

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

**Фізико-технічний інститут
Кафедра прикладної фізики**

До захисту допущено:

Завідувач кафедри

_____ Сергій ВОРОНОВ

«___» _____ 2021 р.

Дипломна робота

на здобуття ступеня бакалавра

за освітньо-професійною програмою «Прикладна фізика»

спеціальності 105 «Прикладна фізика та наноматеріали »

**на тему: «Дослідження піків сум при високих загрузках у
енергодисперсійному рентгенофлуоресцентному аналізі»**

Виконав:

студент IV курсу, групи ФФ-71 Висоцький П.П.

Керівник:

Доцент, д.ф.-м.н, доцент,

Монастирський Геннадій Євгенович _____

Консультант _____

Рецензент:

Доцент, к.ф.-м.н, доцент,

Кондаков Володимир Олександрович _____

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент (-ка) _____

Київ – 2021року

Реферат

Пояснювальна записка дипломної роботи за обсягом становить 50 сторінки, містить 7 таблицю та 26 рисунок. У роботі було використано 10 бібліографічних найменувань.

Метою даної роботи є дослідження піків сум у рентгенофлуоресцентних спектрах отриманих за допомогою енергодисперсійних детекторів. Дослідження проводилось за допомогою спектрометрів з серії Prospector виробництва компанії Elvatech.

В результаті роботи показано що часова роздільна здатність спектрометра сильно залежить від енергії наявних у досліджуваному спектрі квантів, і при великій різниці між енергіями квантів до спектру заноситься набагато більше відліків що відповідають пікам сум. Для покращення часової роздільної здатності детектору запропоновано метод оптимізації режекції накладань.

Ключові слова: піки сум, мертвий час, напівпровідникові детектори, рентгенофлуоресцентний аналіз.

Summary

The diploma work explanatory message includes 50 pages of the text, 7 table and 26 illustrations. Overall 10 references were used.

The purpose of this work was study of pile-up peaks that occur in x-ray fluorescence spectrum obtained with energy-dispersive semiconductor detectors. This study was conducted with usage of Elvatech spectrometers from Prospector series.

As conclusion it was shown that spectrometer resolving time is highly dependent on energy of quanta that are being registered, and pulse pile-up rejection performs much worse when low and high energy quanta are registered simultaneously. To improve the resolving time an optimization of pile-up rejection was proposed.

Key words: pulse pile-up, dead time, x-ray analysis, semiconductor detectors.

Зміст	
Скорочення та умовні позначення	5
Вступ	6
Теоретичні відомості.....	8
Введення	8
Напівпровідникові детектори	9
Моделі мертвого часу.....	11
Статистика піків сум	13
Висновки до розділу 1.	19
Експеримент	20
Експериментальне устаткування.....	20
Піки сум у спектрах чистих зразків\]	21
Піки сум створювані квантами різної енергії	24
Залежність від концентрації	27
Залежність від завантаження.....	29
Залежність роздільної здатності від енергії квантів	30
Висновок	34
Обробка сигналу.....	35
Алгоритм режекції	39
Оптимізація алгоритму режекції	41
Результати.....	44
Висновок до розділу 3.	48
Висновки	49
Список літератури	50

Скорочення та умовні позначення

τ – мертвий час.

λ – інтенсивність Пуассонівського поцесу.

$N(E)$ – кількість відліків зареєстрованих детектором що відповідають квантам з енергією E .

t_{live} – живий час.

n – дійсне завантаження.

m – виміряне завантаження.

Вступ

Рентгенофлуоресцентний аналіз на сьогоднішній день є одним з найбільш поширених методів кількісного аналізу складу матеріалів. Метод РФА базується на аналізі спектру що виникає при опроміненні досліджуваного зразка рентгенівським випромінюванням. При взаємодії з випромінюванням атоми переходять у збуджений стан, тобто один з електронів переходить на вищу атомну орбіталь або іонізується. Збуджений стан існує відносно недовго і зрештою електрон повертається на початкову орбіталь вивільнюючи надлишок енергії у вигляді кванту випромінювання з енергією що дорівнює різниці між енергіями збудженого і початкового станів. Створюване таким чином флуоресцентне випромінювання є унікальним для кожного елементу періодичної таблиці, тому аналізуючи енергію та кількість квантів у рентгенофлуоресцентному спектрі можна зробити висновки про склад досліджуваного зразка. Завдяки своїй точності, простоті та відсутності потреби у складній підготовці зразка, метод РФА широко використовується у промисловості, наукових лабораторіях, археології тощо.

Для реєстрації випромінювання у рентгенофлуоресцентних спектрометрах зазвичай використовуються напівпровідникові детектори завдяки своїй компактності та гарній роздільній здатності. Однак як і у випадку з іншими типами детектувальних схемах експериментальні спектри отримані за допомогою напівпровідникових детекторів можуть значно відрізнятись від реального спектру джерела при великій інтенсивності випромінювання. Це пов'язано з наявністю у будь-якій детектувальній схемі так званого мертвого часу, тобто інтервалу після реєстрації детектором кванта випромінювання під час якого він не може сприймати нові кванти, та накладання електричних імпульсів що створюються квантами випромінювання, що призводить до появи у спектрах так званих піків сум.

Наявність мертвого часу у детекторах призводить до втрати частини відліків тим більшої чим більше інтенсивність випромінювання досліджуваного джерела. Мертвий час сильно обмежує інтенсивність випромінювання рентгенівської трубки що використовується для опромінення

зразку, чим збільшує час необхідний для отримання придатного для кількісного аналізу спектру.

Піки сум (pile-up peaks) виникають при потраплянні двох квантів випромінювання з інтервалом меншим за часову роздільну здатність детектора. У такому випадку ці два кванти будуть сприйматися детектувальною системою як один квант з енергією що дорівнює сумі енергій реальних квантів. Наявність піків сум у рентгенофлуоресцентних спектрах не тільки призводить до кількісних помилок при розрахунку концентрацій елементів наявних у зразку, а й до якісних помилок у висновках щодо наявності певного елементу у складі досліджуваного зразка.

Таким чином при отриманні рентгенофлуоресцентних спектів важливо мінімізувати кількість відліків, що належать пікам сум для запобігання помилок при його аналізі. Для цього при обробці сигналу створюваного детектором використовують так звані режектори накладань, однак іноді відрізнити відліки що відповідають пікам сум від коректних неможливо, і частина з дефектних відліків неминуче буде занесена до спектру, і має бути врахована при кількісному аналізі спектру.

1 Теоретичні відомості

1.1 Введення

При використанні енергодисперсійних детекторних систем для реєстрації випромінювання фізично неможливо зареєструвати кожний окремий квант, втрати у такій системі неминучі. Це пов'язано з тим що будь який детектор має деякий мінімальний часовий інтервал – часову роздільну здатність що має відокремлювати дві події для того щоб обидві події було зареєстровано. Цей мінімальний інтервал зазвичай називають мертвим часом детекторної системи. В загальному випадку мертвий час системи залежить не тільки від параметрів детектора (наприклад рухливості носіїв заряду у газових та напівпровідникових детекторах) а й від інших компонентів що входять до детекторної системи. Загалом такі параметри як тривалість аналогового сигналу що створюється зареєстрованим квантом випромінювання після передпідсилювача, час необхідний АЦП для оцифровки, та час необхідний для запису необхідної інформації у пам'ять комп'ютера мають певний внесок у загальний мертвий час системи. [1]

Наявність мертвого часу у детекторній системі призводить не тільки до втрат частини квантів, а й до спотворення отриманих відліків за рахунок накладання імаульсів що створюються квантами що поропляють на детектор з відносно малим інтервалом. Оскільки у випадку коли інтервал між двома подіями що реєструється виявляється меншим за мертвий час детектор сприймає їх як одну подію, і два кванти будуть сприйматися детекторною системою як один квант з енергією що дорівнює сумі енергій реальних квант. В результаті у отриманому спектрі будуть з'являтися так звані піки сум (рис.1).

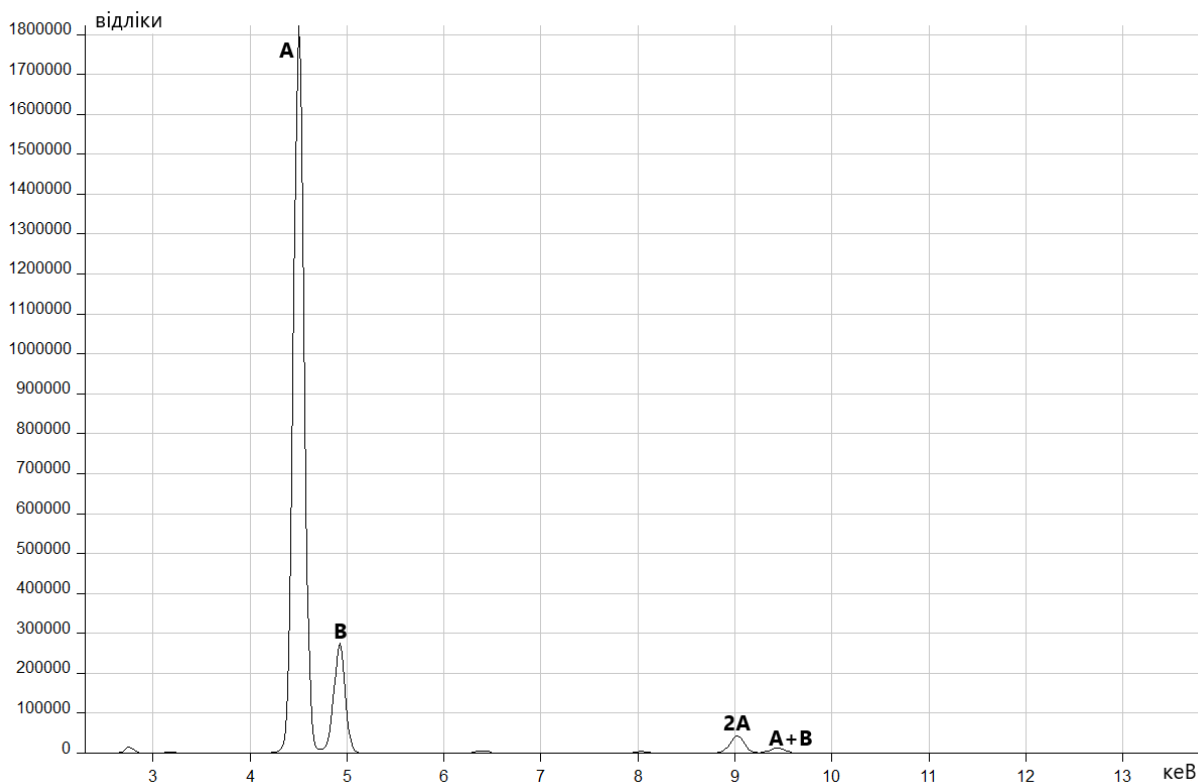


Рис 1 Піки сум у спектрі.

1.2 Напівпровідникові детектори

Напівпровідникові детектори широко використовуються у рентгенівській спектроскопії. Принцип роботи напівпровідникових детекторів заснований на генерації електрон-діркових при взаємодії з квантами випромінювання що пролітають крізь детектор. В якості детектору використовують напівпровідникові діоди на які подана напруга у зворотному напрямку (рис.2). Квант випромінювання що проходить крізь детектор створює додаткові носії заряду, що під дією напруги стікають до електродів, створюючи у ланцюгу електричний імпульс пропорційний енергії кванту, оскільки кількість згенерований квантом енергії E електрон-діркових пар у напівпровіднику з шириною забороненої зони E_g :

$$n = \frac{E}{E_g}$$

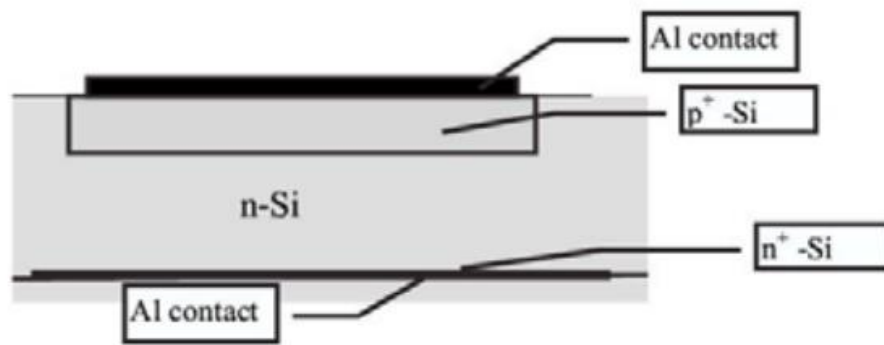


Рис 2 Напівпровідниковий детектор на основі кремнієвого діоду.

Напівпровідникові детектори мають ряд переваг порівняно зі схожими за принципом газовими детекторами. Головна перевага полягає у енергетичній роздільній здатності детектору, оскільки ширина забороненої зони напівпровідників складає всього декілька електронвольт, порівняно з десятками електронвольт необхідними на іонізацію електрону у газових детекторах. Завдяки набагато більшій щільності матеріалу мають також набагато більшу кількість носіїв заряду створених квантів при проходженні квантом на одиницю відстані ніж угазові детектори, тому зазвичай є компактнішими.

Величина мертвого часу що притаманна напівпровідниковим детекторам залежить від рухливості носіїв заряду у напівпровіднику. У більшості випадків рухливість носіїв заряду є величиною порядку $10^3 - 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ [2] [3]. Таким чином для типового напівпровідникового детектору час збору носіїв заряду порядку мікросекунди [4].

У випадку якщо наступний квант потрапляє на детектор до того як заряд створений попереднім квантом був повністю зібраний, носіїв заряду створені другим квантом будуть додані до імпульсу створеного першим квантом. У цьому випадку буде спостережено пік суми. Оскільки незалежно від інтервалу між надходженням квантів випромінювання всі кванти будуть приймати участь у генерації електрон-діркових пар, у напівпровідникових детекторах відсутні втрати відліків через мертвий час (але все ще можуть виникати через завдяки іншим компонентам детектувальної схеми), у даному випадку спостерігаються здебільшого накладання імпульсів і як наслідок піки сум.

Форма згенерованих квантами імпульсів у випадку напівпровідникових детекторів залежить від точки де відбувається генерація носіїв (насамперед від відстані цієї точки до електродів), та рухливості носії заряду, яка також сильно залежить від температури. Напруга прикладена до напівпровідникового діоду збільшу збіднену область, що є робочою областю детектору. Таким чином геометрія детектору, робоча напруга, температур, та матеріал детектору грають важливу роль при виборі напівпровідникового детектору.

1.3 Моделі мертвого часу

На сьогоднішній день існує дві ідеалізовані моделі поведінки мертвого часу у детекторах: продовжуваний та непродовжуваний мертвий час, відповідні їм моделі детекторів називають паралізуємими (paralyzable) та непаралізуємими (nonparalyzable) [5] [6].

У моделі продовжуваного мертвого часу детектору необхідно наявність інтервалу більшого за τ – мертвий час для того щоб зареєструвати наступну подію. Іншими словами при надходженні кванту детектор “паралізується” на час τ . Якщо за цей час на детектор потрапляє ще один квант, цей час подовжується на $\tau e^{-n\tau}$ (рис.3). Таким чином якщо вважати надходження квантів процесом Пуассона, у випадку якщо дійсна загрузка (кількість квантів що потрапляють на детектор в одиницю часу) дорівнює n , то частина з них для яких інтервал між двома подіями більший за τ дорівнює $\tau e^{-n\tau}$. Таким чином якщо кількість спостережених детектором подій (тобто спостережене завантаження) $m = n\tau e^{-n\tau}$.

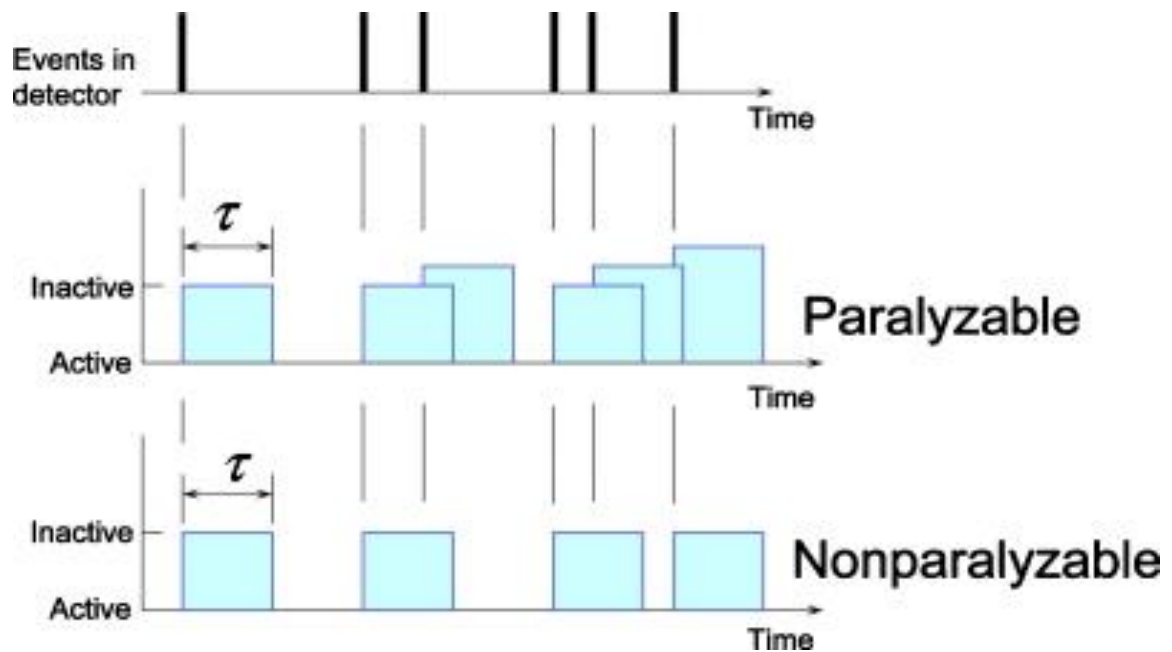


Рис 3. Ілюстрація мертвого часу за різних моделей якими описується детекторів.

У моделі непродовжуваного мертвого часу кожна подія створює мертвий час τ , і всі події що трапляються у цьому інтервалі ігноруються детектором і не створюють додаткового мертвого часу (рис.2). У цьому випадку частина часу проведення виміру під час якої детектор був неактивний дорівнює $m\tau$, і зареєстровані були лише події що трапилися за долю часу $1 - m\tau$. Таким чином відношення дійсного та зареєстрованого завантажень:

$$\frac{m}{n} = 1 - m\tau$$

Тоді спостережене завантаження:

$$m = \frac{n}{n\tau + 1}$$

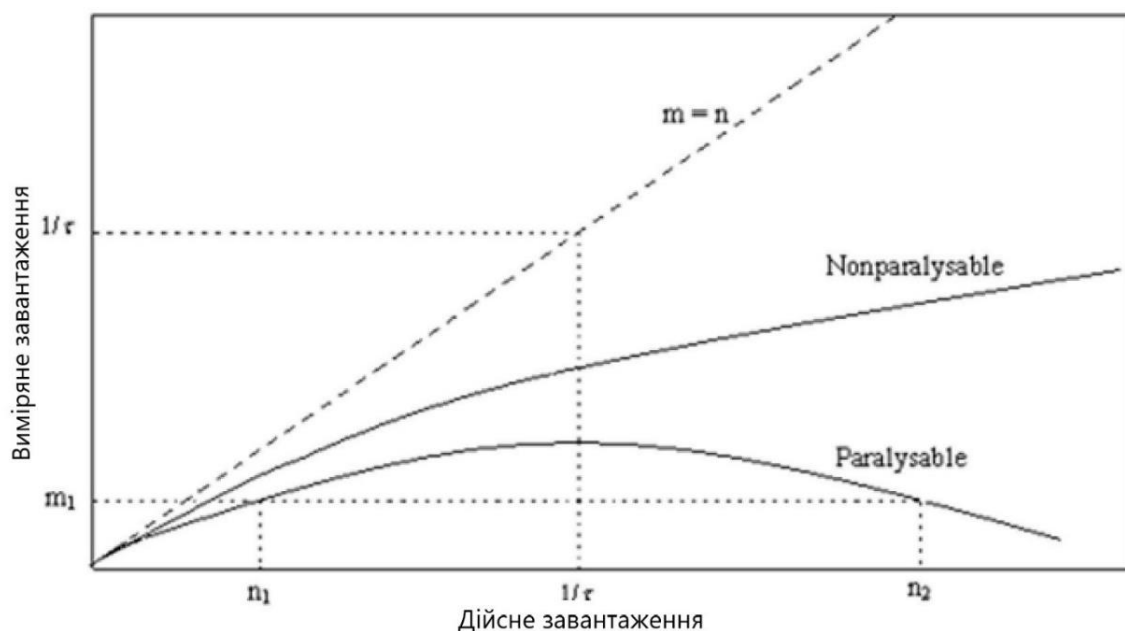


Рис 4 Залежність виміряного завантаження від інтенсивності джерела.

Як бачимо з рис.4 за малої інтенсивності джерела випромінювання (тобто $n \ll \frac{1}{\tau}$) обидві моделі дають близькі оцінки для спостереженого завантаження, а при збільшенні n спостережене завантаження паралізуемого детектору прямує до нуля, у той час як для непаралізуемого детектору спостережуване завантаження монотонно збільшується.

Однак для реальних детекторів залежність m від n лежить між залежностями на рис.3 для ідеалізованих моделей. Гібридні моделі поведінки мертвого часу було запропоновано досить давно [7] [8], але є досить складними у практичному використанні.

1.4 Статистика піків сум

Піки сум у рентгенофлуоресцентних спектрах з'являються при великих інтенсивностях джерела випромінювання, за таких умов суттєвою стає ймовірність того що декілька квантів потраплять на детектор за проміжок часу співставний з часом формування створюваних квантами електричних імпульсів. У цьому випадку сигнал створюваний цими квантами може бути сприйнятий як сигнал від одного кванту з енергією що дорівнює сумі їх енергій (рис.5).

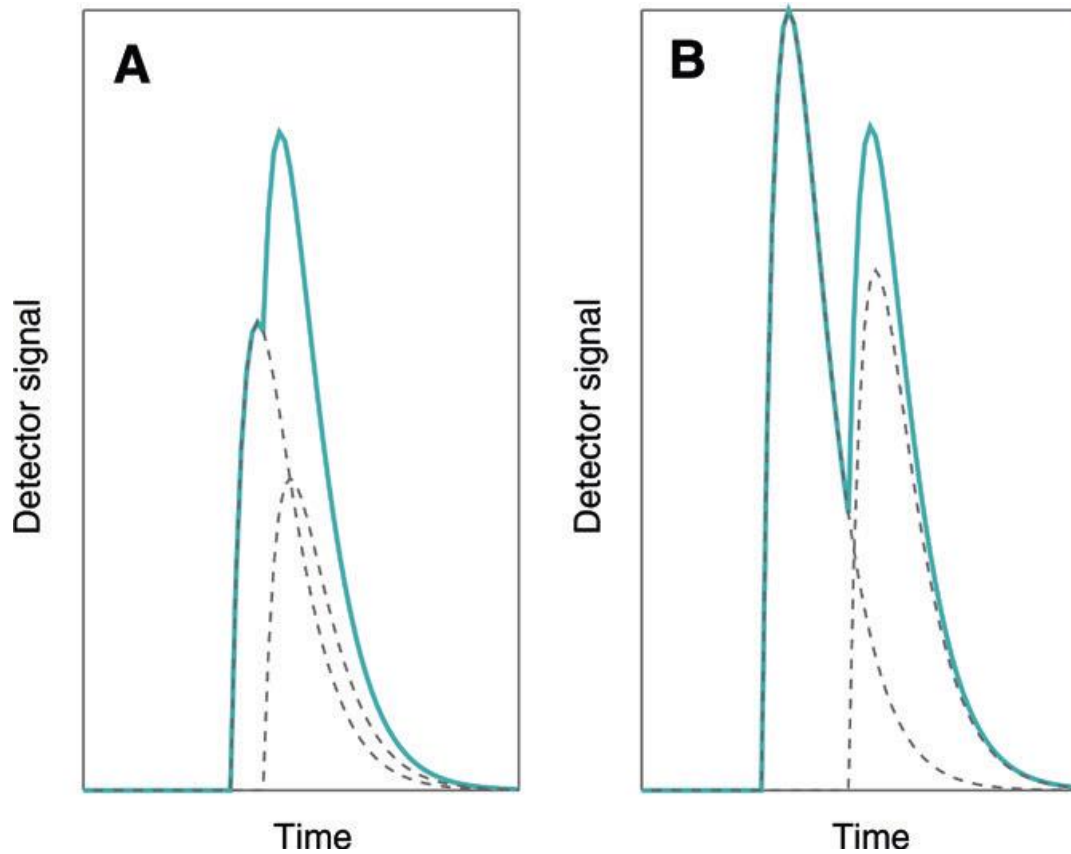


Рис 5. Сигнал на виході детектору при накладанні імпульсів. У випадку А саємо відлік що відповідає піку суми, у випадку В імпульси створювані двома квантами можна чітко розрізнити.

Для того щоб оцінити ймовірність появи відліків що відповідають піку суми розглянемо процес надходження квантів на детектор вважаючи його Пуассонівським процесом з інтенсивністю λ . Таким чином ймовірність того що за проміжок часу t буде зареєстровано k квантів:

$$P(X_t = k) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t}$$

Тоді ймовірність того що при потраплянні кванту на детектор відлік буде проведено правильно є ймовірністю того що наступний квант надійде за час більший за мертвий час τ :

$$P_0 = e^{-\lambda \tau}$$

Піком суми n -того порядку будемо називати піки створені відліками що відповідають накладанню на початковий n квантів (тобто їх енергія є сумою

$n+1$ енергій квантів, так N_0 – кількість коректних відліків відліків, N_1 – кількість відліків що є сумою 2-х квантів і т.д.).

В загальному випадку ймовірність отримати відлік що відповідає піку суми n -того порядку на енергії E задається наступним виразом:

$$P_n(E) = P(X_\tau = n)P(E_0) \dots P(E_n)P(E|E_0, E_1, \dots, E_n) \quad (1)$$

Як вже зазначалося $P(X_\tau = n)$ – ймовірність того що за час τ відбудеться n подій, тобто на імпульс створений квантом випромінювання потрапившим на детектор буде накладено ще n імпульсів. $P(E_i)$ – ймовірність того що i -тий квант потрапивший на детектор буде мати енергію E_i , $P(E|E_0, E_1, \dots, E_n)$ – ймовірність того що при накладанні імпульсів від квантів з набором енергій $E_0, E_1, \dots, E_n$ детектором буде зареєстровано подію що відповідає енергії E .

Розглянемо спочатку перший множник $P(X_\tau = n)$. Його вираз залежить від моделі мертвого часу якою описується детектор. Розглянемо окремо обидва випадки.

Почнемо з моделі паралізуемого детектора. У цьому випадку ймовірність отримати пік суми 1-го порядку є пуассонівською ймовірністю того що інтервал між першими двома подіями буде дорівнювати $t_1 < \tau$, і за час τ після цього не відбудеться жодної події:

$$p_1 dt_1 = e^{-\lambda t_1} a dt_1 e^{-\lambda \tau}$$

Повна ймовірність отримується інтегруванням по t_1 від 0 до τ :

$$P_1 = \int_0^\tau e^{-\lambda t_1} a dt_1 e^{-\lambda \tau} = e^{-\lambda \tau} (1 - e^{-\lambda \tau})$$

Аналогічно для піків сум вищого порядку:

$$p_n dt_1 = e^{-\lambda t_1} a dt_1 \dots e^{-\lambda t_n} a dt_n e^{-\lambda \tau}$$

$$P_n = \int_0^\tau \dots \int_0^\tau e^{-\lambda t_1} a dt_1 \dots e^{-\lambda t_n} a dt_n e^{-\lambda \tau} = e^{-\lambda \tau} (1 - e^{-\lambda \tau})^n$$

Загалом якщо за час виміру було проведено досить велику кількість рахунків N_{tot} , можна очікувати що з них $N_{tot} P_n$ виявляться рахунками що відповідають пікам сум n -го порядку.

Таким чином отримуємо вираз для N_n :

$$N_n = N_{tot} e^{-\lambda \tau} (1 - e^{-\lambda \tau})^n$$

Зауважимо також що:

$$\sum_{n=0}^{\infty} N_n = N_{tot} e^{-\lambda\tau} \sum_{n=0}^{\infty} (1 - e^{-\lambda\tau})^n = N_{tot} e^{-\lambda\tau} e^{\lambda\tau} = N_{tot}$$

Таким чином всі відліки враховано.

Розглянемо тепер модель непаралізованого детектора. У цьому випадку ймовірність отримати відлік що відповідає піку суми n -того порядку це ймовірність того що за час τ на детектор потрапить n квантів, тобто:

$$P_n = \frac{(\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t}$$

Таким чином кількість відліків що відповідають піку суми n -того порядку за умови що повне число квантів N_{tot} :

$$N_n = N_{tot} \frac{(\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t}$$

Як і у попередньому випадку:

$$\sum_{n=0}^{\infty} N_n = N_{tot} e^{-\lambda\tau} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\lambda\tau)^n}{n!} = N_{tot} e^{-\lambda\tau} e^{\lambda\tau} = N_{tot}$$

Перейдемо до наступних множників у формулі 1. $P(E_i)$ залежать безпосередньо від джерела випромінювання. В більшості випадків ми можемо зробити пропущення принаймні щодо вигляду функції розподілу $f_0(E)$ квантів досліджуваного спектру по енергіям, тобу будемо вважати її відомою. Останній множник у формулі 1 $P(E|E_0, E_1, \dots, E_n)$ залежить від вигляду електричних імпульсів що генеруються квантами та принципу за яким визначається енергія кванту створив що цей імпульс, і аналітичний вигляд для цієї функції можна отримати лише у окремих випадка, наприклад за трикутної форми імпульсів [9]. У спектрометрах що використовувались у даній роботі (див. розділи 2,3) використовується прямокутна форма імпульсів, тому загалом можемо вважати що зареєстрована

при накладанні енергія є алгебраїчною сумою енергій квантів що створюють накладені імпульси.

Таким чином ми можемо отримати аналітичний вираз для спектру з урахуванням піків сум, Припускаючи що енергія яка відповідає піку суми є алгебраїчною сумою енергій квантів що складають цю суму а щільність розподілу по енергіям рентгенівських квантів потрапляючих на детектор дорівнює $f_0(E)$. Тоді щільність розподілу по енергіям суми 1-го порядку з урахуванням $E = E_1 + E_2$:

$$f_1(E) = \int_0^E f_0(E_1)f_0(E - E_1)dE_1$$

Для піків сум 2-го порядку позначаючи $E_s = E_1 + E_2$:

$$\begin{aligned} f_2(E) &= \int_0^E f_0(E - E_s) \int_0^{E_s} f_0(E_s - E_1) f_0(E_1)dE_1dE_s \\ &= \int_0^E f_0(E - E_s) f_1(E_s)dE_s \end{aligned}$$

Таким чином для щільності розподілу піків сум n-того порядку маємо рекурентну формулу:

$$f_n(E) = \int_0^E f_0(E - E_s) f_{n-1}(E_s)dE_s, n \geq 1$$

В результаті спектр з урахуванням піків до N-го порядку можна записати наступним чином:

$$f(E) = \sum_{n=0}^N N_{tot}P_n f_n(E)$$

Зокрема врахування сум лише 1-го порядку у випадку паралізуємого детектора дає вираз:

$$f(E) = N_{tot}[e^{-\lambda\tau} f_0(E) + e^{-\lambda\tau}(1 - e^{-\lambda\tau})f_1(E)]$$

Для моделі непаралізуємого детектора:

$$f(E) = N_{tot}[e^{-\lambda\tau} f_0(E) + e^{-\lambda\tau}\lambda t f_1(E)]$$

Зауважимо що при $\lambda\tau \ll 1$ ці два вирази можна вважати еквівалентними, оскільки тоді

$$(1 - e^{-\lambda\tau}) \approx \lambda\tau.$$

Розглянемо як приклад спектр що складається з двох піків:

$$f_0(E) = \frac{N_1}{N_{tot}} \delta(E_1) + \frac{N_2}{N_{tot}} \delta(E_2)$$

У цьому випадку:

$$\begin{aligned} f_1(E) &= \int_0^E f_0(E_1) f_0(E - E_1) dE_1 = \\ &= \left(\frac{N_1}{N_{tot}} \right)^2 \delta(2E_1) + \left(\frac{N_2}{N_{tot}} \right)^2 \delta(2E_2) + 2 \frac{N_1 N_2}{N_{tot}^2} \delta(E_1 + E_2) \end{aligned}$$

В результаті отримуємо:

$$\begin{aligned} f(E) &= N_1 \delta(E_1) e^{-\lambda\tau} + N_2 \delta(E_2) e^{-\lambda\tau} + e^{-\lambda\tau} \lambda\tau \left(\frac{N_1^2}{N_{tot}} \delta(2E_1) + \frac{N_2^2}{N_{tot}} \delta(2E_2) + \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{N_1 N_2}{N_{tot}} \delta(E_1 + E_2) \right) \end{aligned}$$

Приймаючи до уваги співвідношення живого часу:

$$\lambda = \frac{N_{tot}}{t_{live}}$$

Та позначаючи $N'_i = N_i e^{-\lambda\tau}$ (фізично N_i - реальна кількість квантів і-того типу, тобто з енергією E_i , а N'_i - кількість зроблених детектором відліків на енергії E_i), отримуємо вирази для кількості відліків що відповідають пікам сум:

$$N(2E_i) = \frac{N_i'^2}{t_{live}} \tau e^{\lambda\tau} \quad (2)$$

$$N(E_1 + E_2) = 2 \frac{N'_1 N'_2}{t_{live}} \tau e^{\lambda \tau} \quad (3)$$

За умови $\lambda \tau \ll 1$ множник $e^{\lambda \tau} \approx 1$ і при розрахунках можна його опустити.

1.5 Висновки до розділу 1.

У цьому розділі наведено основні теоретичні відомості щодо проблем мертвого часу та накладання імпульсів у детектувальних схемах. Як зазначалося на сьогоднішній день існує дві загальноприйняті моделі мертвого часу у детекторах: продовжуваний та непродовжуваний мертвий час. Для обох моделей було отримано теоретичну оцінку отриманого детектором спектру з урахуванням піків сум. Також було показано що за умови малої інтенсивності джерела випромінювання $\lambda \tau \ll 1$ обидві моделі дають майже однакові результати як при оцінці мертвого часу, та і при розрахунку кількості відліків що відповідають пікам сум.

2 Експеримент

2.1 Експериментальне устаткування

Спектри знімалися за допомогою рентгенофлуоресцентних спектрометрів з серії Prospector виробництва компанії Evlatech (рис.3).



Рис 6 Спектрометр Prospector 3

В якості досліджуваних зразів використовували чисті елементи з енергіями К α лінії від 4.5keV (Ti) до 25.2 keV (Sn). Аналіз експериментальних спектрів проводився за допомогою програми ElvaX (рис.7).

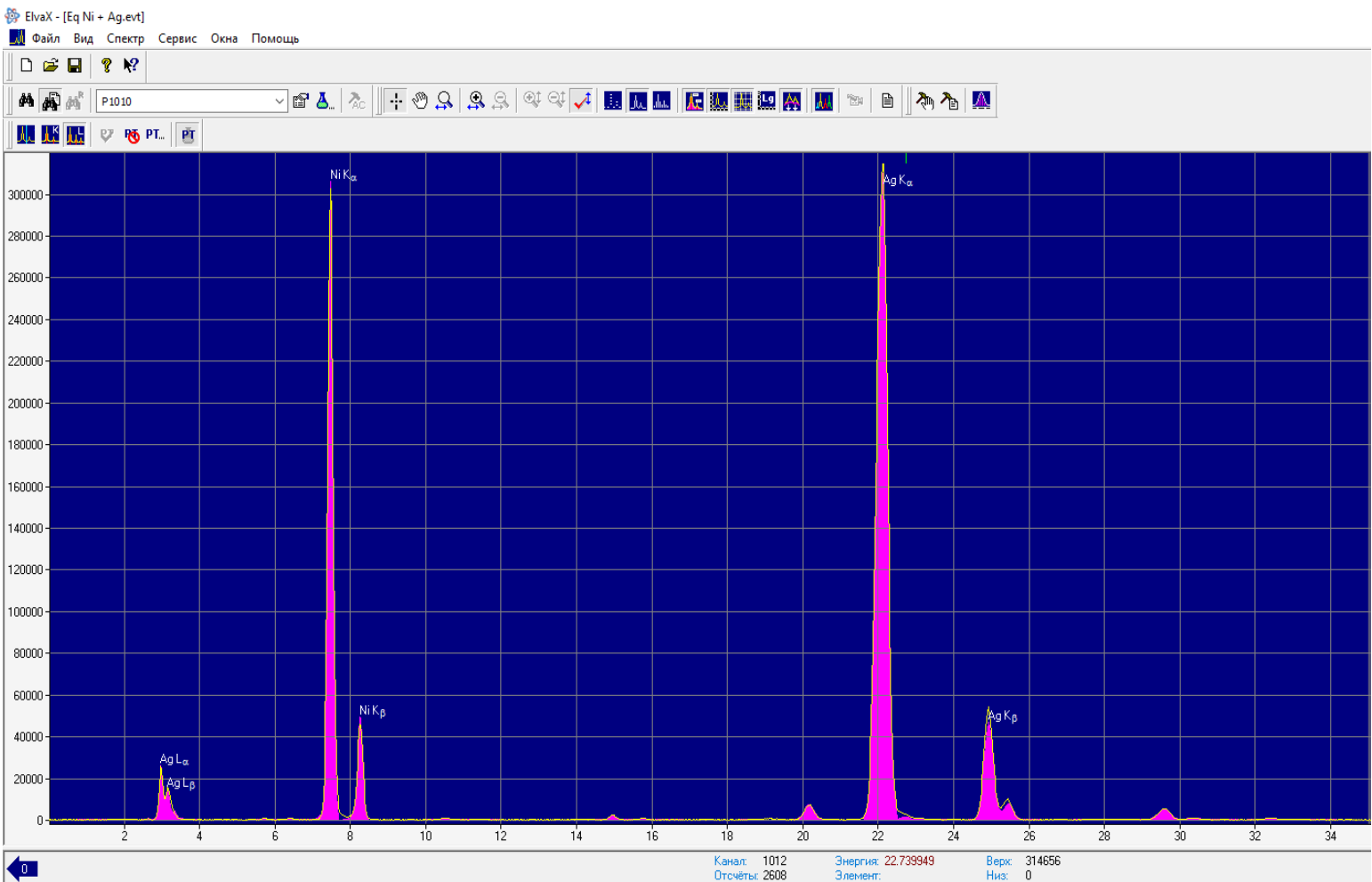


Рис 7 Робоче вікно програми ElvaX

2.2 Піки сум у спектрах чистих зразків

Мертвий час детектувальної схеми зазвичай визначається експериментально, оскільки кожна частина схеми (детектор, підсилювач, АЦП, тощо) мають певний внесок у значення мертвого часу, тому теоретична оцінка занадто складна задача.

Робоче завантаження детектору складає $5 \cdot 10^5$, у той час як роздільна здатність детектору обумовлена скінченням часом збору заряду що створюється рентгенівськими квантами складає доли мікросекунди. Таким чином $\lambda\tau \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Таким чином виконується умова поставлена при отриманні формул (2) та (3) $\lambda\tau \ll 1$.

Для визначення параметру τ досліджувалися піки сум у спектрах чистих зразків. Для цього вимірювались кількість відліків що відповідають найбільш інтенсивної лінії (у нашому випадку це завжди $K\alpha$ лінія) у спектрі (рис.8), та кількість відліків у піку суми що створюються квантами цієї лінії. Виражаючи τ з формули (2) отримаємо:

$$\tau = \frac{N(2E)}{2N(E)^2} t_{live}$$

$N(E)$ та $N(2E)$ – кількість відліків (тобто площа флуоресцентної лінії) у $K\alpha$ лінії спектру та у піку суми відповідно.

Дані наведено у таблиці 1.

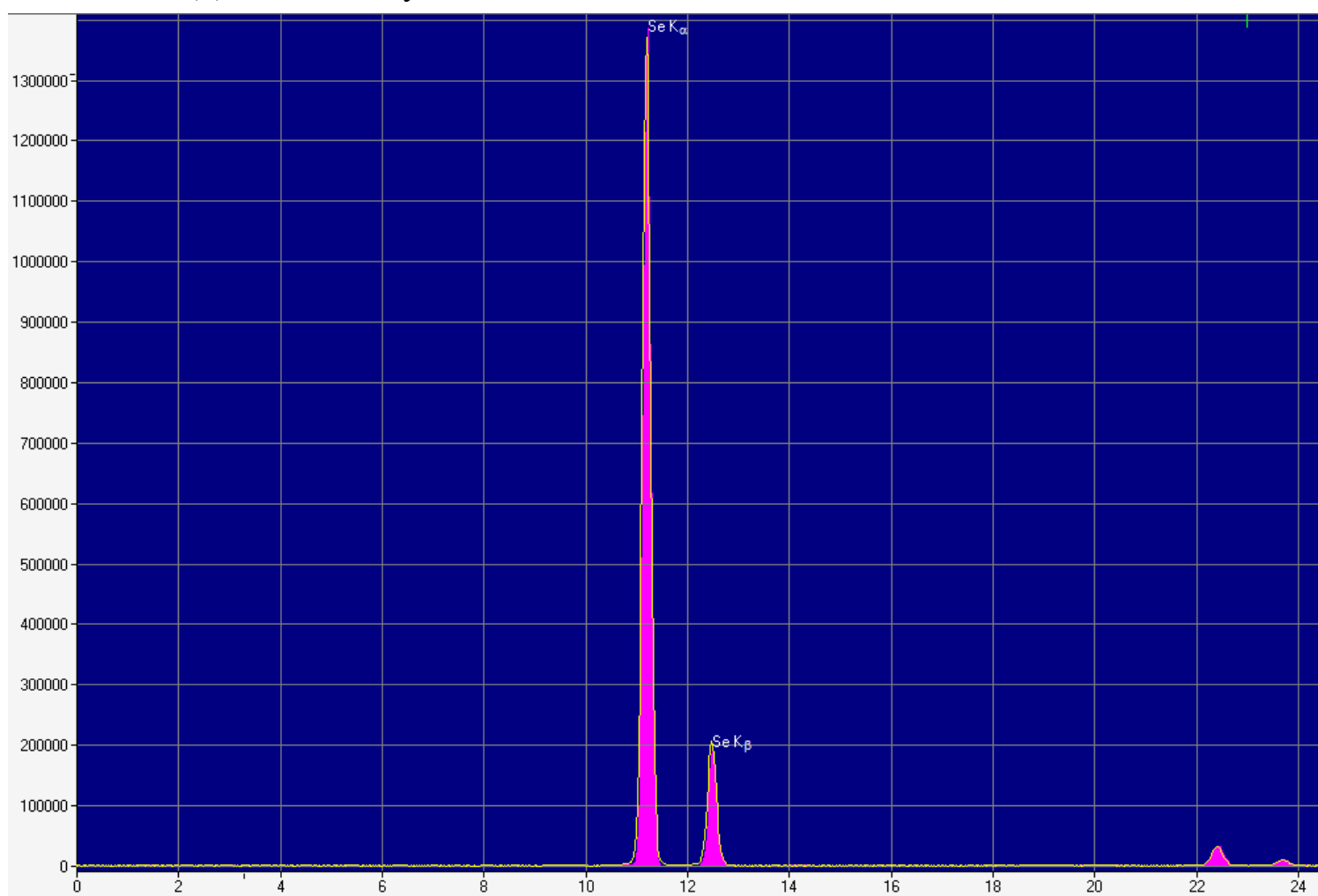


Рис 8 Спектр Se

Таблиця 1 Експериментальні дані для визначення τ

Зразок	E, keV	N (E)	N (2E) ₋	τ , нс
Ti	4.5	9979324	317326	95.59
Fe	6.399	11590796	409723	91.49
Cu	8.04	12198445	443425	89.39
Ge	9.876	12505811	464419	89.08
Se	11.208	11358613	357515	83.13
Y	14.933	10700446	313911	82.24
Zr	15.747	10848714	317105	80.82

Як видно з отриманих у таблиці 1 результатів τ залежить від енергії квантів що створюють пік суми. За отриманими даними побудуємо графік залежності $\tau(E)$.

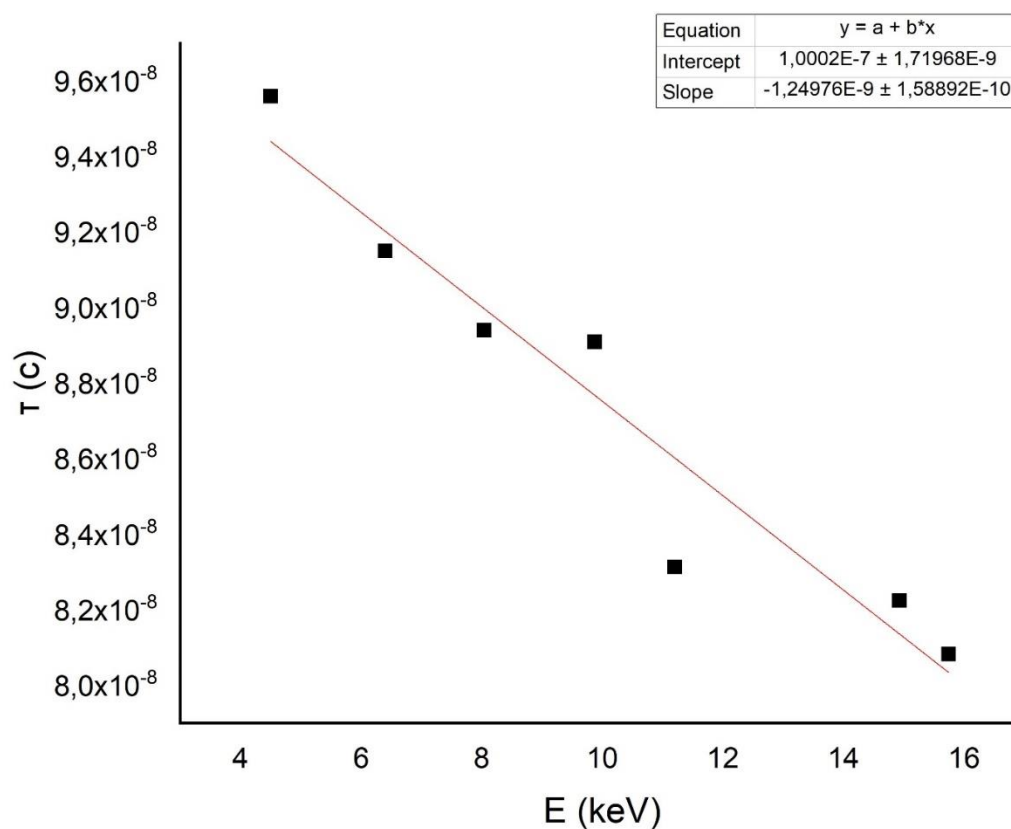


Рис 9 Залежність $\tau(E)$

2.3 Піки сум створювані квантами різної енергії

Розглянемо випадок коли пік суми створюється квантами різної енергії. Для цього на вікно детектору одночасно розміщувались по два зразки чистих елементів, приклад отриманого спектру подано на рис.10, рис.11. Дані щодо кількості відліків у основних піках, піку суми та теоретичної площі піку суми розрахованої за формулою (3) подано у таблиці 2.

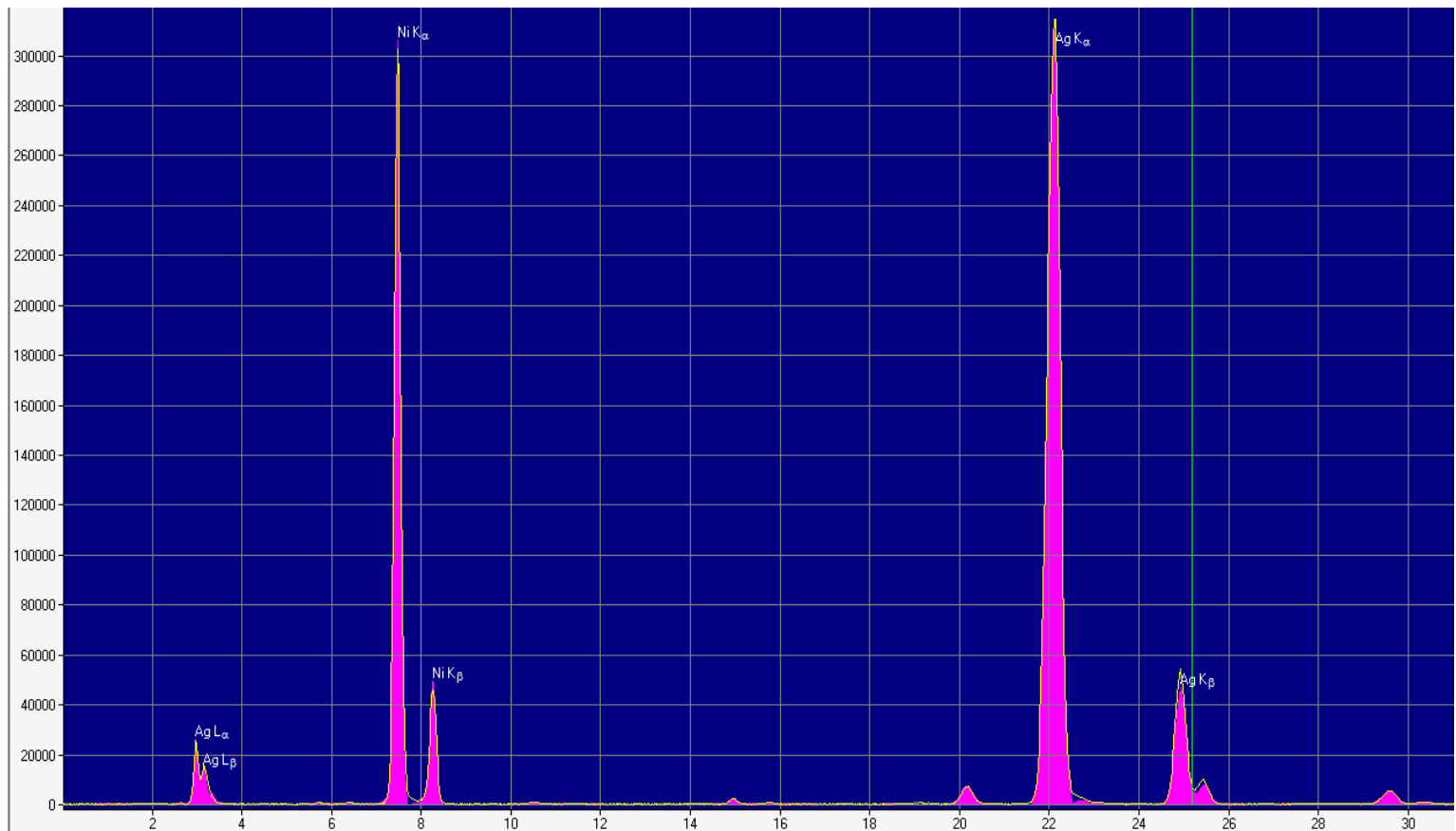


Рис 10 Спектр Ni-Ag

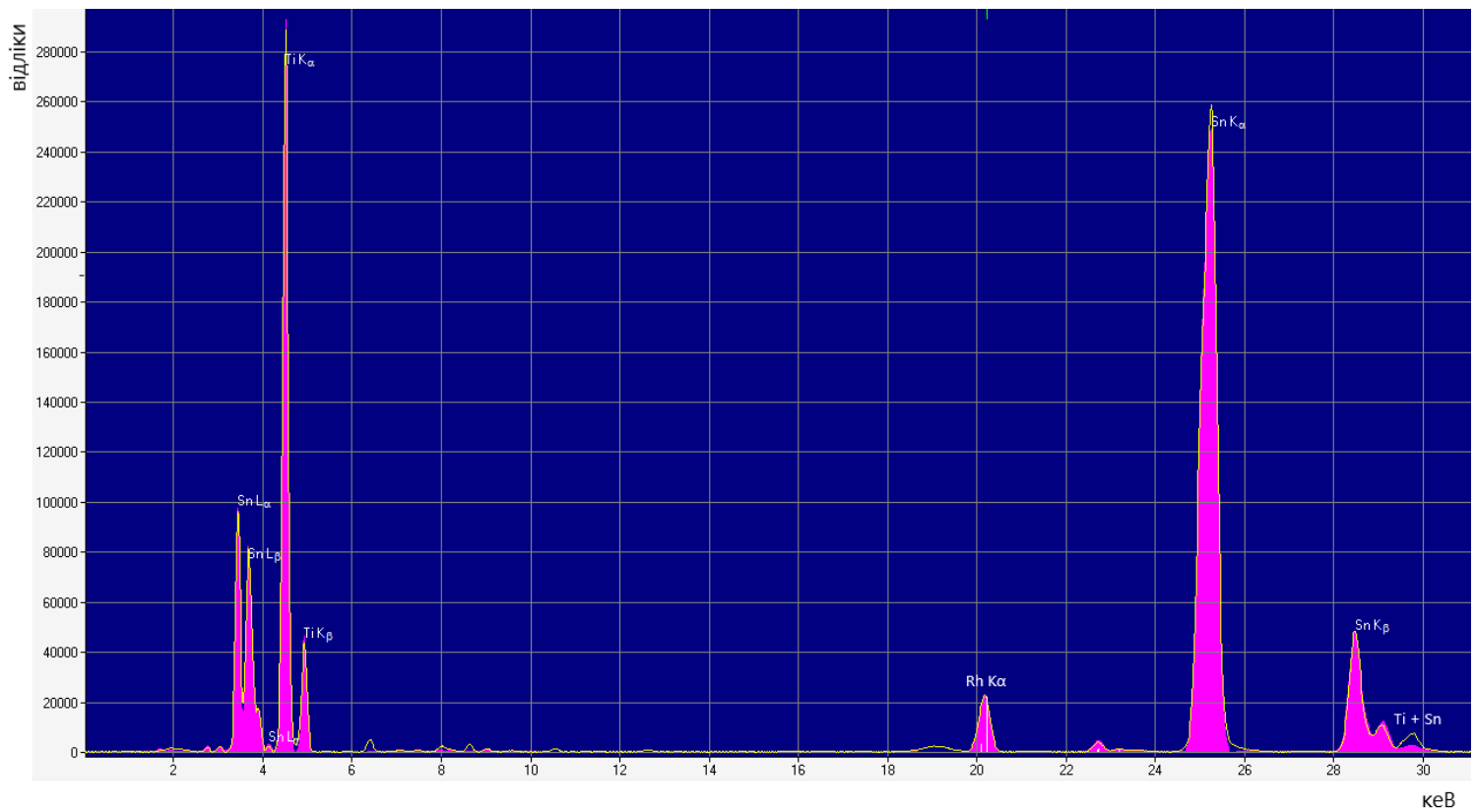


Рис 11 Спектр Ti - Sn

Таблиця 2 Експериментальні дані

	E1	E2	N(E1)	N(E2)	N(E1+E2)	tau	N'(E1+E2)	$\Delta N/N$
Ti - Ti	4.51	—	9979324	—	317326	30	316990	0.001
Fe	4.51	6.40	4755453	5933828	173725	30	177860	-0.024
Y	4.51	14.93	2579637	5154257	162307	22	109127	0.328
Nb	4.51	16.58	2932108	7232308	228900	28	135496	0.408
Ag	4.51	22.11	1723873	4643874	173253	21	66097	0.618
Sn	4.51	25.20	1777728	4165884	156526	28	45040	0.712
V-V	4.95	4.95	8048514	8048514	265753	22	279878	-0.053
Ge	4.95	9.87	3669252	4807713	143341	22	148485	-0.036
Y	4.95	14.93	3035729	5140925	168721	21	133863	0.207
Mo	4.95	17.43	2720118	5296959	174366	21	121865	0.301
Ag	4.95	22.11	1868653	4709120	151368	22	69176	0.543
Sn	4.95	25.18	1118025	3408053	76372	21	30822	0.596

Cr-Cr	5.40	5.40	–	–	281550	22	294337	-0.045
Y	5.40	14.93	3184314	5065864	164626	22	131744	0.200
Mo	5.40	17.44	2989824	5079585	152179	21	128124	0.158
Ag	5.40	22.11	3715792	3285003	166327	21	100261	0.397
Sn	5.40	25.19	3575450	2132695	128815	22	58719	0.544
Mn+Mn	5.88	–	8192254	–	264557	22	287108	-0.085
Y	5.88	14.92	3100436	5338130	138431	21	141226	-0.020
Mo	5.88	17.44	2718476	5417879	133711	21	123915	0.073
Ag	5.88	22.11	2202119	4576506	114862	21	82548	0.281
Sn	5.88	25.18	1212854	3235751	50827	21	31571	0.379
Ni+Ni	7.47	–	9067745	–	336622	22	345839	-0.027
Ge	7.47	9.88	4955577	4089045	159689	21	176252	-0.104
Y	7.47	14.93	4311457	4793007	166237	21	174770	-0.051
Nb	7.47	16.58	3710882	5025967	149813	21	156266	-0.043
Mo	7.47	17.43	3626022	4979117	144905	20	158065	-0.091
Sn	7.47	25.20	5544613	1449149	60897	22	61116	-0.004
Fe+Fe	6.39	–	11590455	–	409413	29	433625	-0.059
Y	6.39	14.93	3354037	5205445	143126	21	148552	-0.038
Mo	6.39	17.44	3444362	5019346	146843	21	145032	0.012
Ag	6.39	22.10	3200521	3735970	115449	21	97653	0.154
Sn	6.39	25.20	2989421	2553341	86454	21	61214	0.292

З отриманих у таблиці 2 даних бачимо що формула (2) дає значну помилку у випадку наявності у спектрі одночасно флуоресцентних ліній що відповідають квантам малої та великої енергії, причому чим більше різниця між енергіями тим більше отримана помилка. На рис.12 подано графік залежності відношення теоретичної та експериментальної площі піку суми від енергії накладених квантів.

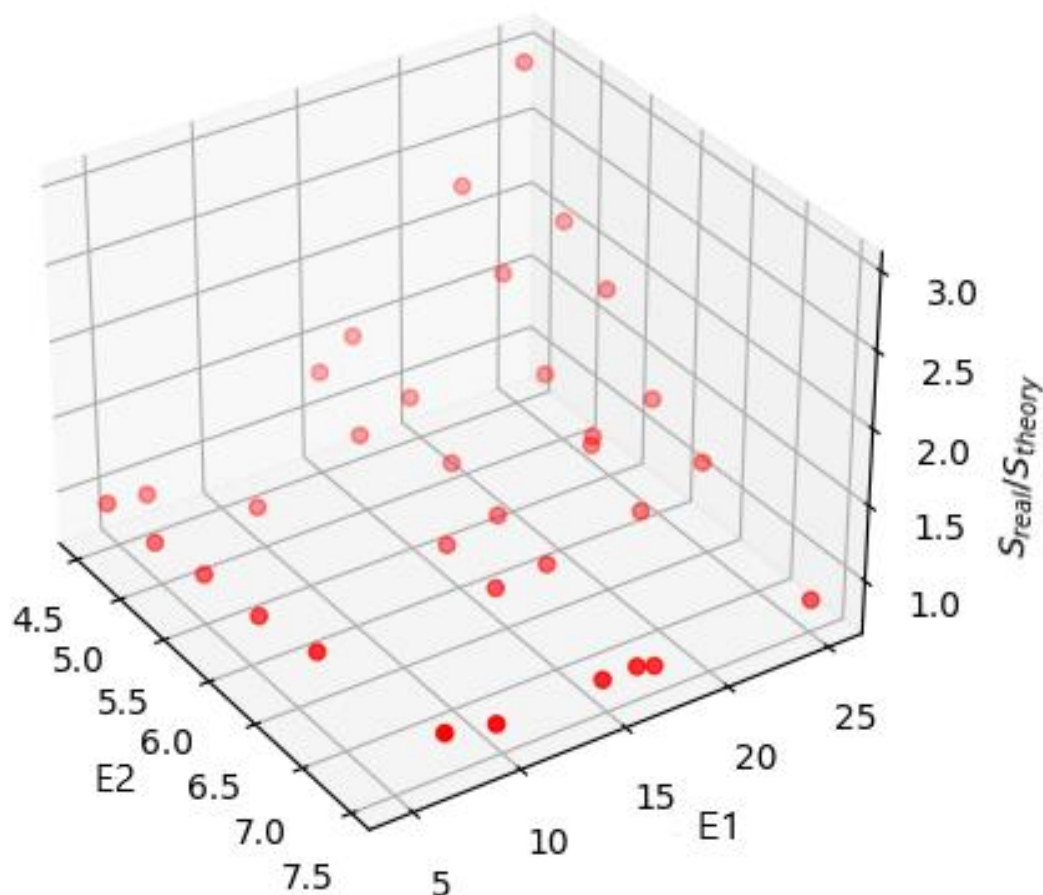


Рис 12 Залежність відношення експериментальної до теоретичної кількості відліків що відповідають пікам сум ід енергії накладаючихся квантів

2.4 Залежність від концентрації

У попередньому розділі було показано що формула (3) дає значну помилку при оцінці кількості відліків у піку суми при великій різниці між енергіями квантів що складають суму. Але перед тим як робити висновки варто дослідити вплив інших параметрів зйомки на кількість відліків у піку суми.

У даному розділі досліджено вплив концентрації елементів (а відтак і інтенсивності потрапляння на детектор квантів відповідної енергії) на піки сум. Експериментально для кожної пари елементів знімалися спектри у 3 випадках: концентрація елемента з малою енергією $K\alpha$ серії менша за концентрацію елемента з великою енергією відповідної лінії, концентрації приблизно однакові, та концентрація елемента з малою енергією $K\alpha$ серії більша за концентрацію елемента з великою енергією $K\alpha$ серії. Експериментальні дані подано у таблиці 3.

Таблиця 3 Експериментальні дані при різних концентраціях елементів

	Cr<Ag	Cr=Ag	Cr>Ag
N(Cr $K\alpha$)	1349225	2153698	3715792
N(Ag $K\alpha$)	5160671	4527919	3285003
N(Cr $K\alpha$ +Ag $K\alpha$)	96573	134903	166327
t_{live}	20	20	20
N'(Cr $K\alpha$ +Ag $K\alpha$)	60055.07	84109.02	105280.1
$\Delta N/N$	0.378138	0.376522	0.367029
	Ti<Y	Ti=Y	Ti>Y
N(Ti $K\alpha$)	1587205	2579637	4298299
N(Y $K\alpha$)	6600304	5154257	3456978
N(Ti $K\alpha$ + Y $K\alpha$)	136016	162307	181992
t_{live}	21	22	22
N'(Ti $K\alpha$ + Y $K\alpha$)	90093.91	109149	121979.9
$\Delta N/N$	0.337623	0.327515	0.329751
	V<Sn	V=Sn	V>Sn
N(V $K\alpha$)	798320	1118025	2555636
N(Sn $K\alpha$)	3418629	3408053	2699094
N(V $K\alpha$ + Sn $K\alpha$)	54654	76372	142111
t_{live}	21	21	22
N'	22081.5	30828.86	53273.75
$\Delta N/N$	0.595976	0.596333	0.625126

Винесемо на графік помилку отриману у кожному випадку.

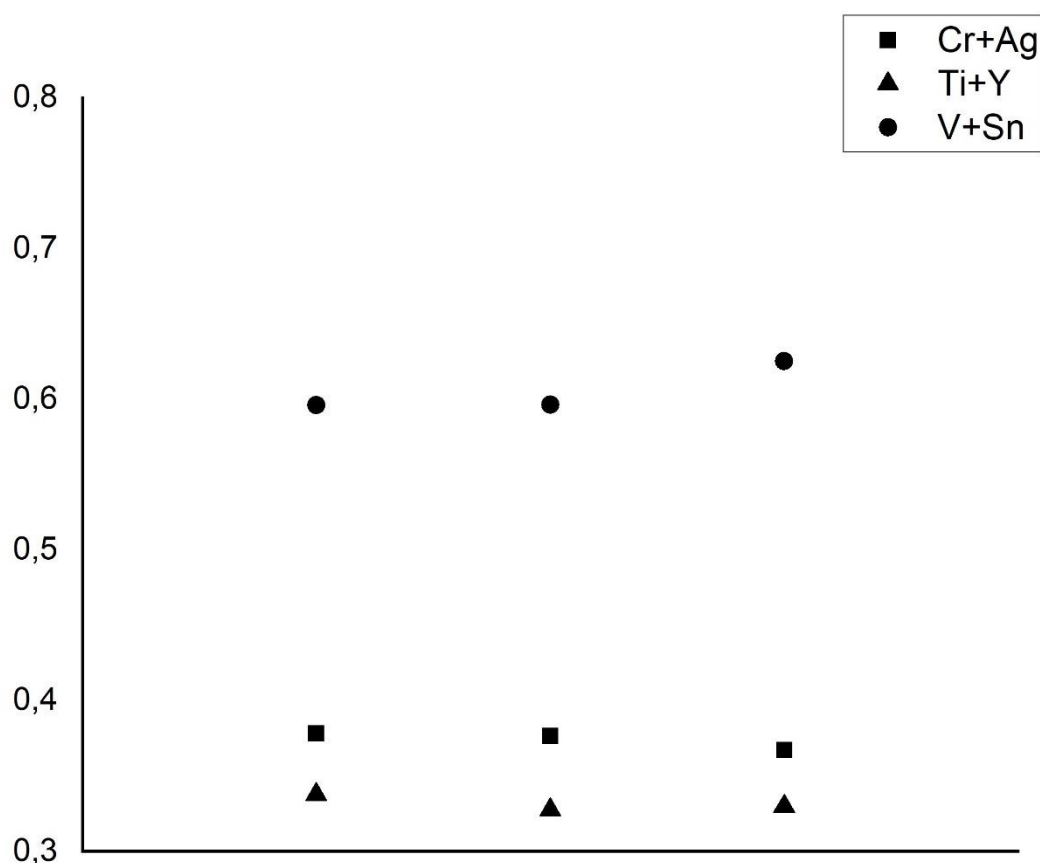


Рис 13 Графік залежності отриманої помилки при різних концентраціях, концентрація другого елементу збільшується зліва на право.

З рис.13 бачимо що концентрація елементів (тобто відношення інтенсивностей джерел випромінювання квантів з різною енергією) не впливає на отриману при розрахунку кількості відліків за формулою (3) помилку.

2.5 Залежність від завантаження

Дослідимо тепер як залежить помилка отриманої за формулою (3) оцінки від завантаження (кількість відліків на секунду) приладу. Налаштування завантаження у спектрометрах Prospector відбувається за рахунок зміни струму що протікає через рентгенівську трубку таким чином щоб отримати задану користувачем кількість відліків на секунду. Таким чином для кожної пари елементів було знято спектри при завантаженнях від п'ятисот тисяч до двохсот тисяч відліків на секунду. Дані одано у таблиці 4.

Таблиця 4 Експериментальні дані при різних завантаженнях

Ti+Sn				
Завантаження	500	400	300	200
N(Ti K α)	1777728	2367004	1909843	1385506
N(Sn K α)	4165884	2148535	1711086	1235875
N(Ti K α + Sn K α)	156526	108966	64455	28325
t_{live}	25	23	24	25
N'(Ti K α + Sn K α)	50457.26	37662.12	23192.6	11666.33
$\Delta N/N$	0.677643	0.654368	0.640174	0.588126
Ti+Nb				
Завантаження	500	400	300	200
N(Ti K α)	2932108	3116352	2602783	1849530
N(Nb K α)	7232308	3099040	2630726	1871560
N(Ti K α + Nb K α)	228900	114080	74341	33588
t_{live}	25	23	24	25
N'(Ti K α + Nb K α)	151774.9	75132.7	51048.8	24774.69
$\Delta N/N$	0.336938	0.341403	0.313316	0.262395
V+Sn				
Завантаження	500	400	300	200
N(V K α)	1118025	1294855	1038620	737235
N(Sn K α)	3408053	2647301	2143999	1561563
N(V K α + Sn K α)	76372	69137	39551	15884
t_{live}	21	22	23	25
N(V K α + Sn K α)	30828.86	26474.07	16450.24	7824.28
$\Delta N/N$	0.596333	0.617078	0.584075	0.507411

2.6 Залежність роздільної здатності від енергії квантів

Підсумовуючи отримані вище результати отримуємо що кількість відліків у піках сум значно зростає зі збільшенням різниці між енергіями наявних у спектрі квантів незалежно від відносної інтенсивності потрапляння на детектор квантів малої та великої енергії, та завантаження за якої було знято спектр. Таким чином можна зробити висновок що в загальному випадку роздільна здатність детектувальної схеми сильно залежить від енергії обох квантів що накладаються.

Залежність τ від енергії складаючих суму квантів апроксимувалась формулою виду:

$$\tau = A \exp\left(\frac{E_1}{B} + \frac{E_2}{C}\right) + D,$$

де E_1 та E_2 енергії кванту малої та великої енергії відповідно.

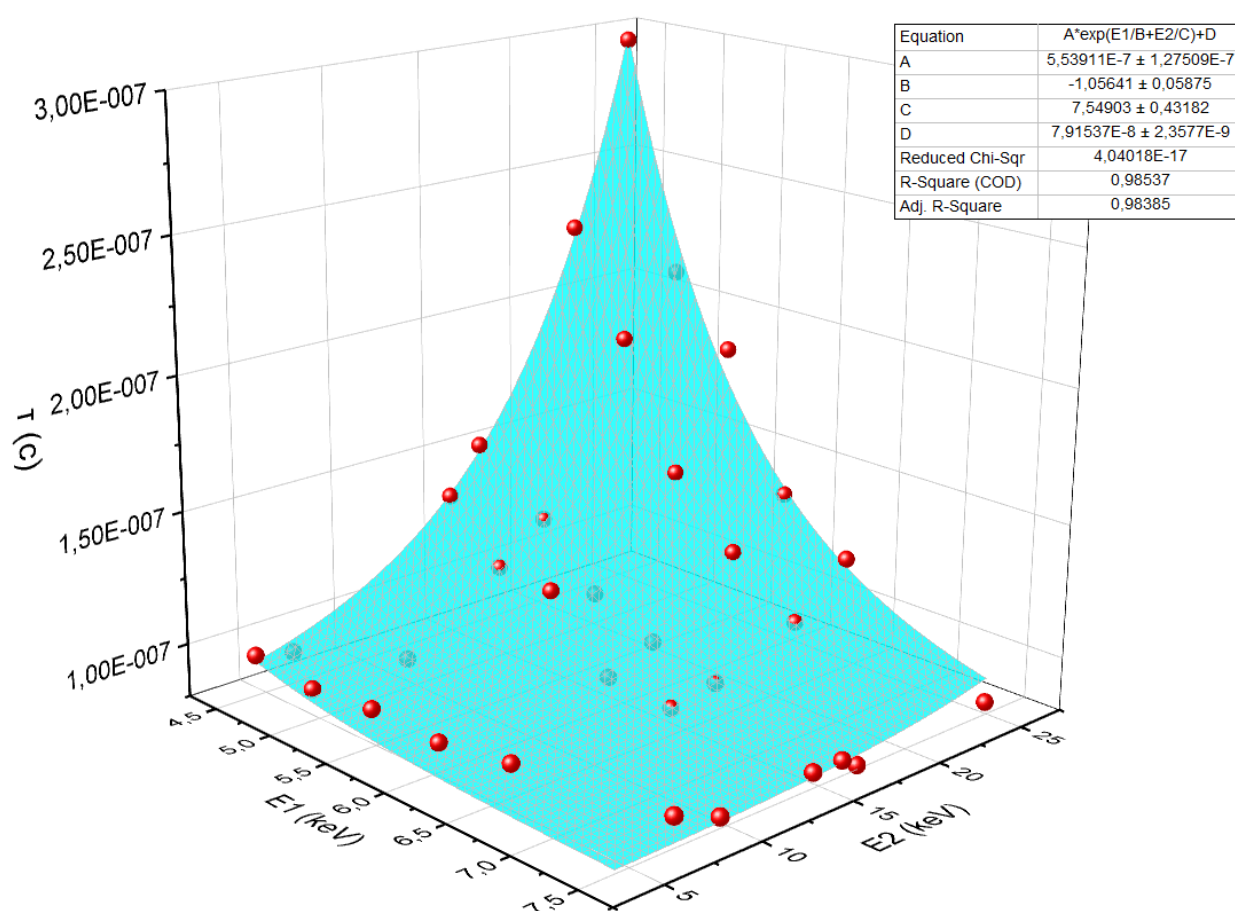


Рис 14 Залежність τ від енергії накладаючихся квантів для спектрометру Prospector 3

Для підтвердження отриманих результатів аналогічні виміри провидились для іншого спектрометру з серії Prospector 2. Дані подано у таблиці 5

Таблиця 5 Експериментальні дані отримані за допомогою Prospector 2

Елементи	E1	E2	N(E1)	N(E2)	N(E1+E2)	t_{live}	τ , мкс
Ti+Sn	4.51	25.20	2372753	2725817	135484	21	0.220
Ti+Ti	4.51	4.50	7679401	7679401	229304	22	0.086
Ti+Ag	4.51	22.11	1834213	4160724	131224	22	0.189
Ti+Mo	4.51	17.44	3881970	3893554	159406	22	0.116
Ti+Nb	4.51	16.58	3347835	4436626	147598	22	0.109
Ti+Pd	4.51	21.13	2368385	4490344	167580	22	0.173
Ti+Y	4.51	14.93	3681524	4453642	145036	23	0.102
Cr+Ag	5.41	22.11	2687652	3640983	99910	22	0.112
Cr+Mo	5.41	17.45	3712377	4351340	127165	22	0.087
Cr+Nb	5.41	16.58	3675726	4493786	124175	22	0.083
Cr+Pd	5.41	21.13	3360260	3896582	126418	21	0.101
Cr+Sn	5.41	25.20	1618166	3229116	67502	21	0.136
Cr+Cr	5.41	5.41	8302929	8302929	260603	22	0.083
Fe+Mo	6.40	17.44	4000231	4347996	119440	22	0.076
Fe+Nb	6.40	16.58	3894975	4540484	125690	22	0.078
Fe+Pd	6.40	21.12	2975914	4334654	97235	21	0.079
Fe+Sn	6.40	25.19	1842098	3192350	59843	21	0.107
Fe+Y	6.40	14.93	4461462	4100164	125598	22	0.076
Fe+Fe	6.40	6.40	8644933	8644933	264504	22	0.078
Mn+Ag	5.89	22.11	3146848	3468213	93279	22	0.094
Mn+Mo	5.89	17.44	2923025	5242117	112252	21	0.077
Mn+Pd	5.89	21.13	2856286	4300974	104502	21	0.089
Mn+Sn	5.89	25.20	3006780	2588581	79053	21	0.107
Mn+Mn	5.89	5.89	8343370	8343370	252173	22	0.080
Mn+Y	5.89	14.93	4592441	3802673	121725	22	0.077
Ni+Ag	7.47	22.11	2415977	3956751	68134	21	0.075
Ni+Mo	7.47	17.44	3097155	5764451	126557	21	0.074
Ni+Pd	7.47	21.13	3734087	3798482	95938	21	0.071

Ni+Sn	7.47	25.20	2324322	1912388	25816	23	0.067
Ni+Ni	7.47	7.47	8768448	8768448	266497	22	0.076
Ni+Y	7.47	14.93	4096464	4605298	126680	22	0.074
V+Ag	4.95	22.11	2689026	3565467	125766	22	0.144
V+Mo	4.95	17.45	3050493	4938894	134857	22	0.098
V+Nb	4.95	16.59	2903211	5170267	126993	22	0.093
V+Pd	4.95	21.13	2386911	4639689	138383	21	0.131
V+Sn	4.95	25.20	2470856	2818796	114490	21	0.173
V+V	4.95	4.95	8042468	8042468	247654	22	0.084
V+Y	4.95	14.93	4027679	4245167	157275	22	0.101

За отриманими даними побудуємо аналогічний до рис.14 графік.

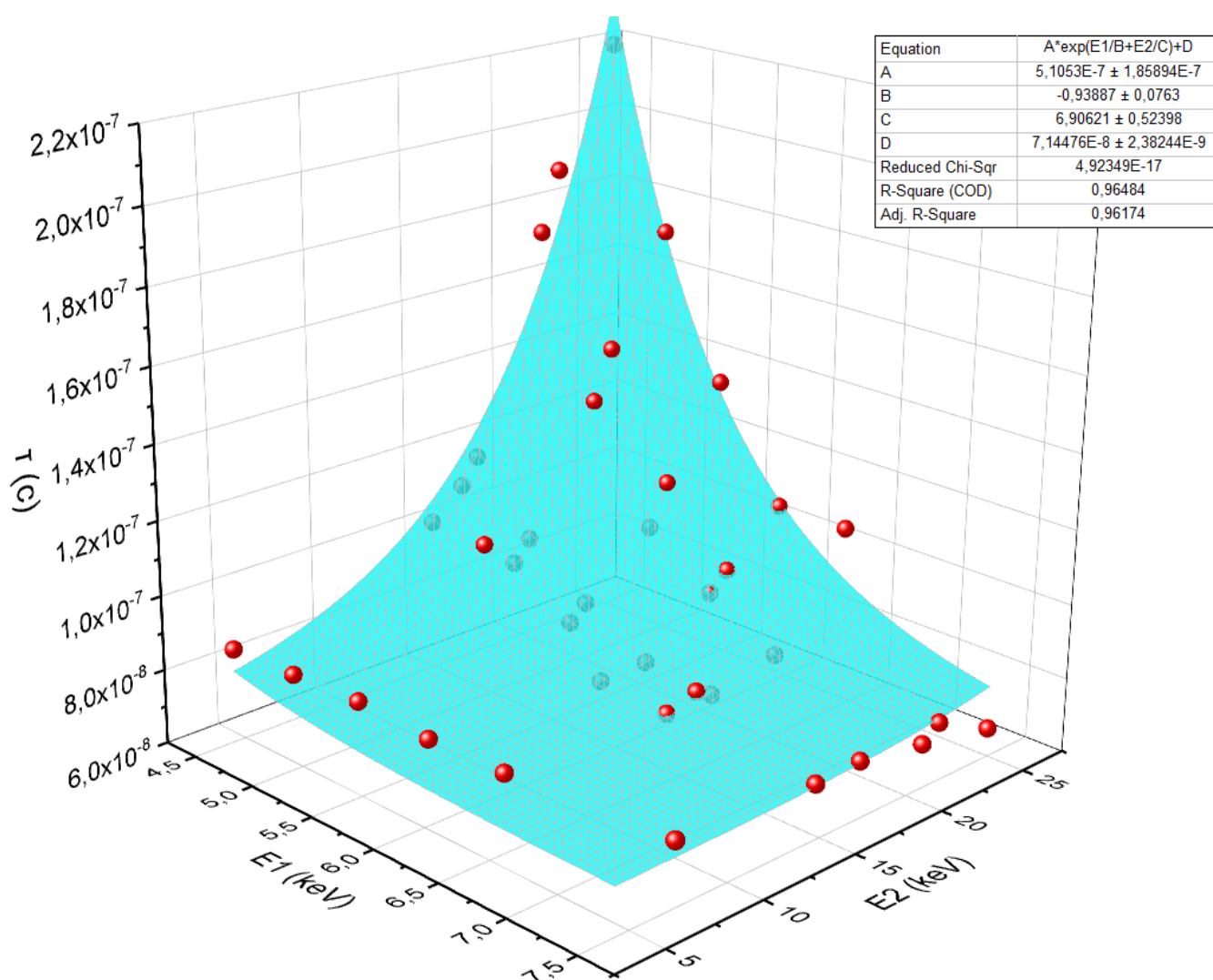


Рис 15 Залежність τ від енергії накладаючихся квантів для спектрометру Prospector 2

Як видно з рис.15 отримані для двох спектрометрів залежності роздільної здатності від енергії квантів мають однаковий вигляд і близькі за значеннями коефіцієнти.

2.7 Висновок

У цьому розділі було розглянуто залежність кількості відліків у піках сум в реальних спектрах отриманих за допомогою рентгенофлуоресцентного спектрометру з серії Prospector 3, та коректність теоретичних формул виведених в першому розділі. Було виявлено що хоча формула (2) коректно описує кількість відліків у піках сум що створені квантами однієї енергії, формула (3) дає велику помилку при збільшенні різниці між енергіями наявних у спектрі квантів, причому ця помилка не залежить від концентрації наявних у зразку елементів та загрузки приладу. Отримано експериментальну залежність роздільної здатності від енергії квантів що створюють пік суми. Для підтвердження результатів пнплогічні виміри бкло проведене за допомогою іншого спектрометру з серії Prospector 2. Причину виникнення цієї залежності буде розглянуто у наступному розділі.

3.1 Обробка сигналу

Розглянемо яким чином відбувається обробка сигналу що створюється детектором при потраплянні на нього квантів рентгенівського випромінювання. Принципова схема детекторної системи подана на рис.16.

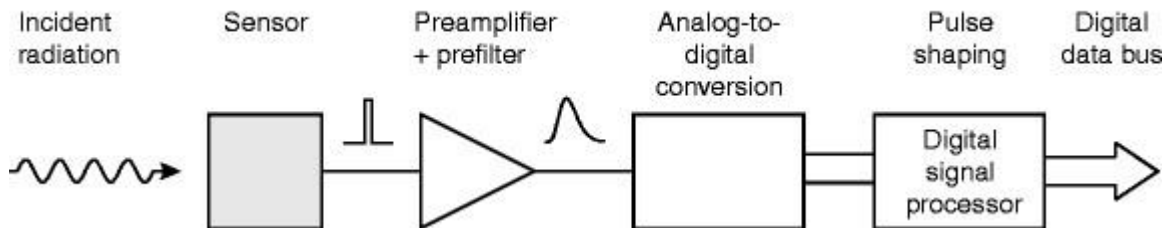


Рис 16 Принципова схема процесу обробки сигналу

Кванти рентгенівського випромінювання що потрапляють на детектор створюють короткий електричний імпульс внаслідок генерації у напівпровіднику носіїв заряду при взаємодії атомів напівпровіднику з квантом. Тривалість цього імпульсу залежить насамперед від рухливості носіїв заряду у напівпровіднику, і є величиною порядку мікросекунди [4]. Цього часу не достатньо для того щоб коректно визначити амплітуду імпульсу, оскільки наявні у системі шуми будуть мати значний вплив на отримане значення. Для того щоб ліквідувати вплив шумів використовують передпідсилювач, що додає до створеного квантом імпульсу досить довгий (порядку десятків мікросекунд) хвіст. Принципова схема передпідсилювача подана на рис17.

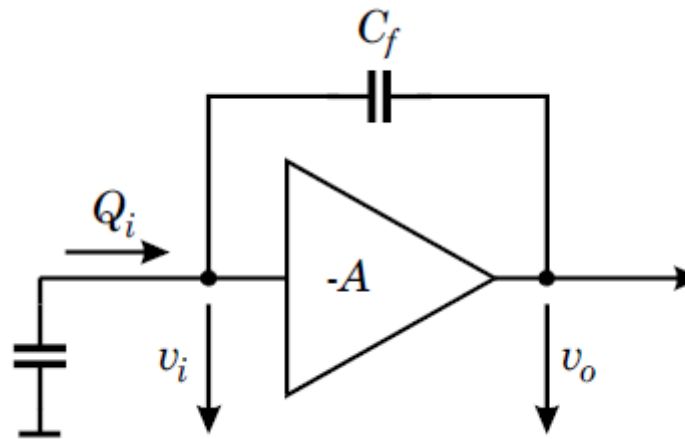


Рис 17 Принципова схема передпідсилювача

Таким чином сигнал на виході передпідсилювача має вигляд швидко наростаючих піків що спадають експоненційно за законом $Ae^{-t/\tau}$.

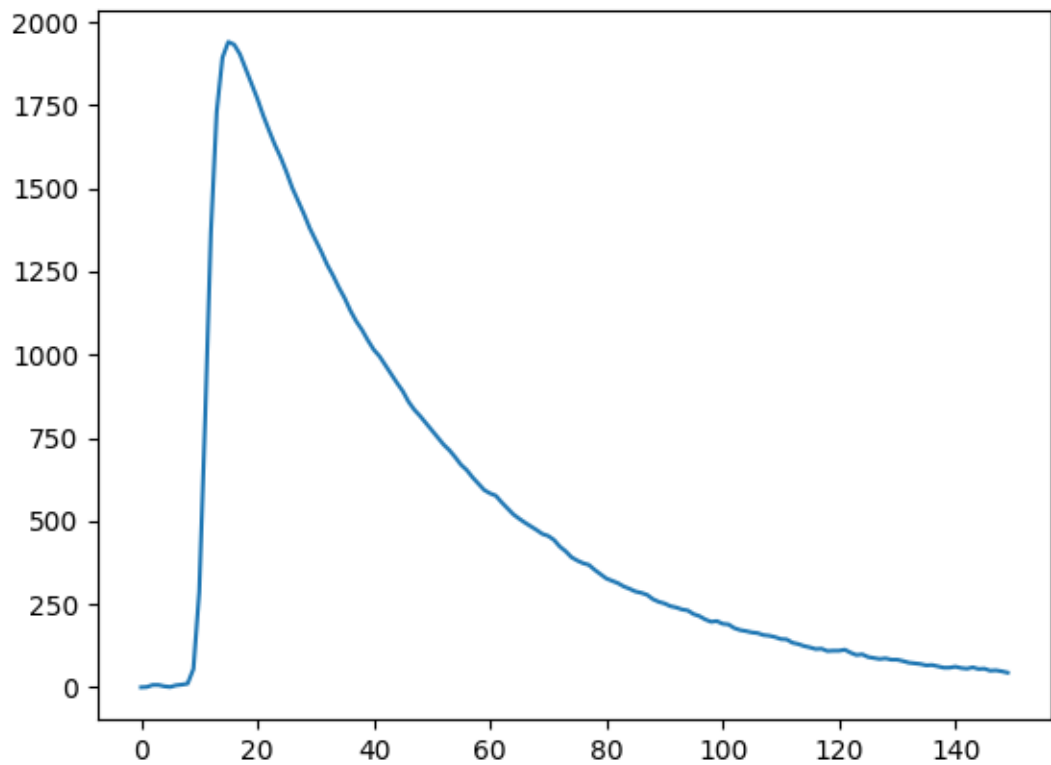
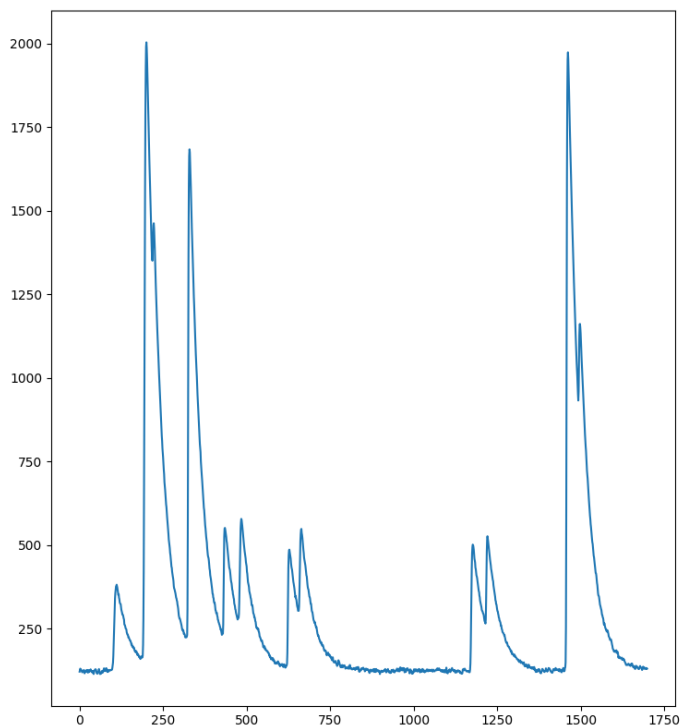


Рис 18 Сигнал на виході передпідсилювача

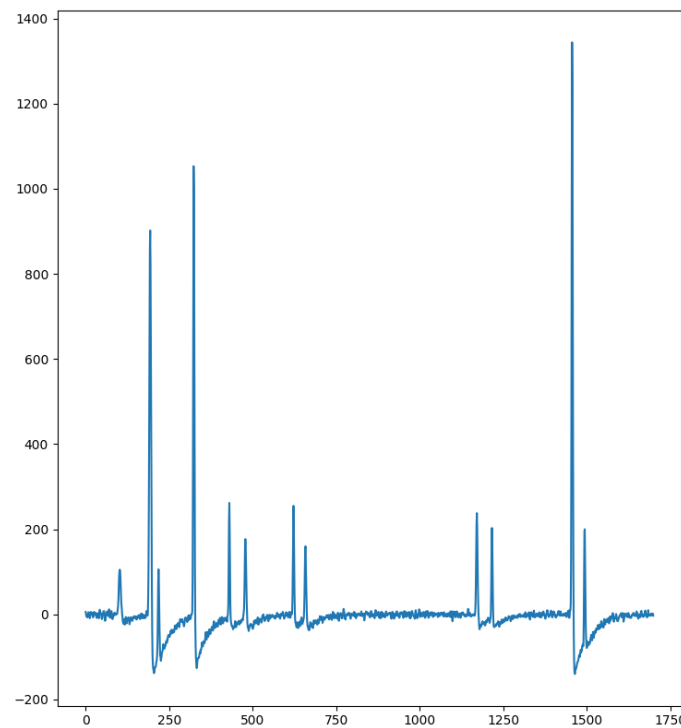
Оскільки аналіз сигналу проводиться за допомогою цифрового процесору, наступна необхідна частина схеми це аналогово-цифровий перетворювач. Частота дискретизації часу на якій працює АЦП є дуже важливим параметром у нашому випадку, оскільки вочевидь загальний мертвий час система буде не менший за інтервал дискретизації часу АЦП, але з іншого боку занадто малий інтервал буде ускладнювати обробку цифрового масиву що отримується на виході, і не має сенсу робити цей інтервал багато меншим за мертвий час що виникає наприклад за рахунок скінченного часу збору носіїв заряду у напівпровідниковому детекторі.

Для аналізу отриманий цифровий сигнал направляється паралельно на два канали, один з яких оперує диференційованим сигналом, а інший інтегрованим. Роль першого “швидкого” каналу що оперує з диференційованим сигналом у локалізації імпульсів та режекції накладень, роль “повільного” каналу що оперує з інтегрованим сигналом у визначенні амплітуди сигналу, тобто відокремленні регулярної складової сигналу що відповідає кількості створених квантом рентгенівського випромінювання, а відтак енергії цього кванту.

Для реєстрації імпульсів цифровим процесором використовується диференційований сигнал, що являє собою суперпозицію вихідного сигналу (рис.18) та зміщеного на крок диференціювання інвертованого сигналу. Приклад фрагменту вихідного та диференційованого сигналу подано на рис.19. Фактично для локалізації імпульсів схема реєструє перетини встановленого рівня мінімальної амплітуди на диференційованому сигналі, для того щоб не записувати до спектру можливі випадкові викиди також для валідації імпульсів використовується інтегральний критерій. Інтегральний критерій полягає у тому що після першого перетину рівня мінімальної амплітуди береться сума амплітуди сигналу у декількох наступних точках та порівнюється з встановленим при налаштуванні мінімальним значенням.



а)



б)

Рис 19 Сигнал на виході передпідсилювача та диференційований сигнал

Запис значення до спектру відбувається за інтегрованим сигналом, який “запам’ятовує” амплітуду піку. Це відбувається наступним чином: спочатку знімається амплітуда імпульсу A , після цього генерується сигнал виду $A(1 - e^{-t/\tau})$ і додається до початкового (оскільки початковий сигнал має вигляд $Ae^{-t/\tau}$ то їх суперпозиція дає константний сигнал що у кожній точці дорівнює A). Для усунення впливу шумів на зняте значення амплітуди до гістограмми спектру записується усереднене за час інтегрування значення сигналу. Для запобігання спотворення значення амплітуди накладанням на “хвіст” попереднього імпульсу при початку інтегрування система скидає рівень інтегрованого сигналу до нуля.

У випадку коли умови встановлені для диференційованого сигналу виконуються, остаточне рішення про запис відліку до спектру приймається режектором накладень. У випадку коли два імпульси лежать занадто близько

для того щоб коректно визначити амплітуду кожного з них, ці рахунки не будуть занесені до спектру.

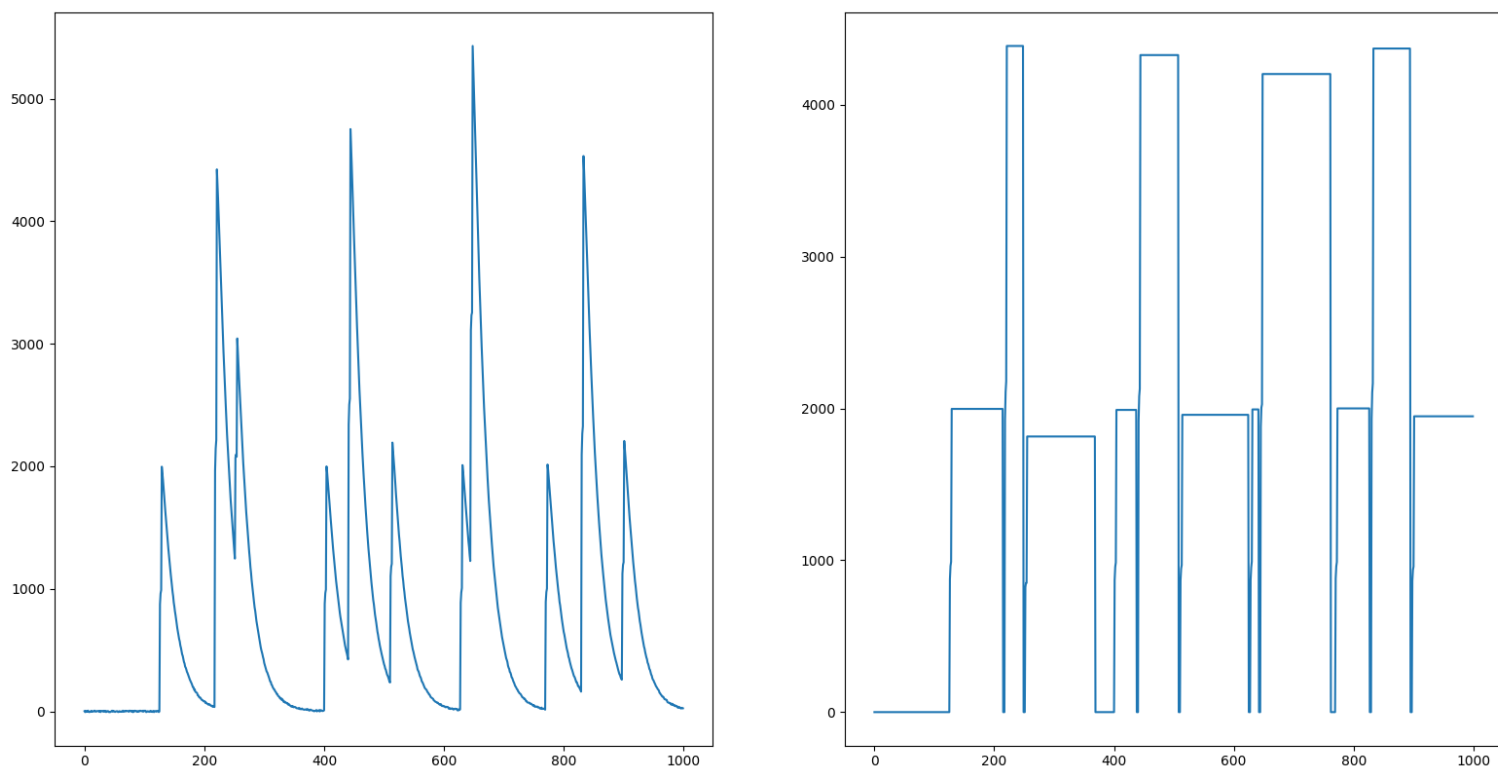


Рис 20 Сигнал на виході передпідсилювача та інтегрований сигнал

3.2 Алгоритм режекції

Розглянемо як при обробці сигналу відбувається режекція накладань. Як було зазначено вище детекція імпульсів відбувається за диференційованим сигналом. Для режекції накладань по-перше у випадку коли відстань між двома імпульсами менше заданої величини, вони ігноруються не заносяться до спектру, проміжок часу витрачений схемою на обробку цих імпульсів при цьому записується до мертвого часу. По друге фіксується ширина піку на диференційованому сигналі що відповідає імпульсу. Оскільки час наростання сигналу при накладанні збільшується зі збільшення інтервалу між накладеними квантами, пік диференційованого сигналу виявляється відносно широким, таким чином впроваджується параметр максимальної ширини

(тобто максимального часу наростання сигналу) при перебільшенні якого імпульс вважається дефектним і не заноситься до спектру. Однак занадто мале значення цього параметру може призвести до втрати коректних відліків що відповідають високоенергетичним квантам.

Як було показано у розділі 2 режекція накладань працює значно гірше за наявності у спектрі квантів великої і малої енергії. Це пов'язано з тим що описаний вище алгоритм режекції погано працює випадку коли імпульс малої амплітуди слідує за імпульсом великої амплітуди (рис.)

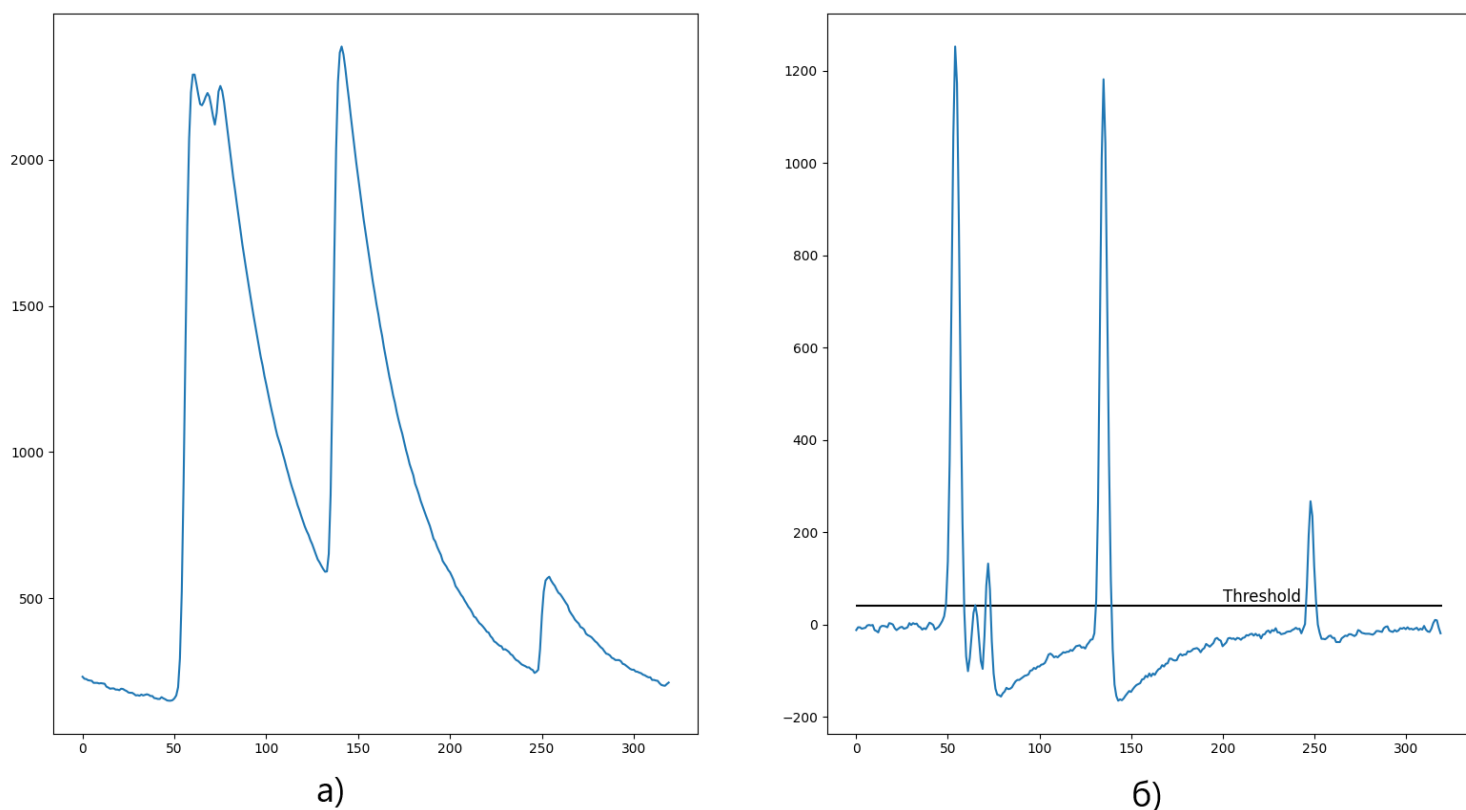


Рис 21 Вихідний та диференційований сигнал при накладанні імпульсів

Перший пік у сигналі на рис. (а) вочевидь є результатом накладання двох або навіть трьох квантів, і загалом цей пік мав би бути відкинутий режекцією накладань. Але з рис. (б) видно що диференційований сигнал створений накладеними імпульсами являє собою 2 піки один з яких повністю лежить під рівнем детекції, а другий хоча і перетинає його все одно може бути проігнорований, оскільки більша частина цього піку лежить у від'ємній області і його площа може бути замалою щоб задовольняти мінімальному значенню. Таким чином існуючий алгоритм режекції накладань може

пропускати частину дефектних відліків у випадку коли у спектрі одночасно наявні кванти малої та великої енергії.

3.3. Оптимізація алгоритму режекції

Як було показано у попередньому розділі впроваджений алгоритм режекції працює гірше у випадку коли енергії наявних у спектрі квантів сильно відрізняються, а саме якщо що при слідуванні імпульсу малої амплітуди одразу за імпульсом великої амплітуди, швидкість наростання імпульсу малої амплітуди співставна зі швидкістю спаду великого імпульсу. У цьому випадку імпульс малої амплітуди може бути проігнорований при режектором накладань. Вочевидь для запобігання занесенню до спектру дефектних відліків необхідно вдосконалити алгоритм режекції.

Перший метод оптимізації алгоритму режекції це компенсація від'ємної частини диференційованого сигналу. Як вже було зазначено диференційований сигнал є суперпозицією сигналу на виході детектору та зміщеного на крок диференціювання інвертованого сигналу. Оскільки спадання амплітуди імпульсів відбувається за законом $Ae^{-t/\tau}$ то величина інвертованого та зміщеного сигналу у цій точці дорівнює $-Ae^{-(t-s)/\tau}$, тобто є у $e^{s/\tau}$ рази більшою. Таким чином якщо зменшити амплітуду інвертованого сигналу у кожній точці на $e^{-s/\tau}$ диференційований сигнал у області спадання сигналу буде дорівнювати нулю.

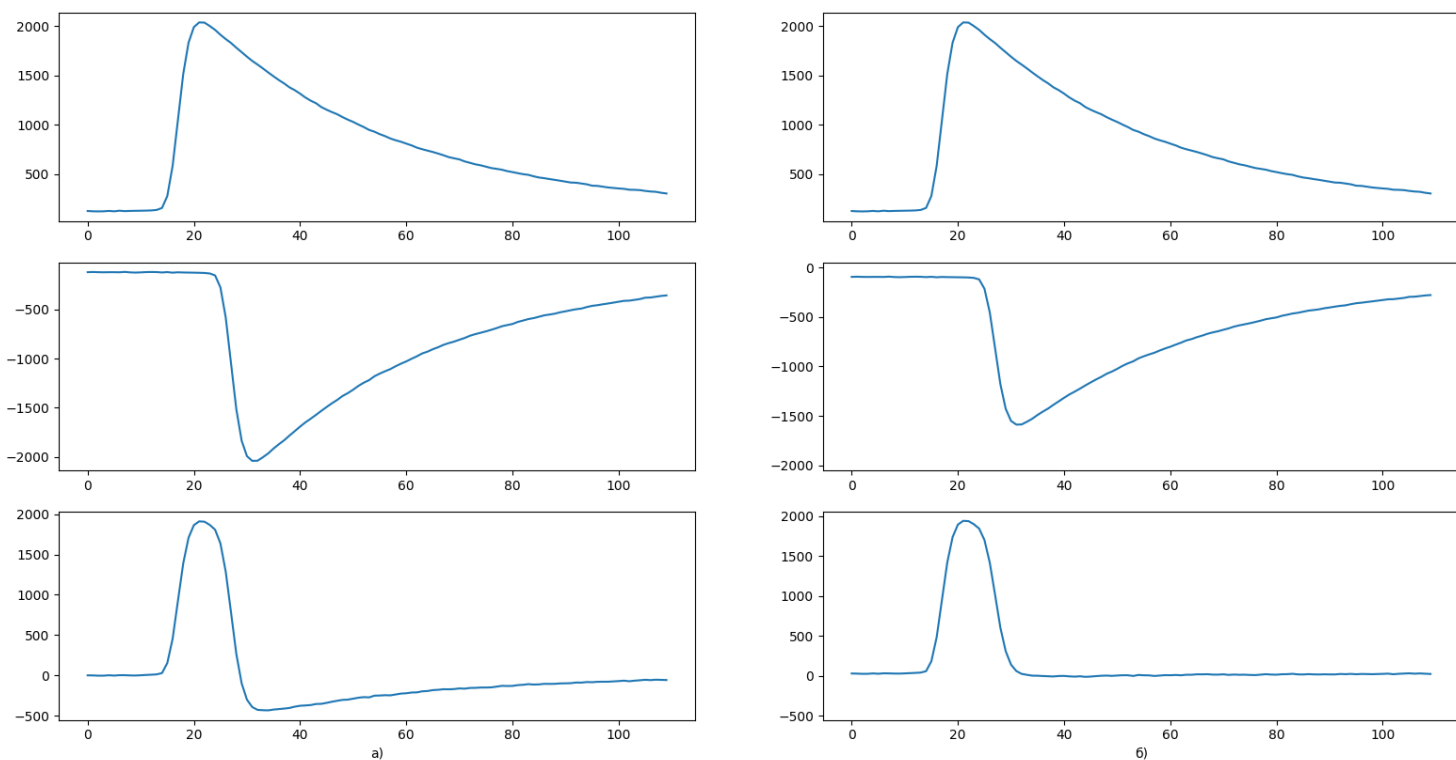


Рис 22 Сигнал на виході передпідсилювача та диференційований сигнал без (а) та з (б) компенсацією від 'ємної частини.

Другий метод полягає у реєстрації накладань імпульсів за другою похідною. Аналогічно до режекції за першою похідною, якщо після реєстрації імпульсу, та початку відліку встановлений рівень на двічі диференційованому сигналі перетинається вдруге, це свідчить накладання імпульсів у даній точці, і у цьому випадку відлік є некоректним і його не буде занесено до спектру. Впровадження цього методу покращує ефективність режекції, оскільки у випадку з першою похідною ми можемо реєструвати лише факт зміни типу монотонності сигналу, а аналізуючи другу похідну ми маємо змогу аналізувати наявність вигинів у піку що можуть свідчити про те що насправді він є суперпозицією двох імпульсів (рис.)

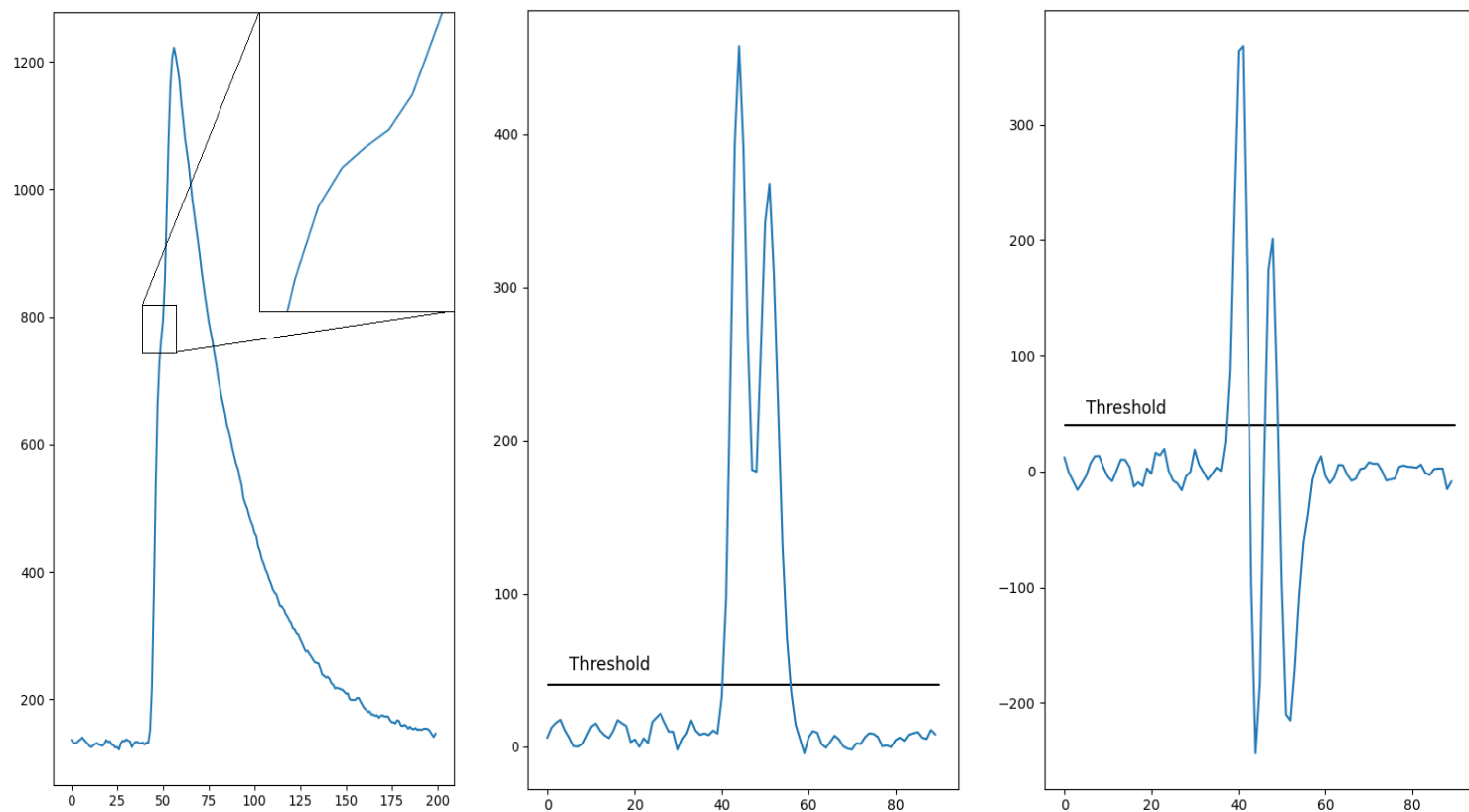


Рис 24 Принцип режекції за другою похідною

3.4 Результати

Описані вище методи оптимізації режекції накладань було впроваджено на спектрометрі Prospector 3 що використовувався у розділі 2. Для порівняння результатів для нього було створено два набори налаштувань один з яких використовував режекцію за другою похідною і компенсацію від'ємної частини похідної, а другий використовував невидозмінений алгоритм описаний у пункті 2.2. Експериментальні дані наведе у таблицях.

Роздільна здатність детектора τ розраховувалась за формулами отриманими у розділі 2, а саме:

$$\tau = \frac{N(2E)}{2N(E_1)N(E_2)} t_{live}$$

у випадку піку сум що створюється квантами різної енергії, та за формулою

$$\tau = \frac{N(2E)}{N(E)^2} t_{live}$$

у випадку піку сум що створюється квантами однієї енергії.

Таблиця 6 Дані отримані спектрометром без оптимізації алгоритму режекції

	E1	E2	N(E1)	N(E2)	N(E1+E2)	τ
Cr+Mo	5.41	17.44	3998338	7188238	202679	0.105779
Cr+Nb	5.43	16.59	4117981	6821436	186456	0.099565
Ni+Mo	7.49	17.45	4432190	7066078	180044	0.086233
Ni+Nb	7.49	16.59	4855110	6892083	184442	0.08268
Ni+Sn	7.49	25.19	3887659	5022608	128056	0.098373
Ti+Sn	4.51	25.19	5008916	3898424	354243	0.27212
Ti+Mo	4.51	17.45	4673298	5804985	295555	0.16342
Ti+Nb	4.51	16.59	3819594	6785726	264970	0.153347

V+Mo	4.98	17.45	3162291	5517373	188435	0.129601
Ti	4.53	-	10302439	-	341513	0.096527
Ni	7.49	-	4432190	-	56452	0.086211
Cr	5.41	-	3998338	-	50338	0.094462

Таблиця 7 Дані отримані спектрометром з оптимізації алгоритму режекції

	E1	E2	N(E1)	N(E2)	N(E1+E2)	τ
Cr+Mo	5.41	17.44	3828998	7347922	154007	0.082107
Cr+Nb	5.43	16.59	4098286	7067008	147142	0.076206
Ni+Mo	7.49	17.45	4322419	7208801	136827	0.065868
Ni+Nb	7.49	16.59	4659195	6856892	138863	0.065199
Ni+Sn	7.49	25.19	3765835	5127350	102997	0.080013
Ti+Sn	4.51	25.19	4698086	3818587	12.095	0.148094
Ti+Mo	4.51	17.45	4644721	6028276	194556	0.104228
Ti+Nb	4.51	16.59	3775208	7135391	178638	0.099473
V+Mo	4.98	17.45	3839951	7150488	161917	0.088455
Ti	4.53	-	10362418	-	222635	0.0622
Ni	7.49	-	4322419	-	36292	0.058274
Cr	5.41	-	3828998	-	31314	0.064075

Приклад вигляду піків сум у спектрі подано на рис. Для візуалізації отриманих результатів побудуємо графік залежності роздільної здатності τ від енергії накладених квантів рис.

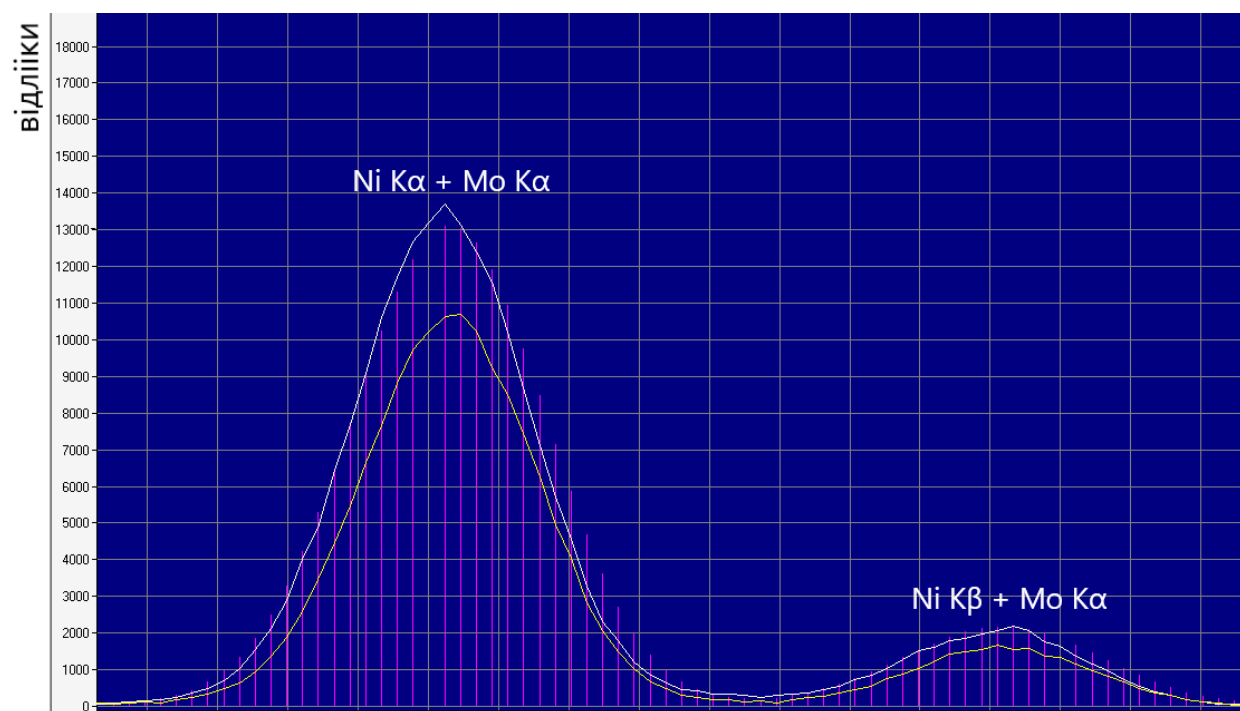
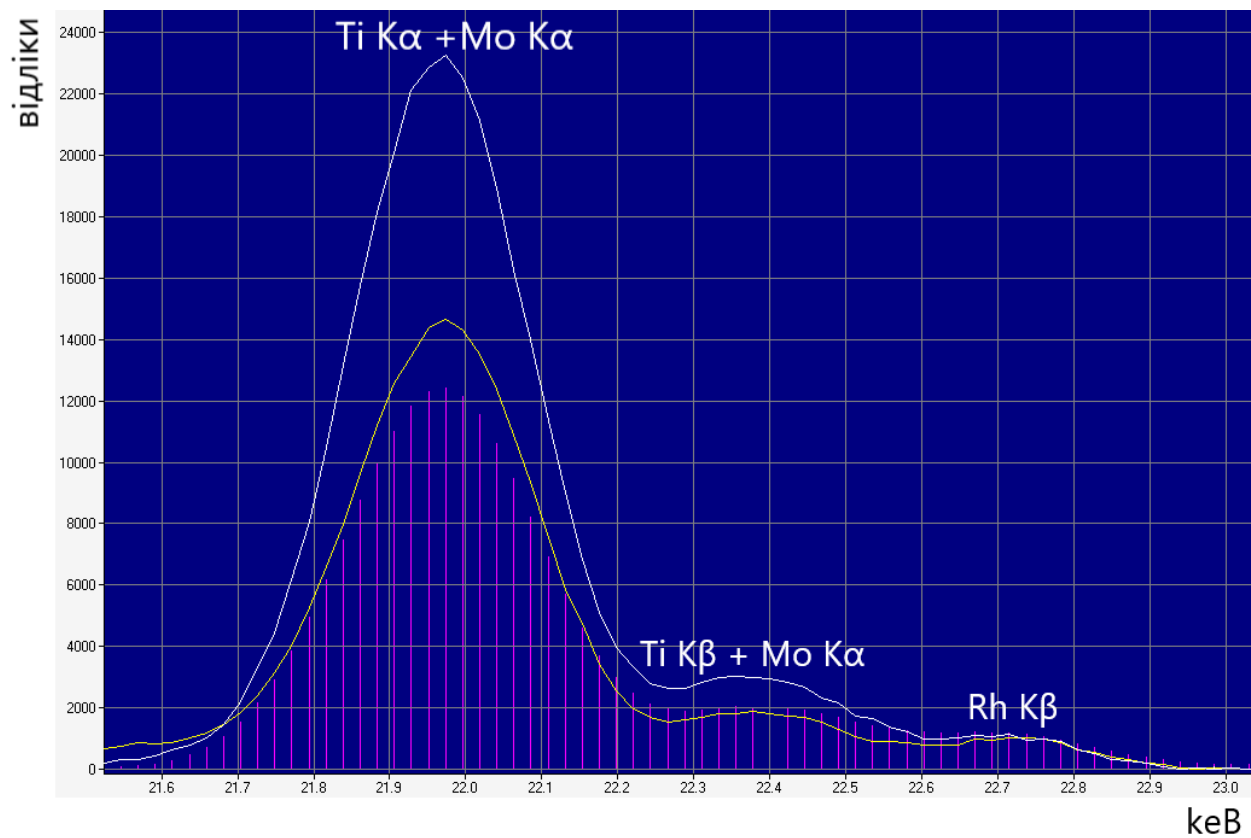


Рис 25 Піки сум з (жовтий) та без (білий) режекції за другою похідною та компенсацією від'ємної частини диференційованого сигналу. Рожевим зображено розраховане за формулою 3 значення.

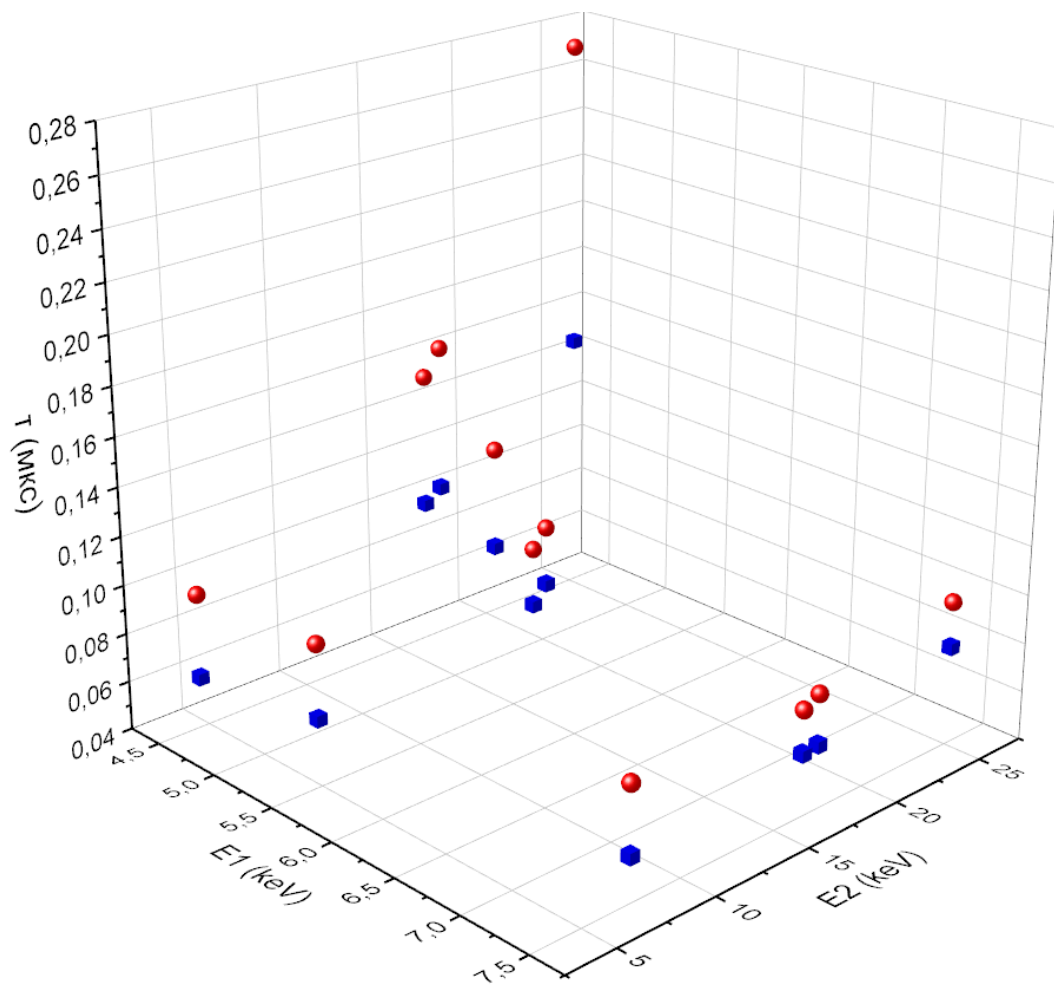


Рис 26 Залежність роздільної здатності детектору від енергії накладаючихся квантів з (сині точки) та без (червоні точки) режекції за другою похідною та компенсацією від'ємної частини диференційованого сигналу.

З отриманого графіку та рис.25 бачимо, що впроваджені методи оптимізації режекції накладань призводять до покращення часової роздільної здатності детекторної схеми, а відтак значно зменшує кількість відліків що відповідають пікам сум. Особливо сильно різниця помітна у випадку коли пік суми відповідає накладанню квантів з великою різницею між енергіями, зменшення часової роздільної здатності у цьому випадку досягає 40%. Однак залежність часової роздільної здатності детектору від енергії зберігає свій вигляд, і погіршується при збільшенні різниці між енергіями квантів що накладаються. Це пояснюється залежністю часу збору заряду створюваного квантом у детекторі від енергії цього кванту, оскільки високоенергетичні кванти створюють значно більшу кількість електрон-діркових пар.

3.5 Висновок до розділу 3.

Аналізуючи процес обробки сигналу що створюється детектором при реєстрації квантів рентгенівського випромінювання та алгоритми режекції накладань імпульсів було зроблено висновок що алгоритм режекції з більшою ймовірністю пропускає піки сум за наявності у спектрі випромінювання одночасно квантів малої та великої енергії. Було впроваджено додатково аналіз сигналу за другою похідною для оптимізації алгоритму режекції накладань. Отримані результати свідчать про те що впровадження даного методу оптимізації призводить до зменшення кількості відліків що відповідають пікам сум у отриманому за тих же умов спектрі.

Висновки

В дані роботі досліджувалися піки сум що виникають у рентгенофлуоресцентних спектрах отриманих за допомогою спектрометрів з напівпровідниковими детекторами при високих завантаженнях.

У першому розділі розглянуто теоретичні відомості щодо проблем мертвого часу та накладання імпульсів у енергодисперсійних детекторних системах. Розглянуто загальноприйняті на сьогоднішній день ідеалізовані моделі поведінки мертвого часу у детекторах та виходячи з припущення про те що надходження квантів на детектор описується Пуассонівським процесом виведено щільність розподілу квантів по енергіям у спектрі з урахуванням піків сум.

Другий розділ описує експериментальне обладнання та методику. Аналізуючи піки сум у рентгенофлуоресцентних спектрах отриманих за допомогою спектрометрів з серії Prospector, було виявлено що кількість відліків що відповідають пікам сум значно збільшується при наявності у спектрі одночасно квантів високої і малої енергії. Також досліджувалась залежність піків сум від таких параметрів як відносна інтенсивність квантів різної енергії та завантаження. Встановлено що часова роздільна здатність спектрометру від цих параметрів не залежить.

У останньому розділі розглядається обробка сигналу що створюється детектором, та алгоритм режекції накладань. Було запропоновано метод оптимізації режектору накладань що покращує часову роздільну здатність детекторної схеми.

Список літератури

- [1] S. Usman и A. Patil, «Radiation detector deadtime and pile up: A review of the status of science,» *Nuclear Engineering and Technology*, pp. 1006-1016, October 2018.
- [2] G. Bertolini и A. Coche, *Semiconductor Detectors*, Amsterdam: Elsevier-North Holland, 1968.
- [3] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Munich: Springer, 1999.
- [4] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, New Jersey: John Wiley & Sons, 2000.
- [5] W. Feller, *On Probability Problems in the Theory of Counters*, Springer, Switzerland, 1948, p. 105–115.
- [6] R. Evans, *The Atomic Nucleus*, New York: McGraw-Hill, 1955.
- [7] G. Albert и L. Nelson, «Contributions to the statistical theory of counter data,» *Ann. Math. Stat.*, pp. 9-22, 1953.
- [8] J. Muller, *A Simple Derivation of the Takacs Formula*, Rapport BIPM-88/3, 1988.
- [9] K. Taguchi, E. C. Frey и X. Wang, «An analytical model of the effects of pulse pileup on the energy spectrum recorded by energy resolved photon counting x-ray detectors,» *Medical Physics*, p. 3957–3969, August 2010.
- [10] F. H. Tenney, *Pulse pile-up effects*, Princeton Univ., NJ (USA). Plasma Physics Lab., 1983.