

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

## **КОНТРОЛЬ ПРОНИКАЮЧИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ**

Методичні вказівки  
до виконання домашніх контрольних робіт  
для студентів напряму підготовки 6.051003 «Приладобудування»,  
професійного спрямування «Прилади і системи неруйнівного контролю»

*Рекомендовано вченою радою  
приладобудівного факультету  
(протокол № \_\_ від \_\_\_\_\_ р.)*

Київ  
КПІ ім. Ігоря Сікорського  
2017

**Контроль проникаючим випромінюванням:** Методичні вказівки до виконання домашніх контрольних робіт для студентів напряму підготовки 6.051003 «Приладобудування», професійного спрямування «Прилади і системи неруйнівного контролю» денної форми навчання [Текст] / Уклад.: С. М. Маєвський, К. М. Серий. – К.: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017. – 36 с.

Методичні вказівки призначено для студентів напряму підготовки 6.051003 «Приладобудування», професійного спрямування «Прилади і системи неруйнівного контролю» денної форми навчання. У методичних вказівках наведено мету і завдання домашніх контрольних робіт, їх зміст та обсяг. Розглянуто організаційні питання роботи над домашніми контрольними завданнями, послідовність та методику виконання, наведено вимоги щодо оформлення та процесу здачі готових робіт.

Навчальне електронне мережне видання

## КОНТРОЛЬ ПРОНИКАЮЧИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Методичні вказівки

до виконання домашніх контрольних робіт

для студентів напряму підготовки 6.051003 «Приладобудування»,  
професійного спрямування «Прилади і системи неруйнівного контролю»

Укладачі: *Маєвський Станіслав Михайлович, д.т.н., професор*  
*Серий Костянтин Миколайович, к.т.н., доцент*

Відповідальний  
редактор: *Лисенко Юлія Юріївна, асистент*

Рецензент: *Цибульник С.О., к.т.н., ст..викладач*

*За редакцією укладачів*

ЗМІСТ	стр.
ВСТУП .....	4
ЗМІСТ І ОБСЯГ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ .....	5
1. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ПРО РЕНТГЕНІВСЬКИЙ КОНТРОЛЬ .....	5
1.1. Фізичне пояснення рентгенівського випромінювання.....	6
1.2. Перший постулат Бора.....	7
1.3. Другий постулат Бора.....	8
1.4. Рентгенівська трубка.....	11
1.5. Бетатрон .....	14
1.6. Взаємодія рентгенівського випромінювання з матеріалами .....	18
1.7. Електронно-оптичні системи візуалізації рентгенівських зображень.....	19
1.8. Рентгенвідікони .....	20
1.9. Рентгенівські телевізійні системи .....	20
1.10. Рентген-телевізійна система на основі використання ПЗЗ матриці .....	21
1.11. Вимірювальні перетворювачі рентгенівського випромінювання .....	22
2. МЕТОДИ КОНТРОЛЮ НА ОСНОВІ ВИКОРИСТАННЯ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	23
2.1. Рентгенографія .....	23
2.2. Рентгеноскопічний метод.....	25
2.3. Рентгенівська мікроскопія.....	25
2.4. Рентгенівська кристалографія.....	27
2.5. Рентгенівська томографія.....	28
2.6. Контроль іонізаційними випромінюваннями.....	33
2.7. Індикатори іонізаційних випромінювань .....	34
ОРІЄНТОВНИЙ ПЕРЕЛІК ТЕМ ДОМАШНЬОЇ КОНТРОЛЬНОЇ РОБОТИ ..	35
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ .....	36

## ВСТУП

Домашні контрольні роботи входять до складу кредитного модулю дисципліни «Контроль проникаючим випромінюванням». Основні завдання домашніх контрольних робіт полягають у закріпленні на практиці теоретичних знань, отриманих студентами під час лекційних занять з даного кредитного модуля, а також застосування методів розрахунків, що вивчаються в рамках практичних занять. Метою виконання домашніх контрольних робіт є закріплення, поглиблення та систематизування знань, одержаних студентами, а також формування у студентів вміння проводити навчально-наукові дослідження, інженерні розрахунки, формування навичок творчої роботи, опанування загальними та спеціальними методами сучасних наукових досліджень.

Домашні контрольні роботи з дисципліни «Контроль проникаючим випромінюванням» спрямовані на вирішення певних фахових задач у сфері проектування та розробки приладів неруйнівного контролю, що базуються на використанні проникаючих речовин та випромінювання. Під час виконання роботи майбутній фахівець має продемонструвати розуміння матеріалів отриманих на лекціях з різних дисциплін, інформації викладеної у підручниках та навчальних посібниках.

Завдання даних методичних вказівок до виконання домашніх контрольних робіт є своєчасне ознайомлення студентів з тематикою робіт, змістом та об'ємом необхідних матеріалів, етапами роботи, правилами оформлення роботи та умовами оцінювання готових робіт.

В даних методичних вказівках розглянуто методи контролю на основі використання рентгенівського випромінювання, основні конструкції подібних приладів та їх перетворювачі, що буде корисним під час виконання домашніх контрольних робіт та дипломного проектування студентам спеціальності «Прилади і системи неруйнівного контролю» та інших споріднених спеціальностей приладобудівного спрямування.

## ЗМІСТ І ОБСЯГ ДОМАШНІХ КОНТРОЛЬНИХ РОБІТ

Зміст домашніх контрольних робіт охоплює тематику кредитного модуля дисципліни «Контроль проникаючим випромінюванням», присвячену основам рентгенівського випромінювання та методам контролю з їх використанням. Передбачається виконання студентами варіантів домашньої контрольної роботи протягом навчального семестру. Видача завдання починається з 2-го навчального тижня, задача готової роботи планується на 15-й навчальний тиждень. В період з 2-го по 15-й тиждень будуть відбуватись консультації з питань виконання домашньої контрольної роботи за розкладом викладача.

Готова домашня контрольна робота оформлюється у вигляді реферату (формат А4), який містить інформацією про виконавця роботи (титульний листок), завдання, короткі відомості про сучасні методи та способи вирішення завдання, необхідні розрахунки, формули, таблиці та висновки за результатами роботи.

### 1. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ПРО РЕНТГЕНІВСЬКИЙ КОНТРОЛЬ

1895 рік ознаменувався офіційним відкриттям нового виду випромінювання – катодних променів, яке дістало назву рентгенівського за прізвищем професора фізики Вюрцбурського (Німеччина) університету Вільгельма Рентгена (1845 - 1923). Ця подія явилась наслідком публікації В.Рентгена, в якій він виклав опис результатів власного дослідження фізичних можливостей випромінювань, які утворюються в вакуумованій трубці з двома електродами під дією прикладеної до них високої різниці потенціалів.

Проте це відкриття має присмак плагіату. Адже ще за 14 років до публікації Рентгена і признання за ним відкриття так званих катодних променів мали місце аналогічні публікації професора Страстбурського університету Івана Пулюя (1845 - 1918) – українця за походженням, який сконструював першу електронну трубку і описав феноменальні властивості утворених нею променів в частині візуалізації внутрішньої структури біологічних тіл. Ще в 1880 – 1882 роках І.Пулюй видав ряд публікацій, в яких детально описав можливості так званих катодних променів, назвавши їх Х-променями. Його розробка, яка була відома, як лампа Пулюя, що навіть випускалася серійно,

була нагороджена срібною медаллю міжнародної електротехнічної виставки в Парижі в 1881 році. І.Пулюй вперше в світовій практиці зробив знімок зламаной руки тринадцятилітнього хлопчика та ряд інших знімків органів людини на фотоплівці.

В.Рентген не міг не знати про роботи Пулюя та його публікації. Проте лише за його іменем в історію внесено це епохальне відкриття.

### 1.1. Фізичне пояснення рентгенівського випромінювання.

Зрозуміло, що випромінювання, яке виникає завдяки прикладеній до електродів різниці потенціалів, повинно мати електричну природу. Для пояснення фізичних процесів, що спонукають виникнення такого випромінювання згадаємо сучасне уявлення про будову атомної структури матерії та її участь у енергетичних процесах.

Атом, як найменша структурна частинка матерії незалежно від її агрегатного стану – тверде тіло, рідина чи газ, складається з ядра і оболонки, до складу яких входять елементарні частинки перш за все такі, як протони, нейтрони та електрони (рис 1). При цьому існуючі у всесвіті атоми речовин можемо розділити на два загальних види – стабільні і нестабільні (ізотопи). До нестабільних атомних структур відносимо такі, що спонтанно змінюються утворюючи нові утворення та випромінюючи при цьому електромагнітну енергію, про що річ піде в другому розділі методичного посібника.

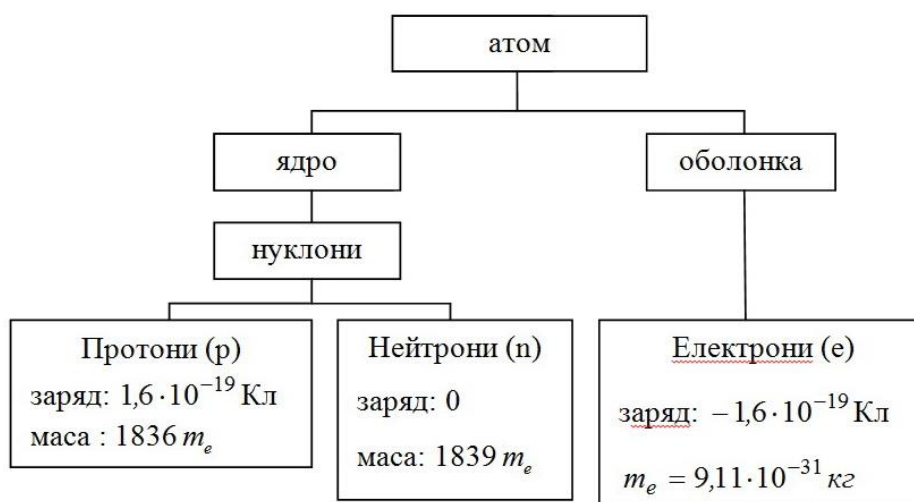


Рис. 1. Структура атома

Загально прийняті правила позначення елементів мають вигляд:

$${}^A_Z \text{Символ} \quad (1)$$

Наприклад:  ${}^{27}_{13}\text{Al}$ ,  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ,  ${}^1_1\text{H}$ .

У виразі (1),  $Z$  – атомний номер елемента, який дорівнює числу протонів в ядрі, числу електронів в оболонці та електричному заряду ядра;  $A=Z+N$  – масове число, яке дорівнює числу нуклонів в ядрі (числу протонів і нейтронів).

Нуклони зв'язані в ядрі завдяки ядерним силам, які значно перевищують сили електростатичного відштовхування між протонами. Для розщеплення ядра необхідні значні сили, тобто необхідно затратити значну енергію. З'єднання нуклонів і утворення таким чином ядра, навпаки, супроводжується вивільненням енергії, яку називають енергією зв'язку ядра. Високий рівень енергії може звільнюватися при злитті легких ядер (реакція синтезу ядер) або при розщепленні тяжких ядер (реакція ділення ядер).

Будова атомної оболонки представляється рядом моделей, які були розроблені та удосконалені на різних етапах розвитку фізики. Так модель Резерфорда представлялась подібною до будови сонячної планетної системи: електрони рухаються навкруги ядра подібно до руху планет навкруги сонця. Компенсація відцентрової сили, що мала б виникати при такому русі, пояснювалась силами електростатичного протягування між позитивно зарядженими протонами ядра і від'ємна зарядженими електронами.

Але ж електрон, який рухається з постійним відцентровим прискоренням, мав би випромінювати енергію, яклюбий заряд, що рухається з прискоренням. Тому Бор був вимушений «покращити» модель Резерфорда сформулювавши постулати, згідно яких електрони, які рухаються за своїми стаціонарними орбітами, не випромінюють енергію.

Не дивлячись на існування інших моделей електронної оболонки, корпускулярна модель Бора – Зоммерфельда зберегла своє значення для пояснення енергетичних процесів в атомі завдяки сформульованим Бором постулатів.

## 1.2. Перший постулат Бора

Електрони можуть рухатися навкруги атомного ядра не випромінюючи тільки за певними орбітами, які визначаються за умовами квантування.

Умова квантування полягає в тому, що момент кількості руху електрону  $L$  пропорційний цілому числу  $n$ , яке визначає порядковий номер електронної

орбіти починаючи від ядра, на якій відцентрова сила дорівнює силі електростатичного притягування між електроном і ядром:

$$L = n \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

де  $h$  – постійна Планка ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с)

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (3)$$

де  $v$  – швидкість руху електрона на  $n$ -ій стаціонарній орбіті;  $e$  – заряд електрона;  $\epsilon_0$  - електрична постійна ( $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м).

Виходячи з наведених рівнянь лінійна швидкість руху електронів своїми стаціонарними орбітами є зворотно-пропорційною порядковому номеру орбіти:

$$v_n = \frac{2,18769 \cdot 10^6}{n} \text{ м/с} \quad (4)$$

Згідно останнього виразу лінійна швидкість електронів зворотно пропорційна номеру орбіти.

### 1.3. Другий постулат Бора

Кожній дозволеній умовою квантування електронній орбіті відповідає певний енергетичний рівень. Перехід з більш віддаленої від ядра орбіти на більш близьку орбіту виконується скачко- подібно і супроводжується випромінюванням кванту енергії.

$$W = W_m - W_n = hf, \quad (5)$$

де  $f$  – частота випромінювання;  $W_m, W_n$  - рівні енергії обертового руху електронів відповідно на  $m$ - ній та  $n$ - ній орбітах ( $m > n$ );  $h$  – постійна Планка ( $h = 6,628 \dots$ ).

Кожній дозволеній орбіті даного атому відповідає певний енергетичний рівень, енергія якого є сумою потенціальної і кінетичної енергії електрону. Потенціальна енергія при радіусі орбіти  $r \rightarrow \infty$  приймається рівною нулю. Тому



при  $r < \infty$  енергія має бути від'ємною відповідаючи роботі, яку необхідно потратити на переміщення електрону з відстані  $r$  на безкінечність проти дії електростатичних сил його протягування до ядра:

$$W_{II} = -\frac{m_e e^4}{4n^2 \varepsilon_0^2 h^2} = -\frac{4,35981 \cdot 10^{-18}}{n^2} \text{ Дж}.$$

Кінетична енергія електрона на любій орбіті дорівнює половині його потенційної енергії:

$$W_K = \frac{|W_{II}|}{2}. \quad (6)$$

Таким чином повна (сумарна) енергія електрону на його  $n$ -ній орбіті дорівнює половині потенційної енергії, що становить:

$$W_{\Sigma} = -\frac{2,17991 \cdot 10^{-18}}{n^2} \text{ Дж},$$

Частота електромагнітного випромінювання при переході електрона з віддаленої орбіти за номером  $m$  на більш близьку до ядра орбіту за номером  $n$  можемо представити, як:

$$f = \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \cdot 2,17991 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$$

Постулати Бора розвернули розвиток фізики у напрямку так званої квантової фізики, з допомогою якої сьогодні постулюються практично всі фізичні явища на атомному рівні будови матерії. Слабким місцем Постулатів Бора було недоказове твердження про відсутність випромінювання енергії електронами, які обертаються на стаціонарних орбітах. Цей недолік усунуто в моделі запропонованої Шредінгером, в якій замість корпускулярного уявлення про електрони, що обертаються навкруги ядра подібно обертанню планет навкруги сонця, вони представлені стоячими електромагнітними хвилями з довжиною хвилі кожного електрону рівній  $\lambda = h/m_e V$ , а стоячі хвилі енергію не випромінюють.

Таким чином можемо констатувати, що перехід електрону на більш близьку до ядра орбіту, супроводжується випромінюванням енергії. Але для

цього спочатку електрону потрібно надати енергію для того, щоб він виконав перехід з близької орбіти на віддалену з більш високою енергією. Іншими словами електронну систему потрібно спочатку енергетично збудити, заставити електрон ближньої до ядра орбіти перейти на більш високу орбіту з високою енергією. Для пояснення такого дійства інколи використовують термін «енергетична накачка» і від величини такої накачки залежить частота кванту випромінювання за рахунок скиду різниці енергії при переході електрону з більш віддаленої високоенергетичної орбіти на менш віддалену від ядра низько енергетичну орбіту.

Енергетичне збудження атомної структури можемо виконати різними способами:

- Тепловим збудженням шляхом нагріву речовини, що в газовому середовищі приводить до підвищення рухливості атомів і можливості їх стикання і таким чином вироблення енергії для взаємного енергетичного збудження. При нагріві твердого тіла маємо пряме перетворення теплової енергії в енергію збудження електронної структури атомів речовини;
- Фотозбудження. Такий вид енергетичної накачки полягає в енергетичному збудженні атому з переводом електрону на високоенергетичну орбіту за рахунок поглинання енергії оптичного випромінювання (фотонів);
- Електричне збудження. Подібне збудження має місце в електровакуумних системах, в яких під дією електричного поля відтворюється рух електронів та іонів (атомів, що здобули додатковий заряд) з високими швидкостями та їх взаємодія з атомною структурою речовини, що закінчується вибиванням електронів низько енергетичних орбіт на максимально енергетичні орбіти високого порядку. Можемо констатувати, що подібне збудження супроводжує провідність струму через електричний провідник.

Останній спосіб збудження атомної структури речовини якраз і пояснює особливості збудження такого випромінювання, як рентгенівське, але спочатку зупинимось на поясненні роботи рентгенівської трубки, яку коректніше було б назвати трубкою І.Пулюя.

#### 1.4. Рентгенівська трубка

Джерелом рентгенівського випромінювання є т.з. рентгенівська трубка – електровакуумний прилад з двома основними електродами, до одного з яких (аноду) підключено позитивний потенціал напруги, а інший електрод – катод, підключений до негативного потенціалу. Катод, як правило, заземлений. Величина напруги між анодом і катодом рентгенівської трубки досить велика – більша за 60 кВ.

Внутрішнє середовище сучасної рентгенівської трубки – глибокий вакуум необхідний для безперешкодного руху електронів між катодом і анодом. Потік електронів формується в просторі рентгенівської трубки під дією потужного електростатичного поля аноду з числа вільних електронів металевого катоду. Вільні електрони кристалічної ґратки металу – це електрони атомів, які не приймають участі у формуванні міжкристалічних зв'язків. Вільні електрони здатні на взаємодію з прикладеним електростатичним полем виконуючи перенос зарядів, що дістало назву електропровідності.

Для того, щоб вільні електрони змогли покинути кристалічне середовище матеріалу катоду сила зовнішньої електростатичної взаємодії повинна перевищити атомарні сили електростатичної взаємодії електронів з протонами ядер атомів. Для зменшення внутрішньої атомних електростатичних сил утримання вільних електронів матеріалом катоду підвищують його температуру прямим нагрівом струмом з допомогою спіралі з матеріалу з високим питомим електричним опором.

Зформований електричним полем аноду потік вільних електронів фокусується з допомогою електростатичного поля фокусуєчого електроду трубки на який подається потенціал нижчий за потенціал катоду. Фокусуванням електронного потоку добиваються максимального збільшення густини його енергії. В реальних рентгенівських трубках потік електронів при його взаємодії з матеріалом аноду має бути сфокусованим до площі поперечного перерізу значно меншій за 1 квадратний міліметр. В більшості рентгенівських апаратів досягають діаметра пучка електронів в місці його входження в матеріал аноду меншим за 0,1 мм.

Електростатичне поле аноду розганяє електрони потоку до високих швидкостей значно збільшуючи їх енергію. Кінетична енергія електрону визначається величиною анодної напруги:

$$\frac{m_e V^2}{2} = eU_a. \quad (7)$$

Звідсіля швидкість електрону при його входженні в структуру матеріалу аноду становить:

$$V = \sqrt{\frac{2eU_a}{m_e}}. \quad (8)$$

При анодній напрузі рівній 100 кВ швидкість електронів в момент їх взаємодії з матеріалом аноду становить 187 000 км/с. При цьому кінетична енергія одного електрону становить приблизно  $16 \cdot 10^{-15}$  Дж.

Велика густина електронного потоку сфокусованого на малу за розмірами площу аноду приводить до виділення в малому об'ємі значної енергії. Реальна енергія, яка розсіюється на аноді промислових рентгенівських трубок при анодній напрузі до 500 кВ становить 10 000 Вт/мм<sup>2</sup>. Такої енергії достатньо, щоб при мінімальній експозиції опромінення матеріалу аноду електронним потоком викликати його розплавлення і таким чином руйнування. Тому анод промислових рентгенівських трубок виготовляється охолодженням з матеріалу з високою теплопровідністю (мідь) з накладкою з тугоплавкого металу (вольфрам). Використовується водяне охолодження масивного мідного аноду.

Тільки тепер ми підійшли до головної мети – визначення фізичної суті рентгенівського випромінювання, як результату взаємодії високоенергетичного потоку електронів з матеріалом аноду рентгенівської трубки. Згідно раніше згаданих постулатів Бора енергія електрону, який вривається в атомне середовище матеріалу аноду, передається електрону атому матеріалу аноду виводячи його на нестационарну високоенергетичну орбіту, яку він спонтанно покидає повертаючись на стаціонарну орбіту скидаючи при цьому квант надлишкової енергії. Висока енергія електронів, що взаємодіє з матеріалом аноду, гарантує вибиття електронів з орбітами близькими до ядра атомів матеріалу аноду і при цьому частота випроміненого фотону електромагнітної енергії згідно наведеної раніше формули має високе значення – ( $3 \cdot 10^{16}$  -  $0,6 \cdot 10^{20}$ ) при довжинах хвилі (0,005 - 10) нм. Типова структура рентгенівської трубки приведена на рис. 2.

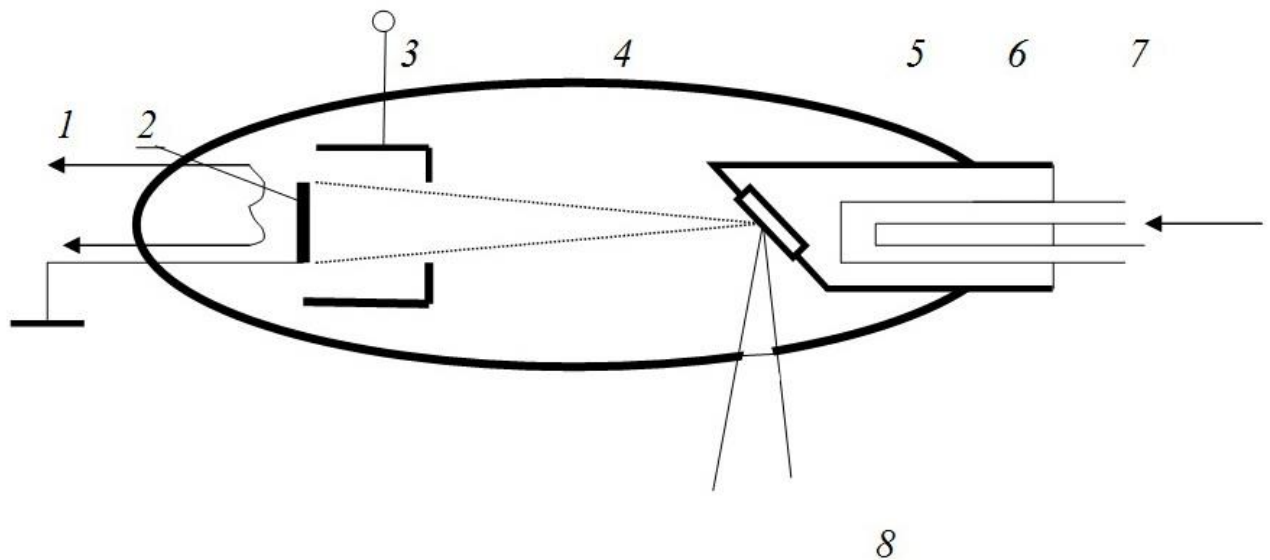


Рис. 2. Рентгенівська трубка

1 – спіраль електронагріву; 2 – катод; 3 – фокусуючий електрод; 4 – потік електронів; 5 – вольфрамова пластина; 6 – мідний анод; 7 – система водяного охолодження; 8 – рентгенівське випромінювання

Широкий спектр випромінювання свідчить про те, що не всякий електрон віддає свою енергію електрону атому аноду, що знаходиться на найнижчій орбіті. Частина електронів потоку розсіює свою енергію на електронах більш високих орбіт, що розширює спектр рентгенівського випромінювання. Подібне випромінювання, яке має суцільний спектр у вказаному вище діапазоні дістав назву тормозного випромінювання. Крім тормозного спектру випромінювання вирізняють так зване характеристичне випромінювання, яке відрізняється наявністю в його спектрі аномалій (піків), частотне положення яких є характерним для даного матеріалу аноду трубки.

Інтенсивність рентгенівського випромінювання залежить від енергії потоку електронів, яка в свою чергу визначається швидкістю цього потоку та його концентрацією в місці взаємодії з анодом. При анодній напрузі рівній 20 *кВ* тільки 0,15% енергії електронного потоку перетворюється в рентгенівське випромінювання. При анодній напрузі рівній 2*МВ* ефективність такого перетворення зростає до 10%.

Реальна анодна напруга рентгенівських апаратів, які використовуються в медичній діагностиці, становить 65 *кВ*. При такій анодній напрузі коефіцієнт корисної дії подібних апаратів набагато менший одного проценту.

Основна частина енергії електронного потоку рентгенівської трубки перетворюється в тепло, що нагріває матеріал аноду. В рентгенівських апаратах технічного призначення при анодній напрузі рівній приблизно 400 *кВ* навіть

при невеликих експозиціях збудження рентгенівського випромінювання матеріал аноду встигає нагрітися до температури більшої за  $1000^{\circ}\text{C}$ , тому анод охолоджують водою температура якої попередньо доведена до низького рівня.

ЗАДАЧА 1. Визначити швидкість потоку електронів в рентгенівській трубці, якщо анодна напруга становить 150 кВ

$$V = \sqrt{\frac{2eU_a}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 150 \cdot 10^3}{0,91 \cdot 10^{-30}}} = 229 \cdot 10^3 \text{ км/с}$$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ:

- від чого залежить частота рентгенівського випромінювання;
- чи існують можливості впливу на спектральні параметри рентгенівського випромінювання.

## 1.5. Бетатрон

Бетатрон – надпотужне джерело рентгенівського випромінювання, що на відміну від електростатичного прискорення електронів в рентгенівській трубці використовує магнітний метод.

В кільцевий вакуумований керамічний канал 4 «вприскується» потік електронів, який формується електровакуумною системою під дією високої постійної напруги між анодом і катодом подібно до процесу в рентгенівській трубці. Для можливості попадання частини електронів в кільцевий канал анод електровакуумної системи виконаний у вигляді трубки. Внутрішня поверхня трубчатого кільцевого каналу покрита шаром срібла для анігіляції (поглинання) заряду електронів, які на нього попадають.

На потік електронів в кільцевому каналі діє магнітне поле котушки підмагнічування 2. Сила Лоренца, яка виникає при цьому, змушує електронний потік рухатися колом фокусуючись в центрі каналу. Таке фокусування потоку електронів і виключення при цьому їх попадання на електропровідні стінки каналу досягається завдяки профілюванню полюсів електромагніту, при якому виникає кривизна магнітних силових ліній, як показано на рис. 3.

Початкова швидкість руху електронів, які вводяться в кільцевий канал електровакуумною системою, становить приблизно  $(80 - 100) \cdot 10^3$  км/с. Момент вводу потоку електронів в кільцевий канал синхронізований з моментом

підключення імпульсу струму у котушку підмагнічування 2 (рис. 3). Тривалість такого імпульсу може становити (0,001 – 0,005) с. По суті такий імпульс напруги – це чверть періоду напруги мережі живлення.

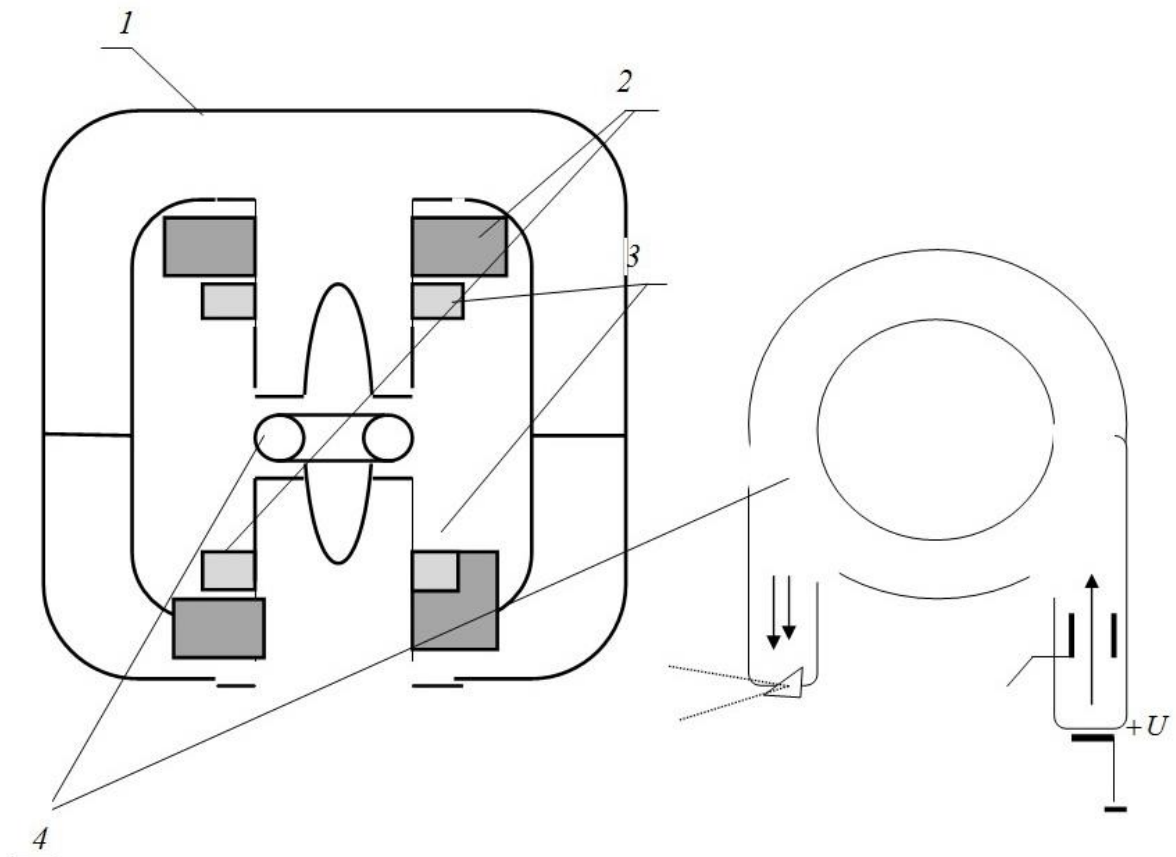


Рис. 3. Бетатрон

1 – магнітопровід; 2 – послідовно з'єднані котушки намагнічування;  
3 – компенсаційні котушки; 4 – кільцевий канал бетатрону

Напрямок руху електронів в кільцевому каналі і напрям дії на них індукції магнітного поля котушки підмагнічування  $B$  – перпендикулярні. Сила Лоренца при цьому становить:

$$F = eVB. \quad (9)$$

При такій взаємодії утворена сила Лоренца направлена у напрямку центру кільцевого каналу спричиняючи коловий рух електронів. Індукція магнітного поля котушки підмагнічування має бути вибрана з умови забезпечення радіусу  $R$  такого колового руху рівного радіусу колового каналу. Для цього сила Лоренца має бути зрівноважена відцентровою силою колового руху кожного електрону потоку:

$$eVB = \frac{m_e V^2}{R}. \quad (10)$$

Звідсіля значення індукції магнітного поля котушки для досягнення необхідної швидкості розгону потоку електронів має становити:

$$B \geq \frac{V}{r} \left( \frac{m_e}{e} \right). \quad (11)$$

В бетатроні швидкість розгону потоку електронів досягає  $(200 - 250) \cdot 10^6$  м/с. При цьому індукція магнітного поля котушок підмагнічування 2 (рис. 3) повинна досягати значення рівне  $B_m$ :

$$B_m \geq 2,5 \cdot 10^8 \left[ \frac{1}{R} \left( \frac{m_e}{e} \right) \right] \text{ Тл.} \quad (12)$$

Для відтворення рентгенівського випромінювання потік електронів, який досяг необхідної швидкості руху, направляється на мішень з тугоплавкого охолоджуваного (на рис. 3 – не показано) матеріалу. З цією метою струм котушки 2 має бути вимкнутим, що виключить можливість існування сили Лоренца і електрони продовжать свій рух лінійно. Для ліквідації підмагнічування після відключення струму у котушці 2 за рахунок перехідного процесу використано додаткові котушки 3 з подачею імпульсу струму і ці котушки у момент відключення струму котушок 2 і створення з допомогою цих котушок магнітного потоку, який компенсує електромагнітний перехідний процес котушок 2.

Враховуючи кінцеве значення діаметру колового каналу для реалізації бетатрону приходить використовувати електромагніт з високим значенням магніторушійної сили котушки підмагнічування.

**ЗАДАЧА:** Визначити максимальне значення струму у котушці підмагнічування бетатрону, якщо довжина магнітопроводу для потоку підмагнічування становить 0,5 м, а діаметр центрального осердя рівний зовнішньому діаметру колового каналу  $D$  становить 10 см. Діаметр самого колового каналу  $d$  становить 1 см.

Електромагніт виконаний з шихтованого матеріалу з магнітною проникністю  $\mu$  рівною 1500.



Визначити величину струму у витках котушки намагнічування для забезпечення розгону потоку електронів до швидкості 200 000 км/с, якщо сумарне число витків котушки намагнічування  $W$  становить 200.

РІШЕННЯ:

Індукція магнітного поля електромагніту становить:

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{IW}{(R_{МП} + R_{МЗ})S} \quad (13)$$

Де  $R_{МП}, R_{МЗ}$  - магнітні опори магнітопроводу та зазору величина якого рівна діаметру кільцевого каналу.

Значення вказаних складових магнітного опору становить відповідно:

$$R_{МП} = \frac{L_{МП}}{\mu_0 \mu_{МП} S} \quad (14)$$

$$R_{МЗ} = \frac{d}{\mu_0 S} \quad (15)$$

Величина січення магнітного потоку намагнічування становить:

$$S = \frac{\pi}{4} [D^2 - (D - 2d)^2] \quad (16)$$

Згідно основному рівнянню величина струму має становити:

$$I \geq \frac{B(R_{МП} + R_{МЗ})S}{W} = B \frac{(L_{МП} + d\mu_{МП})}{\mu_0 \mu_{МП} W} \quad (17)$$

Підставимо значення індукції магнітного поля з виразу для балансу сил діючих на електрон потоку:

$$I \geq \frac{2V}{D} \frac{(L_{МП} + d\mu_{МП})}{\mu_0 \mu_{МП} W} \left( \frac{m_e}{e} \right) \quad (18)$$

Після підстановки даних маємо  $I > 10,7$  А.

## 1.6. Взаємодія рентгенівського випромінювання з матеріалами

Висока частота такого електромагнітного випромінювання, як рентгенівське випромінювання, обумовлює можливість його проникання на значну глибину структури досліджуваних матеріалів. При цьому має місце поглинання енергії рентгенівського випромінювання, що приводить до зменшення його інтенсивності. Цей процес залежності інтенсивності випромінювання від товщини шару досліджуваного матеріалу описується експоненційною функцією наступного виду:

$$I = I_0 e^{-kL} \quad (19)$$

де  $I_0, I$  - відповідно інтенсивність рентгенівського випромінювання, яким опромінують контрольований матеріал та інтенсивність цього випромінювання після проходження ним товщини контрольованого матеріалу рівної  $L$ ;  $k$  – лінійний коефіцієнт ослаблення (ЛКО) рентгенівського випромінювання даним матеріалом (коефіцієнт втрати інтенсивності при проходженні випромінюванням одиниці довжини даного матеріалу).

Основною причиною поглинання енергії рентгенівського випромінювання є фотопоглинання- процес передачі енергій швидкого електрону електронам атомів матеріалу аноду, що супроводжується спонтанним повернення цих електронів на стаціонарні орбіти з випромінюванням фотону електромагнітної енергії – відоме, як флюоресценція. При цьому рівень ЛКО рентгенівського випромінювання напряму залежить від густини матеріалу об'єкту дослідження.

Таким чином рентгенівське зображення матеріалів об'єктів, яке формується на фотоплівці, представляє собою проекцію розподілу градієнтів густини цього матеріалу розподілених за двома координатами.

Розрізняють також так зване комптонівське розсіювання енергії рентгенівського випромінювання через його взаємодію з вільними електронами не зв'язаними з ядрами атомів контрольованого матеріалу.

### КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ:

- чи має місце заломлення рентгенівського випромінювання на границі розділу середовищ з різною густиною;

## 1.7. Електронно-оптичні системи візуалізації рентгенівських зображень

Електронно-оптичний перетворювач (ЕОП) представляє собою вакуумний фотоелектричний прилад для візуалізації зображення, яке формується невидимими високоенергетичними променями. Подібний прилад використовується для візуалізації зображень в інфрачервоному оптичному діапазоні та зображень формованим рентгенівськими променями.

Закритий тонкою пластинкою з алюмінію фотокатод рентгенівського ЕОП з матеріалу, що має низький рівень енергії виходу вільних електронів, опромінюється рентгенівським променем з розподілом інтенсивності, який пройшовши через матеріал об'єкту повторює проекцію розподілу градієнтів його густини. В результаті енергетичної взаємодії такого рентгенівського випромінювання з фотокатодом в міжелектродному просторі ЕОП формується потік електронів, інтенсивність якого в поперечному перерізі повторює розподіл інтенсивності рентгенівського випромінювання.

Під дією анодного електричного поля цей потік досягає шару люмінофору 4 (рис. 4) і формує на ньому видиме через прозоре скло 5 зображення.

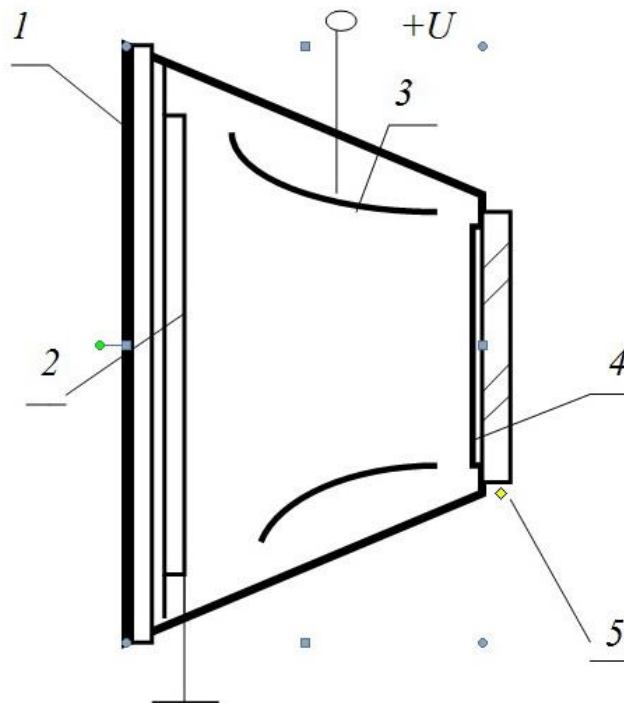


Рис. 4. Електронно-оптичний перетворювач (ЕОП)  
1 – металева пластинка; 2 – фотокатод; 3 – анод; 4 – шар люмінофору; 5 – скло

## 1.8. Рентгенвідікони

Рентгенвідікон – телевізійна система для перетворення рентгенівського зображення в послідовність електричних сигналів, з допомогою яких формується видиме зображення з високою точністю повторюючи рентгенівське зображення об'єкту контролю на моніторі, який може бути встановлений налюбій віддаленій від працюючої рентгенівської трубки відстані.

Рентгенвідікон представляє собою електронно-променевою трубку з фоточутливою мішенню з аморфного селену розміром 150 мм на 160 мм (відікон типу ЛІ-417) закритої зі сторони прийому рентгенівського випромінювання тонким непрозорим екраном з тонкої алюмінієвої пластини. Рентгенівське випромінювання проникаючи через екран діє на фото чутливий шар відтворюючи в ньому потенціальний рельєф за рахунок енергетичної взаємодії з атомарною структурою селену. Утворені електричні потенціали зчитуються електронним променем, який формується з потоку вільних електронів катоду та фокусується і сканується електромагнітним полем системи фокусування та сканування електронно-променевої трубки.

Таким чином рентгенівський відікон разом з монітором використовуються, як безпосередня система індикації рентгенівських зображень. Певним недоліком рентгенвідіконів, який обмежує їх використання при реалізації рентгенівського контролю, є недостатній для багатьох використань розмір мішені. В той же час рентгенвідікони відрізняються високою чутливістю, що дозволяє їх використовувати з мінімальними потребами захисту від опромінення працюючого з ними персоналу завдяки використанню рентгенівського випромінювання мінімальної інтенсивності.

## 1.9. Рентгенівські телевізійні системи

Рентгенівські телевізійні системи передбачають використання звичайних (телевізійних) відіконів для перетворення видимих зображень отриманих при опроміненні флуоресцентних (люмінесцентних) екранів з виконаних з кристалічного матеріалу  $NaI(Te)$  або  $CsI(Te)$  в упорядковану послідовність електричних сигналів, з допомогою яких отримане зображення візуалізується на телеекрані. Поле зору подібних систем розширене за рахунок використання оптичних об'єктивів для фокусування видимих зображень на мішень відікона.

Основним використанням рентгенівських телевізійних систем є рентгеноскопія. Завдяки таким системам лікар-рентгенолог виведений з під зони рентгенівського опромінення.

#### 1.10. Рентген-телевізійна система на основі використання ПЗЗ матриці

Система перетворення видимого двохмірного зображення у послідовність електричних сигналів, що потім представляються їх цифровими кодами - матриця мініатюрних фотоперетворювачів (пікселів) з розміром порядку одного квадратного мікрометра з реалізацією зчитування зарядів кожного елементу за рахунок використання так званого зарядового зв'язку, використання якого дало назву такій матриці, як прилад з зарядовим зв'язком (ПЗЗ), що звучить англійською, як CCD – Charge –coupled Devices.

Фотоперетворювач (піксель) матриці ПЗЗ виконаний за схемою МОН (метал-окисел-напівпровідник) структури. Структура матриці розділена на елементи об'єднані у окремі строки. Вивід зарядів пікселів строки виконується з допомогою електростатичної взаємодії цих зарядів в потенціальних ямах пікселів з позитивними імпульсами прямокутної форми на трьох шинах строки, які відрізняються фазовим зсувом на  $120^{\circ}$  одна від одної. Від'ємний заряд рухається за максимумом позитивного потенціалу, який в свою чергу зміщується вздовж строки. Така система напруг відтворює рухоме поле, яке рухає заряди в потенційних ямах кожного пікселю у напрямку виходу кожної строки. Підключенням виходів строк до АЦП працюючого синхронно з частотою електростатичного поля, яке переміщує заряди пікселів, виконується послідовний запис в цифровій формі записану інтенсивністю заряду яскравість оптичного освітлення кожного пікселю матриці. Принцип зміщення зарядів в рядку ПЗЗ приведено на рис. 5.

Час перепису одного кадру зображення має відбуватися в телевізійному форматі – за час, що становить одну двадцять четверту частку секунди – приблизно 40 мс. Кількість пікселів ПЗЗ матриці може становити до  $8 \cdot 10^6$  і навіть більше. Видиме зображення отримане на люмінесцентному екрані при просвічуванні об'єкту контролю рентгенівським випромінюванням фокусується на дискретну ПЗЗ матрицю і записується в комп'ютерну пам'ять у вигляді кодів кожного елементу (пікселю) зображення з просторовою роздільною здатністю в декілька мікрометрів. Така точність реєстрації рентгенівського зображення набагато переважає точність рентгенівської плівки, як середовища реєстрації

подібних зображень. Архівація рентгенівських зображень з використанням комп'ютерної пам'яті, можливість необхідності використання спеціальних рентгенівських фотоплівок для отримання і зберігання рентгенівських зображень – все це говорить про беззаперечну перспективність широкого впровадження ПЗЗ технології в практику медичного і технічного рентгенівського контролю.

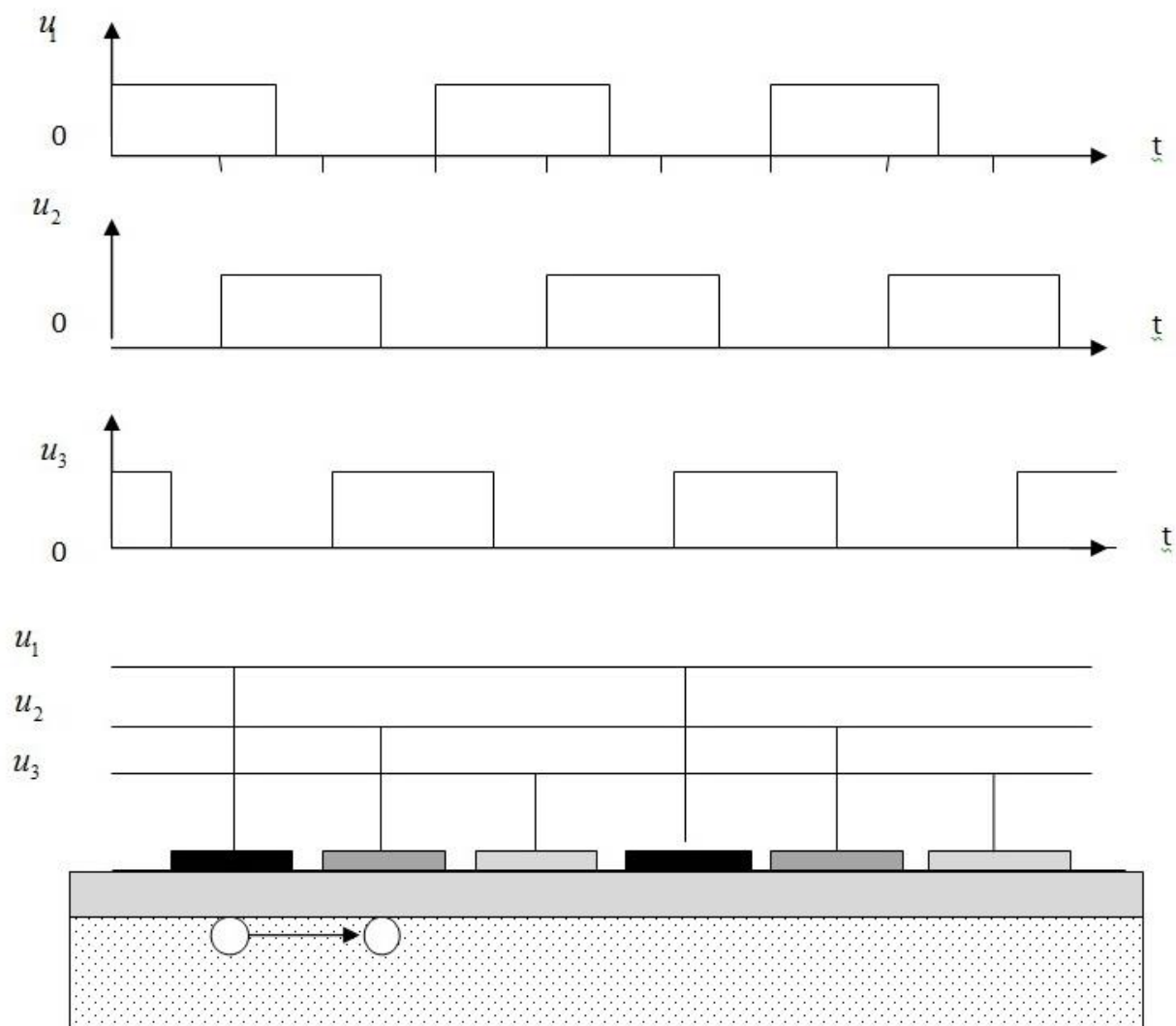


Рис. 5. Принцип зміщення зарядів в рядку ПЗЗ

### 1.11. Вимірювальні перетворювачі рентгенівського випромінювання

Як вимірювальний перетворювач слабких рентгенівських випромінювань може використовуватися фотоелектронний помножувач оптичного сигналу отриманого при взаємодії рентгенівського випромінювання з люмінесцентного матеріалу. Утворені за рахунок сцинтиляції фотони світла взаємодіють з фото

чутливим катодом формуючи за рахунок зовнішнього фотоефекту і електронного прискорюючого електричного поля потік електронів за рахунок такої ж взаємодії з діанодами фото-помножувача (рис. 6).

Вихідний сигнал представляється, як падіння напруги сумарного струму на опорі включеного в ланцюзі аноду.

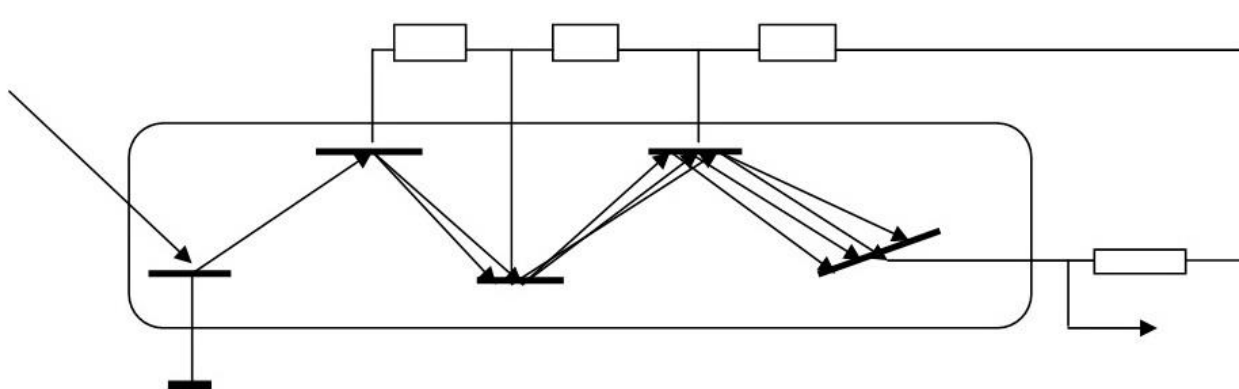


Рис. 6. Фото-помножувач

## 2. МЕТОДИ КОНТРОЛЮ НА ОСНОВІ ВИКОРИСТАННЯ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

### 2.1. Рентгенографія

Завдяки можливості візуалізувати невидимі для ока людини градієнти густини внутрішнього середовища тіла людини початок розвитку неруйнівного контролю пов'язують з відкриттям рентгенівського випромінювання. Цьому якраз і послужили перші фотознімки рентгенівського просвічування, які були отримані І.Пулюєм, а потім і Рентгеном.

Основним засобом реєстрації рентгенівського просвічування довгі роки оставалася і використовується і в наш час – фотоплівка. Нанесений на прозору основу фото чутливий шар солей  $AgNO_3$  засвічується рентгенівським випромінюванням, що пройшовши середовище об'єкту дослідження має двохмірний розподіл інтенсивності модульований розподілом градієнтів густини внутрішнього середовища цього середовища формує після проявлення плівки видиме зображення цього розподілу.

Сучасна рентгенівська плівка для використання в медичній діагностиці має крім фоточутливого шару ще й шар люмінофору ( $PbSO_4$ ,  $BaSO_4$ ), який під енергетичним впливом інформативного рентгенівського випромінювання формує

додаткову оптичну за світку фотоплівки зменшуючи таким чином тривалість рентгенівського опромінення тіла людини.

Сучасна фотоплівка типу РТ-5 має роздільну здатність до (100 – 150) розрізнених ліній на один міліметр.

Іншими більш сучасними засобами реєстрації рентгенівських знімків є засоби ксерографії. Ксерографія замість плівки використовує електропровідну пластину з алюмінію з нанесеним на одну з сторін шару селену товщиною (50 - 300) мкм.

Ксерографічна рентгенографія передбачає реєстрацію рентгенівських зображень на папері. Для цього на попередньо наелектризований шар аморфного селену за рахунок підключення пластини до постійної напруги (600 - 1000) В проектується інформативний рентгенівський промінь енергією якого в шарі селену формується електростатичний рельєф, ідентичний двохмірному рентгенівському зображенню. Попадання рентгенівського променя певної інтенсивності пропорційно змінює величину заряду ділянки аморфного селену електрично ізольованої від сусідніх ділянок.

Для переносу зображення проявленого в електростатичному «вигляді» використовують доведений до дискретності порядку 10 мкм порошок графіту разом з пластифікатором, що легко змінює агрегатний стан від твердого тіла до рідини під дією невеликого нагріву. Цей порошок наносять на пластину з проявленим в шарі селену електростатичним рельєфом і при цьому порошок розподіляється на пластині під дією сил електростатичного протягування відповідно до утвореного двохмірного розподілу залишкового заряду. Для того, що цей процес був більш ефективним порошок попередньо електризують постійною напругою протилежного знаку напруги, якою електризувати шар селену.

Порошок з селенової пластини переносять на лист паперу накладаючи його на поверхню селенового шару пластини. Для ефективного переносу порошку лист паперу теж попередньо електризують напругою знака якої протилежний знаку напруги, що утримує порошок на пластині. Цей процес відбувається з невеликим нагрівом паперу, що приводить до часткового розм'ягченню порошку і його закріпленню в структурі паперу.



## 2.2. Рентгеноскопічний метод

Даний метод передбачає пряму візуалізацію рентгенівського зображення шляхом використання люмінофорів (сцинтиляторів) здатних формувати оптичне випромінення в видимому його спектрі під дією енергетичної накачки рентгенівським випроміненням. Широковживаними сцинтиляторами є  $ZnS$ , який під дією рентгенівського опромінення світиться білим кольором,  $CdS$  - світиться жовто-зеленим кольором. Крім того широко використовують монокристали органічних сполук таких, як  $NaJ(Tl)$ ,  $KJ(Tl)$ ,  $CaJ(Na)$ . Такі матеріали під дією рентгенівського опромінення формують короткі спалахи сцинтиляції тривалістю приблизно 1нс.

Рентгеноскопічні дослідження широко використовуються в медичній діагностиці при дослідженні, наприклад – легневих захворювань, та в технічних системах безпеки.

Практичне безпечне використання рентгеноскопічного методу дослідження об'єктів вимагає вирішення проблеми перенесення зображення на відстань з метою уникнення опромінення персоналу. Тому розвиток цього методу розглядається з використанням засобів подібного переносу зображення в тому числі шляхом використання телевізійної техніки.

## 2.3. Рентгенівська мікроскопія

Рентгенівське випромінювання практично не заломлюється при проходженні середовищ з різним значенням густини, а в повітрі таке випромінювання має мінімальне значення ЛКО. Показник заломлення  $n$  такого випромінювання в різних прозорих для нього матеріалах приблизно однаків і дуже мало відрізняється від одиниці ( $n=10^{-4}-10^{-5}$ ). Рентгенівське випромінювання не відхиляється електричним і магнітним полями.

Така особливість рентгенівського випромінювання дає можливість легко реалізувати можливість масштабувати об'єкти при їх опроміненні за рахунок чисто геометричного методу збільшення зображення. Рентгенівський мікроскоп використовує рентгенівське випромінювання, що проходить через мінімальний за розмірами отвір у екрані з матеріалу, що практично повністю поглинає інтенсивність рентгенівського випромінювання (рис. 7). Подібний екран може бути реалізованим з матеріалу з високим атомним номером, наприклад – з свинцю. Діаграма направленості рентгенівського випромінювання, яке

пройшло через отвір діаметром  $d$ , наприклад, 0,05 мм, має вигляд конусу з кутом розходження  $\alpha$  рівним приблизно  $(3 - 5)^\circ$ . Якщо на відстані  $h$  від отвору в екрані розмістити об'єкт дослідження  $a$  на відстані  $H$  – фотоплівку, то отриманий на цій фотоплівці відбиток об'єкту дослідження буде збільшений в  $K$  раз, де коефіцієнт збільшення  $K$  дорівнює:

$$K = \frac{H}{h} \quad (20)$$

Коефіцієнт підсилення рентгенівського зображення при забезпеченні  $H \gg h$  досягає значень, які переважають можливе підсилення зображень кращих оптичних мікроскопів. Досягнуте значення роздільної здатності рентгенівських мікроскопів становить 5нм, тоді як роздільна здатність оптичних мікроскопів не перевищує 150 нм.

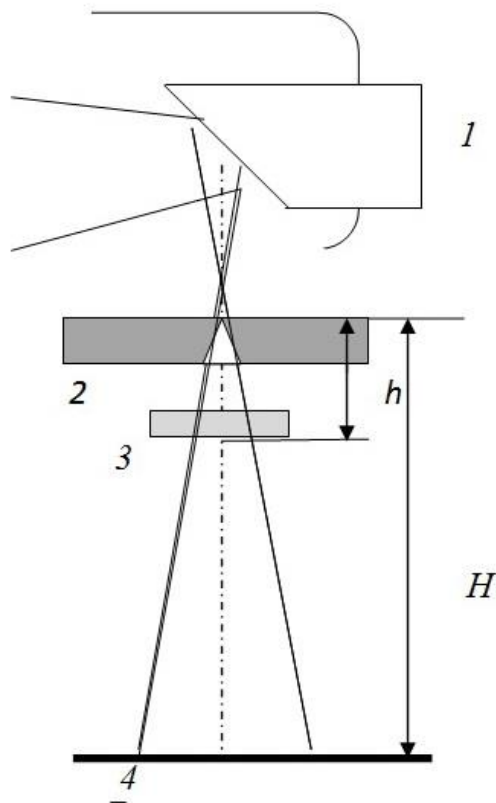


Рис. 7. Рентгенівський мікроскоп  
 1 – анод рентгенівської трубки; 2 – екран з отвором; 3 – об'єкт дослідження;  
 4 – фотоплівка

## 2.4. Рентгенівська кристалографія

Довжина хвилі рентгенівського випромінювання мало відрізняється від міжатомних відстаней твердих тіл. Це дає можливість визначати такі відстані з високою точністю (до  $10^{-5}$ ) за рахунок дифракції рентгенівських променів на кристалічній ґратці будови матеріалів. Дифракція рентгенівських променів, яка спостерігається у вигляді чергування максимумів та мінімумів інтенсивності, виникає при розсіюванні випромінювання періодично розташованими атомами кристалічної структури.

З фізичної оптики відома залежність кутового розташування таких максимумів:

$$\sin \alpha_0 - \sin \alpha_S = \frac{S\lambda}{ne} \quad (21)$$

де  $S$  – номер або порядок дифракційного максимуму;  $\lambda$  – довжина хвилі;  $\alpha_S$  – кут утворений нормаллю з  $S$  – дифракційном максимумом.

Виходячи з такої залежності фокусуючи з допомогою лінзи світло, що пройшло щілину шириною  $b$  нормально падаючи щодо її розкриву, формує на екрані в фокальній площині лінзи полюси яскравості, розташування яких відповідає наступній залежності:

$$b \sin \alpha = k\lambda, k = 1, 2, 3, \dots \quad (22)$$

Дифракція рентгенівського випромінювання в кристалах, аморфних тілах, рідинах або газі проявляється за рахунок відхилених променів, які розповсюджуються під певними кутами до напрямку рентгенівського випромінювання (Рис. 8). Розсіювання рентгенівських променів при його проникненні в кристалічну ґратку кристалу виникає, як наслідок його взаємодії з електронами цього кристалу. Електрони кристалу одночасно розсіюють падаюче випромінювання і випромінюють власне рентгенівське випромінювання тієї ж довжини хвилі, але різної інтенсивності. Вторинні хвилі рентгенівського випромінювання, що пройшли через кристалічну ґратку, дифрагують утворюючи максимуми інтенсивності, які можемо спостерігати на фотоплівці. Явищем дифракції рентгенівського випромінювання німецький фізик М.Лаує в 1912 році разом з фізиками Фрідріхом і Кніппінгом доказали його хвильову природу.

Рентгенівський дифракційний аналіз широко використовується, як метод неруйнівного контролю якості будови кристалів. Важливість цього методу контролю пояснюється широким впровадженням в сучасну техніку монокристалічної технології будови матеріалів елементів машин і конструкцій, що використовуються в умовах екстремальних механічних та температурних навантажень. Прикладом використання такої технології є виготовлення лопаток турбін сучасних реактивних та турбореактивних двигунів літаків.

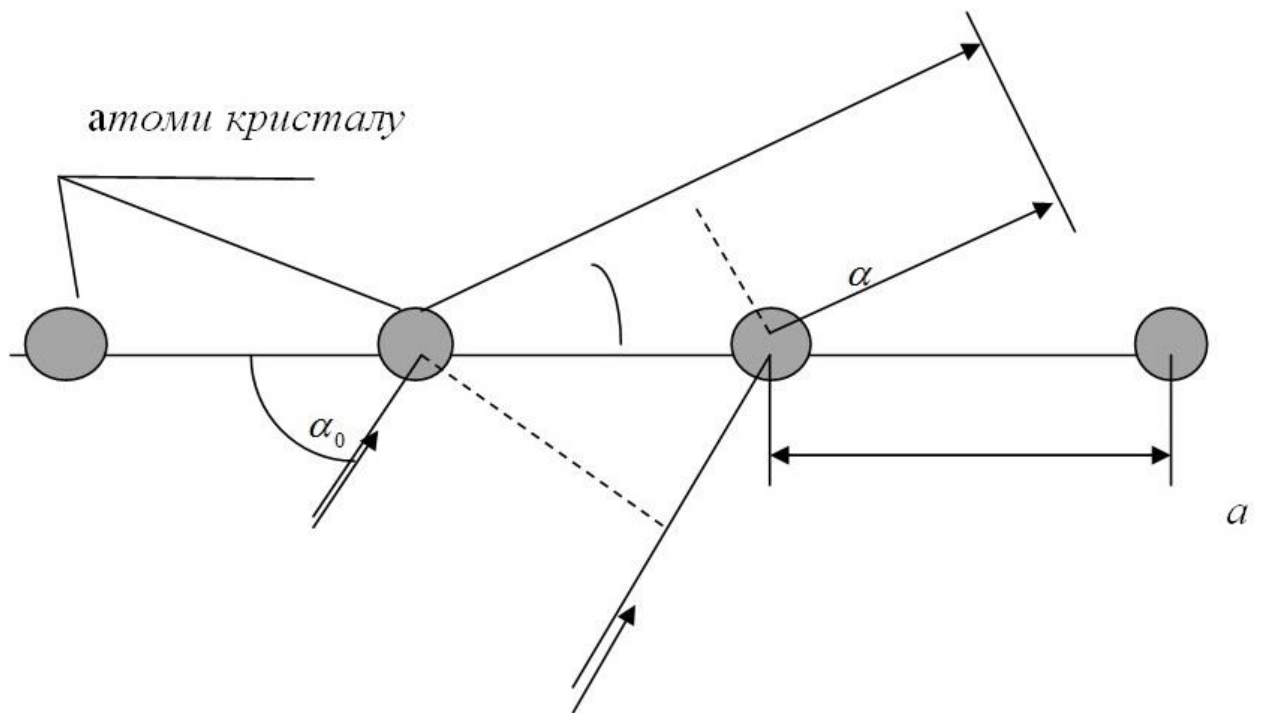


Рис. 8. Дифракція рентгенівського випромінювання при його проходженні кристалічної структури  
 $a$  – відстань між атомами;  $\alpha_0$  - кут падіння рентгенівського випромінювання;  $\alpha$  - кут положення дифракційного максимуму інтенсивності

## 2.5. Рентгенівська томографія

Рентгенівська система томографії виконує реконструкцію зображення у вигляді двохмірного розподілу градієнтів густини контрольованого матеріалу у напрямку його просвічування вузькими променями рентгенівського випромінювання. Математичною основою реалізації реконструкції томограми за результатами променевого проектування є інтегральна геометрія, розвиток якої належить французькому вченому І.Радону на початку 20-ого століття (1917 р.). Предметом інтегральної геометрії Радона є перетворення функцій

заданих в одних координатах, наприклад площинних, до функцій, заданих в інших координатах – наприклад, в лінійних координатах. Подібне перетворення вимагає функцію задану за певною поверхнею інтегрувати за координатами прямої.

Не важко уявити можливість відновлення (реконструкції) зображення томограми об'єкту за алгоритмом зворотного проектування при отриманні проєкцій об'єкту в даному його січенні під різними кутами (рис. 9). Недоліком такого принципу реконструкції томограми є наявність артефактів - гострих кутових спотворень, навкруги кожного з відновлених зображень виявлених неоднорідностей. Наявність таких артефактів перетворить зображення неоднорідності в багатопроменеву зірку.

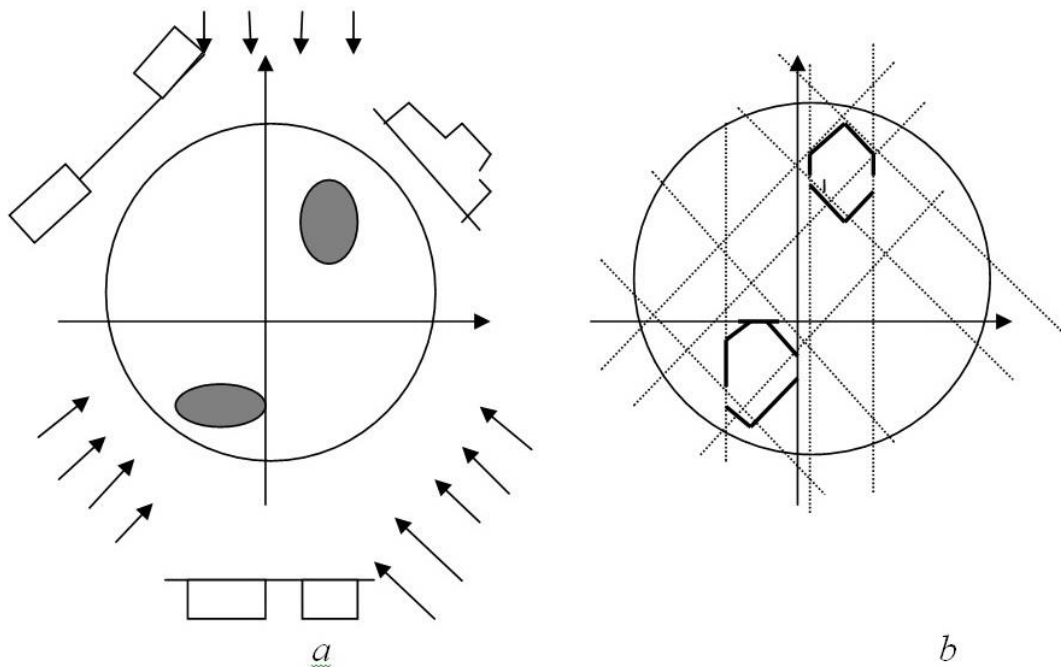


Рис. 9. Схема відновлення зображення томограми за принципом зворотного проектування  
 $a$  – формування проєкцій;  $b$  – зворотне проектування

Сучасна рентгенівська томографія використовує інтегральне представлення двомірного розподілу градієнтів густини в заданому січенні об'єкту дослідження з допомогою лінійних проєкцій в цьому січенні під різними кутами. Такі лінійні проєкції є перетворення Радону функції  $f(x, y)$  розподілу густини у січенні об'єкту. Використовуючи рівняння прямої для визначення положення лінійної проєкції  $p = x \cos \alpha + y \sin \alpha$  (Рис.10) представляємо перетворення Радону у вигляді:

$$\checkmark f(x, y, p, \alpha) = \int_{-X_{max}}^{X_{max}} \int_{-Y_{max}}^{Y_{max}} f(x, y) \cdot l(p - x \cos \alpha - y \sin \alpha) dx dy \quad (23)$$

У формулі (23)  $l(p, \alpha)$  – функція прямої, що має мінімальну, але реальну ширину;  $p, \alpha$  - відповідно відстань лінійної проекції від початку координат січення об'єкту, та кутовий напрямок проекції відносно вісі абсцис.

$$X_{max} = Y_{max} = R. \quad (24)$$

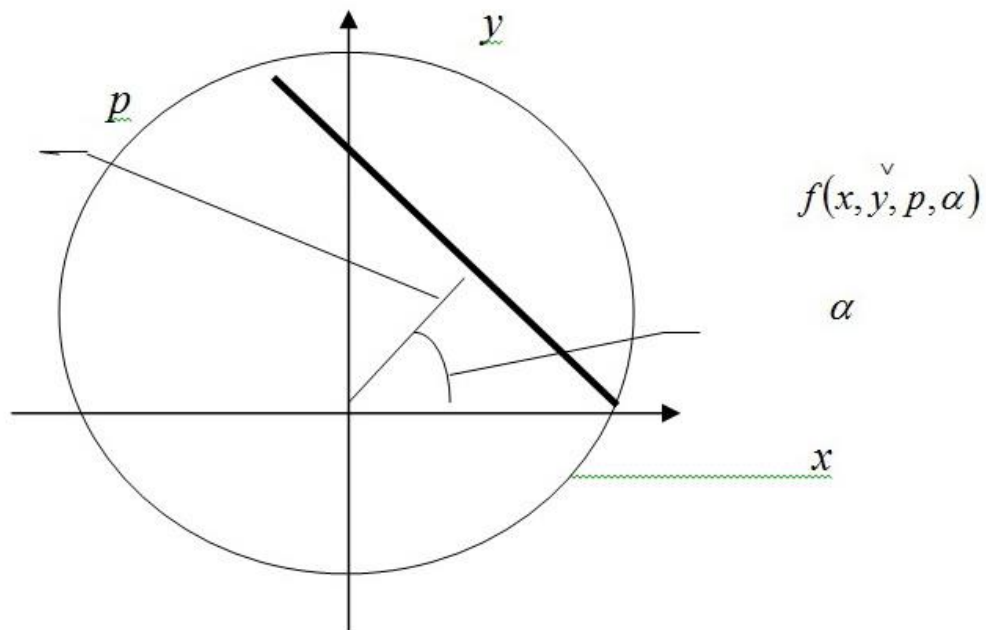


Рис. 10. Розташування лінійної проекції

Змінюючи дискретно положення лінійної проекції в межах площини формування томограми, для чого представляємо кут  $\alpha = i\Delta\alpha$  в межах від  $0^0$  до  $180^0$  ( $i = 0, 1, 2, \dots, m$ ) та відстань  $p = j\Delta p$  в межах  $0, R$  ( $j = 0, 1, 2, \dots, n$ ), перепишемо отриманий вираз перетворення Радону, як функцію змінних  $i, j$ :

$$f(x, y, i, j) = \int_{-R}^R \int_{-R}^R f(x, y) l[j\Delta p - x \cos(i\Delta\alpha) - y \sin(i\Delta\alpha)] dx dy. \quad (25)$$

Для можливості одночасного розгляду всіх лінійних проекцій представляємо їх в частотному вимірі з допомогою прямого перетворення

Фур'є. Враховуючи двохмірність такого перетворення введемо поняття просторової колової частоти за напрямком  $Ox - k_x$  та за напрямком  $Oy - k_y$ .

Значення колових частот  $k_x, k_y$  визначаються наступним чином:

$$k_x = \frac{2\pi}{\Delta}, k_y = \frac{2\pi}{\Delta}. \quad (26)$$

де  $\Delta$  - період колових частот  $k_x, k_y$ .

Тоді пряме перетворення Фур'є для  $i, j$  - лінійної проекції запишемо так:

$$f(i, j, k_x, k_y) = \int_{-R}^R \int_{-R}^R f(x, y, i, j) \exp[-(k_x x + k_y y)] dx dy. \quad (27)$$

Тепер можемо отримати трансформанту Фур'є склавши густину спектру всіх проекцій з урахуванням їх координат:

$$F(i, j, k_x, k_y) = \sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n f(i, j, k_x, k_y). \quad (28)$$

Вплив артефактів на якість зображення томограми враховуючи їх вид зосереджена в високочастотній частині сумарної спектральної густини проекцій. Тому для їх усунення достатньо виконати фільтрацію нижніх частот, вибравши частоту зрізу еквівалентного фільтру нижніх частот  $\omega_{зр}$ .

В цифровій системі томографу значення функції проекції вимірюється з допомогою перетворювача інтенсивності рентгенівського випромінювання, яке вузьким променем «просвітило» досліджуваний об'єкт, наприклад м'які тканини людини. В системі рентгенівського томографа вимірювання інтенсивності випромінювань проекцій виконується, як правило, з допомогою іонізаційних перетворювачів, кожен з яких встановлений напроти відповідного отвору екрану для формування вузьких променів випромінювання (Рис. 11). Рентгенівський апарат, формувач променів та вимірювальні перетворювачі стаціонарно вмонтовані в обертову конструкцію, яка повільно повертається на  $180^\circ$  відносно об'єкту дослідження – людського тіла, яке нерухомо розміщується у центрі системи.

Частотне перетворення імпульсних сигналів кожної проекції виконується шляхом використання алгоритму швидкого перетворення Фур'є (ШПФ). При цьому неперервний спектр сигналу представляється дискретно у вигляді кодів

значень амплітуди його складових. Таке представлення спектрів кожної з проєкцій дозволяє легко виконати цифрову фільтрацію нижніх частот перемноженням їх з функцією

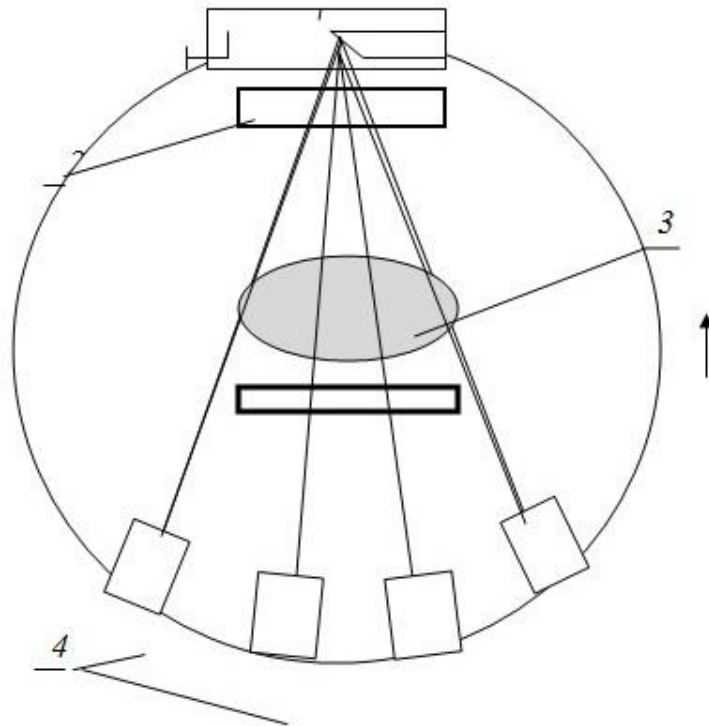


Рис. 11. Система рентгенівського томографа  
1 – рентгенівська трубка; 2 – екран з отворами; 3 – об’єкт; 4 – вимірювальні перетворювачі

$$P(k_x, k_y) = 1 \quad \text{при } k_x < k_{зр}; k_y < k_{зр}.$$

$$P(k_x, k_y) = 0 \quad \text{при } k_x > k_{зр}; k_y > k_{зр}.$$

де  $k_{зр}$  - частота зрізу еквівалентної передаточної функції фільтру нижніх частот, вибраної з умови повного погашення верхніх частот спектру відповідальних за існування артефактів.

В результаті такої цифрової фільтрації отримуємо значення відфільтрованої трансформанти Фур’є у вигляді:

$$F_C(i, j, k_x, k_y) = \sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n f(i, j, k_x, k_y) P(k_x, k_y). \quad (29)$$

Тепер можемо реалізувати формування функції реконструйованого зображення томограми шляхом зворотного перетворення Фур’є:



$$\hat{f}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_C(i, j, k_x, k_y) \exp(k_x x + k_y y) d(k_x) d(k_y). \quad (30)$$

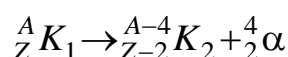
Відображення томограми є по-суті відображенням суми лінійних проєкцій для кожної точки зображення з координатами  $x, y$ .

## 2.6. Контроль іонізаційними випромінюваннями

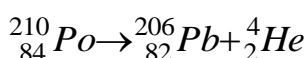
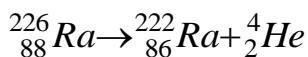
Сучасна фізика виявила у природі до 1700 ядер різних речовин. З них лише біля 270 – стабільні ядра (нукліди), а всі інші – ізотопи, якими називаємо ядра, що спонтанно змінюються реалізуючи таким чином реакції ядерного розпаду.

Відомі три типи таких реакцій:

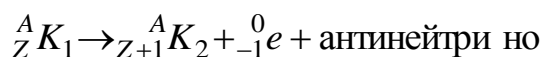
1.  $\alpha$ -розпад – розпад ядер з великим масовим числом ( $A > 200$ ) за схемою:



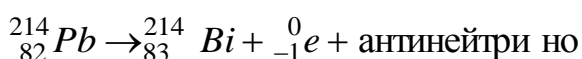
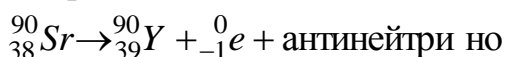
Наприклад:



2.  $\beta^-$ -розпад – розпад ядер з надлишком нейтронів за схемою:

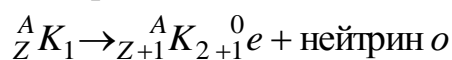


Наприклад:

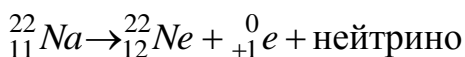
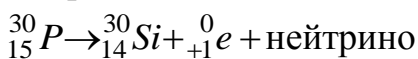


3.  $\beta^+$ -розпад – розпад за схемою:

Протон  $\rightarrow$  нейтрон + позитрон + нейтрино.



Наприклад:

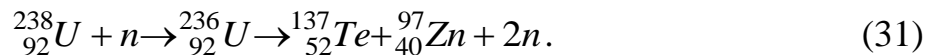


Кожен з наведених трьох типів розпаду супроводжується квантом електромагнітного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda \leq 10^{-10}$  м. Цим випроміненням ізоотоп звільняється від надлишку енергії новоутворених ядер. Подібне жорстке випромінювання дістало назву  $\gamma$ -випромінювання. Для цілей

неруйнівного контролю використовується  $\gamma$ -випромінювання, що утворюється в результаті бета-розпадів.

Крім описаного розпаду ізотопів існує процес ділення ядер при їх опроміненні потоком нейтронів. Ефективним таке ділення може бути для важких ядер завдяки більш високій ймовірності попадання нейтрона в ядро атому, як мішень. Такий процес реалізують розміщенням речовини для реалізації ділення їх ядер (створення штучних ізотопів) в ядерному реакторі.

Приклад такого ділення – ядерний процес розщеплення ядра урану:



Інша схема розпаду урану -238 полягає в тому, що захоплюючи тепловий (швидкий) нейтрон  ${}_{92}^{238}\text{U}$  перетворюється в радіоактивний нуклід  ${}_{92}^{239}\text{U}$ , який зазнає  $\beta^-$  розпаду і перетворюється в  ${}_{93}^{239}\text{Np}$ , який також розпадається за реакцією  $\beta^-$  розпаду утворюючи  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  -  $\alpha$ -активний плутоній з періодом напіврозпаду 24000 років.

Розпад ядер виконується за законом

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

де  $N_0, N$  – число ядер до і після розпаду;  $\lambda$  - постійна розпаду.

Число розпадів за одну секунду називають активністю речовини. Одиниця активності – беккерель [A].

До 1980 р. – 1 кюрі =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк

Одиниця поглинутої дози – Грей [D]

## 2.7. Індикатори іонізаційних випромінювань

Лічильники Гейгера-Мюллера – наповнена газом під низьким тиском іонізаційна камера з малою відстанню між електродами, на які подана напруга в декілька сотен вольт є достатньою для іонізації атомарної структури газу і лавинного наростання струму (короткого замикання) при взаємодії з фотоном гама-випромінювання. В результаті на послідовно включеному опорі формується імпульс напруги який фіксується лічильником імпульсів за фіксований час (1 с.).

Сцинтиляційні індикатори – з монокристалів  $\text{NaI(Tl)}$ ,  $\text{KI(Tl)}$  та фотоприймачів вторинного світла сцинтиляторів.

### 3. ОРІЄНТОВНИЙ ПЕРЕЛІК ТЕМ ДОМАШНЬОЇ КОНТРОЛЬНОЇ РОБОТИ

- Роль українського вченого І.Пулюя в дослідженні та розвитку передумов для відкриття рентгенівського випромінювання;
- Техніка безпеки при роботі з рентгенівськими апаратами;
- Рентгенівські апарати, їх конструкція та електричне оснащення;
- Використання рентгенівських мікроскопів для дослідження біологічних об'єктів;
- Перспектива заміни фотоплівок телевізійними засобами при виконанні рентгенографічних досліджень;
- Рентгенографічні методи контролю зварних з'єднань;
- Телевізійні системи рентгеноскопичних досліджень.

## СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. И.Н.Ермолов, Ю.Я.Останин. Методы и средства неразрушающего контроля качества. Учебное пособие. М. «Высшая школа» 1988.
2. А.А.Адаменко, М.И.Валевич. Радиационный неразрушающий контроль сварных соединений. Киев. «Техника»1981.
3. Методы неразрушающих испытаний. Физические основы, практические применения, перспективы развития. Под редакцией Р.Шарпа (пер. с англ.) М. «Мир»1972.
4. В.В.Сухоруков и др.. Интроскопия и автоматизация контроля. Книга 5. М. «Высшая школа» 1993.
5. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник. Под редакцией В.В.Клюева. М. «Машиностроение»1986.
6. Контроль качества сварки. Под редакцией В.Н.Волченко. М. «Машиностроение» 1975.