

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

(повне найменування вищого навчального закладу)

**НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ
“ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ”**

(назва факультету)

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ ТА ФІЗИКИ ПЛАЗМИ

(повна назва кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проекту (роботи)

МАГІСТРА

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

укр. Спектри люмінесценції оксиду ітрію під впливом рентгенівського збудження

англ. Yttrium oxide luminescence spectra under the influence of X-ray excitation

Виконав: студент 2 курсу навчання

за ОПП магістр

спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали

освітня програма: Експериментальна ядерна фізика та

фізика плазми

Панкратович Є.Б.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник к.ф.-м.н., доцент. Кононенко С.І.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент Дудін С.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

АНОТАЦІЯ

У магістерській роботі на тему: “Спектри люмінесценції оксиду ітрію під впливом рентгенівського збудження” представлені результати огляду літературних джерел та практичної частин роботи. Механізм та властивості люмінесценції оксиду ітрію були детально роз'яснені. За допомогою наукових джерел висвітлено тему фотоелектричного ефекту, ефекту Комптона, механізму утворення електрон-позитронних пар та цілком висвітлено актуальність даної теми. Дослідження включає аналіз впливу різних факторів на отримані спектри, їхню структуру та інтенсивність. Робота спрямована на розуміння механізмів особливостей люмінесценції в оксиді ітрію при взаємодії з рентгенівським випромінюванням. Також розглядаються характерні особливості отриманих спектрів, їх залежність від інтенсивності та енергії випромінювання. Робота спрямована на дослідження цього фізичного явища, аналіз робіт, в яких обґрунтована дана тема та на розкриття фізичних властивостей оксидів ітрію при взаємодії з рентгенівським випромінюванням, що може мати практичне застосування в області рентгенівської технології.

Ключові слова: рентгенівське випромінювання, люмінесценція, оксиди ітрію, електрон-позитронні пари, ефект Комптона, фотоелектричний ефект, енергія випромінювання.

SUMMARY

The master's thesis on the topic: "Yttrium oxide luminescence spectra under the influence of X-ray excitation" presents the results of review of scientific articles and practical parts of the work. The mechanism and properties of luminescence are explained in detail. With the help of scientific sources, the topic of the photoelectric effect, the Compton effect, the mechanism of the formation of electron - positive pairs is covered, and the relevance of this topic is fully explained. The study includes the analysis of the influence of various factors on the obtained spectra, their structure and intensity. The work is aimed at understanding the mechanisms of luminescence in yttrium oxide when interacting with X-ray radiation. The work considers the characteristic features of the obtained spectra, their

dependence on the intensity and energy of radiation. The work is aimed at the study of this physical phenomenon, the analysis of works in which this topic is substantiated and the disclosure of the physical properties of yttrium oxides when interacting with X-ray radiation, which may have practical application in the field of X-ray technology.

Keywords: X-ray radiation, luminescence, yttrium oxides, electron - positrons pairs, Compton effect, photoelectric effect, radiation energy.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1. ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКІВ ПІД ВПЛИВОМ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	6
1.1 Механізми і властивості люмінесценції оксидів	8
1.2 Фотоелектричний ефект.....	11
1.3 Ефект Комптона. Його властивості та відмінність від фото ефекту.....	16
1.4 Утворення електрон - позитронних пар.....	23
1.5 Ефект люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання.....	28
РОЗДІЛ 2. ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА	32
2.1. Ціль та завдання експерименту.....	32
2.2. Експеримент.....	34
2.3. Результати.....	36
ВИСНОВКИ	43
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	45

ВСТУП

Сучасний стан проблеми вивчення спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання визначається обмеженим обсягом досліджень. Деякі роботи фокусуються на загальних аспектах, але дефіцит в глибині розуміння взаємодії між структурою матеріалу та його спектральними властивостями є актуальним. Недостатньою є також кількість експериментальних даних для повноцінного аналізу. У зв'язку з цим, розширення досліджень у цьому напрямку може сприяти розкриттю нових аспектів фізики та застосувань у високотехнологічних галузях.

Актуальність теми вивчення спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання обумовлена необхідністю розширення знань у сфері взаємодії діелектричних матеріалів із іонізуючим рентгенівським випромінюванням. Застосування нових матеріалів у різних технічних і наукових галузях, таких як рентгенівська спектроскопія, медицина та матеріалознавство, робить цю тему ключовою для розвитку сучасних технологій і вивчення нових аспектів властивостей матеріалів під впливом рентгенівського випромінювання.

Актуальність теми обумовлена широким спектром можливих застосувань у важливих галузях, таких як медична діагностика, матеріалознавство та рентгенівська технологія. Дослідження в даному напрямку може призвести до розширення наших знань про фізичні властивості матеріалів при рентгенівському збудженні, що важливо для подальшого вдосконалення технік та методів, пов'язаних із використанням рентгенівського випромінювання.

Мета магістерської роботи полягає в детальному вивченні та аналізі спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання. Основними завданнями є визначення характеристик отриманих спектрів, вивчення їхньої залежності від параметрів рентгенівського випромінювання та виявлення можливих застосувань отриманих даних у сучасних технологіях та науці. Робота спрямована на розширення нашого розуміння фізичних процесів, які відбуваються при взаємодії оксидів ітрію з рентгенівськими фотонами.

Суть роботи полягає в детальному вивченні спектрів люмінесценції оксидів ітрію за умов впливу рентгенівського випромінювання. Основними завданнями є аналіз характеристик отриманих спектрів, визначення залежностей від різних параметрів, таких як інтенсивність та енергія випромінювання, час опромінення, а також розкриття поведінки та фізичних властивостей матеріалу в цих умовах. Результати дослідження мають сприяти розширенню наукового розуміння явища люмінесценції при впливі рентгенівського випромінювання та можуть мати практичне застосування в сучасних технологіях.

Основними завданнями магістерської роботи є:

1. Провести докладний огляд літератури та підсумувати попередні дослідження в області спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання.

2. Здійснити експериментальні вимірювання та отримати спектри люмінесценції при різних рівнях рентгенівського збудження.

3. Проаналізувати отримані дані, визначити характеристики спектрів та їх залежності від різних параметрів.

4. Розкрити фізичні властивості оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання.

5. Зробити висновки та визначити можливі напрями подальших досліджень у даній області.

6. Провести аналіз спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання.

7. Вивчити залежність спектрів від інтенсивності та енергії рентгенівського випромінювання.

8. Розкрити фізичні властивості матеріалу при рентгенівському збудженні.

9. Порівняти отримані результати з даними, відомими з літературних джерел.

Ці завдання спрямовані на отримання глибокого розуміння взаємодії оксидів ітрію з рентгенівським випромінюванням та можливих практичних застосувань отриманих результатів.

РОЗДІЛ 1. ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКІВ ПІД ВПЛИВОМ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Індукована під дією рентгенівського випромінювання люмінесценція деяких матеріалів є відомим і достатньо добре вивченим явищем. З фізичної точки зору воно полягає в тому, що фотони рентгенівського випромінювання поглинаються атомами речовини, в результаті чого атомні електрони переходять на вищі енергетичні рівні. При зворотних переходах надлишкова енергія випромінюється у певному діапазоні частот люмінесценції. Спектри люмінесцентного випромінювання визначаються конкретною структурою енергетичних рівнів і тому є індивідуальними для кожної речовини.

Цей ефект має важливе значення в рентгенівських дослідженнях, де використовується як джерело інформації про властивості матеріалів. Дослідження цього ефекту важливо для розуміння фізичних властивостей матеріалів та може мати практичні застосування в різних областях науки і техніки. Розуміння цього процесу дозволяє розкрити характеристики отриманих спектрів.

Вивчення спектрів люмінесценції діелектриків таких як оксиди ітрію під впливом рентгенівського випромінювання базується на принципах атомної та молекулярної фізики, а також фізики твердого тіла. Зразки які досліджувались були виготовлені з порошку YTO LUM. Опромінення зразків Y_2O_3 потоком рентгенівських фотонів спричинює люмінесценцію у мікро – (інколи нано-) кристалах.

Ключові елементи теоретичної основи включають розуміння електронної структури матеріалу, взаємодії фотонів з атомами та ефектів, пов'язаних із збудженням та релаксацією електронів. При цьому переходи атомних електронів між дискретними атомними енергетичними рівнями мають описуватися за допомогою законів квантової механіки.

Окрему увагу слід звернути на вивчення фізичних властивостей оксидів ітрію, які можуть визначати характер та характеристики спектрів люмінесценції. Така теоретична база допомагає розкрити механізми виникнення і особливості спектрів, що є важливим для правильного інтерпретування експериментальних результатів.

Теоретична основа вивчення спектрів люмінесценції включає в себе принципи взаємодії рентгенівського випромінювання з оксидами ітрію та механізми виникнення люмінесценції в цих умовах.

Аналіз фізичних властивостей матеріалу є ключовим для вивчення його поведінки під впливом рентгенівського збудження та виникнення люмінесценції. Розуміння квантових властивостей атомів ітрію, їхніх енергетичних рівнів та можливих переходів допомагає пояснити спектральні характеристики люмінесценції.

Застосування теорій рентгенівської спектроскопії, таких як розсіювання та поглинання рентгенівського випромінювання, допомагає розглядати отримані дані у контексті сучасних теоретичних концепцій.

Ця теоретична база визначає фундамент для розуміння та інтерпретації результатів дослідження спектрів люмінесценції оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання.

Люмінесценція оксидів ітрію під впливом рентгенівського випромінювання може викликати ряд ефектів, які є об'єктом вивчення. Емітоване світло має специфічний спектральний склад, який може містити лінії або діапазони, характерні для досліджуваного матеріалу. Дослідження цього ефекту дозволяє визначити особливості люмінесценції та властивості матеріалу.

Залежно від умов та параметрів рентгенівського збудження може змінюватися інтенсивність емітованого світла. Це важливо для оцінки ефективності та потенційного застосування явища люмінесценції. Вивчення динаміки змін в емітованому світлі в часі дозволяє зрозуміти кінетику процесів, що відбуваються в матеріалі під впливом рентгенівського випромінювання.

Ефекти квантової люмінесценції можуть бути визначені через властивості квантових об'єктів, таких як електрони та фотони, що були утворені внаслідок взаємодії квантів рентгенівського випромінювання з електронами матеріалу.

Внаслідок взаємодії рентгенівського випромінювання з матеріалом можуть утворюватися чіткі лінії люмінесценції у спектрах, які вказують на характерні енергетичні переходи у системі. Інтенсивність люмінесценції може змінюватися в залежності від інтенсивності рентгенівського збудження, що може бути важливим для практичного використання в різних застосуваннях.

Ефекти зміщення в енергетичних положеннях пікових значень люмінесценції можуть бути вказівкою на взаємодію матеріалу з рентгенівським випромінюванням на різних енергетичних рівнях. Можливо виникнення інших ефектів, таких як квантові розсіювання та внутрішньоатомні процеси, які можуть впливати на форму та інтенсивність спектрів.

1.1 Механізми і властивості люмінесценції оксидів

При поглинанні енергії випромінювання атом або молекула переходять у збуджений стан [1]. На рис.1 показаний такий перехід з основного рівня енергії 1 на збуджений рівень 3 в матеріалі. В деяких випадках, як от у простих молекулах і у домішкових центрах люмінесценції, люмінесценція при зворотньому переході може відбуватися безпосередньо при прямому переході 3-1. Така люмінесценція називається резонансною, оскільки частоти поглинання і випромінювання співпадають.

Внаслідок процесів релаксації частина енергії збудженого атому може втрачатися з переходом атому на проміжний рівень 2, яким визначається частота люмінесцентного випромінювання при переході 2-1 і його довжина хвилі. Згідно із правила Стокса в цьому випадку довжина хвилі такого спонтанного люмінесцентного випромінювання більше, ніж при збудженні атома. Виокремлюють також так звану антистоксовську люмінесценцію, при якій квант люмінесценції має меншу довжину хвилі, ніж у звичайному випадку. Таке відбувається, коли при фотоефекті збудженим виявляється не тільки електронний терм, а ще, наприклад, якась фононна мода.

Як відомо, при взаємодії гамма-квантів і рентгенівського випромінювання з речовиною є три основних механізми – це фотоефект, ефект Комптона та утворення електрон-позитронної пари.

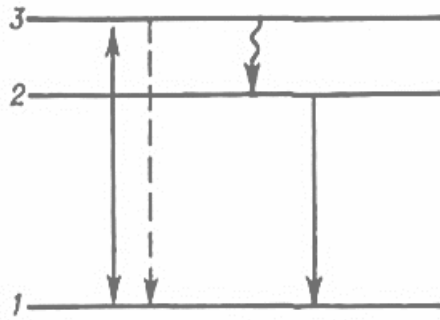


Рис 1. Квантові переходи при фотоєфекті електронів з наступним люмінесцентним випромінюванням:

1, 2 і 3 – основний рівень енергії, рівень випромінювання і рівень збудження відповідно.

Пунктирною лінією позначений перехід, що відповідає резонансній люмінесценції, хвилястою – безвипромінювальний перехід.

Механізм і властивості люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання визначаються взаємодією атомів матеріалу із збуджуючим рентгенівським випромінюванням.

Атоми матеріалу поглинають фотони рентгенівського випромінювання, внаслідок чого електрони переходять на вищі енергетичні рівні. Таким чином, атоми речовини збільшують внутрішню енергію. Цей процес переводить електрони до більш високих енергетичних рівнів. За певних умов, електрони можуть повертатися на нижчі енергетичні рівні, випромінюючи енергію у вигляді світла.

Випромінювання світла при люмінесценції утворює характерні спектральні лінії, які можуть використовуватися для ідентифікації матеріалів та вивчення їхніх властивостей. Механізм люмінесценції та спектральні характеристики суттєво залежать від хімічного складу, структури та властивостей конкретного матеріалу. Детальне вивчення механізму та властивостей люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання важливо для розвитку методів аналізу матеріалів та діагностики.

Одним з відомих механізмів випромінювання фотонів при опроміненні зразків потоками заряджених частинок є перехідне випромінювання (рис.2). Рентгенівське

випромінювання взаємодіє з атомами матеріалу [2], викликаючи підвищення енергії електронів завдяки чому вони переходять на вищі енергетичні рівні.

Електрони, знаходячись на вищих енергетичних рівнях, можуть повертатися на більш низькі рівні, випромінюючи відповідну енергію у вигляді світла. Виникнення характерних спектральних ліній люмінесценції, які відображають енергетичні переходи в системі, є важливою властивістю.

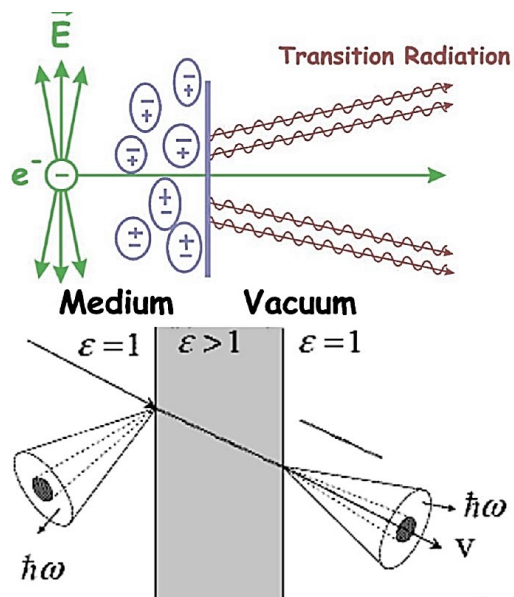


Рис 2. Перехідне випромінювання яке виникає при перетині зарядженої частинкою області неоднорідності в речовині або конфігурації навколишнього простору

Довжина хвилі світла, випромінюваного під час люмінесценції, зазвичай відмінна від довжини хвилі рентгенівського випромінювання, що дозволяє відокремлювати ці два види випромінювання.

Властивості люмінесценції можуть залежати від хімічного складу, кристалічної структури та фізичних властивостей матеріалу. Крім основного механізму, взаємодія з рентгенівським випромінюванням може породжувати квантові розсіювання та інші внутрішньоатомні процеси, які впливають на форму та інтенсивність спектрів люмінесценції. Вивчення цих механізмів та властивостей є ключовим для розуміння явища люмінесценції при рентгенівському збудженні і має важливі наслідки для використання цього явища у дослідженнях та технологічних застосуваннях.

1.2 Фотоелектричний ефект

При фотоелектричному процесі [3] рентгенівський квант випромінювання з енергією E_γ повністю поглинається атомом. В результаті сильно зв'язаний електрон з К, L або M оболонки випромінюється атомом і має кінетичну енергію:

$$Q_p = E_\gamma - I_i - Q_a \approx E_\gamma \Big|_{Q_a \ll I_i \ll E_\gamma}$$

де Q_a - енергія віддачі атома, $I_i \ll E_\gamma$ - потенціал іонізації оболонки.

Зрозуміло, що при $E_\gamma < I_k$ фотоелектр на К оболонці неможливий, а можливий лише на L оболонці. Із подальшим зменшенням енергії фотона при $E_\gamma < I_L$ фотоелектр стає можливим тільки на M оболонці і т. д. В результаті залежність перерізу фотоелектру від енергії рентгенівського кванту має декілька максимумів, які відповідають різним оболонкам.

Вакансія (дірка), що утворюється на певній оболонці, заповнюється електроном з оболонок, що мають більшу енергію. Різниця енергій випромінюється у вигляді рентгенівського випромінювання, або Оже-електрони [4], які утворюються при безпосередній передачі енергії збудження атома одному із слабо зв'язаних електронів валентної зони (рис.3).

Процес взаємодії, відомий як ефект Оже (Auger effect або Auger emission). Це явище назване на честь французького фізика П'єра Оже, який вперше описав цю взаємодію в 1925 році.

Ефект Оже виникає, коли електрон внутрішньої оболонки атома викидається із атома, залишаючи залишковий вакансійний отвір, і інший електрон з вищого енергетичного рівня атома падає, щоб заповнити цей вакансійний отвір. У цьому процесі викинутого електрона енергія передається іншому електрону, який викидається, що може призвести до випромінювання рентгенівських фотонів або викиду електронів.

Ефект Оже має важливе значення в різних областях, зокрема в рентгенівській спектроскопії та електронній спектроскопії, де він використовується для вивчення внутрішньоатомних процесів та властивостей матеріалів.

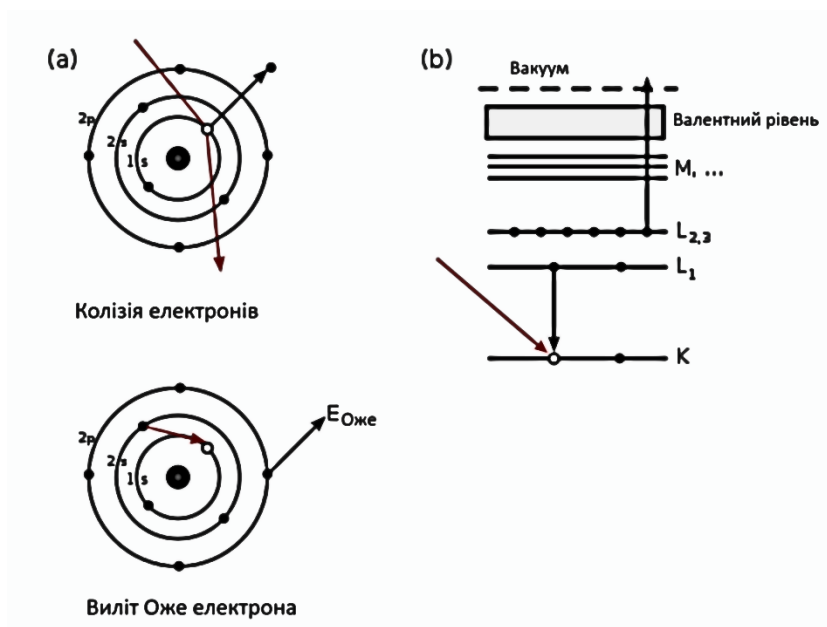


Рис 3. Схематична діаграма Оже-процесу: (а) електрон, що налітає (або фотон) створює вакансію на рівні 1s, і електрон з рівня 2s заповнює вакансію, при цьому енергія передається на електрон 2p, який також залишає атом, у результаті утворюються дві вакансії на орбіталях 2s і 2p. (б) Показано той же процес за допомогою спектроскопічної нотації, $KL_1L_{2,3}$. Примітка: В тексті використовується термін "вакансія", що вказує на "вільне місце" в електронній структурі атома, де електрон може бути відсутній.

Вільні електрони, які не зв'язані з атомами, не залучаються до фотоефекту. Дійсно, повна енергія частинки з масою m , яка рухається у вакуумі, має імпульс p і швидкість v , дорівнює величині

$$E_{part} = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2},$$

Тому для швидкості отримуємо:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{part} = \frac{pc^2}{E_{par}} = \beta c = v$$

Енергії випромінювання $E_{rad} = pc$, тому для випромінювання маємо:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{rad} = c.$$

З урахуванням очевидної нерівності $v < c$ приходимо до кінцевого результату

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{part} < \left(\frac{dE}{dp}\right)_{rad},$$

який означає, що із законів збереження енергії і імпульсу можна стверджувати, що заряджена частинка з визначеною енергією та імпульсом не може випромінювати квант електромагнітного випромінювання, і навпаки, не може повністю поглинути квант електромагнітного випромінювання.

З останнього виразу випливає, що

$$dE_\gamma > dE_{part}|_{dp_\gamma=dp_{part}}$$

де індексом γ позначено енергію і імпульс фотона гамма-випромінювання. Отже, для фотоелектру необхідний зв'язок електрона з атомом, який забере частину імпульса та енергії фотона Q_a у вигляді енергії віддачі атома. Чим більший зв'язок електрона з атомом, тим більша вірогідність фотоелектру і його переріз. Середній потенціал іонізації збільшується із зростанням зарядового числа Z і це означає, чому одночасно ймовірність і переріз фотоелектру значно зростають. Це пояснює також, чому ймовірність і переріз фотоелектру для органічних сцинтиляторів менше вірогідності ефекту Комптона.

Залежність перерізу фотоелектру від енергії налітаючих фотонів визначається співвідношенням $\frac{I_k}{E_\gamma}$, а саме

$$\sigma_{ph} \approx z^5 / E_\gamma \rightarrow E_\gamma \gg I_k,$$

$$\sigma_{ph} \approx z^5 / E_\gamma^{(7/2)} \rightarrow E_\gamma \geq I_k,$$

і характеризується також сильною залежністю від зарядового числа Z атома: $\sigma_{ph} \sim Z^5$.

Часто використовується співвідношення:

$$\frac{(\sigma_{ph})_L}{(\sigma_{ph})_K} \approx \frac{1}{5}; \frac{(\sigma_{ph})_M}{(\sigma_{ph})_L} \approx \frac{1}{4}; \frac{(\sigma_{ph})_M}{(\sigma_{ph})_K} \approx \frac{1}{20}; \dots$$

Яке дає можливість при обчисленні повного перерізу σ_{ph} просто помножити результати для К оболонки на 5/4.

В межах квантової електродинаміки отримані наступні вирази для перерізу фотоелектру на К оболонці:

$$\sigma_{ph} = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 (13.61/hv) \text{ для малих } hv \text{ (eV)}$$

$$\sigma_{ph} = 1,34 \cdot 10^{-33} Z^5 / h\nu \quad \text{для } h\nu \gg mc^2 \text{ (MeV)}$$

де σ_{ph} виражена в см^2 , а $h\nu$ - в еВ і МеВ для верхньої і нижньої формул відповідно. Тобто із зростанням енергії фотонів вірогідність фотоефекту істотно зменшується, проте сильна залежність Z^5 зберігається.

Фотоелектричний ефект - це фізичний явище, яке виникає при взаємодії світла з матеріалом та виявляється в емісії електронів. Основні характеристики цього ефекту включають:

1. Поглинання світла: Атоми або молекули матеріалу поглинають кванти світла, зазвичай фотони, здатні викликати перехід електронів на вищі енергетичні рівні.

2. Емісія електронів: Якщо отримана енергія електрона перевищує роботу виходу матеріалу (мінімальну енергію, яка необхідна для виведення електрона з матеріалу), то електрон може виходити з поверхні матеріалу.

3. Залежність від частоти світла: Ефект сильно залежить від частоти (енергії) світла. Тільки світло з частотою, що перевищує критичну частоту, здатне викликати фотоелектричний ефект.

4. Робота виходу: Це мінімальна енергія, яка необхідна для виведення електрона з матеріалу. Робота виходу залежить від типу матеріалу та його властивостей.

5. Закони фотоелектричного ефекту: Феномен описується фундаментальними законами, включаючи закон збереження енергії та закони, які пов'язані зі спектральними характеристиками фотоелектричної емісії.

Фотоелектричний ефект має важливе значення в фізиці та технології і застосовується в різних областях, таких як фотоелектричні прилади та сонячні батареї.

Світло, яке складається з фотонів (квантів світла), взаємодіє з атомами чи молекулами матеріалу. Фотон поглинається атомом, передаючи свою енергію електронам у атомі.

Енергія передана фотоном може бути достатньою для виклику електронних переходів. Електрони, які раніше перебували на валентних енергетичних рівнях, можуть переходити на більш високі, знаходячись у провідній зоні. Якщо енергія фотона перевищує роботу виходу матеріалу (мінімальну енергію, необхідну для

виведення електрона), то цей електрон може бути виведений з поверхні матеріалу у вигляді фотоелектрону.

Закон збереження енергії гарантує, що сума енергії фотона, роботи виходу та кінетичної енергії виведеного електрона залишається постійною. Феномен описується законами, встановленими Альбертом Ейнштейном та іншими вченими, включаючи закон збереження енергії та залежність фотоелектричної емісії від частоти світла. Цей механізм визначає фундаментальні принципи фотоелектричного ефекту і служить основою для розуміння та використання цього явища в різних аспектах науки та технології.

Електрони, які вивільняються в результаті фотоелектричного ефекту, називаються фотоелектронами. Фотоелектричний ефект може бути пояснений квантово-механічною моделлю, в якій фотони виступають як кванти світла, а електрони розглядаються як частинки.

Існують три основних види фотоелектричного ефекту, в залежності від специфічних умов та обставин:

1. Фотоелектричний ефект першого роду (вибивання електронів): Це найбільш поширений вид фотоелектричного ефекту. Припускається, що фотони світла поглинаються атомами або молекулами матеріалу, вибиваючи електрони. Отримані електрони можуть створювати фотоелектричний струм, коли вивільнені з поверхні матеріалу.

2. Внутрішньоядерний фотоелектричний ефект: Цей ефект виникає, коли фотони взаємодіють із внутрішніми електронами в атомних ядрах. В результаті цієї взаємодії вибиваються інші частинки, наприклад, легкі ядра.

3. Зовнішньоядерний фотоелектричний ефект (фотоелектричний ефект другого роду): Цей ефект виникає, коли фотон взаємодіє з електронами, які перебувають в зовнішній оболонці атома. В результаті взаємодії вибиваються електрони з атомів, і ці вивільнені електрони можуть служити для створення електричного струму.

Кожен з цих видів фотоелектричного ефекту відображає різні аспекти взаємодії світла та матеріалу і може мати практичне застосування в різних областях, таких як фотодетектори, фотоелектричні прилади чи сонячні батареї.

Властивості фотоелектричного ефекту включають ряд характеристик, які визначають його поведінку та застосування. Фотоелектричний ефект відбувається тільки при певних частотах світла, які перевищують критичну частоту. Це пов'язано із квантово-механічними властивостями фотонів.

Кожен матеріал має свою роботу виходу, яка визначає мінімальну енергію, необхідну для виведення електрона з матеріалу. Це створює поріг виходу, який необхідно подолати для виникнення фотоелектричного ефекту. Інтенсивність світла впливає на кількість вивільнених електронів, але не на їхню енергію. Збільшення інтенсивності збільшує кількість фотоелектронів, але не змінює їхню максимальну кінетичну енергію.

Фотоелектричний ефект відбувається практично миттєво після падіння фотонів на поверхню матеріалу. Це властивість, яка визначає швидкість відгуку фотодетекторів та інших пристроїв, заснованих на фотоелектричному ефекті.

Фотоелектричний ефект відображає квантово-механічні властивості світла та електронів, такі як кінцевість енергії електронів та винятковість одного фотона, який викликає вибивання одного електрона. Деякі матеріали можуть виявляти внутрішній фотоелектричний ефект, коли фотон взаємодіє із внутрішніми електронами атомів чи молекул.

Завдяки своїм властивостям фотоелектричний ефект є важливим явищем, яке застосовується в таких областях, як фізика, технологія, фотодетектори, сонячні батареї, техніка зображення та інші технології.

1.3 Ефект Комптона. Його властивості та відмінність від фотоефекту

Ефект Комптона має місце тоді, коли відбувається неповна передача імпульсу і енергії фотона атомним електронам, при якій атоми іонізуються в результаті вильоту електронів [5]. Для м'якого рентгенівського випромінювання (довжина хвилі $\lambda \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ см) ефект зростання λ не був помітний і не враховувався навіть при розсіюванні на максимально можливу величину $(\Delta\lambda)_{max} = 4,85 * 10^{-10}$ см. При розсіянні жорсткого рентгенівського випромінювання на легкому матеріалі (графіт) у

спектрі випромінювання Комптон спостерігав як вихідну лінію, так і лінію розсіяного випромінювання зі збільшеною довжиною хвилі, тобто розсіювання було непружним.

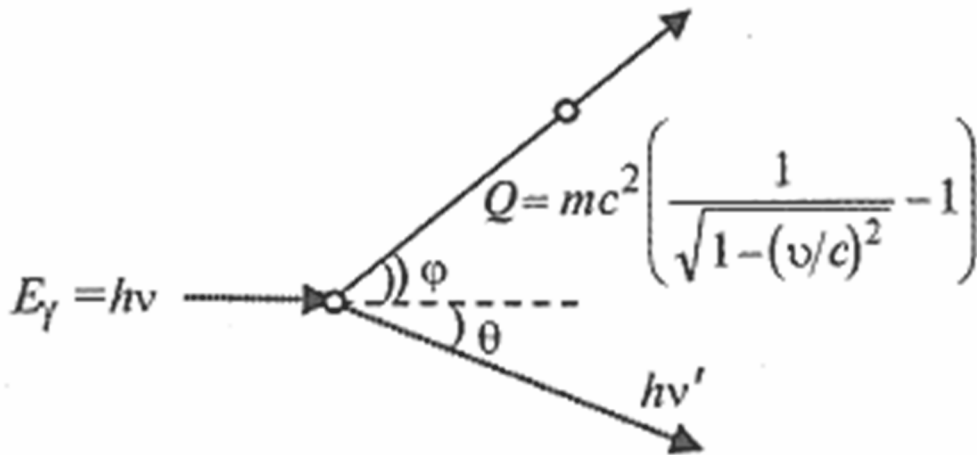


Рис 4. Схематичне представлення розсіювання на нерухомому вільному (або слабо зв'язаному) електроні фотона гамма – випромінювання з енергією E_γ . Енергія розсіяного фотона зменшується на енергію віддачі Q , яка переходить до електрону.

Артур Комптон в 1923 р розглянув вільний електрон, який покоїться (рис. 4), на якому фотон з енергією $E_\gamma = h\nu$ (довжина хвилі $\lambda = C/\nu$) зазнає розсіювання. В результаті розсіювання фотон з енергією $E_\gamma = h\nu$ і довжиною хвилі $\lambda = C/\nu$ відхиляється на кут θ (рис.4) і втрачає енергію до значення $h\nu'$ і довжини хвилі $\lambda < \lambda' = C / \nu'$. Таке зростання довжини хвилі фотона на величину $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ супроводжується утворенням електрона віддачі з кінетичною енергією Q , який вилітає під деяким кутом φ щодо первинного напрямку руху фотона. Коли енергія зв'язку електрона виявляється нехтовно малою в порівнянні з енергією фотона, тобто його можна вважати квазивільним, вірогідність прояву ефекту Комптона перевищує ймовірність фотоефекту.

Для ефекту Комптона справедливі наступні рівняння, які витікають із законів збереження енергії та імпульсу:

$$\Delta\lambda_{min} = 0 \rightarrow \theta = 0$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mC} (1 - \cos \theta) = \Delta\lambda = \frac{h}{mC} \equiv \Lambda \rightarrow \theta = \frac{\pi}{2}$$

$$(\Delta\lambda)_{max} = 2\Lambda \approx 4,85 \cdot 10^{-10} \text{ см} \rightarrow \theta = \pi$$

де m - маса спокою електрона, C - швидкість світла у вакуумі і $\Lambda = h/mC \approx 2,4263 \cdot 10^{-10}$ см – комптонівська довжина хвилі електрона, яка визначає зміну довжини хвилі електромагнітного випромінювання в ефекті Комптона. В результаті для м'якого рентгенівського випромінювання ефект Комптона не проявляється, коли $\Delta\lambda \ll \lambda$ і починає впливати при $\Delta\lambda \geq \lambda$. Нескладно виразити кінцеву частоту фотона через кут розсіяння комптонівську довжину хвилі:

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

Енергія вторинних електронів дорівнює

$$Q = h\nu - h\nu' = h\nu - h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

і змінюється від нуля до максимальної енергії Q_{max} при $\theta = \pi$:

$$Q_{max} = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \Big|_{\theta=\pi} = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

де

$$\varepsilon \equiv \frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{h}{mC\lambda} = \frac{h\nu}{mC^2} = \frac{E_\gamma}{mC^2}$$

Також відомий вираз, який пов'язує кути θ і φ , а саме (кут $\varphi < \pi/2$):

$$\operatorname{tg} \varphi = -[(1 + \varepsilon) \cdot \operatorname{tg}(\theta/2)]^{-1}$$

При цьому відповідність кута $\varphi = 0$ куту $\theta = \pi$ впливає для задоволення закону збереження імпульсу.

Диференціальний перерізу комптонівського розсіювання був обчислений Клейном і Нішіной. За визначенням перерізу розсіяння вони показали, що у тілесний кут з кутами від θ до $\theta + d\theta$ випромінюється частка фотонів, пропорційна

$$n\pi r_e^2 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]^2} \cdot \left[1 + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) \cdot [1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]} \right] \cdot \sin \theta d\theta$$

де $r_e = e^2/mC^2 = 2,817938 \cdot 10^{-13}$ см - класичний радіус електрона. При цьому енергія розсіяних фотонів лежать в інтервалі від ε' до $\varepsilon' + d\varepsilon'$, де $\varepsilon' = \varepsilon / [1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]$ і $d\varepsilon' = -\varepsilon'^2 \sin \theta d\theta$. При переході від змінної θ до змінної ε' знаходять число фотонів, розсіяних електроном за секунду в інтервал енергій від

ε' до $\varepsilon' + d\varepsilon'$. Інтегрування такого диференціального перерізу віддачі по всіх енергіях приводить до виразу, який пов'язує повний переріз комптонівського розсіювання σ_c з безрозмірною величиною ε :

$$\begin{aligned}\sigma_c &= 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\} \\ &= 2\pi r_e^2 \left[\frac{2}{\varepsilon} + \frac{1 + \varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} + \left(\frac{1}{2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon^3} \right) \cdot \ln(1 + 2\varepsilon) \right]\end{aligned}$$

З цього виразу витікає, що при $\varepsilon \ll 1$

$$\sigma_c = \sigma_{Tom} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right)$$

де переріз розсіювання Томсона дорівнює

$$\sigma_{Tom} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

При $\varepsilon \ll 0,05$ переріз комптонівського розсіювання починає зростати до величини перерізу Томпсона. Нарешті, при $\varepsilon \gg 1$

$$\sigma_c = \frac{\pi r_e^2}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right)$$

Ефект Комптона — це явище розсіювання рентгенівського випромінювання на вільних електронах який був одним із ключових доказів корпускулярно-квантової природи світла та фотонів.

Основні характеристики ефекту Комптона включають:

1. Розсіювання фотонів: Рентгенівське випромінювання, коли воно взаємодіє з електронами, може бути розсіяне на них. Це призводить до зміни довжини хвилі фотона (ефект Комптона).

2. Закон збереження енергії та імпульсу: Згідно з цими законами, енергія та імпульс системи, що складається з фотона та електрона, зберігаються після розсіювання.

3. Залежність від кута розсіювання: Зміна довжини хвилі фотона (λ , отже, його енергії) залежить від кута, під яким відбувається розсіювання.

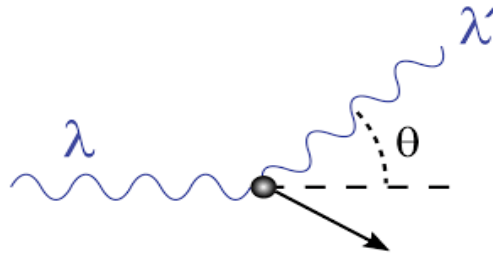


Рис 5. Схематичне зображення комптонівського розсіювання на вільному електроні

Ефект Комптона має кілька важливих властивостей:

1. Зміна довжини хвилі: Ефект Комптона проявляється в зміні довжини хвилі рентгенівського випромінювання після його розсіювання на електронах. Зміна довжини хвилі ($\Delta\lambda$) визначається кутом розсіювання і виражається у вищенаведеній формулі.

2. Закон збереження енергії та імпульсу: Ефект Комптона відповідає законам збереження енергії та імпульсу, що додає важливість цього ефекту в розумінні взаємодії світла з матерією.

3. Залежність від кута розсіювання: Зміна довжини хвилі фотона залежить від кута розсіювання (θ). Чим більший кут, тим більше зміна довжини хвилі.

4. Доказ квантово-корпускулярного характеру світла: Ефект Комптона був одним із ключових доказів, що підтверджує корпускулярно-квантовий характер фотонів світла. Взаємодія світла з електронами не може бути повністю пояснена класичними хвильовими теоріями.

5. Дослідження структури електронів в атомах: Ефект Комптона дав можливість досліджувати структуру електронів у важких атомах, виявляючи величину енергетичних рівнів та їхні зсуви.

6. Використання в рентгенівській кристалографії: Зміна довжини хвилі в результаті ефекту Комптона використовується в рентгенівській кристалографії для визначення просторових структур молекул та кристалів.

Ці властивості роблять ефект Комптона важливим феноменом в фізиці, квантовій теорії та дослідженні властивостей матеріалів.

Властивості ефекту Комптона включають ряд характеристик, які визначають його особливості та важливість в контексті взаємодії фотонів з електронами. Однією з основних властивостей ефекту Комптона є зміна довжини хвилі рентгенівського фотона після розсіювання на електронах. Ця зміна довжини хвилі пропорційна куту розсіювання.

Зміна довжини хвилі залежить від кута розсіювання (кут між початковим та розсіяним напрямками фотона). Чим більший кут розсіювання, тим більше зміна довжини хвилі. Ефект Комптона підтримує закони збереження енергії та імпульсу. Сума енергії та імпульсу фотона та електрона до та після розсіювання залишається постійною.

Ефект Комптона був ключовим доказом корпускулярної природи фотона, підтверджуючи квантову теорію світла. Ефект Комптона використовується в кристалографії для визначення розташування електронів у кристалах. Ефект Комптона вказує на корпускулярно-квантову природу фотонів та ілюструє їхню взаємодію з електронами у матерії.

Ефект Комптона є важливим з кількох причин:

1. Підтвердження квантово-корпускулярної природи світла: Ефект Комптона був одним із ключових доказів, які підтвердили корпускулярну (частинкову) природу світла. Відкриття Комптона викликало переосмислення традиційної хвильової теорії світла та призвело до визнання, що світло має як хвильові, так і частинкові властивості.

2. Квантова механіка та нове уявлення про світло: Результати ефекту Комптона допомогли визначити реальні фізичні параметри фотонів та електронів. Це сприяло розвитку квантової механіки та створенню нового уявлення про світло, де взаємодія світла та речовини стала виражатися через квантові процеси.

3. Застосування в кристалографії: Ефект Комптона знаходить застосування в кристалографії для визначення розташування електронів у кристалах. Аналіз розсіювання рентгенівських фотонів на електронах у кристалі може надати інформацію про електронну структуру матеріалу.

4. Медичні дослідження: Ефект Комптона використовується в медичних дослідженнях, зокрема в області рентгенівської томографії. Здатність вимірювати розсіяння рентгенівських променів на тканинах дозволяє отримати більше інформації про їхній склад та структуру.

Таким чином, ефект Комптона відіграв визначальну роль у розвитку фізики частинок і квантової теорії, а також знайшов застосування в різних галузях, що робить його важливим явищем в сучасній науці та технології.

Ефект Комптона та фотоефект – це два різних явища взаємодії світла з речовиною, і вони відрізняються в кількох ключових аспектах:

Суть явища:

- Фотоефект: Полягає в вивільненні електронів з поверхні матеріалу (зазвичай металу) під впливом світла (фотонів).

- Ефект Комптона: Полягає в розсіюванні рентгенівського випромінювання електронами, що призводить до зміни напрямку та енергії фотонів.

Природа світла:

- Фотоефект: Визначений в основному хвильовою теорією світла (дискретні частоти).

- Ефект Комптона: Був ключовим доказом корпускулярної природи світла та підтримує концепцію квантів (фотонів).

Зміна енергії фотонів:

- Фотоефект: Змінюється лише інтенсивність світла, але енергія фотонів залишається незмінною.

- Ефект Комптона: Супроводжується зміною енергії та довжини хвилі фотона.

Закони збереження:

- Фотоефект: Підтримує закони збереження енергії та імпульсу, але фотони не розсіюються.

- Ефект Комптона: Підтримує закони збереження енергії та імпульсу, але фотони розсіюються та змінюють свій напрямок.

Обидва явища грають важливу роль у розумінні світлової та електромагнітної взаємодії, але вони представляють різні аспекти цих процесів.

1.4 Утворення електрон - позитронних пар

Можливість існування позитронів була передбачена у 1928 р Полем Діраком в результаті аналізу рівняння для електрона в межах квантової електродинаміки. Поява позитронів була зафіксована 1933 р Карлом Андерсоном [6] при дослідженні космічних променів у камері Вільсона. Теоретично обґрунтування існування позитронів дали Бете і Гейтлер, після чого почалося вивчення народження ($e^- - e^+$). Тому разом з фотоелектричним ефектом і ефектом Комптона існує третій механізм взаємодії гамма-квантів з речовиною – це фото утворення електрон-позитронних пар, яке можливе для фотонів, енергія яких більше якоїсь порогової енергії E_0 .

Дірак встановив, що для електрона з даними значенням імпульсу p можливі дві області енергії:

$$E = \pm\sqrt{m^2c^4 + c^2p^2}$$

Отже формально електрон з нульовим імпульсом ($p = 0$) може мати дві енергії:

$$E \geq +mc^2 \text{ и } E \leq -mc^2$$

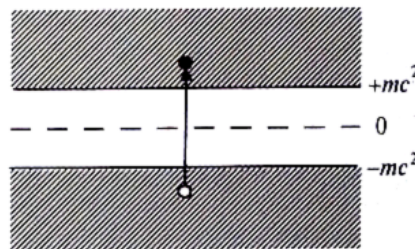


Рис 6. Наочне зображення процесу утворення позитрона за Діраком.

так що різниця енергій дорівнює $2mc^2$, як це показано на рис.6.

«Звичайним» електронам відповідає область енергій $E >$, а друга область негативним зарядом $-e$, а друга область «незвичайним» електронам з негативною енергією ($E < 0$) і негативною масою. Згідно до сучасного більш фізичного погляду це електрони, що рухаються у часі у зворотньому напрямку і мають позитивний заряд.

Процес утворення ($e^- - e^+$) - пари не може відбуватися в вакуумі і вимагає сусідства ядра або електронів. Наявність ядра або електрона дозволяє розподілити

енергію і імпульс фотона в процесі утворення пари між трьома тілами без протиріч із законами збереження:

$$\approx 2mC^2 = 1,022 \rightarrow M \gg m \text{ (MeV)}$$

$$E_\gamma \geq E_0 = 2mc^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right) =$$

$$4mc^2 = 2.044 \rightarrow M = m \text{ (MeV)}$$

де m - маса спокою електрона, M - маса ядра (протона і т. д.).

Якщо процес утворення пари відбувається в кулонівському полі ядра або протона ($M \gg m$), то енергія ядра віддачі, яке утворюється, дуже мала, тому порогова енергія фотона стає практично рівною енергії $2mc^2$. Якщо пара утворюється в кулонівському полі електрона, то $E_0 = 4mc^2$. Зазначалося, що в полі електрона ($e^- - e^+$) - пара може бути утворена дуже м'яким фотоном (~ 10 eV), якщо він взаємодіє з ультрарелятивістським електроном. Пари можуть виникати як під дією двох фотонів з сумарною енергією, що перевищує $2mc^2$, так і при зіткненні двох електронів, якщо повна енергія рухомого електрона $E_e \geq 7mc^2$.

Для найбільш важливих діапазонів E_γ , можна записати повний переріз утворення пар.

У нерелятивістській області ($0 < E_\gamma - 2mC^2 \ll mC^2$), де, проте, швидкості електрона і позитрона досить великі, щоб використовувати наближення Борна по взаємодії з ядром, електрони і позитрони летять переважно перпендикулярно напрямку фотона гамма-випромінювання. Як і раніше позначаючи постійну тонкої структури як α , отримуємо, що повний переріз можна представити у вигляді

$$\sigma_p = \frac{\pi}{12} z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{E_\gamma}{mC^2} - 2 \right)^3$$

У ультрарелятивістській області ($E_\gamma \gg mC^2$) електрони і позитрони летять в напрямку фотона гамма-випромінювання під кутом $\sim mC^2 / E_\gamma$, а повний переріз залежить від E_γ як

$$\sigma_p = z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \cdot \frac{2E_\gamma}{mC^2} - \frac{218}{27} \right) \text{ для } mC^2 \ll E_\gamma \ll \frac{137mC^2}{\sqrt[3]{Z}}$$

$$\sigma_p = z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{2}{27} \right) \text{ для } E_\gamma \gg \frac{137mC^2}{\sqrt[3]{Z}}$$

В останньому випадку, якщо врахувати утворення пар на електронах атома, то ми отримуємо такий результат:

$$\sigma_p = z(z+1) \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183\gamma}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{2}{27} \right) \text{ для } E_\gamma \gg \frac{137mC^2}{\sqrt[3]{Z}}$$

Таким чином, перетин утворення пар $\sim Z^2$. Зі збільшенням енергії $E_\gamma > E_0$ перетин спочатку зростає, а при енергіях ~ 100 МеВ стає практично постійним і рівним $\sim Z^2 * 10^{-26}$ см². При енергіях ~ 150 МеВ і вище з'являється можливість фотонародження піонів, ядерних Δ -резонансів і т. д. Перетини таких процесів істотно (приблизно на півтора-два порядки) менше, ніж для утворення електрон-позитронних пар. Відзначимо, що поряд з процесом утворення пар природним джерелом появи позитронів служить β^+ розпад.

Позитрон у вакуумі може існувати протягом значного періоду часу. Подібно електронам, позитрон, утворений у твердому тілі, може втрачати енергію на іонізацію і випромінювання під час свого руху в речовині. Зіткнення позитрона зі зв'язаним електроном може призвести до їхньої анігіляції, яка проявляється у вигляді випромінювання одного фотона. Імовірність анігіляції порядку Z . Час життя до анігіляції, що виникає при зіткненні позитрона, що сповільнюється в твердому тілі, з електроном речовини $\sim 10^{-10}$ с. Тому позитрон, який досягнув кінця свого гальмівного шляху, може анігілюватися, зіткнувшись з електроном, або утворити зв'язаний стан позитроній, захопивши електрон речовини.

Позитроній подібний атому водню, але його приведена маса

$$\mu \equiv \frac{m_e - m_{e^+}}{m_{e^-} + m_{e^+}} = \frac{m_e}{2}$$

отже, і енергія зв'язку вдвічі менше ніж у водню.

Радіус позитронію вдвічі більше ніж у водню. Можливе об'єднання двох атомів позитронію в молекулу - діпозитроній (два електрона і два позитрона) з енергією зв'язку 0,4 еВ. Спін позитронію може приймати значення 0 і 1. Тому розглядають

відповідно ортопозитроній і парапозитроній. Парапозитроній анігілює з появою двох, а ортопозитроній - трьох фотонів гамма-випромінювання. Час життя парапозитронію і ортопозитронію $\sim 10^{-10}$ і 10^{-7} с відповідно.

Слід зауважити, що для люмінесцентних процесів, які збуджувалися рентгенівськими фотонами з енергіями до 60 кеВ найбільш вірогідний канал передачі енергії це фотоэффект.

Процес утворення еп-пар може відбуватися в результаті взаємодії високоенергетичних гамма-квантів або інших частинок з атомами матеріалу. У цьому процесі велика енергія фотона або частинки перетворюється у масу, і утворюються електрон та його антиматеріальний партнер - позитрон.

Одним із типових процесів результату утворення еп-пар є анігіляція, де електрон та позитрон зіштовхуються та анігілюються, перетворюючись у два гамма-кванти. Це процес використовується у позитронно-емісійній томографії (ПЕТ), методі медичного зображення.

Утворення електрон-позитронних пар має важливе значення в фізиці частинок, астрофізиці та медичних дослідженнях. Цей процес дозволяє вивчати високоенергетичні взаємодії та використовувати їх для формування та дослідження нових матеріалів.

Утворення електрон-позитронних пар відбувається в результаті взаємодії фотонів із достатньою енергією для створення частинок та їхніх античастинок. Цей процес є одним із ключових прикладів конверсії енергії в масу згідно з відомим рівнянням Ейнштейна ($E=mc^2$).

Основні кроки утворення електрон-позитронних пар включають:

1. Порогова енергія: Фотон повинен мати достатню енергію для того, щоб перетворитися у частини та античастини. Порогова енергія залежить від маси частинок, які утворюються.

2. Конверсія в частинки та античастинки: Фотон, який має достатню енергію, може перетворитися у електрон і його античастинку, позитрон. Це відбувається в полі ядра або іншого зарядженого об'єкта.

3. Анігіляція: Електрон і позитрон, створені внаслідок певної взаємодії, можуть зустрітися та анігілювати, перетворюючи свою масу на два або більше фотони. Цей

процес також може включати створення нових частинок і античастинок, яке відбувається відповідно до закону збереження енергії та імпульсу.

Електрон-позитронні пари (еп-пари) мають кілька важливих властивостей:

1. Електричний заряд: Електрон має негативний електричний заряд, а позитрон - позитивний. Однак, якщо електрон і позитрон зустрічаються, вони можуть анігілюватися, і їхні заряди компенсують один одного.

2. Маса: Електрон та позитрон мають майже однакову масу, яка становить приблизно 9.109×10^{-31} кг. Ця маса дуже мала порівняно з масою атомів.

3. Анігіляція: Коли електрон і позитрон зустрічаються, вони можуть анігілюватися, а результатом цієї анігіляції є випромінення двох гамма-квантів. Це явище використовується в позитронно-емісійній томографії (ПЕТ) в медицині.

4. Спін: Електрон та позитрон мають спін, який також має однаковий модуль. Спін є фундаментальною властивістю елементарних частинок, яка визначає їхню квантову властивість, пов'язану із власним кутовим моментом.

5. Час життя: Позитрони, які утворюються в природі або в результаті взаємодії високоенергетичних частинок, мають обмежений час життя. Вони можуть існувати деякий час перед тим, як анігілюватися.

Ці властивості електрон-позитронних пар дозволяють їм виконувати важливі ролі в різних фізичних явищах і дослідженнях, включаючи взаємодію елементарних частинок та медичні застосування, таких як астрофізика, експерименти з частинками, медична технологія, і допомагають в розумінні фундаментальних аспектів взаємодії матерії та енергії.

1.5 Ефект люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання

Ефект люмінесценції - це явище, коли атоми чи молекули поглинають енергію, зазвичай внаслідок взаємодії з іншими частинами або електромагнітним випромінюванням, і потім випромінюють цю енергію у вигляді світла. Основні аспекти ефекту люмінесценції включають:

1. Підвищення енергії електронів:

- Атоми або молекули отримують енергію, наприклад, через поглинання світла або від інших частинок.

2. Релаксація:

- Електрони, які перебувають на вищих енергетичних рівнях, повертаються на більш низькі рівні, випромінюючи енергію у вигляді світла.

3. Випромінювання світла:

- Під час релаксації атоми чи молекули випромінюють фотони світла. Відтінки та характер світла можуть залежати від характеристик атомів чи молекул.

5. Спектр люмінесценції:

- Ефект люмінесценції може виявлятися в різних частинах електромагнітного спектра, залежно від енергетичних характеристик випромінювання.

6. Застосування:

- Ефект люмінесценції широко використовується в різних областях, таких як аналіз матеріалів [7], маркування біомолекул, світлодіодні технології тощо.

Ефект люмінесценції має важливі застосування в науці та технології через свою здатність "світити" під впливом зовнішньої енергії, що дає можливість використовувати його для різних цілей, включаючи діагностування та вимірювання.

Дослідження ефекту люмінесценції включає ретельне вивчення та аналіз процесів, пов'язаних з випромінюванням світла атомами чи молекулами після попереднього поглинання енергії. Основні кроки та аспекти дослідження можуть включати:

1. Вибір матеріалу:

- Вибір речовини або матеріалу, який проявляє ефект люмінесценції. Це може бути флуоресцентний барвник, напівпровідниковий матеріал або інші речовини з властивістю випромінювання світла.

2. Джерело збудження:

- Використання відповідного джерела збудження для поглинання енергії атомів чи молекул. Це може бути ультрафіолетове світло, лазерне випромінювання чи інше.

3. Спостереження і реєстрація випромінювання:

- Фіксація випромінювання, що виникає під час релаксації атомів чи молекул. Використання фотодетекторів, спектрометрів чи інших засобів для реєстрації світла.

4. Аналіз спектра:

- Аналіз спектра випромінювання для визначення характеристик ефекту люмінесценції, таких як довжина хвилі, інтенсивність та час життя.

5. Вплив на параметри:

- Зміна умов дослідження (температура, тиск, концентрація) для вивчення, як вони впливають на параметри люмінесценції.

6. Методи та техніки:

- Застосування різних методів і технік, таких як флуоресцентна мікроскопія, терагерцова спектроскопія, часово-розрізняюча флуоресцентна спектроскопія тощо.

7. Моделювання та теоретичний аналіз:

- Використання теоретичних моделей для пояснення явища люмінесценції та порівняння результатів експерименту з теорією.

Це дослідження може бути важливим для розуміння фізичних процесів, які відбуваються в матеріалах, що проявляють ефект люмінесценції, і для використання їх у різних сферах, таких як флуоресцентні барвники, світлодіоди чи біологічні дослідження.

Ефект люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання є явищем, коли матеріал, підданий впливу рентгенівського випромінювання, випромінює світло. Основні аспекти цього ефекту включають.

1. Поглинання енергії рентгенівським випромінюванням:

- Рентгенівське випромінювання має достатню енергію для взаємодії з електронами атомів матеріалу і збудження їх на вищі енергетичні рівні.

2. Релаксація і випромінювання світла:

- Збуджені електрони, переходячи на більш низькі енергетичні рівні, випромінюють енергію у вигляді світла, що є явищем люмінесценції.

3. Специфічний спектр:

- Імітоване світло може мати специфічний спектр, залежний від характеристик атомів чи молекул матеріалу.

4. Використання в дослідженнях:

- Ефект люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання використовується в дослідженнях матеріалів, медичній діагностиці та інших галузях.

5. Флуоресцентне зображення:

- Використання ефекту для отримання флуоресцентного зображення об'єкта, яке дозволяє виділити певні області чи речовини.

6. Аналіз структури:

- Ефект люмінесценції може служити для аналізу структури матеріалів та вивчення їхніх властивостей під впливом рентгенівського випромінювання.

Взаємодія рентгенівського випромінювання з матеріалом і викликана ним люмінесценція мають важливі застосування в різних наукових і технічних областях, забезпечуючи методи аналізу та візуалізації різноманітних матеріалів.

Флуоресцентне зображення - це метод отримання зображень об'єкта, в якому використовуються властивості флуоресценції. Основні аспекти флуоресцентного зображення включають:

1. Флуорофори:

- Використання флуоресцентних речовин або флуорофорів, які можуть абсорбувати світло на одній довжині хвилі і випромінювати його на більш довгій (нижчій енергетичній) довжині хвилі.

2. Збудження світлом:

- Зовнішнє світло (наприклад, від лазера або іншого джерела світла) використовується для збудження флуорофорів, які потім випромінюють світло під час релаксації.

3. Вимірювання випромінювання:

- Використання фотодетекторів для реєстрації випромінювання, що виникає від флуорофорів.

4. Фільтри та дзеркала:

- Використання фільтрів та дзеркал для відокремлення поглибленого світла від випромінювання флуорофорів.

5. Формування зображення:

- Обробка сигналів і формування зображення, що відображає просторове розташування флуорофорів у зображуваному об'єкті.

6. Висока чутливість та роздільна здатність:

- Флуоресцентне зображення може мати високу чутливість, дозволяючи виявляти слабкі сигнали, а також високу роздільну здатність, дозволяючи отримувати деталізовані зображення.

7. Використання в біології та медицині:

- Застосування флуоресцентного зображення в біології для візуалізації клітин, біомолекул, а також в медичних дослідженнях і діагностиці.

РОЗДІЛ 2. ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА

У роботі було досліджено люмінесценцію нанокераміки ітрієвого оксиду в діапазоні хвиль 250–750 нм. Цей матеріал зараз є об'єктом великого інтересу для кількох застосувань у біомедицині. Світлове випромінювання було індуковано рентгеном з енергією до 60 кеВ. Кераміку було спечено на повітрі з нанопорошку Y_2O_3 . У експериментах вимірювалась зміни інтенсивності люмінесценції від часу при довжині хвилі 350 нм. Інтенсивність світла зменшувалась з часом і отримана крива добре апроксимувалась двооекспоненціальною функцією, що вказує на наявність швидких та повільних процесів, які викликають люмінесценцію. Перерва у опроміненні призводила регенерації інтенсивності люмінесценції. Циклічне опромінення того самого зразка показало, що під час відсутності опромінювання відбувається очевидна регенерація інтенсивності люмінесценції. Після перерви при повторному опроміненні інтенсивність люмінесценції суттєво перевищувало значення, виміряне наприкінці попереднього циклу. Залежність інтенсивності від часу для повторного опромінення була подібною.

2.1 Ціль та завдання експерименту

Оксид ітрію (Y_2O_3) є перспективним фосфоресцентним матеріалом з точки зору швидкості відгуку та виходу світла, зокрема в галузі реєстрації іонізуючого випромінювання [8, 9, 10]. Крім того, Y_2O_3 є перспективним матеріалом для біологічних та біомедичних дослідів. Його широко використовують в медицині, наприклад, у вигляді кераміки для протезів [11], як елемент із перетворення інфрачервоного випромінювання в видиме в рамках маркерів виявлення ракових клітин [12] та як функціональний елемент для ультрачутливих сенсорів для виявлення токсичного метанолу при кімнатній температурі [13] та інше. Значний практичний інтерес до Y_2O_3 нанокераміки пов'язаний з її можливим використанням як виявника випромінювання для фотонів рентгенівського випромінювання з енергією приблизно десять кіловольт та γ -випромінювання. Тут важливим є знання варіабельності

спектральних та кінетичних характеристик кераміки Y_2O_3 в залежності від різних факторів опромінювання.

Люмінесценцію порошку та керамічних зразків Y_2O_3 вивчали для різних видів опромінювання, зокрема для іононого [14], теплового [15], катодного [24] та рентгенівського [16, 17], а також при збудженні азотовим лазером ($\lambda=337,2$ нм) [18]. Широкопasmова люмінесценція з максимумом при 350 нм була типовою для світлових спектрів Y_2O_3 , опромінених різними видами випромінювання. Той самий діапазон ми також спостерігали для порошку та кераміки Y_2O_3 , опроміненої рентгенівськими фотонами енергією 60 кеВ раніше [19].

Відомо, що кристали Y_2O_3 з шириною забороненої зони 6 еВ мають кубічну сингонію з групою просторової симетрії T_7^h [20]. Коли високодielekтричні матеріали опромінюються іонізуючим випромінюванням, розпад екситонів, зокрема самозахоплюючих екситонів (STE), відіграє важливу роль в процесах люмінесценції і в процесах утворення дефектів. Декілька авторів вважають розпад STE головною причиною випромінювання світла в діапазоні з максимумом при 350 нм [9, 20]. Наприклад, рентгенівське збудження кераміки Y_2O_3 при температурі 85–295 °К викликало інтенсивне люмінесцентне випромінювання, спектр якого добре апроксимувався елементарними полосами з кількома максимумами гаусової форми [20]. Автори вказали, що полоса люмінесценції 3,4 еВ була викликана STE комплексу $(YO_6)^{9-}$, коли катіон був локалізований в області з тригональною (C_{3i}) та моноклінною (C_2) симетрії. Проте варто відзначити, що точне джерело цього піка емісії ще остаточно не визначено. Так, автори [8] вказали, що в разі прозорої кераміки Y_2O_3 джерелом емісій під 350 нм були STE, тобто екситони, затримані дефектами, дислокаціями та структурними неоднорідностями, характерними для кераміки.

Найчастіше дослідження спектральних характеристик Y_2O_3 спрямовані на виявлення особливостей, пов'язаних із методами виготовлення зразка та його легуванням різними елементами [22]. Світлове випромінювання є результатом дії зовнішнього випромінювання на дефектні центри, тобто воно несе інформацію про тверде тіло, представляючи динаміку конкуруючих процесів збудження, утворення та відпалювання дефектів. Одночасно спектральні характеристики зразків можуть зазнавати значних змін під впливом інтенсивного іонізуючого випромінювання.

Таким чином, цікаво дослідити динаміку змін інтенсивності люмінесцентного випромінювання як функцію часу (або дози опромінення) при впливі рентгенівського випромінювання, особливо для застосувань у біомедицині.

У цій роботі приведено результати експериментального вивчення змін інтенсивності люмінесценції на довжині хвилі 350 нм для нанокераміки оксиду ітрію при змінному часу опромінення (так звана кінетика люмінесценції).

2.2 Експеримент

Вимірювання рентгенівської люмінесценції проводилися при кімнатній температурі на спектрометричному комплексі, який схематично показано на рис. 8.

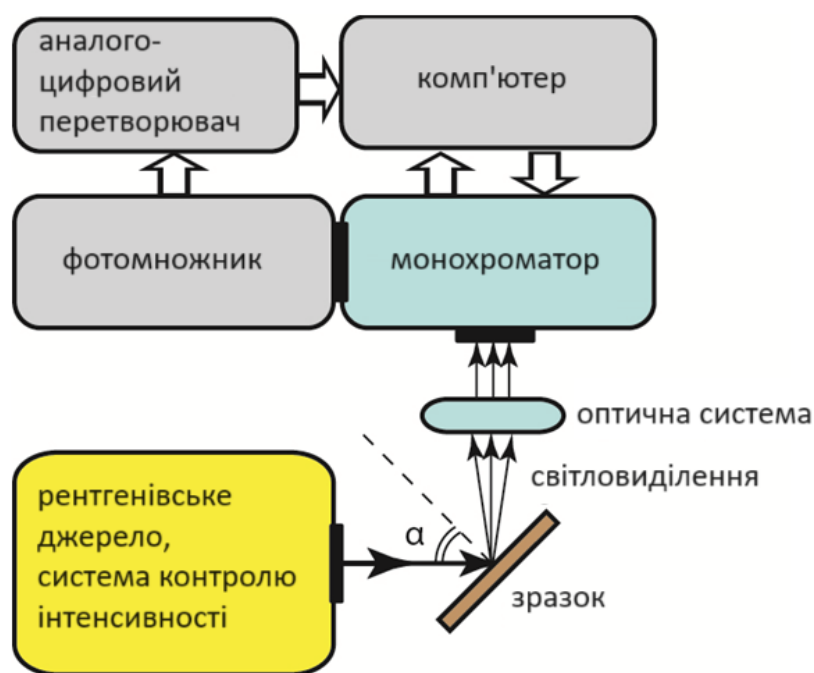


Рис. 8. Експериментальна установка

Опромінення здійснювалося за допомогою рентгенівського апарату. Вакуумна труба з мідним анодом та берилієвим вікном була джерелом рентгенівського випромінювання. Робоча напруга рентгенівської труби становила до 60 кВ, а значення струму – 10 мА. Інтенсивність рентгенівського випромінювання контролювалася та стабілізувалася системою контролю інтенсивності рентгенівського випромінювання під час експериментів. Тривалість опромінення для

кожного зразка становила 7200 с, а максимальна доза опромінення приблизно дорівнювала 12.37 Кл/кг.

Збуджуюче випромінювання падало на зразок під кутом 45 градусів. Світлове випромінювання фокусувалось оптичною системою на вхідну щілину решіткового монохроматора (діапазон довжин хвиль 250–750 нм). Результативний сигнал реєструвався фотопомножувачем, підключеним до вхідного підсилювача аналого-цифрового конвертора та передавався на комп'ютер. Спектрометричний комплекс був калібрований спектрофотометричною вольфрамовою лампою з використанням спеціального підсвічування. Люмінесцентні спектри коригувалися з урахуванням спектральної чутливості апаратури.

Експерименти проводилися із зразками, виготовленими з порошку оксиду ітрію Y_2O_3 чистотою 99,99%.

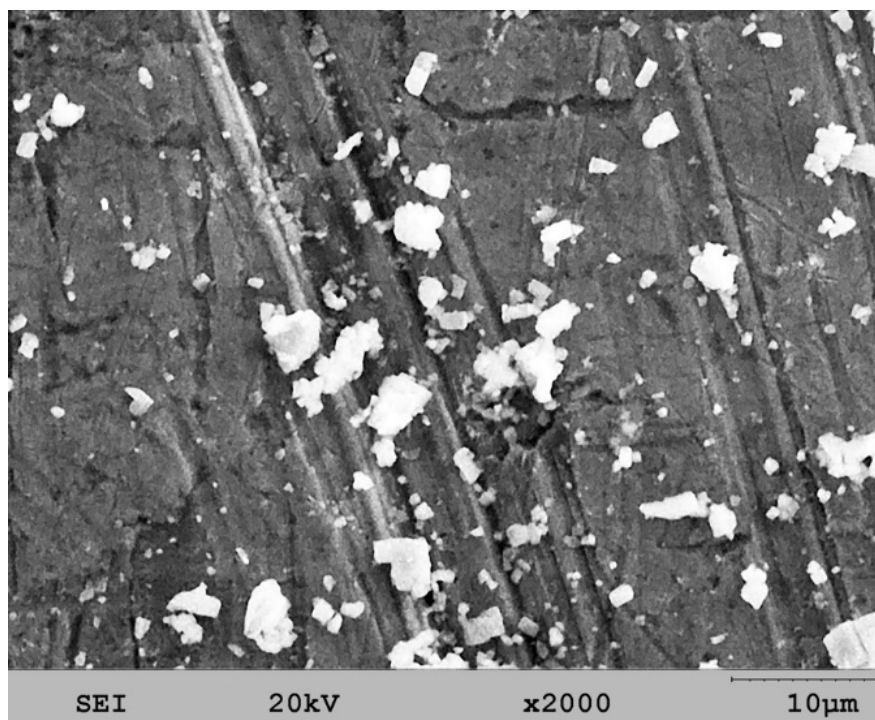


Рис. 9. Зображення порошку оксиду ітрію Y_2O_3 під електронним мікроскопом растрового типу.

Порошок складався як з нанорозмірних, так і з мікророзмірних частинок (рис. 9). Керамічні зразки виготовлялися методом спікання. Спочатку здійснювалася компресія шляхом ущільнення порошку в циліндричній таблетці діаметром 10 мм та товщиною 5 мм (приблизно 4×10^3 кг/см²). На другому етапі відбувалося спікання в

вакуумній електричній печі (тиск залишкового газу 5×10^{-4} Па) в алюмінієвій горілці при температурі 1500°C . Тривалість спікання становила 1 годину. На останньому етапі зразки були очищені та підготовлені для встановлення у спектрометричний комплекс. Структурний стан зразків вивчався за допомогою рентгенівського дифрактометра DRON-4-07. Використовувалось випромінювання $\text{Cu-K}\alpha$ з використанням фільтра із селективним поглинанням.

2.3 Результати

Типова дифракційна картина для зразка Y_2O_3 показана на рис. 10.

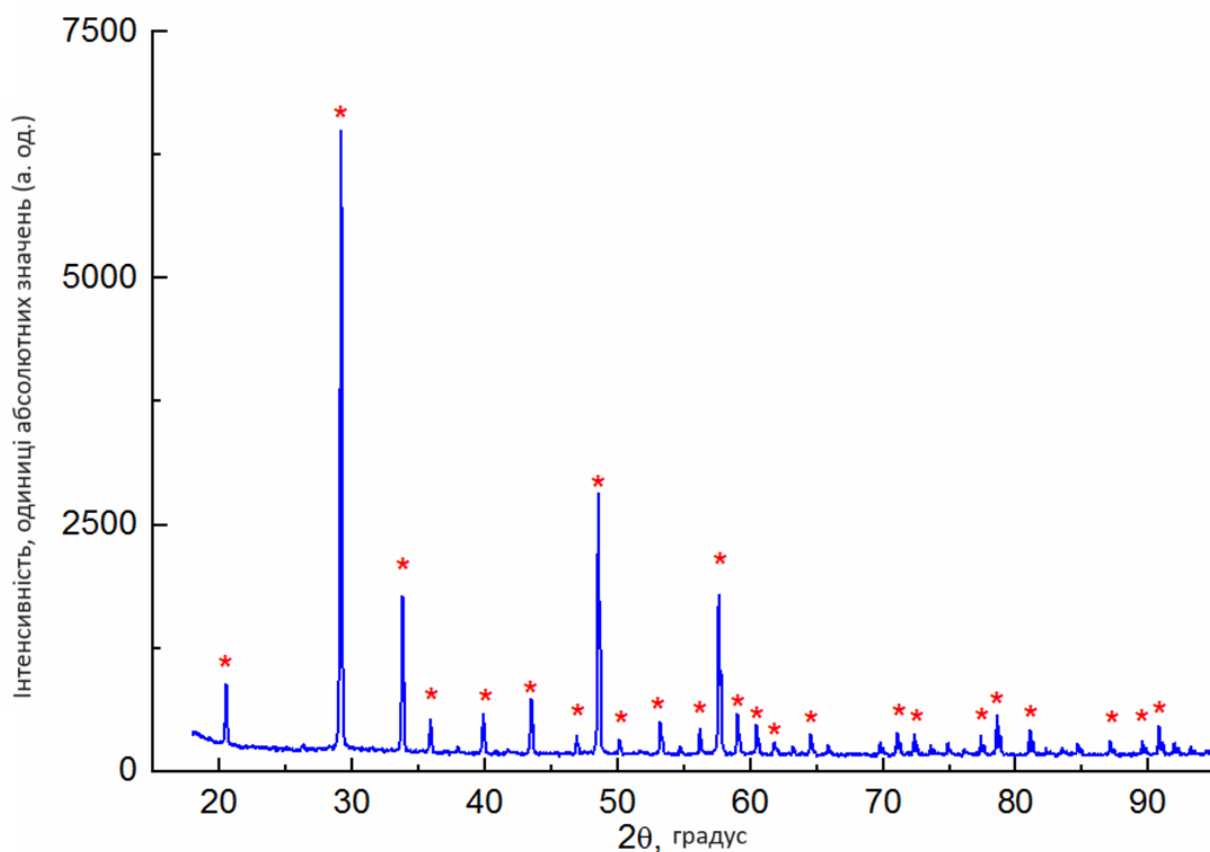


Рис. 10. Рентгенівська дифракційна картина кераміки Y_2O_3

Структура є однофазною; вона містить піки кубічного оксиду ітрію (просторова група #206). Константи решітки оксиду ітрію трошки вищі, ніж значення у довідкових джерелах, але для всіх зразків вимірювання однакові з похибкою вимірювань. Розподіл інтенсивності дифракційних ліній відповідає

полікристалічному нетекстурованому стану; лінії мають малу напівширину, отже, зразок перебуває в стані великокристалічності.

Зроблено вимірювання люмінесцентних спектрів для кераміки Y_2O_3 (рис. 11).

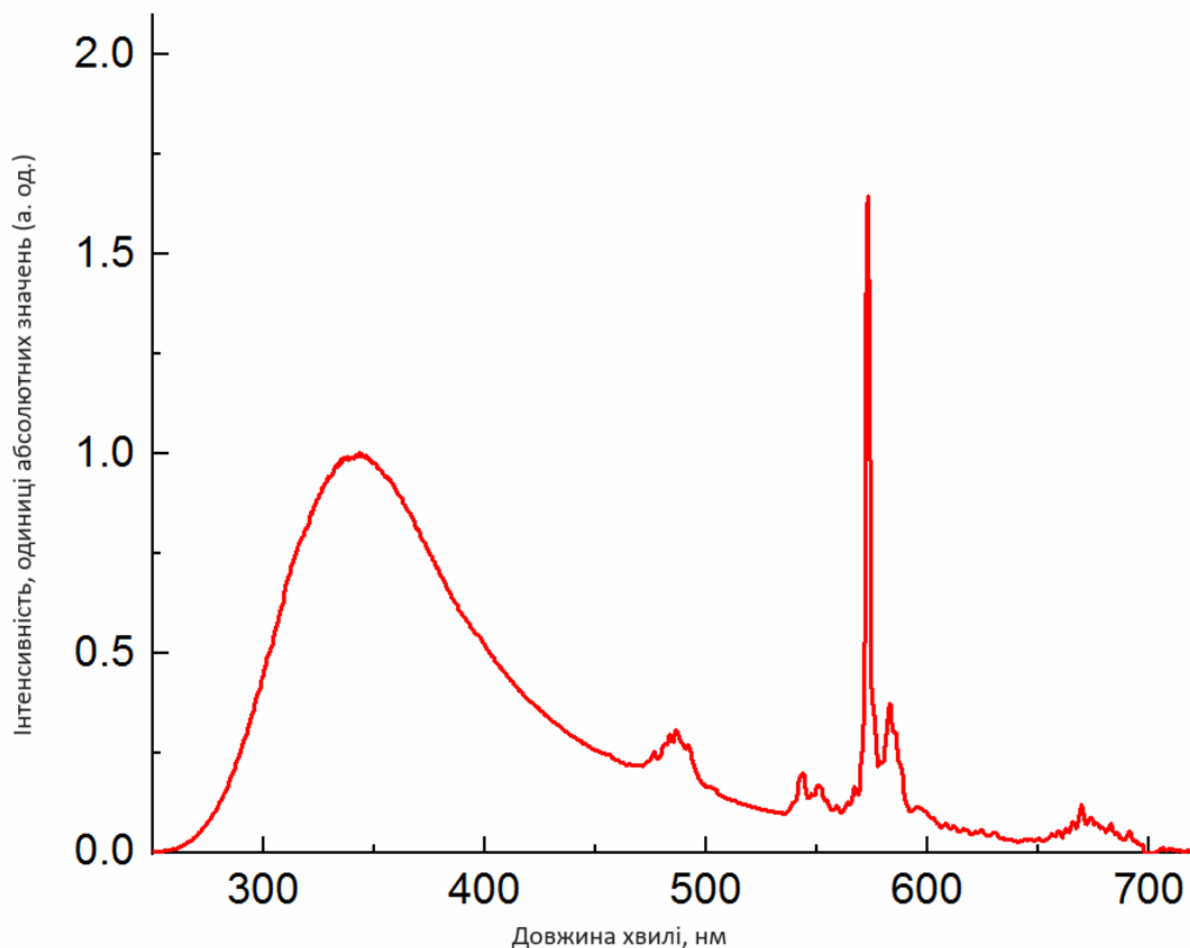


Рис. 11. Типовий спектр люмінесценції кераміки Y_2O_3

Спектри чудово узгоджувались з нашими попередніми результатами [19]. Для всіх вивчених зразків форми спектрів були схожими. Найвиразніший широкий діапазон був спостережений у УФ-діапазоні з максимумом при 350 нм. Максимальна кількість світлового випромінювання інтегрально сконцентрована в цьому діапазоні довжин хвиль. Як вже зазначали, інтенсивна люмінесценція в даному діапазоні часто пов'язується з випромінюванням самозахоплюючого ексітону (STE self trapping exciton) [10, 21].

Виявлено, що тривале опромінення рентгенівським випромінюванням спричиняє зміну інтенсивності піку при 350 нм. На рис. 12 показана типова часова еволюція інтенсивності піка (залежність дози) для кераміки Y_2O_3 .

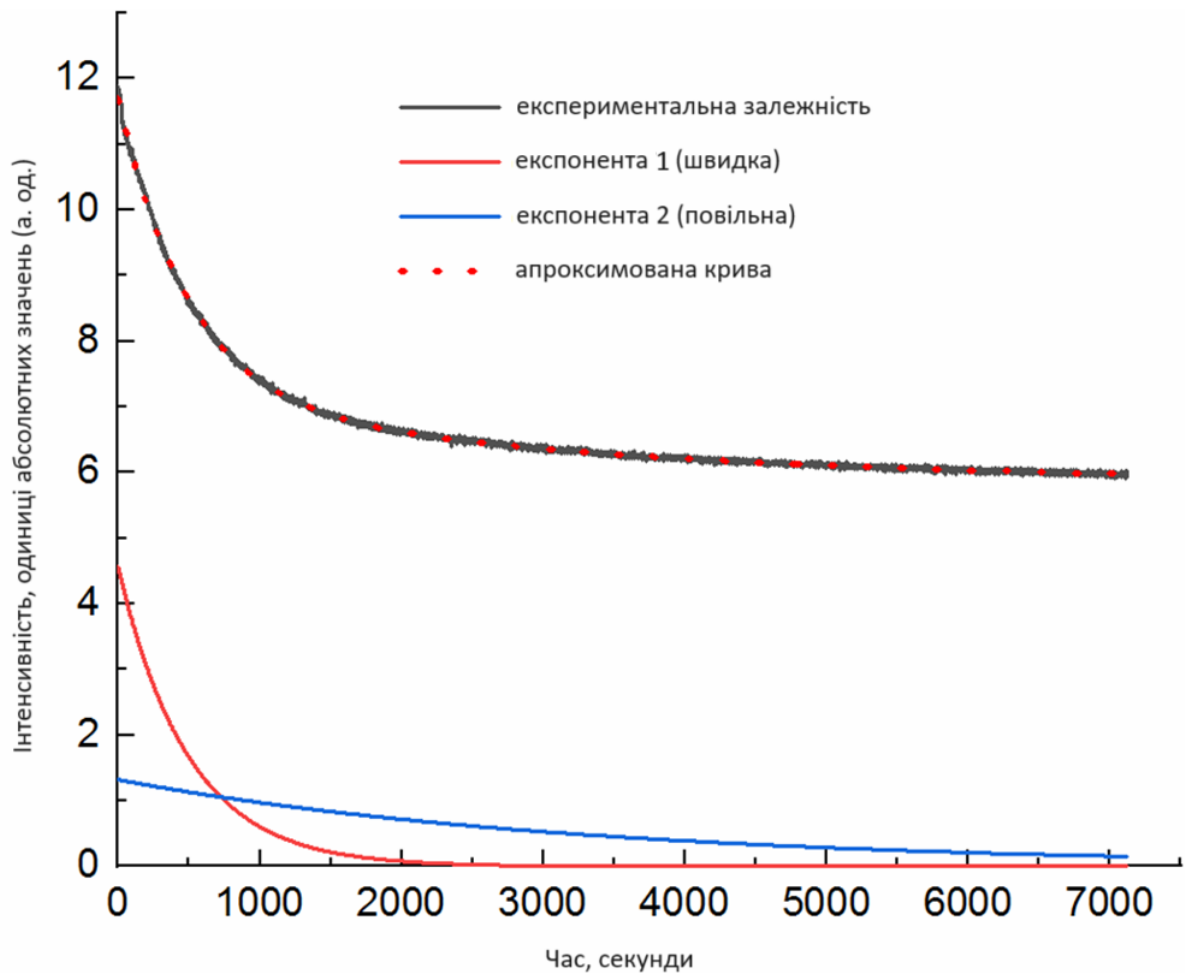


Рис. 12. Експериментальна динаміка часової залежності інтенсивності люмінесценції Y_2O_3 при 350 нм та результат експоненційного апроксимування (ми також показуємо швидку та повільну експоненти апроксимаційної кривої для візуалізації результату)

Добре відомо, що процес релаксації самозахоплюючих екситонів в речовині відбувається трьома способами. Перший - це збудження люмінесцентного центру, який у подальшому призводить до деекситації з випромінюванням світла. Другий - деекситація дефекту, що призводить до його відпалення. Третій - субпорогове форматування дефекту внаслідок руйнування зв'язку в решітці між сусідніми атомами та наступного зміщення атомів на відстань, яка не дозволяє відновити цей зв'язок. Слід відзначити, що самозахоплюючий екситон може мігрувати по решітці на багато атомних відстаней, і ймовірність його релаксації значно вища, коли самозахоплюючий екситон зіткнеться з дефектом [23]. Інтенсивність

люмінесцентного світла є результатом миттєвого динамічної рівноваги згаданих вище процесів.

Як видно з рис. 12, зменшення інтенсивності означає, що із збільшенням часу опромінення нерадіоактивні процеси переважають над радіоактивним розпадом ексітона. Однак під час тривалого опромінення встановлюється рівновага між цими процесами в речовині. При цьому інтенсивність випромінювання стає практично вдвічі меншою, ніж його початкове значення. Проведено відповідне апроксимування експериментальних кривих. Виявилось, що найточніший результат отримано при апроксимуванні експериментальної кривої сумою двох експонент (швидкої та повільної) у наступній формі (див. рис. 12):

$$I = I_0 + A_1 e^{-\frac{t}{t_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{t_2}}$$

Крива мала два інтервали зміни інтенсивності. Перший інтервал - це висока швидкість зміни інтенсивності; другий - великий час опромінення та повільний спад. Як видно, часова залежність визначається двома процесами, що характеризуються значно різними інтервалами часу. Перший - це швидкий процес з характерним часом кілька сотень секунд, а саме $t_1 \approx 500$ с, тоді як другий повільний процес має характерний параметр, в 5-6 разів більший за перший, приблизно $t_2 \approx 3300$ с.

Оскільки часова залежність мала два компоненти, має сенс припускати, що зменшення інтенсивності рентгенівської люмінесценції визначається двома процесами, які вносять вклад у загальне світіння в заданому діапазоні довжин хвиль. Зі збільшенням дози рентгенівського опромінення обидва ці процеси, які мають різні динамічні характеристики люмінесценції, впливають на загальний баланс процесів випромінювання різними способами. На початкових моментах опромінення ($t < 500$ с) переважає швидкий процес, який проявляється у швидко спадаючій експоненціальній залежності випромінювання світла. Починаючи з моменту часу 1500 с, роль другого механізму в загальному балансі випромінювання світла значно збільшується.

Також вивчалася часова еволюція інтенсивності люмінесценції при довготривалому повторюваному опромінюванні зразка з великим інтервалом часу між опроміненнями (рис. 13). Циклічне опромінення (загальне опромінення для кожного зразка складалося з 3 циклів, час циклу був 7200 с, а інтервал між

опроміненнями - 24 години) одного й того ж зразка показало, що під час відсутності опромінення відбувалася значна регенерація інтенсивності люмінесценції. Було зауважено, що після паузи в 24 години після попереднього опромінення початкове значення інтенсивності люмінесценції було значно вищим, ніж значення, виміряне в кінці попереднього циклу. В той же час початкова інтенсивність люмінесценції для кожного наступного циклу опромінення була трошки менше, ніж для попереднього циклу. Крім того, інтенсивність люмінесценції схильна до досягнення певного насиченого значення в кінці кожного циклу опромінення. Як видно з рис. 13, для другого і третього циклів опромінення насичені значення інтенсивностей в кінці опромінення дуже близькі.

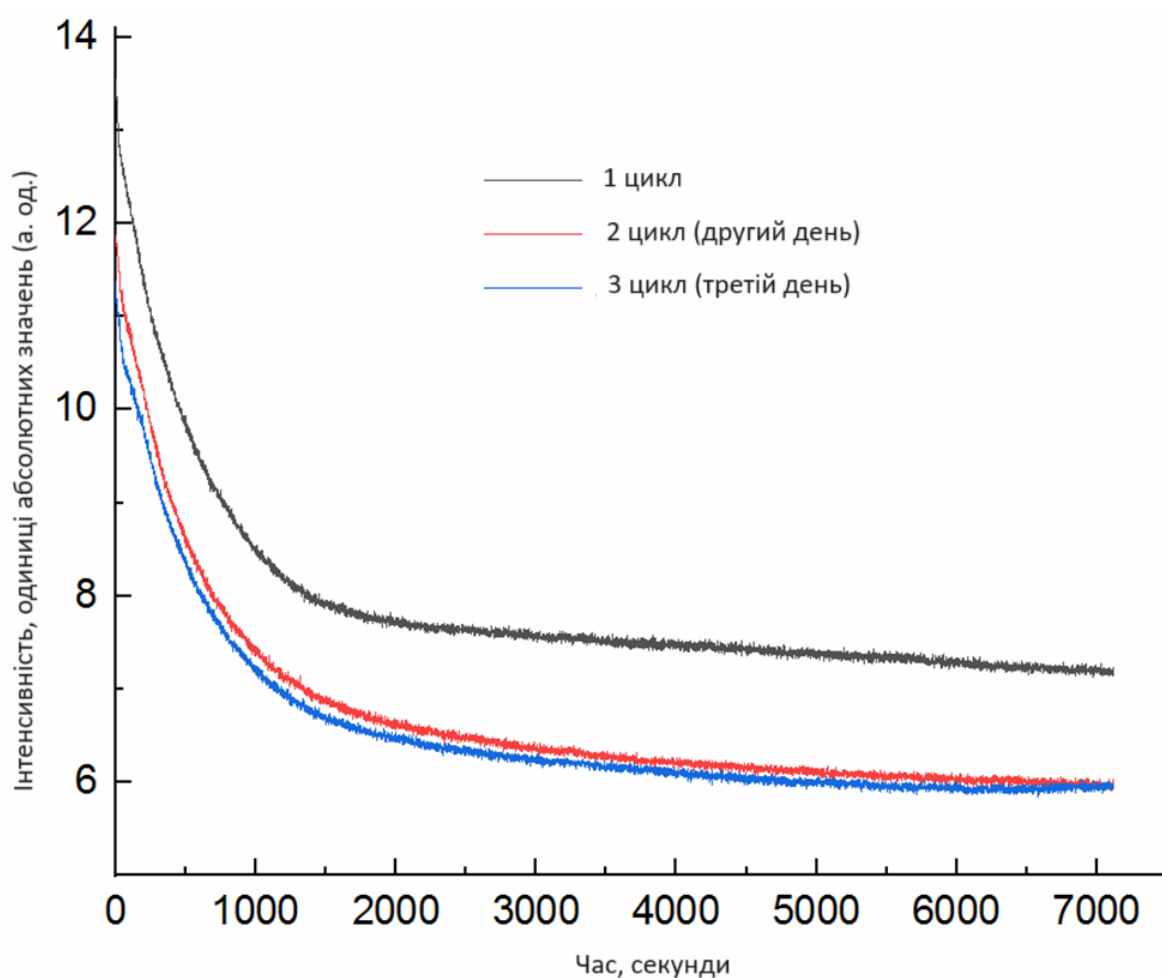


Рис. 13. Загальна динаміка світлової інтенсивності Y_2O_3 при 350 нм під час циклічного опромінення

Слід відзначити, що тенденція двоекспоненційного зменшення часової залежності завжди виконувалася для всіх циклів опромінення. Часова константа

швидкого процесу (перша експонента) трошки збільшувалася з кожним наступним циклом опромінення. Друга часова константа повільного процесу (друга експонента) залишалася незмінною.

Аналіз часової залежності інтенсивності люмінесценції під час циклічного опромінення дозволяє зробити висновок, що в зразку існує кілька типів дефектів та їх баланс. Як вже зазначали, генерація світла пов'язана з розпадом самозахоплюючого ексітона в цьому діапазоні довжин хвиль, тому можна розглядати наступний сценарій балансу дефектів. У динаміці люмінесценції беруть участь три типи дефектів.

Перший тип - це дефект, який не відпалюється протягом одного циклу опромінення рентгенівським випромінюванням. З рис. 13 видно, що такі дефекти можуть становити принаймні половину загальної кількості дефектів, які дали свій внесок у випромінювання світла. Але з іншого боку, можливо, вони можуть бути модифіковані в дефект іншого типу, який буде відпалюватись протягом наступного циклу опромінення.

Другий тип - це дефект, який відпалюється під впливом рентгенівського випромінювання через зміну положення атома та зменшення зв'язку з сусіднім атомом або зміну заряду. Цей зв'язок зберігається під час впливу рентгенівських променів. Однак після закінчення опромінення вплив теплових вібрацій решітки призводить до розриву зв'язків, і, нарешті, дефекти будуть відновлені (кількість дефектів буде такою ж, як до опромінення). Під час наступного опромінення (наступний цикл) ці дефекти знову будуть джерелом світлового випромінювання протягом певного часу, поки їхнє відпалювання повториться. Саме цей факт пояснює зменшення інтенсивності випромінювання світла під час тривалого опромінення рентгенівським випромінюванням.

Третій тип дефектів відносимо до тих, які остаточно відпалюються після впливу рентгенівського випромінювання. Внаслідок процесу відпалювання формуються стійкі зв'язки, і після цього ці дефекти не беруть участь у процесах люмінесценції. Частина цих дефектів може бути визначена як різниця між інтенсивностями світлового випромінювання в різних циклах опромінення в початкові моменти часу або після тривалого впливу, коли інтенсивність світлового випромінювання стабілізується (див. різницю між інтенсивностями для першого циклу і обох другого

та третього циклів на початку опромінення $t=0$ на рис. 13; також див. різницю в кінці опромінення $t=7200$ с).

Для більш детального визначення природи різних типів дефектів, а також їх еволюції під впливом рентгенівського випромінювання та температури, необхідні додаткові дослідження.

ВИСНОВКИ

За результатами частини роботи, що присвячена теоретичній основі вивчення спектрів люмінесценції та її ефекту під впливом рентгенівського випромінювання, можна зробити наступні висновки:

- Обговорено основні концепції та теоретичні аспекти, що лягли в основу розуміння люмінесценції. Визначено ключові терміни та моделі, які використовуються для пояснення явища.

- Розглянуто взаємодію рентгенівського випромінювання з матеріалом і визначено вплив цього виду збудження на спектри люмінесценції.

- Проаналізовано механізми збудження електронів рентгенівським випромінюванням та їх подальшої релаксації, що веде до випромінювання світла.

- Розглянуто методи спектроскопії для аналізу спектрів люмінесценції, включаючи визначення пікових довжин хвиль, інтенсивності та інших параметрів.

- Вказано значення вивчення люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання в наукових дослідженнях, матеріалознавстві, а також в медичній діагностиці.

- Підкреслено важливість отриманих в результаті теоретичних досліджень даних для розширення нашого розуміння фізичних процесів, що відбуваються при взаємодії рентгенівського випромінювання з різними матеріалами.

Загальною метою цього розділу є створення теоретичної бази для подальших експериментальних та діагностичних досліджень з використанням люмінесценції під впливом рентгенівського випромінювання.

За результатами, отриманими в практичній частині роботи, можна зробити наступні висновки:

- Внаслідок тривалого рентгенівського опромінення кераміки Y_2O_3 , отриманої шляхом спікання нанорозмірного порошку, відбулося очевидне зменшення (майже вдвічі) інтенсивності люмінесцентного випромінювання при 350 нм. Цей діапазон часто пов'язують з випромінюванням світла через розпад самозахоплюючих екситонів. Встановлено, що часова залежність інтенсивності люмінесценції добре апроксимується експоненціальними функціями і, отже, може бути охарактеризована

двома процесами: швидким – із часовою константою приблизно 500 с та повільним – із часовою константою приблизно 3000 с.

- Також виявлено, що якщо зразок піддавався повторному рентгенівському опроміненню після перерви в 24 години, то початкова інтенсивність люмінесценції виявлялася значно вищою, ніж значення, виміряне в кінці попереднього опромінення. Тобто можна стверджувати, що відбулася регенерація центрів люмінесценції, відповідальних за випромінювання в цьому діапазоні, протягом інтервалу часу між опроміненням. Внаслідок тривалого циклічного опромінення інтенсивність люмінесценції наблизилася до насиченого значення в кінці кожного циклу, і, нарешті, насичені значення для другого і третього циклів стали практично однаковими. Аналіз часової еволюції люмінесценції Y_2O_3 при довготривалому циклічному опроміненні дозволяє зробити висновок, що в динаміці генерації світла беруть участь кілька типів дефектів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Luminescence of Solids 1998th Edition by D.R. Vij, Springer, 2012
2. Radiation: An Elementary Treatise on Electromagnetic Radiation and on Rontgen and Cathode Rays by H. H. Francis Hyndman, Forgotten Books, 2018
3. The Basics Of Quantum Physics: Understanding The Photoelectric Effect And Line Spectra (The Library of Physics) by Edward Willett, Rosen Publishing, 2004
4. Auger Electron Spectroscopy by C. L. Briant, 2012
5. INTRODUCTION TO QUANTUM PHYSICS FOR BEGINNERS: Learn Basic Quantum Physics Concepts Like The Wave Theory, Quantum Theory, The Photoelectric Effect, Compton Effect, and more by Matthew R. Harrison, James P. McCulloch, 2022
6. The Positive Electron by Anderson C.D., Phys Rev., 1933
7. Modern Luminescence Spectroscopy of Minerals and Materials by Michael Gaft, Renata Reisfeld, Gerard Panczer, Springer, 2005
8. A. Fukabori et. al., Correlation between crystal grain sizes of transparent ceramics and scintillation light yields. *Ceramics International* 38, 2119 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2011.10.052>
9. A. Fukabori et. al., Growth of Y_2O_3 , Sc_2O_3 and Lu_2O_3 crystals by the micro-pulling-down method and their optical and scintillation characteristics. *J. of Cryst. Gr.* 318, 823 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgr.2010.10.211>
10. A. Fukabori et. al., Optical and scintillation characteristics of Y_2O_3 transparent ceramic. *J. of Appl. Phys.* 107, 073501 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3330407>
11. G. V. Lyamina et. al., Medical Ceramics from Powders of the System Al_2O_3 – ZrO_2 – Y_2O_3 Obtained on an Installation of Nanospray Drying. *Nanotechnologies in Russia* 13(5–6), 337 (2018). <https://doi.org/10.1134/S1995078018030102>
12. D. H. Chavez, K. Juarez-Moreno and G. A. Hirata, Aminosilane Functionalization and Cytotoxicity Effects of Upconversion Nanoparticles Y_2O_3 and Gd_2O_3 Co-Doped with Yb^{3+} and Er^{3+} . *Nanobiomedicine* 3, 1 (2016). <https://doi.org/10.5772/62252>
13. J. Shruthia, N. Jayababua, P. Ghosalb, M. V. Ramana Reddy, Ultrasensitive sensor based on Y_2O_3 – In_2O_3 nanocomposites for the detection of methanol at room temperature // *Ceramics International*, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.07.141>

14. N. J. Shivaramu, B. N. Lakshminarasappa, K. R. Nagabhushana, F. Singh, Luminescence studies of 100 MeV Si⁸⁺ ion irradiated nanocrystalline Y₂O₃. *Rad. Meas.* 71, 518 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2014.03.027>
15. O. M. Bordun and I. M. Bordun, Local trapping sites in Y₂O₃ and Sc₂O₃ ceramics. *J. of Appl. Spectr.* 64, 361 (1997). <https://doi.org/10.1007/BF02675099>
16. O. M. Bordun, I. M. Bordun, and S. S. Novosad, Luminescence centers in Y₂O₃. *J. of Appl. Spectr.* 62, 1060 (1995). <https://doi.org/10.1007/BF02606760>
17. O. M. Bordun, Influence of oxygen vacancies on the luminescence spectra of Y₂O₃ thin films. *J. of Appl. Spectr.* 69, 430 (2002). <https://doi.org/10.1023/A:1019763518857>
18. O. M. Bordun, Luminescence of Donor-Acceptor Pairs in Compounds of Yttrium and Scandium Oxides. *J. of Appl. Spectr.* 68, 304 (2001). <https://doi.org/10.1023/A:1019228505728>
19. S. Kononenko et al., X-ray luminescence of Y₂O₃ nanopowder and nanoceramics sintered at different temperatures. Paper presented at the 8th IEEE International Conference on “Nanomaterials: Applications & Properties”, Odessa, September 2018.
20. G. Blasse, L.H. Brixner, The Nature of the luminescence of Y₂O₃ and Sc₂O₃. *Eur. J. Solid State. Inorg. Chem.* 28, 767 (1991). <http://dx.doi.org/10.1002/chin.199136016>
21. S. S. Novosad et. al., The Influence of Europium Impurity on the Recombination Luminescence in Y₂O₃. *Acta Phys. Polonica A* 133, 806 (2018). <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.133.806>
22. I. N. Stanton et al., Europium- and Lithium-Doped Yttrium Oxide Nanocrystals that Provide a Linear Emissive Response with X-ray Radiation Exposure. *Nanoscale* 6, 5284 (2014). <https://doi.org/10.1039/c4nr00497c>
23. L. H. Abu-Hassan, P. D. Townsend, R. P. Webb, Luminescence excited in SiO₂ during ion implantation. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 19–20, 927 (1987). [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(87\)80186-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(87)80186-6)
24. V. V. Osipov, A. V. Rasuleva, and V. I. Solomonov, Luminescence of Pure Yttria. *Opt. and Spectr.* 105, 524 (2008). <https://doi.org/10.1134/S0030400X08100068>