

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА
ФАКУЛЬТЕТ РАДІОФІЗИКИ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ
Кафедра медичної радіофізики

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри _____ Сергій РАДЧЕНКО

« __ » червня 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА БАКАЛАВРА

на тему:

« ЕЛЕКТРОННА РЕАЛІЗАЦІЯ НЕЕРМІТОВОГО ТОПОЛОГІЧНОГО СЕНСОРА »

Виконала:

студентка 4-го курсу
денної форми навчання
спеціальності 105 – Прикладна фізика та наноматеріали
ОП «Електроніка та інформаційні технології в медицині»
Чижикова Анастасія Олексіївна

Науковий керівник:

Dr. Joseph Dufouleur, IFW Dresden
Dr. Ion Cosma Fulga, IFW Dresden
канд. фіз.-мат. наук, доцент
Веремій Юлія Петрівна

Рецензент:

Dr. Viktor Könye, IFW Dresden

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

Студент _____

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри медичної радіофізики
від « __ » червня 2023 р., протокол № __.

Завідувач кафедри медичної радіофізики,
канд. фіз.-мат. наук, доцент
Радченко Сергій Петрович

РЕФЕРАТ

Випускна кваліфікаційна робота бакалавра: 35 стор., 14 рис., 1 додаток, 34 джерела.

У роботі описано квантові неермітові одновимірні моделі сильного зв'язку, на основі яких побудовано відповідний сенсор високої чутливості. Досліджено поведінку цього сенсора як омметра високих опорів. Побудовано експериментальні залежності набору характеристик та фізичних величин та проведено порівняння із теоретичними даними та симуляцією пристрою.

**НЕЕРМІТОВА КВАНТОВА СИСТЕМА, ТОПОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЛАНЦЮГ,
ВИСОКОЧУТЛИВИЙ СЕНСОР, МОДЕЛЬ СИЛЬНОГО ЗВ'ЯЗКУ**

ЗМІСТ

Вступ	4
1 Огляд літератури	5
1.1 Чутливість систем із неермітовим гамільтоніаном	5
1.2 Приклад найпростішої неермітової моделі, топологія неермітової системи та модель сильного зв'язку	6
1.3 Частковий випадок моделі Хатано-Нельсона, або модель Су-Шріфера-Геєгера	9
2 Результати роботи	13
2.1 Зв'язок моделі Су-Шріфера-Геєгера та електронної схеми через матрицю провідності	13
2.2 Представлення математичної моделі та умови вимірювань	15
2.2.1 Задача на власні значення та теорія збурень	15
2.2.2 Умови проведення вимірювань та їх класифікація	16
2.3 Вимірювання	17
2.3.1 Вимірювання матриць схем (ОВС-вимірювання) або вимірювання з геометрією відкритого кільця	19
2.3.2 Вимірювання з геометрією закритого кільця, або РВС	20
2.4 Результати ОВС- та РВС-вимірювань	25
Висновки	28
Література	28
Додатки	32
А Приклад коду для R_D вимірювання зі схемою з дев'яти сайтів	32

Вступ

Високоточні сенсори представляють собою ключову технологію, що необхідна як у науці, так і у повсякденному житті. Для пошуку подібних детекторів головним викликом стає визначення реалістичних сценаріїв, у яких стандартні спостережувані фізичні величини стають дуже чутливими до змін у величині, яку необхідно визначити, і, звісно, необхідно, щоб процес був контрольованим. Яскраві приклади в цьому напрямі включають датчики з мікропорожжинами [1, 2, 3, 4, 5], датчики на основі польових транзисторів на основі комплементарних з'єднань метал-оксид-напівпровідник (MOSFET) [6], механічні перетворювачі [7], графенові датчики [8], надпровідні пристрої квантової інтерференції (SQUIDS) [9], магнітометри [10].

Останні декілька років пошук високоточних сенсорів призвів до дослідження неермітових систем, властивості яких можна застосувати у вищезгаданому напрямку. Нижче буде показано результати і можливі застосування таких теоретичних досліджень. Також буде розглянуто найпростішу узагальнену модель такої системи — модель Хатано-Нельсона (англ. Hatano-Nelson model) та її частковий випадок — модель Су-Шріфера-Геєгера (англ. Su-Schrieffer-Heeger model або SSH).

У цій роботі представлена одна з реалізацій чутливого сенсора, який симулює поведінку неермітової системи. Сенсор створено зі стандартних електронних компонентів: операційних підсилювачів JFET та опорів різних номіналів. Тут він використовується як високоточний омметр, діапазон застосовності якого перевищує верхню границю допустимих значень вимірюваних опорів омметрами масового використання.

Розділ 1. Огляд літератури

В цьому розділі розглянуто теоретичні моделі та міркування, що призвели до винайдення архітектури сенсору. Проаналізовано дані попередніх досліджень та описано математично, які параметри необхідно враховувати при побудові пристрою задля дотримання відповідності.

1.1. Чутливість систем із неермітовим гамільтоніаном

Дисипативні системи, ефективно описані неермітовими (англ. non-Hermitian, NH) гамільтоніанами, можуть демонструвати високу сприйнятливості до пертурбацій їхнього складного енергетичного спектру, що не має аналогів у замкнених ермітових системах [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. Як перший крок до використання унікальних алгебраїчних властивостей матриць неермітових систем [11, 12, 13] для вимірювання [19], було заявлено про підвищення точності датчиків, що працюють у неермітових спектральних виродженнях, відомих як виняткові точки (англ. exceptional points, EPs) [20, 21].

Крім того, нещодавно було виявлено вражаючу спектральну чутливість у неермітових системах із ґраткою із багатьма ступенями вільності в контексті неермітових топологічних систем, де були передбачені та спостережені фазові переходи, зумовлені малими змінами граничних умов [14, 15, 16, 17, 22, 23, 24, 25, 26, 27].

Нещодавно [28] було показано, що неермітові топологічні системи здатні різко підвищити чутливість нового типу девайсів, а саме неермітових топологічних сенсорів (англ. non-Hermitian topological sensors, NTOS). Ці системи сконструйовані таким чином, що фізична величина, яка має бути виявлена (вимірювана величина або англ. measurand), ефективно зв'язується з граничними умовами розширеної системи, що складається з $2N - 1$ вузла періодичної структури [29], наприклад, шляхом модифікації зв'язку Γ між кінцями NTOS за допомогою тунельного бар'єру (Рис. 1.1). Досить дивовижно, що в цьому випадку енергія E_0 характеристичного граничного стану виявляє експоненціальну чутливість

$$S = \frac{\partial E_0}{\partial \Gamma} = \kappa \exp(\alpha N). \quad (1)$$

Підкреслимо, що при з'єднанні об'єкту вимірювання із першою та останньою ланкою ланцюга, у гамільтоніан системи вноситься пертурбація. Тобто, основною

розрахунковою моделлю подальшого вимірювання сконструйованих схем слугує теорія збурень. У подальших розділах при більш детальному розгляді будуть наведені точні міркування, що призводять до такого простого виразу як (1).

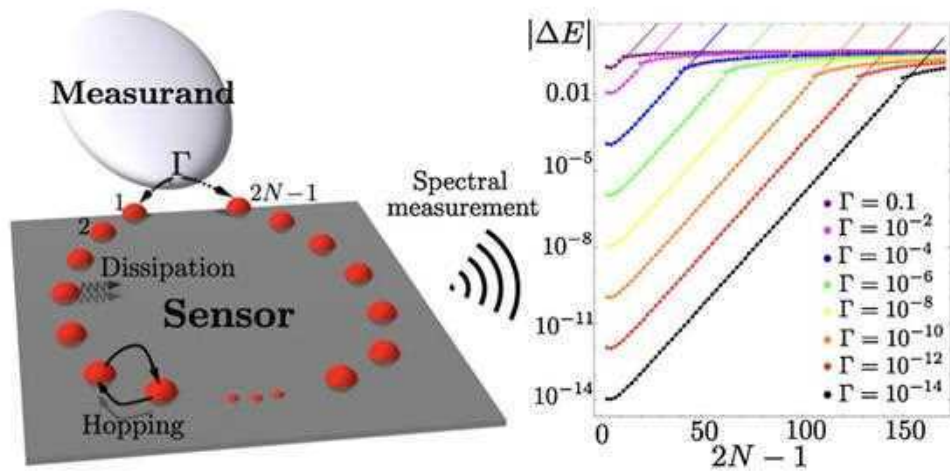


Рис. 1.1: Зліва: зображення неермітового топологічного сенсора, що складається з одновимірного ланцюга з $2N - 1$ вузлів з геометрією розірваного кільця, що описується неермітовим гамільтоніаном. Вимірювана величина (measurand) заважає зв'язку Γ між кінцями розірваного кільця (вузли 1 та $2N - 1$). Найпростіший вимірюваний сигнал — це енергетичний зсув $|\Delta E|$ найнижчого власного стану з енергією E_0 . Справа: зміна $|\Delta E|$ з розміром N ланцюга системи NTOS для різних значень Γ [29].

1.2. Приклад найпростішої неермітової моделі, топологія неермітової системи та модель сильного зв'язку

Неермітовим скін-ефектом називається явище скупчення власних станів системи з геометрією відкритого кільця на границях цієї системи.

Найпростішою моделлю, що проявляє неермітовий скін-ефект є модель Хатано-Нельсона (англ. Hatano-Nelson model, HN-model) [30]. По суті це 1D сильно зв'язаний ланцюг з нерівноправними стрибками частинок відносно напрямку. Гамільтоніан такої системи

$$H = \sum_j (t_x + \delta t_x) c_{j+1}^\dagger c_j + (t_x - \delta t_x) c_{j-1}^\dagger c_j. \quad (2)$$

У матричній формі гамільтоніан має вигляд



Рис. 1.2: Нарис моделі Хатано-Нельсона. Стрілками показаний напрямок, у якому стрибки сильніші, тобто $\delta t_x > 0$

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & t_x + \delta t_x & & & & & \\ t_x - \delta t_x & 0 & t_x + \delta t_x & & & & \\ & t_x - \delta t_x & 0 & t_x + \delta t_x & & & \\ & & t_x - \delta t_x & 0 & t_x + \delta t_x & & \\ & & & t_x - \delta t_x & 0 & t_x + \delta t_x & \\ & & & & t_x - \delta t_x & 0 & \ddots \\ & & & & & \ddots & \ddots \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Гамільтоніан Хатано-Нельсона є неермітовим та його власні значення комплексні. Він також не є нормальним, адже гамільтоніан не комутує із ермітово спряженим гамільтоніаном. Його власні значення формують еліпс на комплексній площині та намотуються навколо початку координат як функція імпульсу:

$$E(k_x) = 2t_x \cos(k_x) + 2i\delta t_x \sin(k_x). \quad (4)$$

Число намотування:

$$\nu = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\pi}^{\pi} dk_x \frac{\partial E(k_x)}{\partial k_x} \frac{1}{E(k_x)} = \text{sign}(\delta t_x) = \pm 1. \quad (5)$$

Як раз ненульове значення числа намотування власних станів було пов'язане з існуванням так званого “неермітового скін-ефекту”. Подібна система, що може бути охарактеризована скін-ефектом має дуже різну локальну густину станів та різні спектри в залежності від граничних умов. Це показано на Рис. 1.3, де сині точки відповідають за періодичні граничні умови (геометрія закритого кільця, або РВС), а червоні — за відкриті граничні умови (геометрія відкритого кільця, або ОВС). На цьому факті важливо акцентувати увагу, адже в подальшому це важливо для пояснення.

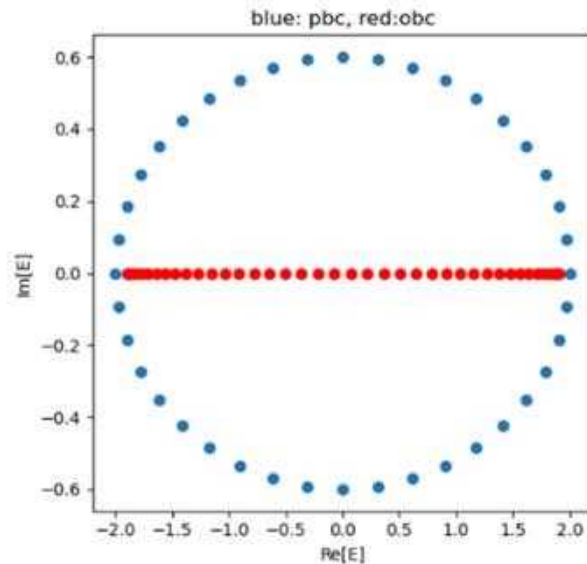


Рис. 1.3: Спектр моделі Хатано-Нельсона з геометрією відкритого кільця (ОВС, червоні точки) та з геометрією закритого кільця (РВС, блакитні точки). Вісі відображають дійсну та уявну частини власних значень (енергій). Представлено для системи з 40 одиниць

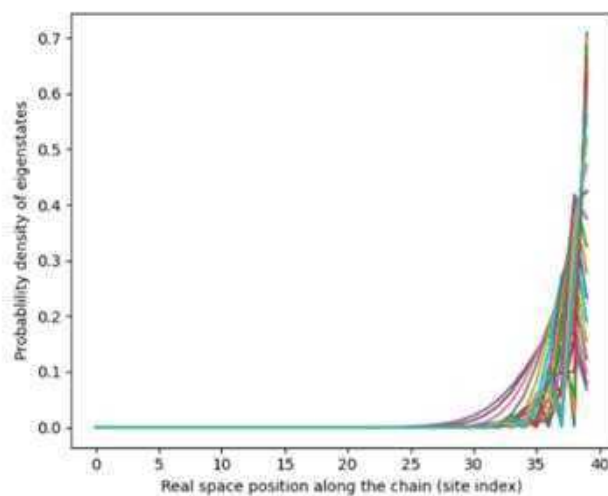


Рис. 1.4: Густина ймовірності для власних значень моделі Хатано-Нельсона з геометрією відкритого кільця. Ланцюг складається з сорока структурних одиниць.

Скін-ефект стає інтуїтивно зрозумілим, якщо подивитися на власні вектори. Рис. 1.4 ілюструє густину розподілу ймовірності у дійсному просторі для ОВС-структури. Як можна побачити, усі власні значення гамільтоніана скупчуються у одному кінці ланцюга, і, тим самим, гарантують доволі сильну реакцію системи

на зміну граничних умов. Це і є неермітовий скін-ефект. Він є яскравим проявом топології: ненульове число намотування призводить до граничних станів. Певним чином це схоже на квантовий ефект Холла (QHE), де об'ємний інваріант, число Черна, визначає наявність хіральных крайових станів. Однак тут усі стани стають крайовими, тому локальна густина станів на межі продовжує зростати нескінченно залежно від розміру системи. Нещодавно був представлений підхід до створення NTOS за допомогою квантового ефекту Холла, і цей девайс реалізовував саме HN-модель [31].

1.3. Частковий випадок моделі Хатано-Нельсона, або модель Су-Шріфера-Геєгера

У цьому підрозділі буде математично доведено, що для такої системи дійсним є вираз (1). Модель Су-Шріфера-Геєгера (або просто SSH) [32] є частковим випадком описаної вище моделі Хатано-Нельсона і зображена на рис. 1.5. Знову-таки,

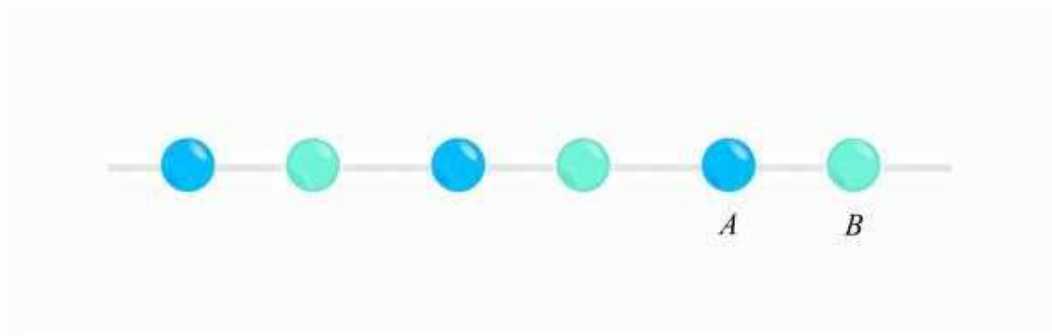


Рис. 1.5: Зображення моделі Су-Шріфера-Геєгера. Червоні та сині кульки є частинками різних типів.

застосуємо модель сильного зв'язку, а тому розглянемо стрибки лише найближчих сусідів, зокрема дозволяючи асиметричні амплітуди стрибків. Для внесеної пертурбації Γ об'єктом вимірювання, тобто за періодичних граничних умов, у просторі хвильових векторів модель описується гамільтоніаном Блоха

$$H(k) = \mathbf{d}(k) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad \text{з} \quad d_x(k) \pm id_y(k) \equiv f_{\pm} + g_{\pm}e^{\mp ik}, \quad \text{де} \quad f_{\pm}, g_{\pm} \in \mathbb{C}, \quad (6)$$

що в свою чергу відповідає загальній моделі сильного зв'язку із хіральною симетрією $\sigma_z H(k) \sigma_z = -H(k)$ поки $d_z(k) = 0$. Тепер розглянемо сенсор з $2N - 1$

сайтів, для якого матриця гамільтоніана

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & f_+ & 0 & 0 & 0 & \cdots & \Gamma \\ f_- & 0 & g_+ & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & g_- & 0 & f_+ & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & f_- & 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & f_+ & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & f_- & 0 & g_+ \\ \Gamma & 0 & 0 & \cdots & 0 & g_- & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

За $\Gamma = 0$ існує власний стан, що відповідає нульовій енергії $E = 0$

$$|\Psi_{R,0}\rangle := \mathcal{N}_R \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_R \\ 0 \\ r_R^2 \\ 0 \\ r_R^3 \\ \vdots \\ 0 \\ r_R^{N-1} \end{pmatrix}; \quad \langle \Psi_{L,0}| := \mathcal{N}_L \left(1 \ 0 \ r_L \ 0 \ r_L^2 \ 0 \ r_L^3 \ \cdots \ 0 \ r_L^{N-1} \right), \quad (8)$$

з $r_R = -\frac{f_-}{g_+}$ та $r_L = -\frac{f_+}{g_-}$. Перекриття правих та лівих станів

$$\langle \Psi_{L,0} | \Psi_{R,0} \rangle = \mathcal{N}_L \mathcal{N}_R \frac{(r_L r_R)^N - 1}{r_L r_R - 1}. \quad (9)$$

Використовуючи цей результат, можемо розрахувати зміщення енергії, спричинене вимірюванням об'єктом шляхом під'єднання до першої та останньої структурної одиниці ланцюга $\Delta H = \Gamma(|1\rangle\langle 2N-1| + |2N-1\rangle\langle 1|)$. У першому порядку теорії збурень по Γ маємо

$$\Delta E \approx \frac{\langle \Psi_{L,0} | \Delta H | \Psi_{R,0} \rangle}{\langle \Psi_{L,0} | \Psi_{R,0} \rangle} = \Gamma \frac{(r_L r_R - 1)(r_L^{N-1} + r_R^{N-1})}{(r_L r_R)^N - 1} \xrightarrow{N \gg 1} \Gamma \kappa e^{\alpha N}. \quad (10)$$

Цей результат забезпечує достатньо точну апроксимацію зсуву найнижчого

основного стану доти, доки ΔE менше, ніж розрив в значенні енергії між пертурбованим основним станом та іншими складовими спектру. Конкретніше, для великого N значходимо, що $\kappa \neq 0$ для розглянутого простору параметрів, а отже

$$\alpha = \log(\max(r_R, r_L)), \text{ коли } \log(|r_R r_L|) < 0 \quad (11)$$

$$\text{та } \alpha = -\log(\min(r_R, r_L)), \text{ коли } \log(|r_R r_L|) > 0,$$

де $\max(r_R, r_L)$ ($\min(r_R, r_L)$) визначає максимальне (мінімальне) абсолютне значення. Також

$$\text{Re}[\alpha] > 0, \text{ коли } \text{sign}(\log(|r_R|)) \neq \text{sign}(\log(|r_L|)) \text{ та } \text{Re}[\alpha] < 0, \quad (12)$$

$$\text{коли } \text{sign}(\log(|r_R|)) = \text{sign}(\log(|r_L|)),$$

що означає експоненційне зростання у діапазоні параметрів, що характеризується скін-ефектом, тобто де для збудженого основного стану власні правий та лівий вектори локалізовані на різних кінцях ланцюга.

Завершити цей розділ можна застосуванням загального аналізу до неермітової SSH моделі з асиметричними параметрами стрибків. У просторі хвильових векторів модель з періодичними граничними умовами (ланцюг, замкнений на вимірювану величину Γ) та взаємодією з амплітудами стрибків найближчих сусідів $t_1 \pm \gamma$ та t_2 описуватиметься гамільтоніаном Блоха виду

$$H_S(k) = (t_1 + t_2 \cos k, t_2 \sin k + i\gamma, 0) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad \text{where } t_1, t_2, \gamma \in \mathbb{R}. \quad (13)$$

У конфігурації сенсора із $2N - 1$ сайтів гамільтоніан матиме вигляд

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & t_1 - \gamma & 0 & 0 & 0 & \cdots & \Gamma \\ t_1 + \gamma & 0 & t_2 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & t_2 & 0 & t_1 - \gamma & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & t_1 + \gamma & 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & t_1 - \gamma & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & t_1 + \gamma & 0 & t_2 \\ \Gamma & 0 & 0 & \cdots & 0 & t_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

та за $\Gamma = 0$ буде нульовий $E = 0$ граничний стан форми (8) з $r_R = -\frac{t_1 - \gamma}{t_2}$ та $r_L = -\frac{t_1 + \gamma}{t_2}$. В цьому випадку діапазон експоненційного зростання сигналу стає $||t_1| -$

$\|t_2\| < |\gamma| < \|t_1\| + \|t_2\|$, що слідує з (12).

Відповідно, для цього діапазону параметрів існує нетривіальне спектральне число намотування [33]

$$\nu = \frac{1}{2\pi i} \oint_{-\pi}^{\pi} dk \frac{\partial}{\partial k} \log (\det [H_S(k)]). \quad (15)$$

Розділ 2. Результати роботи

У цьому розділі наведений опис передумов експерименту, роз'яснення математичної моделі вимірювання, розрахунки та виведення необхідних величин. Також наведені безпосередні експериментальні дані, їх детальний аналіз, класифікацію вимірювань, установок та приладів, а також кінцеві результати.

2.1. Зв'язок моделі Су-Шріфера-Геєгера та електронної схеми через матрицю провідності

Замість використання квантового ефекту Холла, який вимагає дуже низьких температур, ми реалізуємо еквівалентну схему, використовуючи звичайні елементи схеми, такі як операційні підсилювачі JFET і резистори, підключені за певною логікою. Модель схематично зображена на рис. 2.6А.

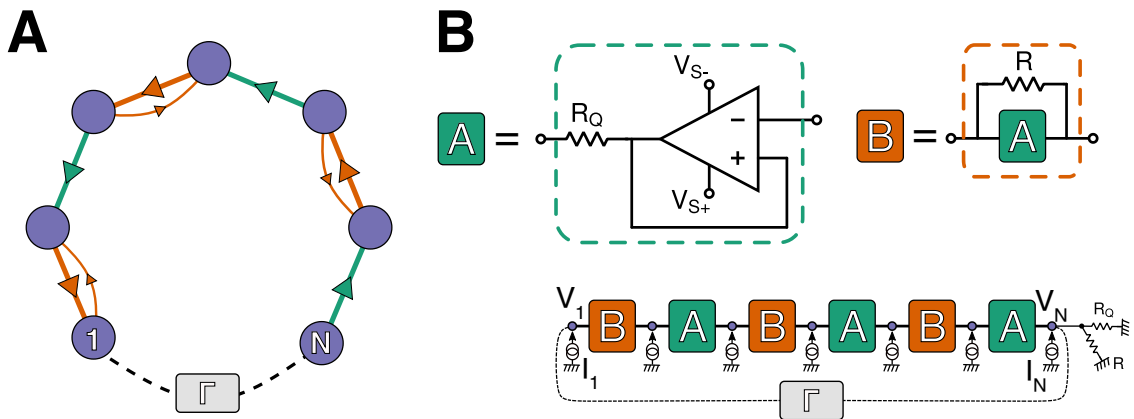


Рис. 2.6: Схема пристрою. (А) Структура неермітового ланцюга. (В) Реалізація.

Матриця Гамільтона цього ланцюга

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \varepsilon & t_{L1} & 0 & \dots & \Gamma \\ t_R & \varepsilon & t_{L2} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & t_{L2} \\ \Gamma & 0 & 0 & \dots & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (16)$$

де ε є внутрішнім потенціалом, t_R , t_{L1} та t_{L2} – це дійсні параметри стрибків між сусідніми сайтами, а Γ – це параметр стрибків між першим та останнім сайтом.

Поклавши $\varepsilon = 0$ та $\Gamma = 0$ гамільтоніан \hat{H} має субграткову симетрію $\hat{C}^\dagger \hat{H} \hat{C} = -\hat{H}$ з $\hat{C} = \text{diag}(1, -1, 1, -1, \dots)$. Число, що характеризує довжину системи N обираємо непарним – це, разом із субгратковою симетрією забезпечує існування основного стану, а отже, найнижчого власного значення.

Така матриця може бути наближено реалізована схемою на рис. 2.6В, де матриця провідності буде аналогічною гамільтоніану неермітової SSH-моделі. Для трьох клем матриця провідності

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} \frac{1}{R_Q} + \frac{1}{R} + \frac{1}{R_D} & -\frac{1}{R_Q} - \frac{1}{R} & -\frac{1}{R_D} \\ -\frac{1}{R} & \frac{1}{R_Q} + \frac{1}{R} & -\frac{1}{R_Q} \\ -\frac{1}{R_D} & 0 & \frac{1}{R_Q} + \frac{1}{R} + \frac{1}{R_D} \end{pmatrix} \quad (17)$$

Незалежні параметри системи – це три опори R_Q, R та R_D . R_Q є опором, що контролює однонаправлені стрибки, R є опором, що контролює нестійкість та $R_D = -1/\Gamma$ – це опір, що контролює граничні умови. Ми розглядаємо режим, у якому $R_D \gg R, R_Q$. Різниця між (16) та (17) полягає в тому, що у матриці провідності на двох кінцях головної діагоналі як доданок міститься $1/R_D$. Так як цей доданок значно менший за інші, його впливом на результат можна знехтувати.

За фіксованого R_D при зміні двох інших опорів ми маємо два граничних стани. При $R \ll R_Q$ домінує нестійкість та система знаходиться у SSH-подібній фазі [34]. При $R \gg R_Q$ домінує однонаправленість та система знаходиться у HN-подібній фазі. Ділянка, у якій сенсор працює найкраще знаходиться між цими граничними випадками, але ближче до HN-фази.

Для цього девайсу було зафіксовано опори на значеннях $R = 130k\Omega$ та $R_Q = 25.5k\Omega$. На практиці ці дві величини можуть сильно варіюватися та вони не обов'язково є оптимальним вибором для вимірюваного R_D . У цій роботі не розглядаються різні випадки за зміни R та R_Q , так як принцип роботи сенсору може бути продемонстрований і для вищевказаних значень. Подальша оптимізація не є ціллю даної роботи. Єдиний вільний параметр, який змінювався – це R_D , що контролює граничні умови.

2.2. Представлення математичної моделі та умови вимірювань

2.2.1. Задача на власні значення та теорія збурень

Ми розглядаємо кет-векторну задачу на власні значення $\hat{G} |V_r\rangle = g(R) |V_r\rangle$, де $|V_r\rangle$ – це власні кет-вектори напруги матриці провідності та g є відповідним власним значенням. У границі $R_D \rightarrow \infty$ отримуємо відкриті граничні умови (англ. open boundary condition, або ОВС) неертмітової моделі. Нехтуючи діагональними елементами, маємо власне значення, що відповідає основному стану, захищене субгратковою симетрією (що згадувалася у попередньому підрозділі) та надійно відокремлене від інших власних значень (див. Рис. 2.7В). Рис. 2.7С показує зміну модуля власного значення матриці опору із зміною підключеного R_D , а Рис. 2.7D ілюструє швидкість руху цього власного значення комплексною площиною. Добре видно, що зі збільшенням підключеного опору (при наближенні дійсної частини власного значення до нуля), його рух сповільнюється.

Ми концентруємося на власному значенні $g_0(\infty) = 1/R_Q + 1/R$. Для скінченних, але достатньо великих R_D можемо використовувати теорію збурень для відслідковування змін g_0 . Якщо розмір системи N , матимемо

$$g_0(R_D) \approx \frac{\langle V_l^\infty | \hat{G} | V_r^\infty \rangle}{\langle V_l^\infty | V_r^\infty \rangle} = \left(-\frac{R}{R_Q} \right)^{\frac{N-1}{2}} \frac{1}{R_D} + g_0(\infty). \quad (18)$$

Використовуючи означення чутливості S як зміни власного значення провідності g_0 зі зміною величини $1/R_D$, що було використане у першому розділі, отримуємо

$$S = \frac{dg_0}{d(1/R_D)} = \left(-\frac{R}{R_Q} \right)^{\frac{N-1}{2}}. \quad (19)$$

Експериментальна частина починатиметься з вимірювання без приєднаного R_D . Ми вимірюємо матрицю опору \hat{R} шляхом подачі струмів та вимірювання напруг. Використовуючи цю матрицю ми можемо отримати $|I_r^\infty\rangle \propto |V_r^\infty\rangle$ та $\langle I_l^\infty| \propto \langle V_l^\infty|$ власні вектори та $g_0(\infty)$.

Після, підключаємо вимірюваний опір R_D та подаємо власний вектор струмів $|I_r^\infty\rangle$ на сайті сенсора. Якщо поділити виміряні напруги на останньому сайті схеми на струм на ньому, для ідеальної матриці опору отримаємо

$$\frac{V_N}{I_N} \approx \frac{1}{g_0} = \frac{1}{\frac{S}{R} + g_0(\infty)}. \quad (20)$$

Використовуючи вимірне значення напруги та значення струму живлення клеми можна оцінити S як

$$S = R_D \left(\frac{I_N}{V_N} - g_0(\infty) \right) \approx R_D \left(g_0(\infty) - \frac{V_N}{I_N} g_0(\infty)^2 \right). \quad (21)$$

Для малих змін R_D біля його великого значення сенсор демонструє омичний зв'язок між напругою та підключеним опором R_D на N -му контакті, тобто $\Delta V_N = \alpha \Delta R_D$, де α має одиниці виміру струму.

Величина α пропорційна струму, що подається на перший сайт I_0 і може бути виражена як

$$\alpha = \frac{dV_N}{dR_D} \approx \frac{I_0}{(S/R_D + g_0(0))^2 R_D^2}. \quad (22)$$

Ми також можемо визначити відносний нахил залежності як $K = \alpha R_D / V_N$, що буде незалежним від струму живлення

$$K \approx \frac{\frac{S}{R_D}}{\frac{S}{R_D} + g_0(\infty)} \quad (23)$$

Із цим можна характеризувати відносну точність девайсу. Відносна похибка вимірювання опору ($\varepsilon_{R_D} = \Delta R_D / R_D$) буде залежати від відносної похибки вимірювання напруги $\varepsilon_V = \Delta V / V$ як

$$\varepsilon_{R_D} = \frac{\varepsilon_V}{K}. \quad (24)$$

Таким чином, більше значення K покращує точність вимірювання. З (23) бачимо, що $K < 1$ завжди має місце та з (22) бачимо, що K монотонно зростає як функція N . Це означає, що для фіксованого значення підключеного опору точність збільшується зі зростанням числа контактів доти, доки результат теорії збурень є застосовним.

2.2.2. Умови проведення вимірювань та їх класифікація

Експериментальна частина дослідження ділиться на вимірювання схем із різною кількістю клем (3, 5, 7 або 9) за видом схеми. За типом вимірювання вона ді-

литься на вимірювання матриці опору системи (вимірювання з відкритими граничними умовами, ОВС-вимірювання) та вимірювання із замкненими граничними умовами (R_D -вимірювання, РВС-вимірювання). Також були проведені додаткові вимірювання, пояснення, необхідність та застосування яких пояснюється нижче.

Так як для схеми з фіксованою кількістю клем є обмеження знизу щодо значення опору, який можна підключити між її кінцями, відповідно до теорії збурень (Рис. 2.7В), у вимірюваннях це повинно враховуватися. Тому, спираючись на математичну модель, було визначено допустимі мінімальні опори для кожної зі схем.

Як вже було згадано у попередньому підрозділі, вимірювання матриці опору системи у стані ОВС повинно дати нам неермітову матрицю. Із вимірюваної матриці отримуємо вектор струму та найнижче власне значення для граничного випадку нескінченного опору між першим та останнім сайтом схеми.

Для симуляції вимірювання РВС до першої та останньої клемі підключаємо порівняно великий опір (1, 5, 10, 50, 250 М Ω). На кожен клему схеми подаємо струм, який є власним вектором матриці, визначеної експериментально, і переважно на останніх клемах (через скін-ефект) вимірюємо напругу.

2.3. Вимірювання

Основною ціллю експериментальної частини цієї дипломної роботи є побудова лінійної залежності чутливості від кількості клем схеми у напівлогірифімічній шкалі.

Для проведення експерименту зі схемами використовується п'ять високоточних вимірювальних пристроїв SR830 DSP Lock-In Amplifier (далі LI_i , де i характеризує номер вимірювального пристрою), два пристрої Yokogawa, що використовуються виключно у режимі постійної напруги для біполярного живлення операційних підсилювачів схеми на рівні $\pm 7.5\text{В}$: GS610 Source Measure Unit та GS200 DC Voltage/Current Source; також як опорний омметр використовується Keithley 2000-20.

У вимірюванні використовуватимуться поляризаційні резистори: вихідний сигнал LI -пристроїв може бути тільки у вигляді змінної (AC) напруги, тому для подачі власного вектору струму, сигнал пропускається через поляризаційні резистори. У вимірюваннях використовуються BNC-кабелі (англ. Bayonet Neill-Concelman connectors).

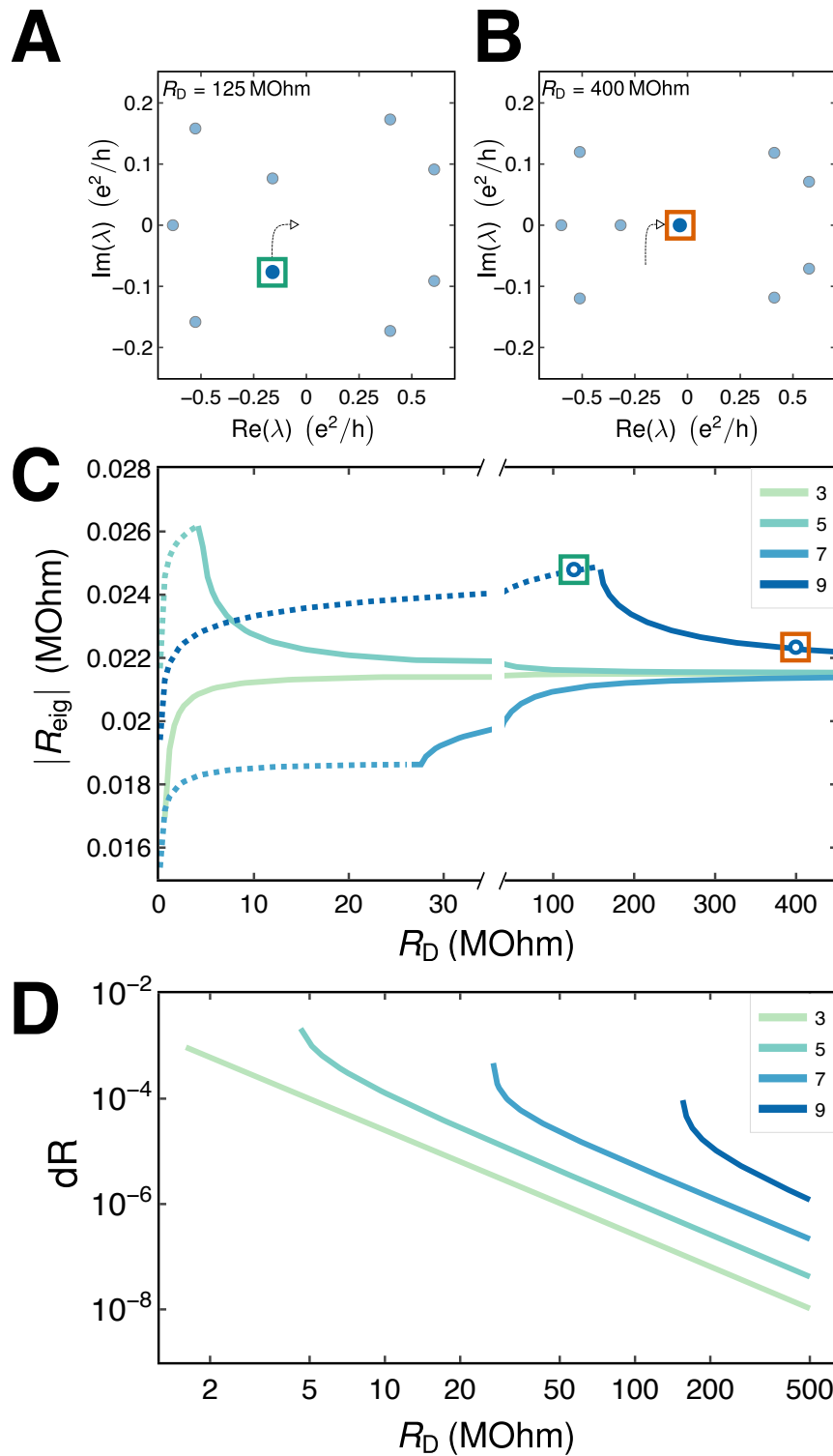


Рис. 2.7: Результати математичної моделі після розв'язання задачі на власні значення, зображені на комплексній площині. **(A)** Зображення незадовільної конфігурації власних значень для $R_D = 125 \text{ MOhm}$. **(B)** Задовільна конфігурація власних значень для $R_D = 400 \text{ MOhm}$. **(C)** Модуль власного значення матриці опору з R_D . Суцільною лінією зображена ділянка, де власні значення розділені на комплексній площині. **(D)** Похідна від модуля власного значення матриці опору по R_D у напівлогірифічній шкалі зі зміною R_D .

Важливо зазначити, що LI-пристрої використовуються і для вимірювання, і для подання сигналу на клеми схеми одночасно. Зі специфікою приладу можна повноцінно ознайомитися в інструкції, яка є у вільному доступі у мережі Інтернет. Усе вимірювання проводиться у режимі змінного струму та напруги. Більша частина вимірювання автоматизована за допомогою протоколу комунікації GPIB, що був застосований до всіх без виключення пристроїв експерименту. Перед експериментом для кожного типу пристрою нами було написано відповідний драйвер для збору даних.

Виходячи з кількості пристроїв LI, які є ключовими в досліді, ми маємо змогу нанести на графік залежності чутливості від кількості клем схеми чотири точки, що відповідають схемам з трьома, п'ятьма, сімома, дев'ятьма клемами. Згідно теоретичної моделі, живлення непарних клем є дуже важливим, в той час як живленням парних клем можна знехтувати.

2.3.1. Вимірювання матриць схем (ОВС-вимірювання) або вимірювання з геометрією відкритого кільця

В цьому вимірюванні нашим завданням є експериментальне отримання матриць опору схем з трьома, п'ятьма, сімома, дев'ятьма клемами для подальшого отримання їх власних значень та власних векторів. Наприклад, для вимірювання дев'ятого стовпчика матриці опору, живлення струмом відбувається на дев'ятій клемі, а напруга відносно землі вимірюється на всіх сайтах схеми. На Рис. 2.8 зображена блок-схема установки.

Нижче на Рис. 2.9 зображені закодовані кольором визначені експериментально матриці опору та матриці провідності. Зазначимо, що вони пропорційні матриці, розрахованій аналітично.

Вимірювання з наведеною вище конфігурацією вимірювальної установки та спостережуваними порядками величин знаходяться під впливом різноманітних факторів. Далі у тексті роботи ці фактори (дрейф вимірюваної на клемах напруги у часі, вплив підключеної паралельно ємності у вигляді BNC-кабеля тощо) висвітлюватимуться та наводимуться відповідні способи усунення проблем.

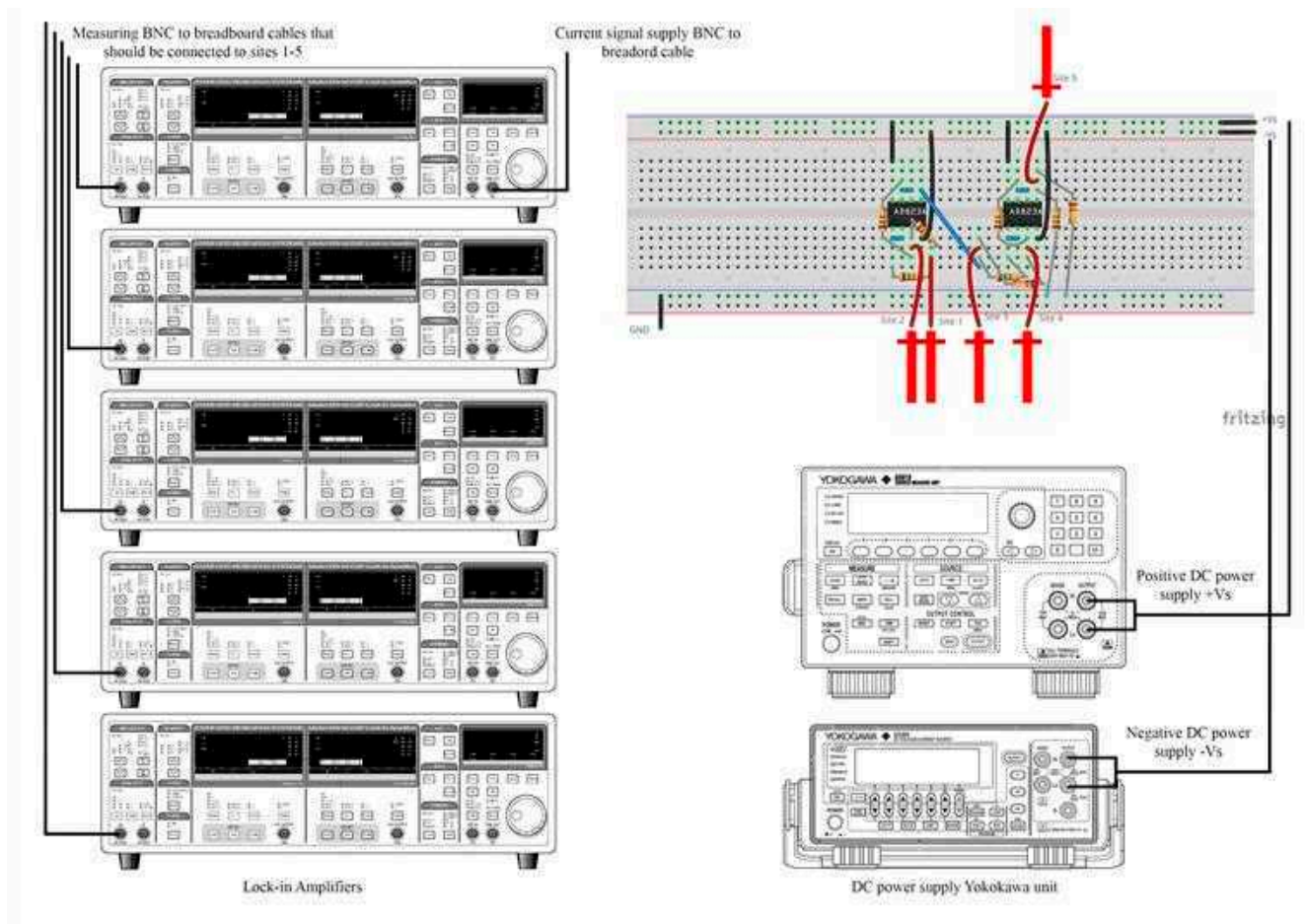


Рис. 2.8: Блок-схема установки для проведення вимірювання матриці опору схеми. У правому верхньому кутку зображений приклад вигляду схеми з п'яти клем.

2.3.2. Вимірювання з геометрією закритого кільця, або РВС

Як було описано вище, вимірювання РВС здійснюється шляхом підключення досліджуваного опору R_D між першим та останнім сайтом схеми. Опори R_D складаються із множини послідовно з'єднаних опорів на окремій платі. Використання ланцюга фіксованих опорів замість потенціометрів забезпечує більшу точність та швидкість вимірювання.

На Рис. 2.10 продемонстрований дрейф нуля напруги на останній клемі схеми за сталого значення підключеного до схеми опору R_D у часі. Усереднення вимірених даних проводилося за алгоритмом Савіцького-Голея. Спостережений дрейф може бути викликаний зміною температури в лабораторії у часі, шумом землі, до якої під'єднані прилади цієї лабораторії і т.д. Отже, те чи інше проведене вимірювання певним чином залежатиме від того, на яку ділянку дрейфу у часі воно потрапить і скільки триватиме: чим більше часу витрачається на експеримент, тим більшу

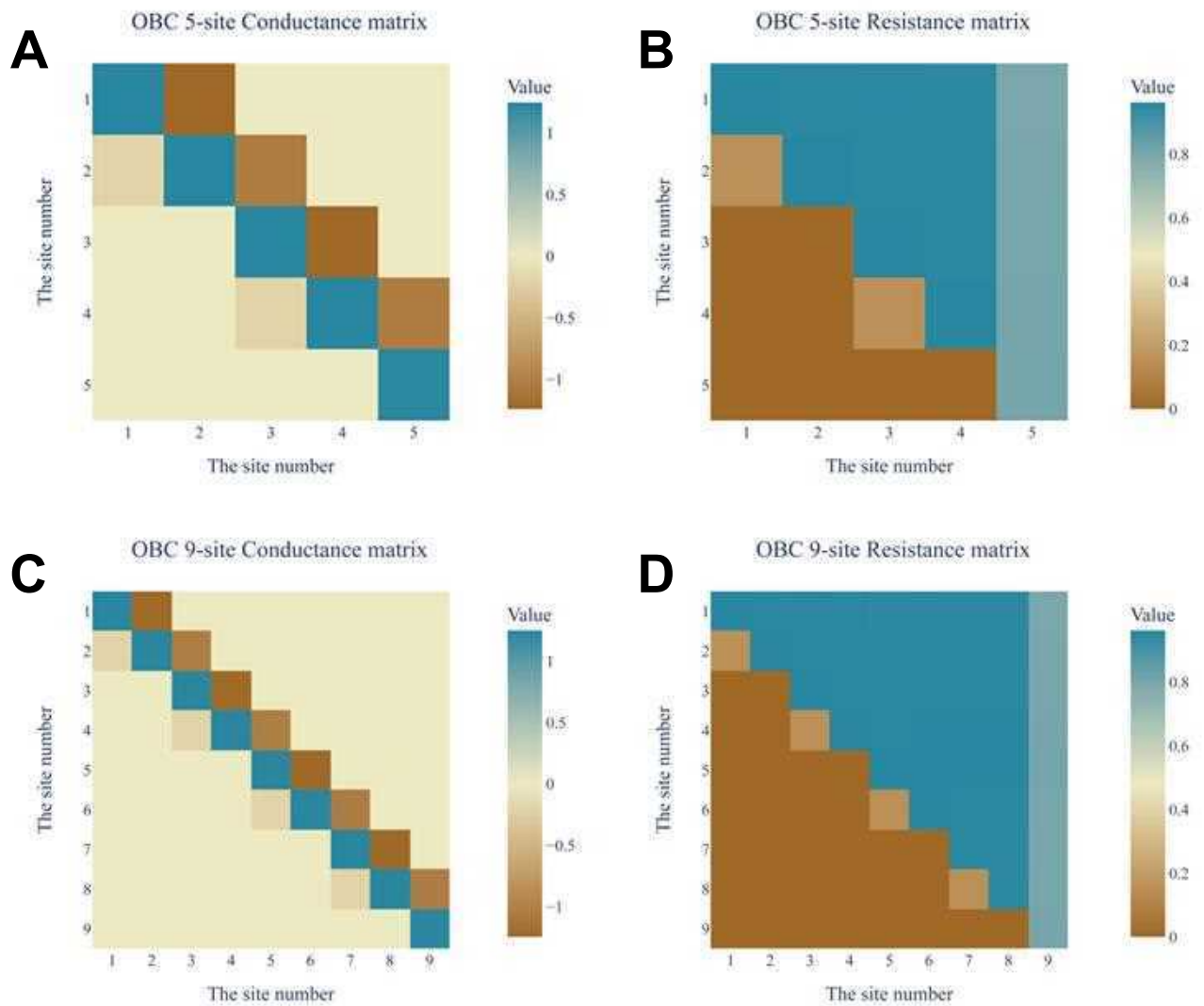


Рис. 2.9: Матриці провідності та опору для схем з п'яти та дев'яти клем без підключеного R_D . (A) Матриця провідності для схеми з п'яти клем. (B) Матриця опору для схеми з п'яти клем. (C) Матриця провідності для схеми з дев'яти клем. (D) Матриця опору для схеми з дев'яти клем.

зміну фізичних величин воно охопить.

В основному в роботі вимірювання відбуваються у режимі "offset" приладу LI. У такому режимі значення величини у початковий момент часу вважається рівним нулю. Функції масштабування та 'offset' корисні під час дослідження невеликих флуктуацій сигналу. Вхідний сигнал швидко прирівнюється нулю за допомогою функції 'auto-offset', а роздільна здатність збільшується шляхом масштабування вісі координат до 100 разів. Також можна варіювати величину часу усереднення (англ. integration time) даних, протягом якого вони накопичуються на пристрої. Нами було використано значення $300ms$.

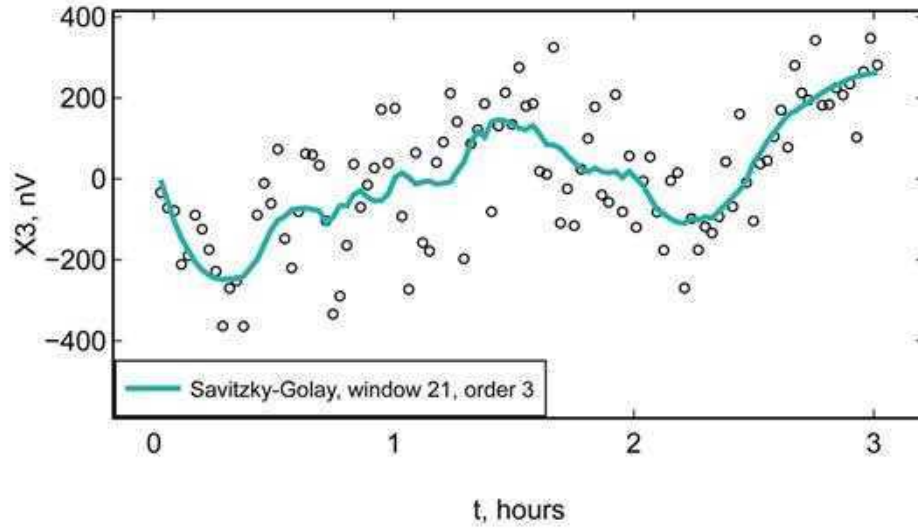
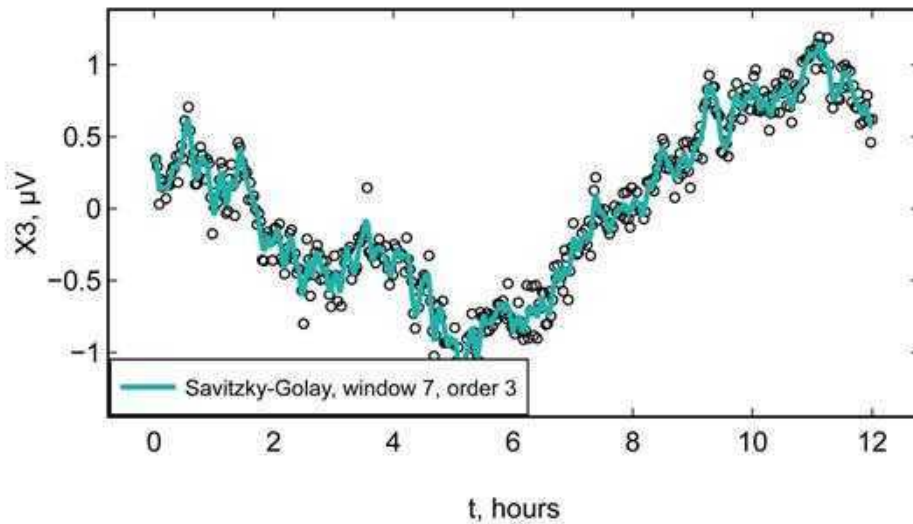
A**B**

Рис. 2.10: Дрейф напруги на останній клемі схеми. Блакитна лінія є усередненням за алгоритмом Савіцького-Голяя. (А) Протягом трьох годин. (В) Протягом 12-ти годин.

Вимірювання із геометрією закритого кільця проводилися зі схемами з трьома, п'ятьма, сімома та дев'ятьма клемками. З клем схеми знімається сигнал напруги відносно спільної землі зі зміною підключеного опору R_D . Такі вимірювання були проведені для опорів різного порядку: $R_{D0} = 1, 10, 50, 250 M\Omega$. Нулем у нижньому індексі позначаємо значення опору для початкової точки, всі інші значення позначаються як R_{Di} . Протягом вимірювання опори змінюються в діапазоні 10%

від значення R_{D0} .

Для нанесення на графіки відповідних залежностей напруги на клемі від зміни підключеного опору R_D проводиться наступна процедура:

1. Для кожного значення R_{Di} реєструємо 30 значень напруги із паузами у п'ять часів усереднення. На графік наноситься середнє.
2. У якості похибки для кожної точки наноситься значення так званої стандартної похибки середнього $\sigma/\sqrt{30}$.
3. Для кожної точки графіка після звичайного вимірювання, описаного у пункті 1, відбувається вимірювання "offset" на випадок квантування сигналу.

Для компенсації дрейфу вимірюваної на клемі напруги для кожної точки R_{Di} вісі абсцис:

- вимірювання 'offset' за R_{D0}
- вимірювання напруги за R_{D0}
- вимірювання 'offset' за R_{D0}
- вимірювання 'offset' за R_{D1}
- вимірювання 'offset' за R_{D0}
- вимірювання 'offset' за R_{D2}
- і так далі...

Компенсація дрейфу напруги полягає в тому, що ми віднімаємо 'offset'-дані при R_{D0} від даних залежності напруги на клемі від опору R_D . Порівняння "сирих" та оброблених даних доводить дійсність методу. Це пояснюється тим, що вимірювання, що проводиться приблизно 20-25 хвилин, потрапляє на певну ділянку кривої Рис. 2.10.

Так як система лінійна (омічна), очікуємо лінійну залежність напруги на клемі від зміни підключеного опору. Для цього на графіки також наносимо лінійну апроксимацію залежності.

Для подальшого аналізу наведемо величини, що тим чи іншим чином характеризують отримані залежності:

1. $\varepsilon_{R_D} = \Delta R_D / R_D = (R_{D_{max}} - R_{D_{min}}) / R_{D_{min}}$ є відносною зміною опору R_D вимірювання. Тут $R_{D_{max}}$ є значенням підключеного опору для останньої точки вимірювання, а $R_{D_{min}} = R_{D0}$.
2. $\Delta V = V(R_{D_{min}}) - V(R_{D_{max}})$ є різницею значень напруг першої та останньої точки вимірювання.
3. $\varepsilon_V = \Delta V / V = [V(R_{D_{min}}) - V(R_{D_{max}})] / V(R_{D_{min}})$ — відносна зміна напруги.
4. $K = |\varepsilon_V / \varepsilon_{R_D}|$ характеризує чутливість клема.
5. a характеризує нахил прямої лінійної апроксимації ($a = \alpha$, див. попередні розділи).
6. b характеризує точку перетину прямої лінійної апроксимації з віссю ординат.

На Рис. 2.11 зображені залежності напруги від підключеного опору R_D на останньому сайті досліджуваних схем.

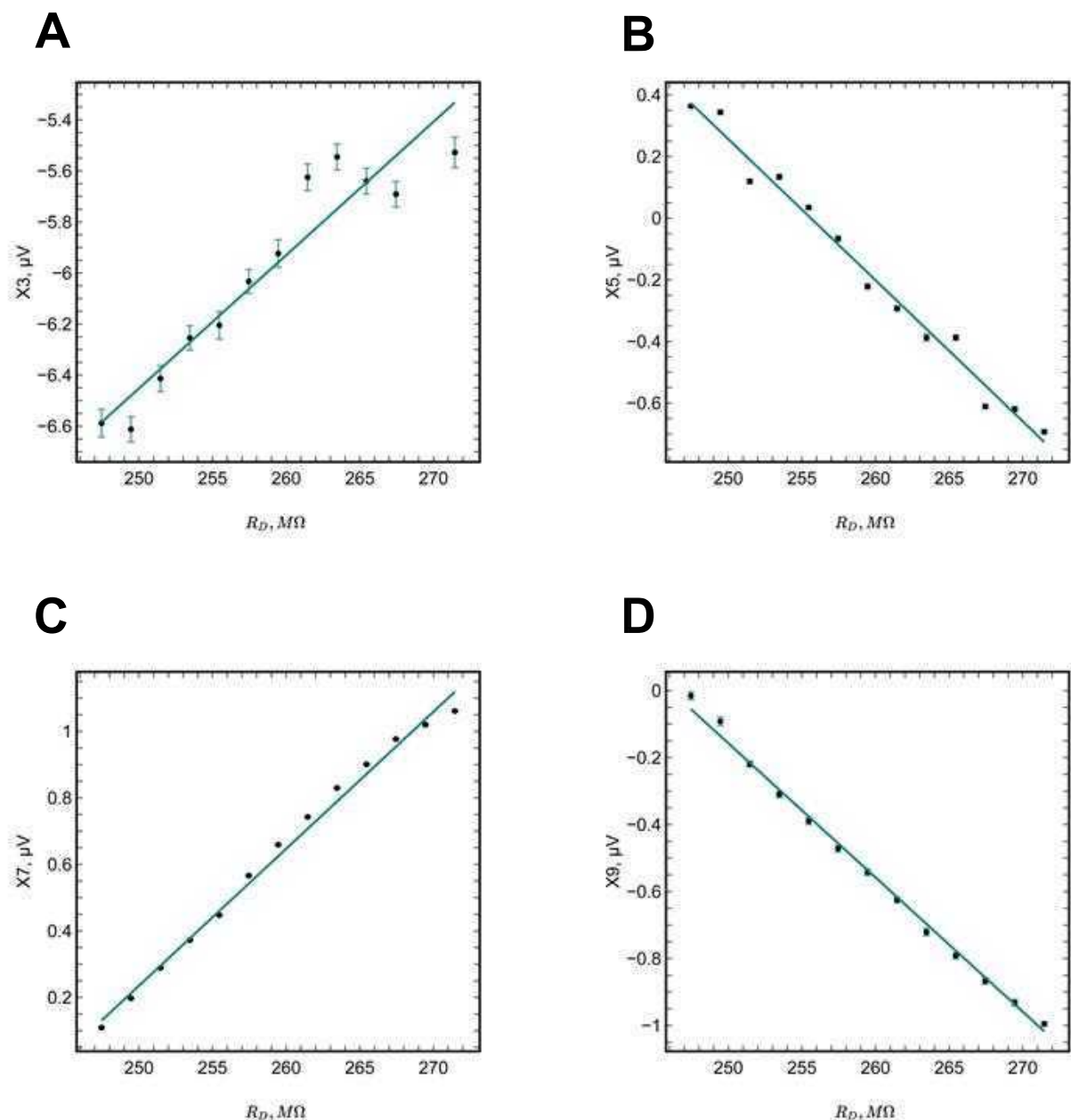


Рис. 2.11: Напряга на останньому сайті схеми зі зміною підключеного опору R_D за $R_{D0} = 250\text{M}\Omega$. (A) Схема з трьох клем. (B) Схема з п'яти клем. (C) Схема з сімох клем. (D) Схема з дев'яти клем.

2.4. Результати ОВС- та РВС-вимірювань

Як було показано у попередніх розділах, чутливість приладу можна визначити по-різному. Один із шляхів – це розрахувати величину K з даних РВС-вимірювань за формулою (24), результат якого зображено на Рис. 2.12. Для цієї залежності бачимо чудову згоду експериментальних результатів з розрахованими теоретично значеннями K . Результати для менших значень опорів, згаданих раніше у текс-

ті не наведені через аналогічність залежності та порівняно меншу дослідницьку значимість.

Показовою є залежність зсуву найнижчого власного значення матриці провідності від зміни підключеного опору R_D

$$dG = \Delta g = g_0(R_D) - g_0(\infty). \quad (25)$$

Вона продемонстрована на Рис. 2.13. На графіку зображені експериментальні та теоретичні дані після та до очікуваного розділення власних значень на комплексній площині.

Іншим способом визначення чутливості є (19), що впливає безпосередньо з теоретичних досліджень. На Рис. 2.14 зображена залежність чутливості S

$$S = \frac{dg_0}{d\left(\frac{1}{R_D}\right)} \quad (26)$$

від розміру системи. Для цього графіка теоретичні дані були розраховані за формулою (19), а експериментальні – із застосуванням співвідношення (21). Цей спосіб є більш близьким до визначення чутливості у роботах попередників.

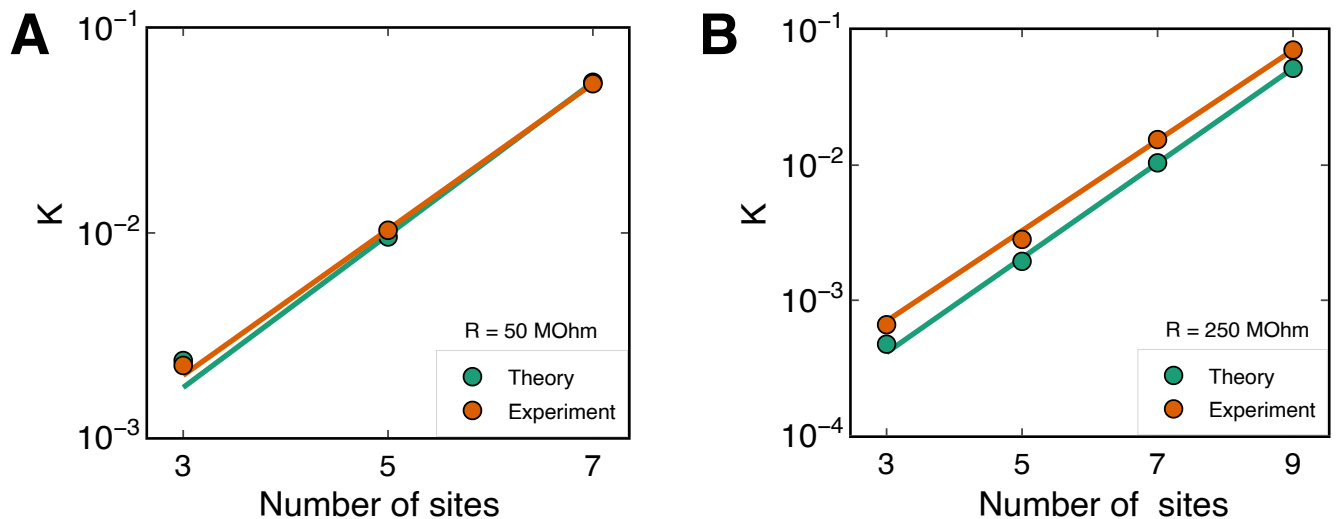


Рис. 2.12: Чутливість K в залежності від розмірів схеми. (А) Для $R_D = 50 \text{ M}\Omega$. (В) Для $R_D = 250 \text{ M}\Omega$.

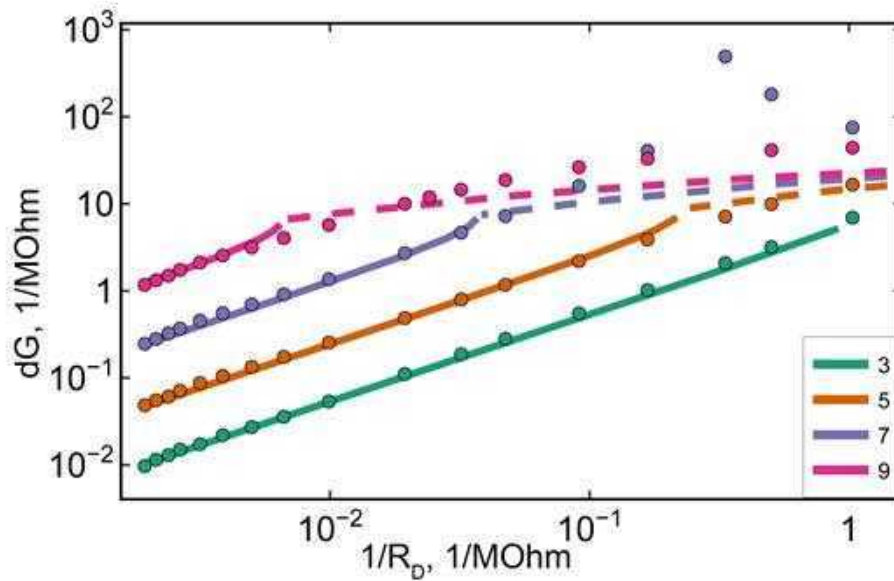


Рис. 2.13: Зсув найнижчого власного значення матриці провідності зі зміною R_D . Суцільною лінією зображена ділянка розділених власних значень теоретичних передбачень, пунктирною – нерозділених. Точками зображені дані експериментальних вимірювань.

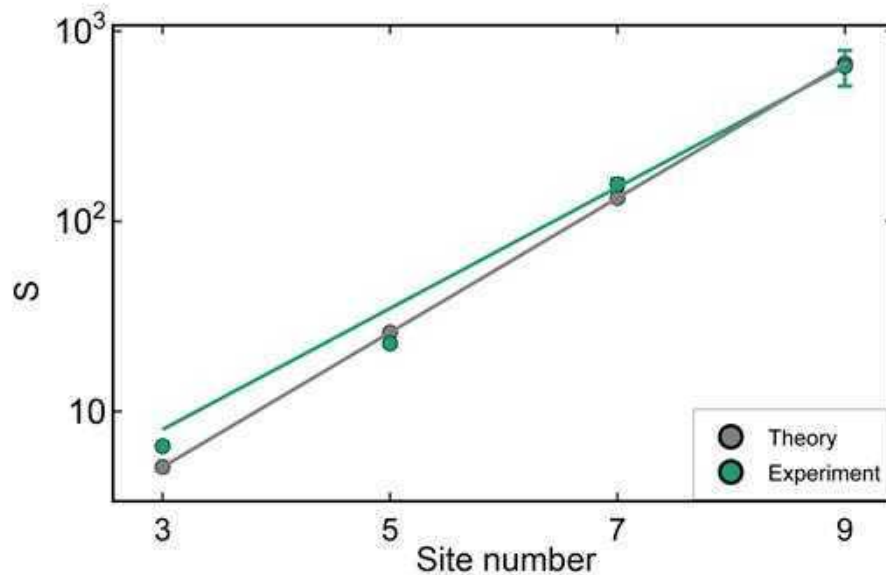


Рис. 2.14: Чутливість S в залежності від розмірів схеми у напівлогарифмічній шкалі. Лінії зображують апроксимацію відповідних теоретичних та експериментальних даних.

Висновки

У ході виконання дипломної роботи було реалізовано пристрій з електронних компонентів, що має властивості неермітової системи. Основною з таких властивостей є топологічна стійкість, що по суті і забезпечує зростання чутливості із розміром системи. Спираючись на теоретичні передбачення та оцінки, було проведено вимірювання фізичних величин та відповідних залежностей для доведення результатів моделювання. Було визначено границі застосування пристрою та обмеження, що супроводжували експеримент. Також введено необхідні величини, що описують інтенсивність їх зміни та саму систему.

В ході роботи було показано, що:

1. Описаний в роботі пристрій відтворює передбачену для неермітових систем залежність S та введеної величини K від розміру системи.
2. Теорія, як і моделювання, мають певні обмеження через застосовану теорію збурень, що стосуються порядку вимірюваної величини та власних значень матриць системи.
3. На описаний в роботі експеримент можуть впливати зовнішні фактори, але пристрій проявляє стійкість.

Література

- [1] K. D. Heylman, N. Thakkar, E. H. Horak, S. C. Quillin, C. Cherqui, K. A. Knapper, D. J. Masiello, and R. H. Goldsmith, *Nature Photonics* **10**, 788 (2016).
- [2] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y.-F. Xiao, L. Li, L. He, D.-R. Chen, and L. Yang, *Nature photonics* **4**, 46 (2010).
- [3] F. Vollmer and L. Yang, *Nanophotonics* **1**, 267 (2012).
- [4] L. He, Ş. K. Özdemir, J. Zhu, W. Kim, and L. Yang, *Nature nanotechnology* **6**, 428 (2011).
- [5] M. D. Baaske and F. Vollmer, *Nature Photonics* **10**, 733 (2016).
- [6] P. Bergveld, *Sensors and Actuators* **8**, 109 (1985).
- [7] E. Gavartin, P. Verlot, and T. J. Kippenberg, *Nature nanotechnology* **7**, 509 (2012).
- [8] E. W. Hill, A. Vijayaraghavan, and K. Novoselov, *IEEE Sensors Journal* **11**, 3161 (2011).
- [9] J. Clarke and A. I. Braginski (2006).
- [10] S. Forstner, S. Prams, J. Knittel, E. Van Ooijen, J. Swaim, G. Harris, A. Szorkovszky, W. Bowen, and H. Rubinsztein-Dunlop, *Physical review letters* **108**, 120801 (2012).
- [11] M. V. Berry, *Czechoslovak journal of physics* **54**, 1039 (2004).
- [12] W. Heiss, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **45**, 444016 (2012).
- [13] M.-A. Miri and A. Alù, *Science* **363**, eaar7709 (2019).
- [14] F. K. Kunst, E. Edvardsson, J. C. Budich, and E. J. Bergholtz, *Physical review letters* **121**, 026808 (2018).
- [15] T. E. Lee, *Physical review letters* **116**, 133903 (2016).
- [16] Y. Xiong, *Journal of Physics Communications* **2**, 035043 (2018).
- [17] S. Yao and Z. Wang, *Physical review letters* **121**, 086803 (2018).

- [18] H. Schomerus, *Physical Review Research* **2**, 013058 (2020).
- [19] J. Wiersig, *Physical review letters* **112**, 203901 (2014).
- [20] H. Hodaei, A. U. Hassan, S. Wittek, H. Garcia-Gracia, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, and M. Khajavikhan, *Nature* **548**, 187 (2017).
- [21] W. Chen, Ş. Kaya Özdemir, G. Zhao, J. Wiersig, and L. Yang, *Nature* **548**, 192 (2017).
- [22] A. Ghatak, M. Brandenbourger, J. Van Wezel, and C. Coulais, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **117**, 29561 (2020).
- [23] T. Helbig, T. Hofmann, S. Imhof, M. Abdelghany, T. Kiessling, L. W. Molenkamp, C. H. Lee, A. Szameit, M. Greiter, and R. Thomale, *arXiv preprint arXiv:1907.11562* (2019).
- [24] T. Hofmann, T. Helbig, F. Schindler, N. Salgo, M. Brzezińska, M. Greiter, T. Kiessling, D. Wolf, A. Vollhardt, A. Kabaši, et al., *Physical Review Research* **2**, 023265 (2020).
- [25] L. Xiao, T. Deng, K. Wang, G. Zhu, Z. Wang, W. Yi, and P. Xue, *Nature Physics* **16**, 761 (2020).
- [26] S. Weidemann, M. Kremer, T. Helbig, T. Hofmann, A. Stegmaier, M. Greiter, R. Thomale, and A. Szameit, *Science* **368**, 311 (2020).
- [27] E. J. Bergholtz, J. C. Budich, and F. K. Kunst, *Reviews of Modern Physics* **93**, 015005 (2021).
- [28] F. Koch and J. C. Budich, *Physical Review Research* **4** (2022), URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.4.013113>.
- [29] R. Koch and J. C. Budich, *The European Physical Journal D* **74**, 1 (2020).
- [30] N. Hatano and D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 570 (1996), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.570>.
- [31] K. Ochkan, R. Chaturvedi, V. Könye, L. Veyrat, R. Giraud, D. Mailly, A. Cavanna, U. Gennser, E. M. Hankiewicz, B. Büchner, et al., *Observation of non-hermitian topology in a multi-terminal quantum hall device* (2023), 2305.18674.

- [32] S. Lieu, Phys. Rev. B **97**, 045106 (2018), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.045106>.
- [33] Z. Gong, Y. Ashida, K. Kawabata, K. Takasan, S. Higashikawa, and M. Ueda, Phys. Rev. X **8**, 031079 (2018), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.8.031079>.
- [34] W. P. Su, J. R. Schrieffer, and A. J. Heeger, Phys. Rev. Lett. **42**, 1698 (1979), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.1698>.

Додатки

А. Приклад коду для R_D вимірювання зі схемою з дев'яти сайтів

```
1 #We connect the necessary modules and libraries
2 import pyvisa #Interaction with devices
3 from time import sleep #For real-time pauses
4 import numpy as np #For mathematical operations
5 import os
6 import pandas as pd #Dataset library
7 from datetime import date
8
9 #We list the devices connected to the computer
10 rm = pyvisa.ResourceManager()
11 print(rm.list_resources())
12
13 #We connect the classes for controlling devices
14 from Instruments.lockins.SR830 import SR830
15 from Instruments.Yokogawa.GS610 import GS610
16 from Instruments.Yokogawa.GS200 import GS200
17 from Sweeps.SavingFunctions import *
18 from Sweeps.Topo_Sensor import *
19
20
21
22 #Five LI devices are initialized relative to the set address
23 li_1 = SR830('GPIB0::1::INSTR')
24 li_2 = SR830('GPIB0::2::INSTR')
25 li_3 = SR830('GPIB0::3::INSTR')
26 li_4 = SR830('GPIB0::4::INSTR')
27 li_5 = SR830('GPIB0::5::INSTR')
28
29 li_list = [li_1, li_2, li_3, li_4, li_5]
30
31 #Using class methods through instances, we set certain settings
32 for li in li_list:
33     li.isrc = 'A'
34     li.offset_x = 0, 0
35     li.offset_y = 0, 0
36
37 #Devices for bipolar power supply of operational amplifiers
38 source_neg = GS610('GPIB0::11::INSTR')
39 source_pos = GS200('GPIB0::10::INSTR')
40
41 #Making a list out of instances
```

```

42 instr_list = li_list + [source_pos, source_neg]
43
44 #Setting up bipolar power supply devices
45 source_pos.source_function = 'VOLT'
46 source_pos.source_range = 10
47 source_pos.source_level = 8
48 source_pos.voltage_source_limiter = 200 *1e-3
49
50 source_neg.source_function = 'VOLT'
51 source_neg.voltage_source_range = 10
52 source_neg.voltage_source_level = -8
53 source_neg.voltage_source_limiter = 200 *1e-3
54
55 #Initializing the multimeter
56 keithley = rm.open_resource('GPIB0::24::INSTR')
57
58 #Setting constant voltage devices in the source mode
59 source_pos.source_enabled = 1
60 source_neg.source_enabled = 1
61
62 #Setting the amplitude of the sine waves of the sites' power signals
63 v1 = 4.05e+03* 1e-9 *1e6
64 v3 = 7.94e+02* 1e-9 *1e6
65 v5 = 1.56e+02* 1e-9 *1e6
66 v7 = 3.1e+01* 1e-9 *1e6
67 v9 = 6.00e+00* 1e-9 *1e6
68
69 #Setting LI and setting amplitudes of sine waves
70 sleep(0.1)
71 li_1.slvl = v1 # + 1 site.
72 li_1.rslp = 'POS EDGE'
73 li_2.slvl = v3 # - 3 site.
74 li_2.rslp = 'NEG EDGE'
75 li_3.slvl = v5 # + 5 site.
76 li_3.rslp = 'POS EDGE'
77 li_4.slvl = v7 # - 7 site.
78 li_4.rslp = 'NEG EDGE'
79 li_5.slvl = v9 # + 9 site.
80 li_5.rslp = 'POS EDGE'
81
82 #Adjusting the sensitivity of LI devices
83 li_1.sens = 20e-6
84 li_2.sens = 20e-6
85 li_3.sens = 20e-6
86 li_4.sens = 20e-6
87 li_5.sens = 20e-6
88
89

```

```

90 #Record the offsets of the real and imaginary part of the signal
91 offsets_x, offsets_y = get_offsets([li_1,li_2,li_3,li_4,li_5])
92
93
94 #We add a file with pre-measured RDi resistances
95 resistances = np.loadtxt("resistances_250.dat", delimiter=",")
96
97 #The name of the future files in the directory
98 data_name = '250e6_9_site_single_source'
99 data_name_offset = '250e6_9_site_single_source_offset'
100 data_name_drift = '250e6_9_site_single_source_drift'
101
102 #Creation of datasets for various measurement data
103 data = pd.DataFrame()
104 data_offset = pd.DataFrame()
105 data_drift = pd.DataFrame()
106
107
108 #Dictionaries for various measurement data
109 output_dictionary = {}
110 output_dictionary_offset = {}
111 output_dictionary_drift = {}
112
113 #Data point number
114 index = 1
115
116 #Record the value corresponding to the "resistance" key of the dictionaries
117 output_dictionary_drift['resistance'] = resistances[0]
118 output_dictionary['resistance'] = resistances[index-1]
119 output_dictionary_offset['resistance'] = resistances[index-1]
120
121 #Measurement of voltage drift
122 read_voltages_offset([li_1, li_2, li_3, li_4, li_5], [5, 6, 7, 8, 9], 30, 300*1e
    -3, output_dictionary_drift,
123                     offsets_x, offsets_y, [0, 0, 0, 0, 1])
124
125 #Recording offset data
126 read_voltages_offset([li_1, li_2, li_3, li_4, li_5], [5, 6, 7, 8, 9], 30, 300*1e
    -3, output_dictionary_offset,
127                     offsets_x, offsets_y, [0, 0, 0, 0, 1])
128
129 #Recording the raw data for the first point
130 if index == 1:
131     read_voltages([li_1, li_2, li_3, li_4, li_5], [5, 6, 7, 8, 9], 30, 300*1e-3,
        output_dictionary)
132
133 #Recording the dictionaries in the dataset
134 if index == 1:

```

```

135     data = pd.concat([data, pd.DataFrame([output_dictionary])], ignore_index=True)
136 data_offset =pd.concat([data_offset, pd.DataFrame([output_dictionary_offset])],
137     ignore_index=True)
138
139
140
141 #Building a plot to monitor the progress of the measurement
142 import plotly.express as px
143
144 def plot_with_offsets(y_axis):
145     fig = px.scatter(x=data_offset['resistance'], y=data_offset[y_axis], template
146     = 'simple_white',
147     error_y=data_offset['std_' + y_axis], trendline = 'ols')
148     fig.update_layout(width = 300, height = 300)
149     fig.update_yaxes(title = y_axis+'_offset')
150     fig.update_xaxes(title = 'Resistance')
151     fig.show(renderer = 'svg')
152
153 plot_with_offsets('X9')
154
155 #Saving data to files
156 additional_comment = ('Rd =250 MOhm; epsilon = 20Mohm \n applied voltages = [' +
157     str(v1) + ', 0, ' + str(v3)+' , 0, ' + str(v5)+' , 0, ' + str(v7)+' , 0, ' + str(v9
158     ) + '], with_drift_compensation \n '
159     'Rd = 250MOhm offsets = ' + str(offsets_x) + str(offsets_y) +
160     'expand [0, 0,0, 0, 1]')
161
162 save_dataframe(data, data_name)
163 pickle_dataframe(data, data_name)
164
165 save_dataframe(data_offset, data_name_offset)
166 pickle_dataframe(data_offset, data_name_offset)
167
168 save_dataframe(data_drift, data_name_drift)
169 pickle_dataframe(data_drift, data_name_drift)
170
171 save_comment_topoelectric(data_name, instr_list, additional_comment)

```