса-Шоклі [14]. Відповідно до цієї теорії швидкість генерації-рекомбінації U (x, V) в перерізі x збідненого шару при напрузі V визначається співвідношенням

$$U(x,V) = \frac{n(x,V)\,p(x,V) - n_i^2}{\tau_{p0}\left[n(x,V) + n_1\right] + \tau_{n0}\left[p(x,V) + p_1\right]} \qquad (1)$$

де n(x, V) і p(x, V) - концентрації носіїв в зоні провідності і валентній зоні відповідно; n_0 і p_0 - їх рівноважні значення; τ_{n0} і τ_{p0} - ефективні часи життя електронів і дірок в збідненім шарі відповідно; $n_1 = N_c \exp [- (E_g - E_t)/kT]$, $p_1 = N_v \exp (- E_t/kT)$, E_t - енергетична відстань рівня генерації-рекомбінації від вершини валентної зони, $N_c = 2 (m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ і $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ - ефективні щільності станів в зонах провідності і валентності, а m_n і m_p - ефективні маси електронів і дірок відповідно.

Струм рекомбінації при прямому зміщенні і струм генерації при зворотному зміщенні знаходять шляхом інтегрування U(x, V) у всьому шарі збіднення

$$I = Aq\int_0^W U(x,V)dx \tag{2}$$

де q - електронний заряд, а A - площа діода.

Вирази для n(x, V) і p(x, V) мають вигляд

$$n(x,V) = N_c \exp\left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \varphi(x,V) - qV}{kT}\right] \tag{3}$$

$$p(x,V) = N_v \exp\left[-\frac{\Delta\mu + \varphi(x,V)}{kT}\right] \tag{4}$$

де Δμ - енергетична щілина між рівнем Фермі і краєм валентної зони в об'ємній частині кристалу CdTe. Значення Δμ визначається питомим опором матеріалу, що використовується.

У різкому асиметричному p-n-переході ширина області просторового заряду W(V) і потенційна енергія φ(x, V), яка відлічується від краю валентної зони в об'ємній частині кристалу CdTe, може бути описана аналогічно Шотткі - діоду, за наступними виразами

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - qV)}{q^2(N_a - N_d)}} \tag{5}$$

$$\varphi(x,V) = (\varphi_0 - qV)\left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \tag{6}$$

де ε - відносна діелектрична проникність напівпровідника, ε_0 - діелектрична проникність вакууму, а N_a - N_d - концентрація некомпенсованих акцепторів в кристалі CdTe.

Результати розрахунків з використанням рівнянь (1) - (6) показані на рис. 28 (а) суцільними лініями, а кружки - експериментальні результати.

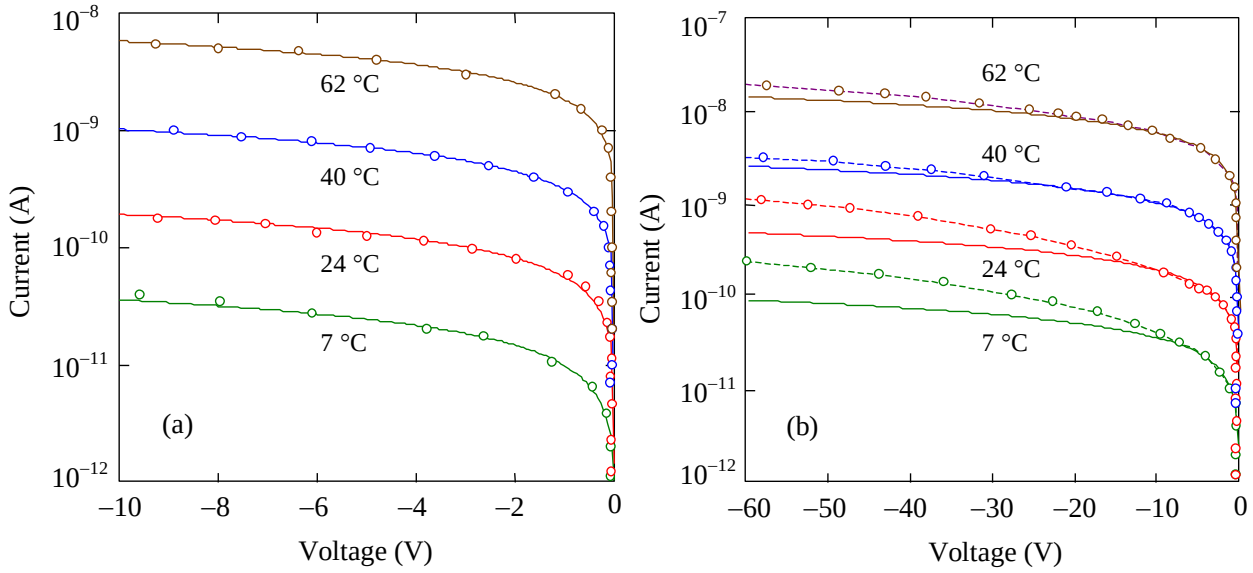


Рис. 28. Порівняння експериментальних (кружки) і розрахованих (суцільні лінії) зворотних ВАХ при низькій напрузі (а) і більш високих напругах (б) при різних температурах [10, 11].

Слід підкреслити, що розрахунки проводилися при чотирьох різних температурах і інших незмінних параметрах. Як видно, теорія Сах-Нойса-Шоклі добре описує як форму I-V характеристики діода In/CdTe/Au, так і його зміни температури. У розрахунках глибина рівня рекомбінації генерації E_t приймалася рівною $E_g/2$ = 0,73 еВ, тобто для найбільш ефективного центру генерації значення $\Delta\mu$ = 0,71 еВ було вибрано виходячи з того, що питомий опір кристала CdTe дорівнював 10^9 Ом • см , а рухливість дірок дорівнювала 100 $см^2$ / (В с). Взявши ефективні часи життя носіїв в області просторового заряду $\tau = \tau_{n0} = \tau_{p0} = 10^6$ с, для кращої відповідності розрахункових і експериментальних результатів припускали, що концентрація некомпенсованих акцепторів N_a - N_d дорівнювала $5x10^{11}$ $см^{-3}$.

Використовувана теорія описує електричні характеристики структури діода In/CdTe/Au тільки при відносно низькій напрузі зміщення V. При більш високих напругах зміщення виміряні струми відхиляються в бік збільшення від

значень, теоретично розрахованих відповідно до теорії (рис. 28 (а)). Слід підкреслити, що відхилення від теорії збільшується з пониженням температури.

3.4. Пристрій для покращення спектральних характеристик CdTe – детекторів

Для того, щоб мати можливість забезпечити роботу детектора за температур, що дозволяють отримати найоптимальніші значення енергетичної роздільності було спроектовано та розроблено спеціальну установку. Установка складається з двох частин, які в сукупності представляють із себе систему, яка дозволяє задавати та витримувати певний рівень температури для столу на якому буде знаходитися детектор. Перший пристрій є підставкою, на якій знаходиться система з комп'ютерного кулера 80х80 мм та алюмінієвого радіатора для активного відведення тепла від елемента Пельтьє.

У ролі охолоджувача, який необхідний для реалізації пристрою, був узятий елемент Пельтьє TEC1-12710 з робочою напругою 12 В, максимальною різницею температур між сторонами - 75°C;

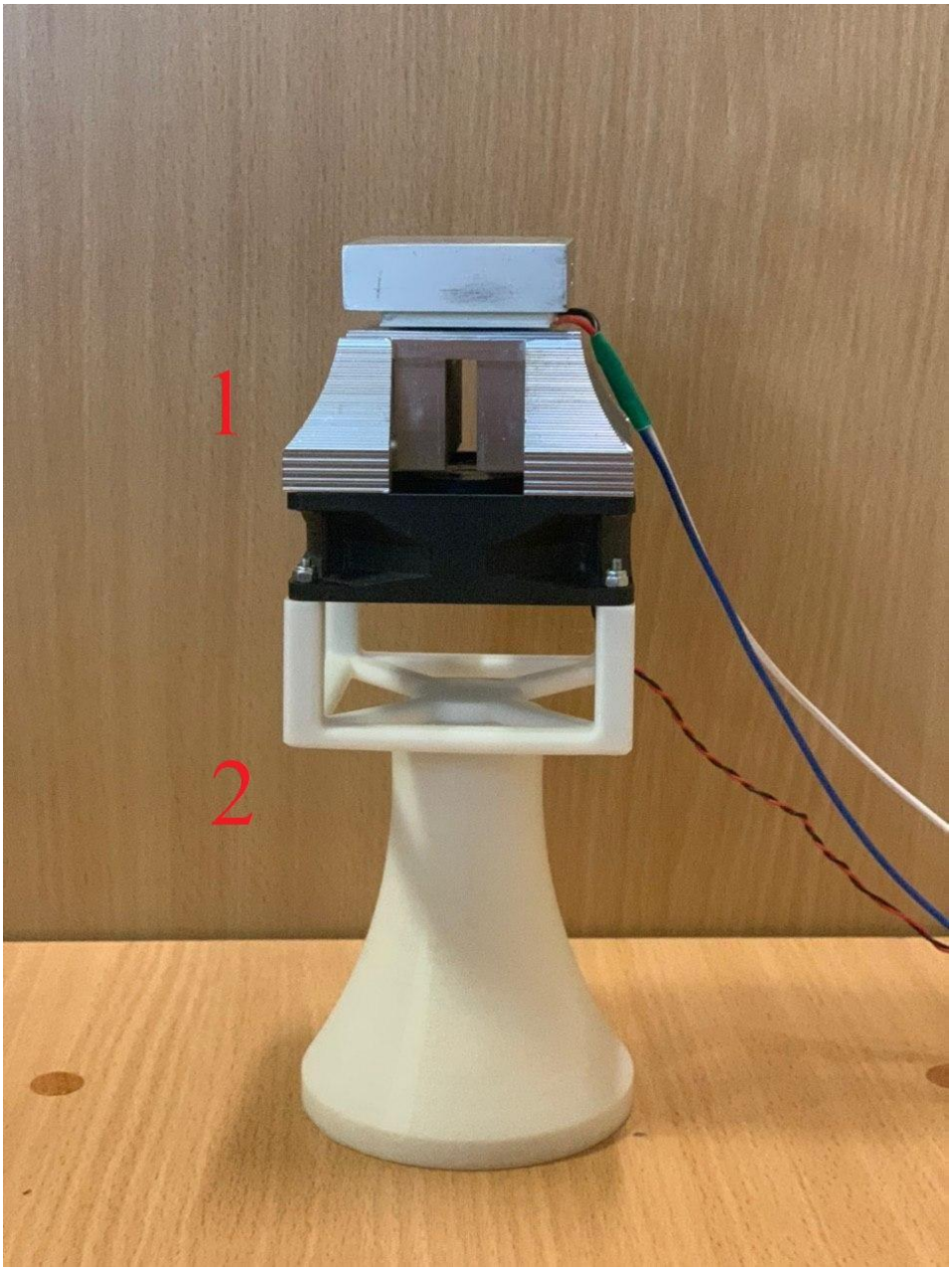


Рис.19. Підставка з блоком охолодження елементу Пельтьє.

1- Блок з робочою поверхнею для охолодження детектору, який складається з алюмінієвого радіатору за кулером для відводу гарячого повітря та алюмінієвого блоку з технічним отвором для вимірювання та регулювання температури.
2- Основа яка виконана на 3D принтері з органічного PLA пластику.

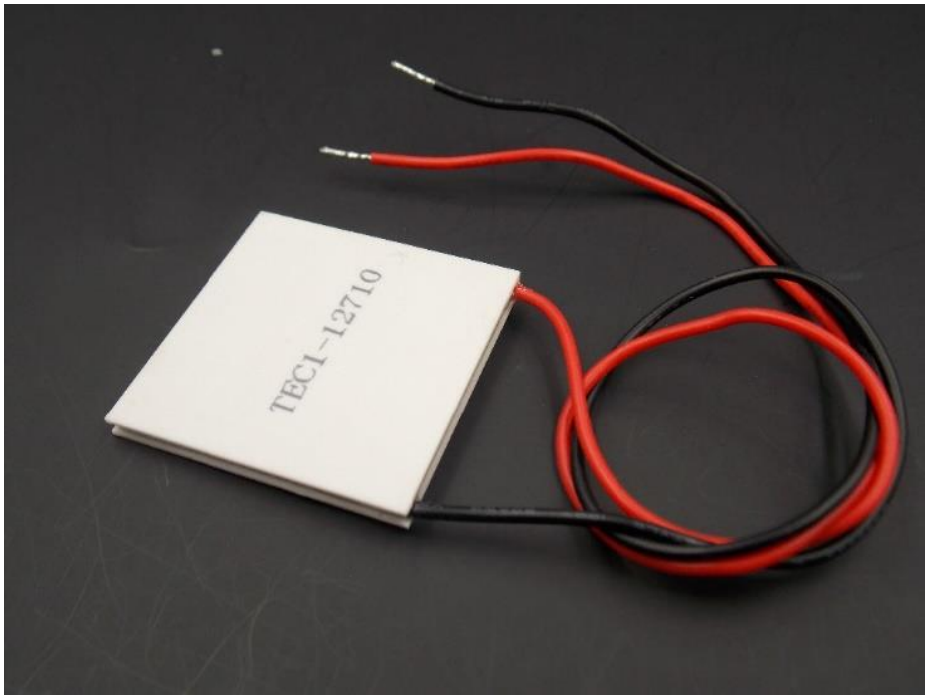


Рис.20. Елемент Пельтьє TEC1-12710

В основі абсолютно будь-якого термоелектричного модуля покладено принцип різниці рівня енергії електронів, тобто один провідний елемент представляє з себе область з високою провідністю, а інший з низькою провідністю. Та якщо поєднати такі провідники та пропустити через них струм, то електрону, щоб пройти з низькоенергетичної області в високоенергетичну потрібно накопичити енергію. При цьому та область де відбувається поглинання енергії електроном починає охолоджуватися.

Для максимально раціонального застосування ефекту охолодження в лабораторних умовах був виготовлений тепловий накопичувач з алюмінію марки АД31 (рис. 20) .

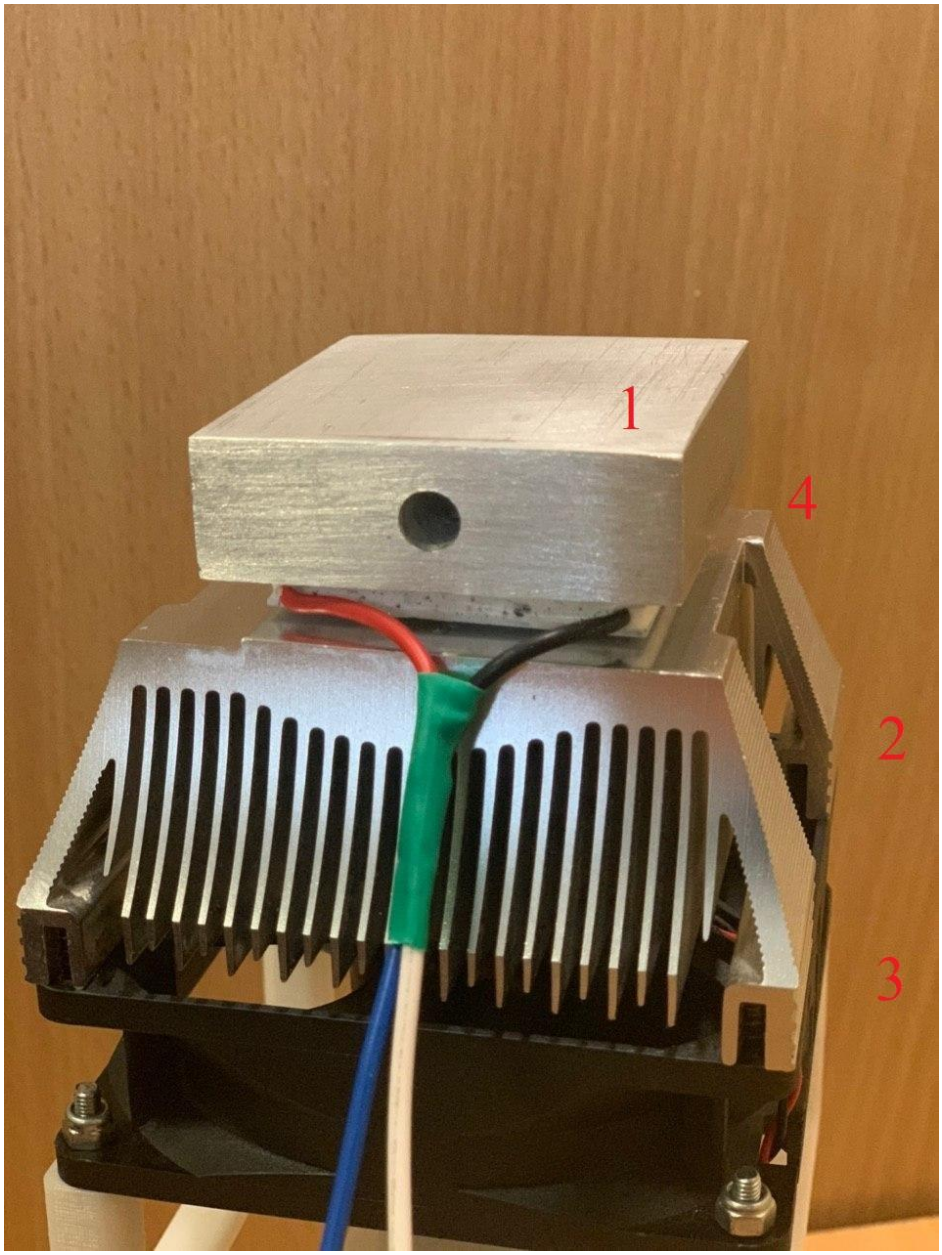


Рис.21.Блок з технічним отвором вид датчик температури ds18b20.

Алюмінієвий блок з технічним отвором для теромопари ds18b20 (1), алюмінієвий радіатор для відводу гарячого повітря у процесі роботи (3), комп’ютерний кулер (4), елемент Пельтьє.

Другий пристрій призначений для фіксації температури як в гарячій області так і в холодній. Справа в тому що при активному відведенні тепла, можна домогтися максимального ККД від елемента Пельтьє, що призведе до менших стрибків температури.



Рис.22. Пристрій для вимірювання температури.

Обробним пристроєм являється мікроконтролер ATmega 328p на базі Arduino Nano V3.0. На Arduino передбачено все необхідне для зручної роботи з мікроконтролером: 14 цифрових входів/виходів (6 з них можуть використовуватися в якості ШІМ-виходів), 6 аналогових входів, кварцовий резонатор на 16 МГц, роз'єм Mini-USB, роз'єм живлення, роз'єм для внутрішньосхемного програмування (ICSP).

Як вимірювач температури був використаний цифровий термометр DS18B20, діапазон температур від + 55 ° C до + 125 ° C з програмованою точністю 9-12 біт. Якщо ви працюєте з бездротовим пристроєм, сенсору скінів буде присвоєно унікальний 64-бітний адресу і він буде обмінюватися інформацією з додатковим додатком (мікроконтролером або платою Arduino) по

однопровідної шині. Цей піддід дозволяє перейти до однієї групи датчиків, до 264.

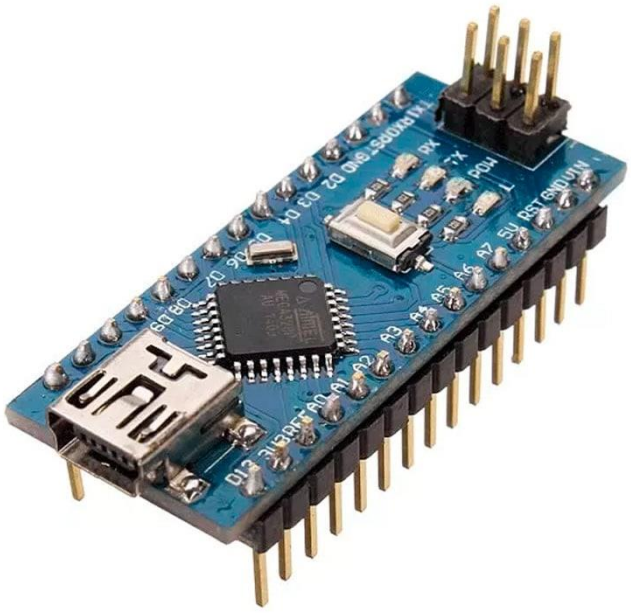


Рис.22. Arduino Nano V3.0

Для регулювання потужності використовувалася функція широтно імпульсної модуляції для досягнення певного значення напруги, а в відповідно і температури. Для керуванням потужністю було використано транзистор IRF840. Який відноситься до типу логічного керування.

Регулювання потужності елемента Пельтьє здійснюється за методом зниження або підвищення напруги яке надходить в систему від блоку живлення з напругою 12В та силою струму 10А. За рахунок алгоритму роботи пристрою, поступовим підбором певного рівня напруги, можна досягти значення яке відповідає константному.

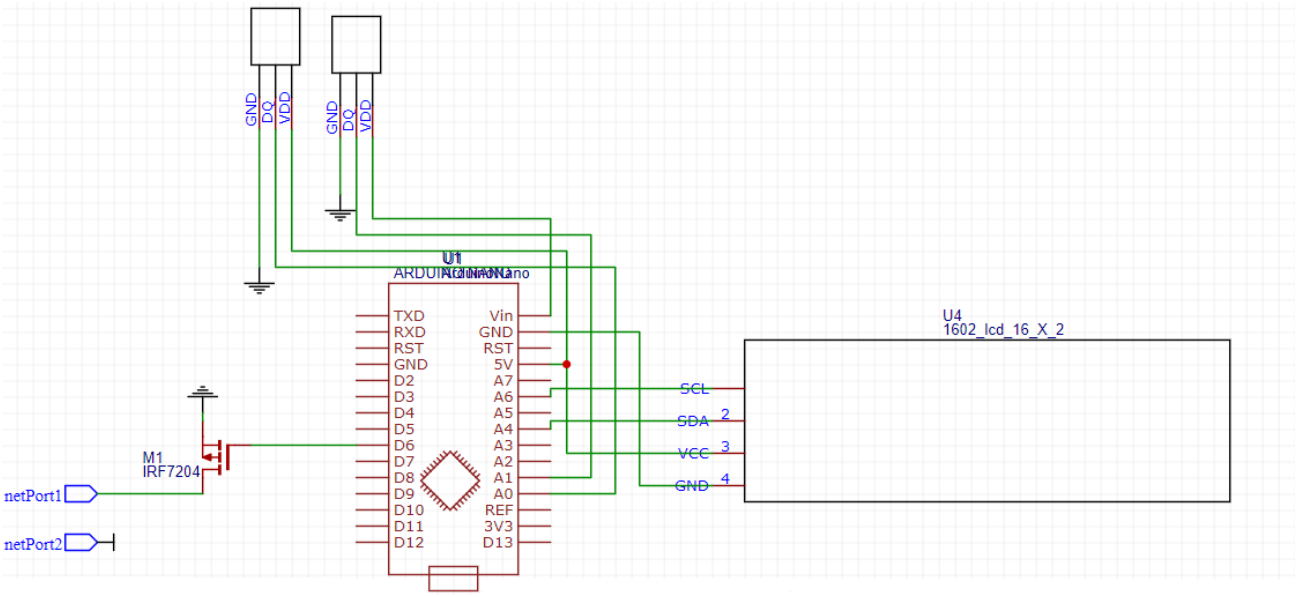


Рис.23..Принципова схема пристрою.

Замість чистого сигналу постійного струму на загрузку подається серія імпульсів. Вони можуть перебувати в максимальній напрузі, але тільки на частку секунди. Це дозволить більш комфортно контролювати потужність, а у нашому випадку і на температуру.

Сигнал з широтно-імпульсною модуляцією - це імпульсний сигнал з постійною частотою, але зі змінним робочим циклом (співвідношення між тривалістю імпульсу і наступним періодом). Якщо коефіцієнт заповнення дорівнює 100%, логічна напруга» 1 " або 5 вольт завжди буде на цифровому виході Arduino. Якщо ви встановите коефіцієнт заповнення на 50%, половина вихідного часу матиме логічну "1«, а половина - » 0", а середня напруга складе 2,5 В.контакти Arduino з широтно-імпульсною модуляцією працюють на частоті близько 500 Гц. Це означає, що період повторення імпульсів становить близько 2 мілісекунд.

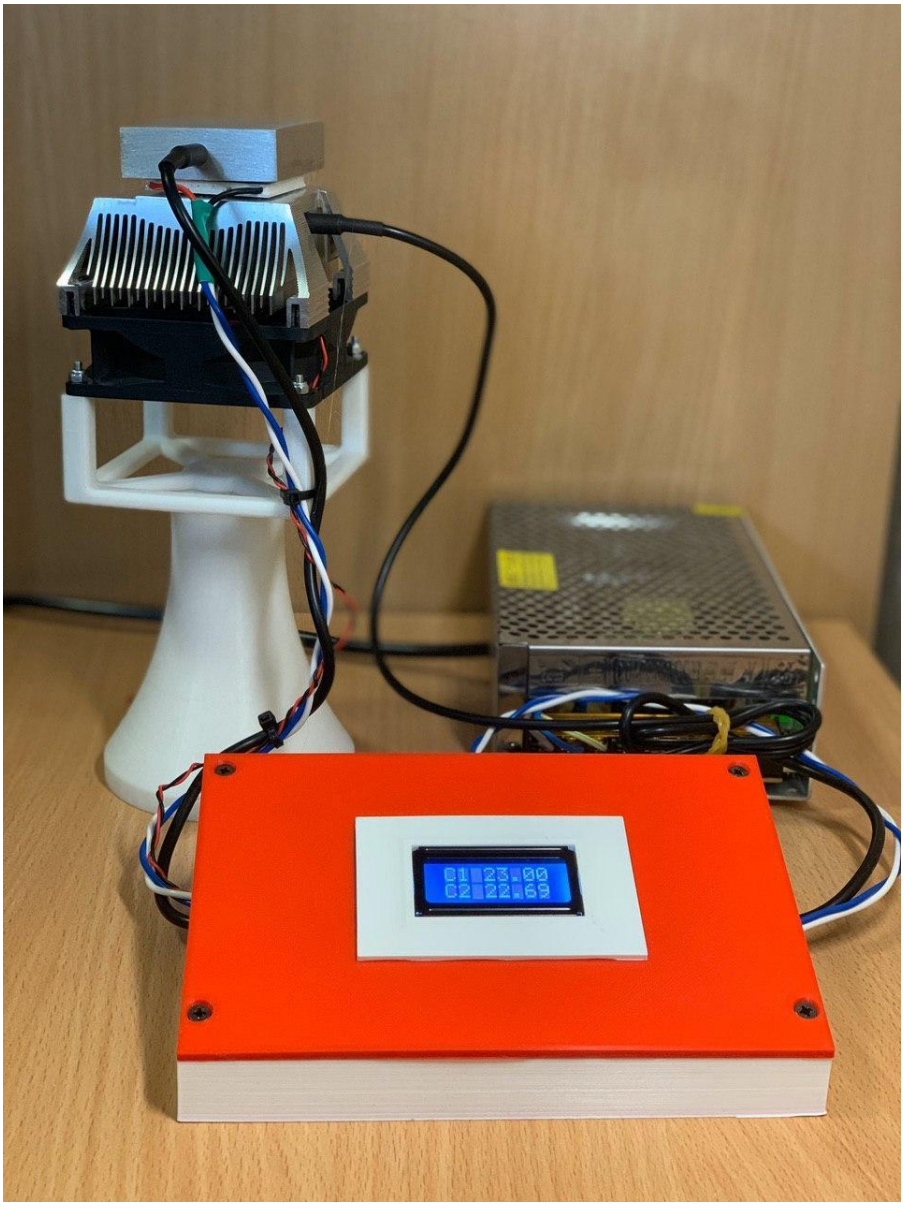


Рис.24. Установка у зборі.

Випробування установки проводилося в тестовому режимі. За мету було поставлено виконання, передусім, двох основних завдань. Перше завдання – досягти такої різниці температур між температурою навколишнього середовища і температурою алюмінієвого блоку, яка б за оцінками давала змогу знизити темновий струм детектора (темновий струм) приблизно на порядок. Друге завдання – перевірити стабільність роботи охолоджуючого пристрою протягом проміжку часу, необхідного для надійної фіксації спектрального максимуму

тестового джерела іонізуючого випромінювання, яким може бути, наприклад, радіонуклід цезій-137. Такий проміжок часу може коливатися, в залежності від системи детектування, від однієї до трьох хвилин.

За даними, наведеними на рис. 28, зниження темнового струму на порядок досягається при значеннях напруги зміщення від двох до шести десяти вольт зниженням робочої температури детектора десь на 22 градуси. Тестування установки проводилося за температури навколишнього середовища 32 ^{o}C. Тому значення температури стабілізації було вибране у 10 ^{0}C.

Час тестування склав 200 с. Дані щодо температури кріогенного блоку знімалися кожні 5 с. Вихід системи на температурний режим представлено на рис. 25. C^{o}

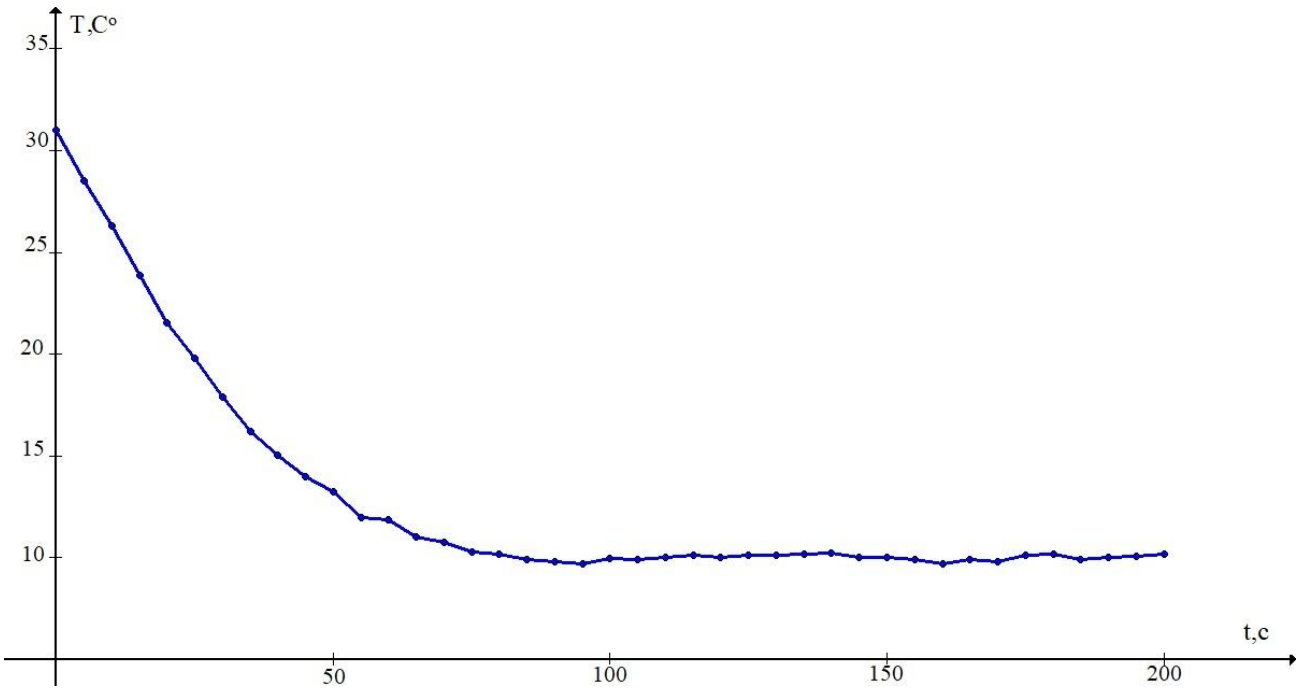


Рис.25. Вихід системи охолодження на температурний режим у 10 ^{0}C.

Видно, по-перше, що система забезпечує вихід на заданий температурний режим. По-друге, стабільний режим підтримується протягом часу, необхідного для спектрометричних вимірювань – близько двох хвилин. Час виходу на

стабільний режим складає близько хвилини, що свідчить про низьку інерційність блоку охолодження. Відхилення від заданого значення температури протягом випробувань не перевищувало 2 ^{0}C.

Такі значення характерних параметрів розробленої установки свідчать про те, що вона може бути з успіхом використана для проведення подальших експериментальних досліджень спектрометричних характеристик діодних детекторів, зокрема In/CdTe/Au з індукованим лазером p-n переходом.

Висновки

В рамках кваліфікаційної роботи було виконано огляд найбільш актуальних матеріалів для детектування і перетворення енергії електромагнітного випромінювання. Показано, що матеріали на основі напівпровідників займають провідні позиції з одного боку для вирішення енергетичних потреб людства шляхом перетворення енергії електромагнітного випромінювання, зокрема сонячного, в електричну енергію, з іншого – для детектування, найбільш небезпечного для живих організмів, рентгенівського та гамма-випромінювання.

До найбільш перспективних матеріалів можна віднести напівпровідник майбутнього - двовимірний дисульфід молібдену, що має на відміну від графену заборонену зону в 1,8 електрон-вольта, тандемні перовскіт-кремнієві сонячні елементи, ККД яких уже сьогодні наближається до 30 відсотків; а також, широкозонні напівпровідники телуриду кадмію, які із-за високої собівартості переважно використовують у якості детекторів рентгенівського та гамма-випромінювання і мають за мету використовувати для реєстрації темної енергії.

Телурид кадмію належить до групи сполук типу $A^{II}B^{VI}$ з кристалічною ґраткою типу цинкової обманки (ZnS) з досить великою шириною забороненої зони в 1,5 електрон-вольта, здатний проявляти обидва типи провідності (електронну n, і діркову p); має високу стійкість до хімічних реагентів та вологості; і, головне, детектори на основі CdTe здатні працювати за кімнатних температур.

На відміну від сцинтиляторів в напівпровідникових детекторах, зокрема діодних – типу In/CdTe/Au з індукованим лазером p-n переходом, фотон безпосередньо перетворюється в електричний сигнал, тому такий пристрій має набагато більшу енергетичну роздільну здатність, ніж детектор на основі сцинтилятору. За ефективністю поглинання випромінювання CdTe

– є найкращим серед напівпровідників і лише трохи поступається германату вісмуту - новітньому сцинтиляційному матеріалу,

Висока енергетична роздільність даного детектора досягається в режимі темнового струму, густина якого знаходиться в межах кількох наноампер на сантиметр квадратний. Очевидно, що чим менший темновий струм, тим більший відносний вклад випромінювання в інтенсивність електричного сигналу

Природа темнового струму пояснюється теорією Са-Нойса-Шоклі. Його значення тим менше, чим вище прикладена напруга і, чим нижче температура. Висновки теорії Са-Нойса-Шоклі якісно експериментально підтверджуються для прикладеної напруги і дають адекватну кількісну інтерпретацію температурної залежності темнового струму при невеликих значеннях напруги.

Таким чином, якщо знизити робочу температуру детектора, то можна досягти оптимальних значень енергетичної роздільності при менших значеннях прикладеної напруги.

З цією метою був розроблений пристрій на елементі Пельтьє, що дозволяє понизити робочу температуру детектора на кілька десятків градусів і достатньо довго підтримувати температуру стабільною.

Тестування розробленої установки в пробному режимі показало:

- перепад температур у 22 градуси забезпечується в межах хвилини;
- робоча температура підгримується стабільною протягом двох хвилин (цього часу достатньо для спектральних вимірювань в дискретному режимі);
- відхилення температури від заданого значення не перевищує 2-х градусів.

Отже, можна очікувати, що такий перепад температур дозволить приблизно на порядок зменшити темновий струм детектора при даному значенні прикладеної напруги і покращити його спектральні характеристики.

Список використаних джерел:

1. Ритсон Д., Экспериментальные методы в физике высоких энергий, пер. с англ., М., 1964.
2. Semiconductor detectors, ed. by *G*. Bertolini, A. Coche, Amst., 1968.
3. Vertex detectors, ed. by F. Villa, N. Y., 1988.
4. Акимов Ю. К., Каланин А. И., Кушнирук В. Ф., Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике, М., 1989.
5. Тауц Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш., М., 1962.
6. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Перспективы фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии, Черноголовка, 1981.
7. К о л т у н М. М., Солнечные элементы, М., 1987.
8. Сизов Ф. Ф., ИК-ФОТОЭЛЕКТРОНИКА: ФОТОННЫЕ ИЛИ ТЕПЛОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ? ПЕРСПЕКТИВЫ, Sensor Electronics and Microsystem Technologies 2015 – Т. 12, № 1, p. 26-52
9. Радиационная стойкость полупроводниковых детекторов корпускулярного и гамма-излучения, Л.Н. Давыдов, А.А. Захарченко, Д.В. Кутний, В.Е. Кутний, И.М. Неклюдов, А.В. Рыбка, И.Н. Шляхов, «Вісник Харківського університету», № 657, 2005, серія фізична «Ядра, частинки, поля», вип. 1/26, с. 3-22
10. Kulyk O.P., Gnatyuk V.A., Zelenska K.S., Podshyvalova O.V., Koike A., Aoki T. High-performance semiconductor X/γ-ray detection system for environment monitoring / O.P.Kulyk, V.A.Gnatyuk, K.S.Zelenska, O.V.Podshyvalova, A.Koike, T.Aoki // Фізико-технічні проблеми енергетики та шляхи їх вирішення 2019

(ФТПЕШВ-2019): Матеріали міжнародної науково-технічної конференції, 19 червня 2019 р., м. Харків. – Х.: ХНУ імені В.Н. Каразіна. – С. 3.

11. V. A. Gnatyuk, O. I. Vlasenko, S. N. Levytskyi, E. Dieguez, J. Crocco, H. Bensalah, M. Fiederle, A. Fauler, T. Aoki, Surface processing of CdZnTe crystals, Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XIV. Proceedings of SPIE, Vol. 8507 (Oct. 2012) 85071S-1-5.

12. Чугай О.Н., Герасименко А.С., Комарь В.К., Наливайко Д.П., Олейник С.В., Подшивалова О.В., Сулима С.В., Новохатская Т.Н. Влияние легирующих атомов Cr на диэлектрические свойства кристаллов ZnSe, выращенных из расплава, Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55, №. 1. – С. 50–53.

13. Brus, V.V., Maslyanchuk, O.L., Solovan, M.M., (...), Melnychuk, S.V., Aoki, T., Graphene/semi-insulating single crystal CdTe Schottky-type heterojunction X- and γ-Ray Radiation Detectors, Scientific Reports, 2019.

14. Sah, C-T., Noyce, R.N. and Shokley, W., “Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics,” Proc. IRE 45, 1228-1243 (1957).