

На правах рукопису

Київ – 2017

Зміст

Вступ.....	3
Розділ 1. Фізика експерименту	4
1.1. Об'єкти.....	4
1.2. Напівпровідникові гетероструктури з квантовими нитками	6
1.3. Процеси фотопровідності з точки зору фізики.....	8
1.3.1. Електронні переходи.....	8
1.3.2. Час життя носіїв заряду	13
1.3.3. Релаксація нерівноважної провідності.....	14
1.3.4. Лінійна рекомбінація	16
1.3.5. Залежність центрів рекомбінації та захоплення від температури.....	17
Розділ 2. Методика експерименту дослідження фотопровідності	18
2.1. Схема установки	18
2.2. Опис зразків.....	20
Розділ 3. Обробка експериментальних даних	21
3.1. Установка та налаштування програми	21
3.2. Прийом даних та їх обробка	21
3.3. Графічне середовище.....	28
3.3.1. Особливості вхідного файлу	28
3.3.2. Графічна візуалізація	29
Результати обробки експериментальних даних	34
Висновки	44
Список використаних джерел	45

Вступ

Важливим напрямком розвитку сучасної фізики напівпровідників є створенням різноманітних низькорозмірних гетероструктур з квантовими ямами, квантовими нитками та квантовими точками з наперед заданими параметрами для потреб нано- та оптоелектроніки.

Наноструктури на основі InGaAs є перспективними матеріалами для виготовлення високоефективних фотоприймачів світла з наперед заданими параметрами: максимальна спектральна чутливість та ширина забороненої зони для розробки фотоприймачів на основі InGaAs-GaAs гетероструктурою з нанооб'єктами InGaAs.

Не менш важливим є обробка отриманих великих масивів вхідних даних. Від вибраного програмного забезпечення залежить точність аналізу та експериментальне розуміння фізичних процесів.

В роботі досліджували процеси рекомбінації носіїв заряду в InGaAs-GaAs гетероструктурою з нанооб'єктами InGaAs методом вимірювання кінетики загасання фотопровідності напівпровідникового зразка SC094(par) з різними температурами та джерелом фотозбудження. За результатами дослідження були розраховані індивідуальні параметри, які характеризують процеси рекомбінації носіїв заряду, а саме середній час релаксації носіїв заряду та параметр розкиду.

Для досягнення поставленої мети було проведено такі дослідження:

1. Написано програмне забезпечення для Linux/Unix середовищ для автоматизації процесу обчислення та розрахунку великих масивів даних та їх візуалізація.
2. Виміряно кінетику загасання фотопровідності в структурах InGaAs-GaAs після вимкнення фотозбудження з різними температурами та джерелами.
3. Проведено дослідження форми затухання з різними температурами і джерелами та порівняно залежності отриманих результатів.

Розділ 1. Фізика експерименту

1.1. Об'єкти

Гетероструктура - напівпровідникова структура з декількома гетеропереходами (ГП). Можливість змінювати на межах ГП ширину забороненої зони ε_g і діелектричну проникність ε дозволяє в гетероструктурі ефективно управляти рухом носіїв заряду, їх рекомбінацією, а також світловими потоками всередині гетероструктури.

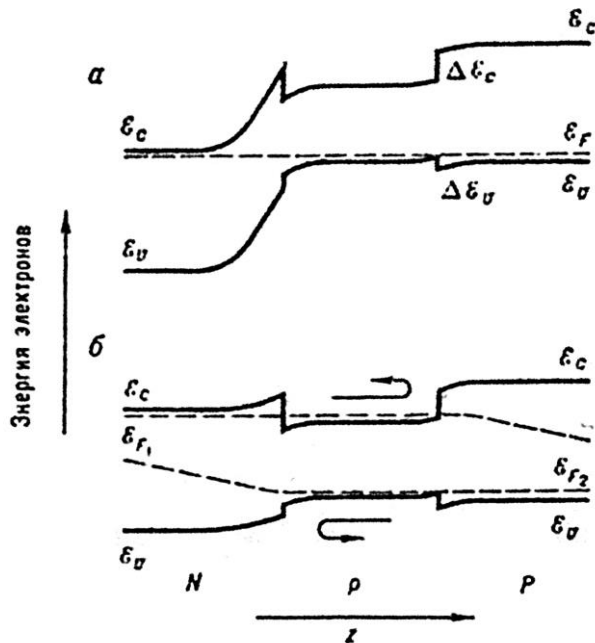


Рис. 1. Зонні діаграми гетероструктури типу N-p-P: а - в рівновазі; б І при прямому зсуві; ε_F - рівень Фермі, ε_{F1} , ε_{F2} квазірівні Фермі

Електронне обмеження. На рис. 1, а показана зонна діаграма гетероструктури типу N-p-P (подвійна гетероструктура). Передбачається, що товщина d вузькозонного p-шару менше дифузійної довжини (L) нерівноважних носіїв. При прямому зміщенні (рис. 1, б) бар'єр у зоні провідності на ізотипних p-P-ГП обмежує наскрізний дифузійний струм електронів, інжектованих в p-шар, а бар'єр у валентній зоні на N-p-ГП - наскрізний струм дірок (обмеження наскрізного струму має місце і в Г. типу N-n-P). У більшості випадків, коли розриви в зонах $\Delta\varepsilon_c$ і $\Delta\varepsilon_v \gg kT$ (T - температура кристала), наскрізним дифузійним струмом в подвійній гетероструктурі можна знехтувати і, в p-шарі, має місце повне обмеження інжектуючих носіїв, тобто локалізація нерівноважних носіїв зарядів у вузькозонній

частині гетероструктури, обмеженої більш широкозонними напівпровідниками. У цьому випадку щільність j густини струму прямого зміщення визначається тільки рекомбінацією носіїв заряду в вузькозонному (активному) шарі:

$$j = e\Delta n d / \tau,$$

де Δn - концентрація нерівноважних носіїв, інжектованих в активний шар, τ - їх час життя, e - елементарний заряд. При товстому р-шарі ($d \geq L$), $j \approx \frac{e\Delta n L}{\tau}$. Звідси випливає, що при однаковій щільності густини струму в подвійній гетероструктурі за рахунок електронного обмеження концентрація нерівноважних носіїв Δn в тонкому р-шарі ($d \ll L$) в L/d разів більше, ніж у товстому.

Оптичне обмеження (хвилевідний ефект). Оскільки вузькозонний шар має звичайно більший показник заломлення $n_1 > n_2$ (рис. 2), то в ньому має місце хвилевідне поширення світла, обумовлене повним внутрішнім відбиттям світла на межах. Воно чітко проявляється, коли ($d \geq \lambda$) (λ - довжина хвилі світла). Хвилевідний ефект може спостерігатися як при освітленні гетероструктури ззовні, так і для світла випромінюючій рекомбінації всередині вузькозонного шару. Останній випадок найбільш важливий у більшості практичних застосувань.

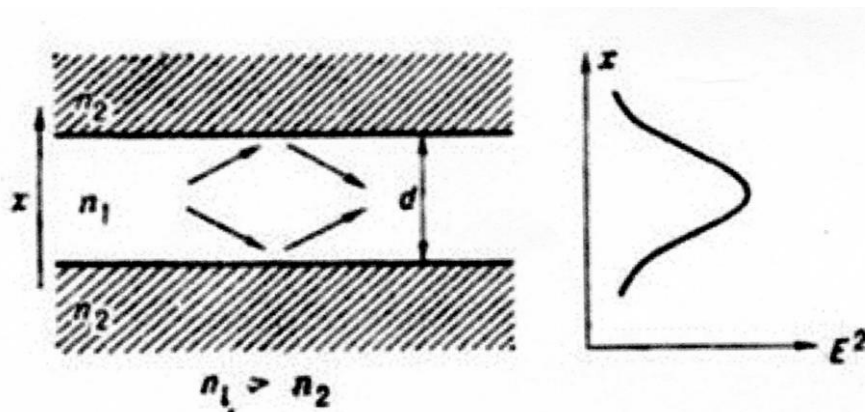


Рис. 2. Хвилевідний ефект в подвійній гетеро структурі: n_1 - показник заломлення вузькозонного шару, n_2 - широкозонних шарів; $E^2(x)$ - залежність інтенсивності світлової хвилі від координати x .

Структура електромагнітних полів, відповідних локалізованим хвилям (власним модам оптичного хвилеводу), може бути знайдена з рівнянь Максвелла, якщо в напівпровідникових шарах гетероструктури відома функція $n(x)$. Хвилевідні властивості гетероструктури можуть змінюватися під впливом зовнішніх впливів, наприклад при порушенні в вузькозонних шарі нерівноважних носіїв,

оскільки в залежності від їх концентрації змінюється діелектрична проникність вузькозонного шару.

1.2. Напівпровідникові гетероструктури з квантовими нитками

На сучасному етапі, гетероструктури з квантовими ямами і квантовими точками напівпровідників III—V групи інтенсивно досліджуються на предмет можливості використання їх в інфрачервоних фотоприймачах на основі вертикального переносу заряду. В інфрачервоних сенсорах на основі вертикального переносу заряду в квантових точках, бічний фотострум, буде в основному за рахунок теплової втрати фотогенерованих носіїв з квантових точок і термічного тунелювання електронів в провідних делокалізованих станах. При кімнатній температурі, ймовірність цих процесів є високою і спектри вертикальної фотопровідності для гетероструктур типу I з квантовими точками відтворюють основні особливості спектрів поглинання з деякими незначними відмінностями, у зв'язку з вертикальним перенесенням заряду.

Інфрачервоні фотоприймачі, які базуються на квантових нитках (QWRs) менш досліджені теоретично і експериментально. Технологи розробили декілька способів отримання квантових ниток. Цю структуру можна сформувати, наприклад, на межі поділу двох напівпровідників, де знаходиться двовимірний електронний газ. Це можна зробити, якщо нанести додаткові бар'єри, які обмежують рух електронів ще в одному або двох напрямках. Квантові нитки формуються в нижній точці V-подібної канавки, утвореної на напівпровідниковій підкладці. Якщо в основу цієї канавки осадити напівпровідник з меншою шириною забороненої зони, то електрони цього напівпровідника будуть замкнені у двох напрямках.

Квантові нитки міжпідзонних інфрачервоних фотодетекторів, схожі на квантову точку міжпідзонних інфрачервоних фотодетекторів, які допускаються для нормального падіння світла і мають дискретний спектр енергії, що дозволяє їх використовувати в інженерії довжини хвилі інфрачервоного діапазону, в той час темновий струм квантових ниток міжпідзонних інфрачервоних фотодетекторів, як очікується, буде менше в порівнянні з квантовою точкою міжпідзонних інфрачервоних фотодетекторів. В гетеросистемах квантових ниток, вертикальне

транспортування полегшується по ниткам. Для цього не потребується носію вивириватися із квантових точок, які здатні сприяти в фотопровідності. Це робить квантові нитки більш цікавими для виготовлення вертикальних транспортувань на базі інфрачервоних детекторів в порівнянні з їх аналогами на основі квантових точок. Крім того, квантово-ниткова система може бути чутлива до поляризації падаючого світла.

У [1] вивчено вертикальну фотопровідність в InGaAs / GaAs квантових ниток гетеросистеми для використання у вертикальних фотодетекторах на базі транспортування для інфрачервоних застосувань. Ці гетероструктури містять GaAs, легованих Si-прокладками, які доповнюють провідні канали фотозбудженими носіями, що конкурують з провідністю в основних каналах квантових ниток. Показано, що квантово-ниткова гетеросистема підняла чутливість низької інтенсивності нормально падаючого світла, що є результатом просторового розділення фотозбуджених електронно-діркових пар місцевими електричними полями, які створюються неоднорідностями в, і, можливо, навколо квантових ниток.

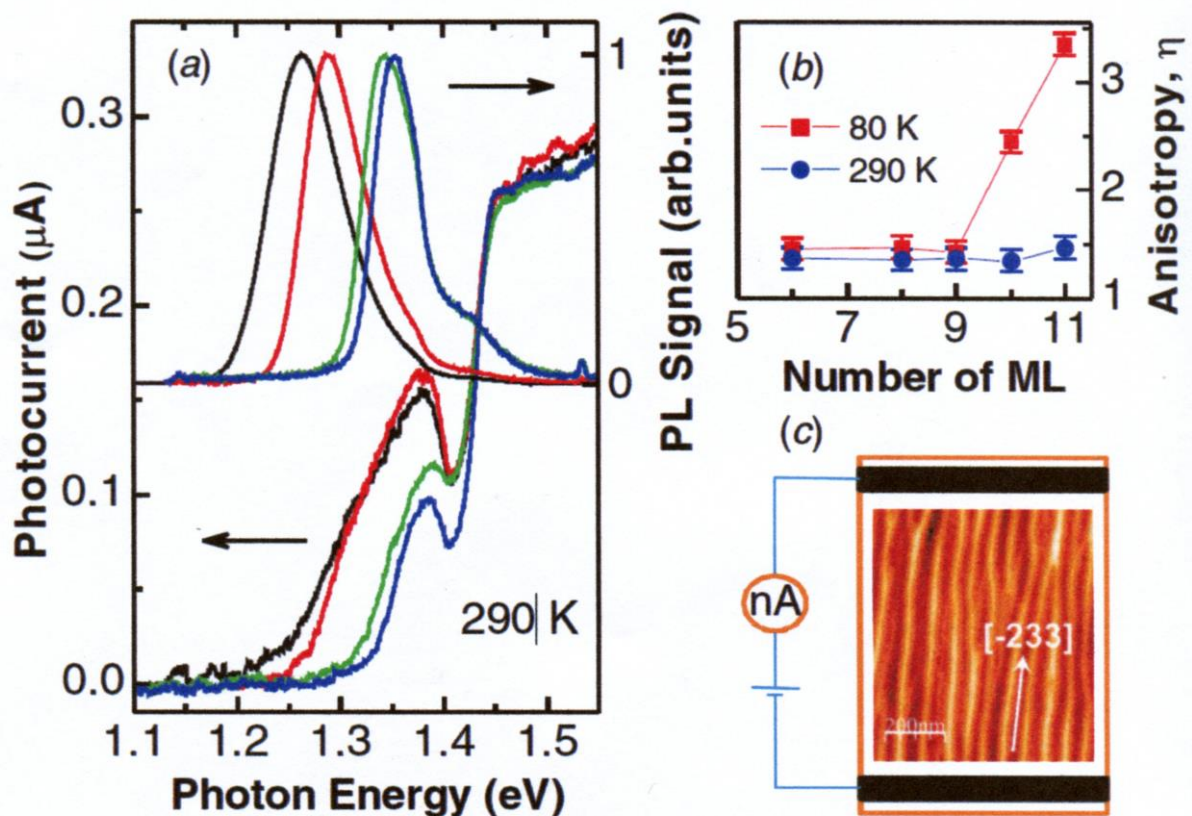


Рис. 3.

(а) Спектри вертикальної фотопровідності і фотолюмінесценції для InGaAs /

GaAs гетероструктури з різними покриттями InGaAs при 290 К. Напруга зміщення 100 мВ, прикладена вздовж напрямку [233] для вимірювання фотопровідності.

(б) анізотропія фотопровідності в залежності від товщини InGaAs при 80 і 290 К для $h\nu = 1,36$ еВ.

(с) схема зміщення зразків, що використовувалася для вимірювання вертикальної фотопровідності.

1.3. Процеси фотопровідності з точки зору фізики

У [2], [3] та [4] були вивчені фізичні основи кінетики загасання у напівпровідників, r - та t - центри та їх залежність від температури.

1.3.1. Електронні переходи

Деякі переходи електронів, які зазвичай здійснюються в фотопровідниках, показані на енергетичній схемі рис. 4. Ці переходи відповідають процесам трьох типів: 1) поглинання і збудження (рис. 4, а), 2) прилипанню та захопленню (рис. 4, б) і 3) рекомбінації (рис. 4, в).

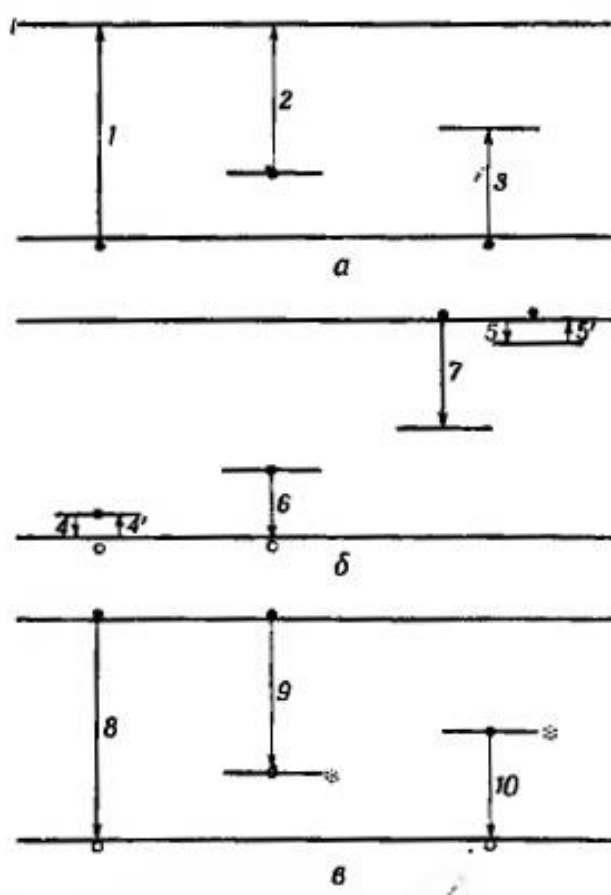


Рис. 4. Електронні переходи у фотопровідників.

а - поглинання і збудження; б - прилипання і захоплення; в - рекомбінація.

Поглинання і збудження. При поглинанні можуть відбуватися три типи переходів, що призводять до появи фотопровідності. Перехід 1 (рис. 4, а) відповідає поглинанню світла самими атомами кристалу, що призводить до утворення вільного електрона і вільної дірки на кожен поглинений фотон. Перехід 2 відповідає поглинанню світла локальними недосконаlostями в кристалі; при цьому на кожен поглинений фотон утворюється вільний електрон і дірка, пов'язана з відповідним центром. Перехід 3 відповідає випадку, коли кожен поглинений фотон збуджує на незайнятий локальний рівень електрон з валентної зони, в результаті чого утворюється вільна дірка і пов'язаний електрон. Тут ми не враховуємо наступних переходів: а) переходів, що викликають утворення екситонів, б) переходів між основним і збудженим станами недосконалостей і в) переходів усередині дозволених зон, так як всі ці переходи не призводять безпосередньо до появи вільних носіїв (Переходи всередині дозволених зон при певних умовах можуть приводити до зміни рухливості носіїв і, отже, до виникнення фотопровідності).

Ідеалізовані спектри поглинання, відповідні розглянутим переходам, наведені на рис. 5.

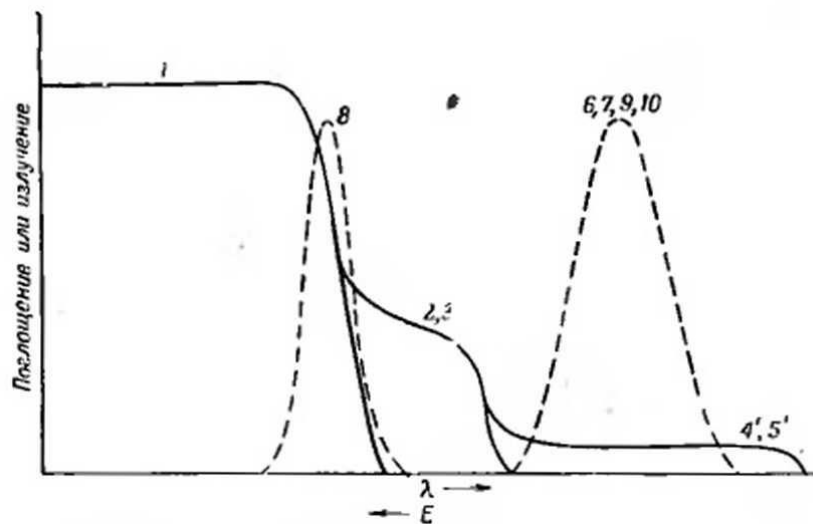


Рис. 5. Спектр поглинання (суцільна крива) і спектр випромінювання (пунктирна крива).

1 - оптичні переходи з валентної зони в зону провідності; 2 і 5` - оптичні переходи з локальних рівнів у зону провідності; 3 і 4` - оптичні переходи з валентної зони на локальні рівні; 8 - випромінювальні переходи при рекомбінації вільних електронів і вільних дірок; 6, 7, 9 і 10 - випромінювальні переходи при процесах рекомбінації через недосконалість.

Як видно з рис. 5, поглинання різко падає поблизу мінімального значення енергії, необхідної для здійснення переходу. У разі переходу 1 мінімальна енергія визначається шириною забороненої зони, а відповідна довжина хвилі називається краєм поглинання.

При енергіях світлових квантів, більших ніж мінімальна, спектр поглинання суцільний і поглинання строго постійно (величина його залежить від щільності станів і ймовірності переходу) аж до певної максимальної енергії, яка відповідає переходам з дна валентної зони на вершину зони провідності. У більшості реальних кристалів зона провідності перекривається з лежачими вище дозволеними зонами і тому існування такої максимальної енергії не виявляється. У першому наближенні фотопровідність залежить від довжини хвилі так само, як і поглинання.

Енергетична діаграма, наведена на рис. 4, не враховує багатьох властивостей, які необхідні для повного опису електронних переходів. Зокрема, правила відбору для переходу 1, які визначають зв'язок між змінами E і k при переході, повинні бути розглянуті незалежно за допомогою діаграми, подібної до тієї, яка наведена на рис. 6.

В одновимірному випадку імпульс електрона $p_e = \hbar k$, а імпульс фотона в кристалі $p_\phi = \frac{2\pi\hbar\nu n}{c}$, де ν - частота світла, c - швидкість світла, а n - показник заломлення. Ми розглянемо тут умови для дозволеного переходу, в якому беруть участь тільки фотони. Згідно із законом збереження імпульсу: $\Delta k = k' - k = \frac{2\pi\nu n}{c}$.

Використовуючи діаграму, наведену на рис. 6, ми порівняємо цю величину Δk зі значеннями $k_{\text{макс}} = \pi/a$ для того, щоб визначити, яке відхилення можливо від вертикального переходу (переходу між зонами, що представляється вертикальною стрілкою на діаграмі рис. 6). Проводячи це порівняння, ми припускаємо, що для обох переходів потрібно приблизно одна і та ж енергія $\Delta E = \hbar\nu$. Тоді:

$$\frac{\Delta k}{k_{\text{макс}}} = 2\nu n \frac{a}{c} = 2na \frac{\Delta E}{\hbar c}$$

Якщо ми підставимо в попередню формулу типові значення вхідних до неї

величин: $n = 4$, $a = 2\text{\AA}$ і $\Delta E = 2$ еВ, то для відношення $\Delta k/k_{\text{макс}}$ отримаємо величину, приблизно рівну 0.002. Це означає, що імпульсом фотона можна знехтувати і що дозволеними є лише такі переходи (за участю тільки фотонів), які на діаграмі рис. 6. представляються вертикальними лініями між дозволеними зонами.

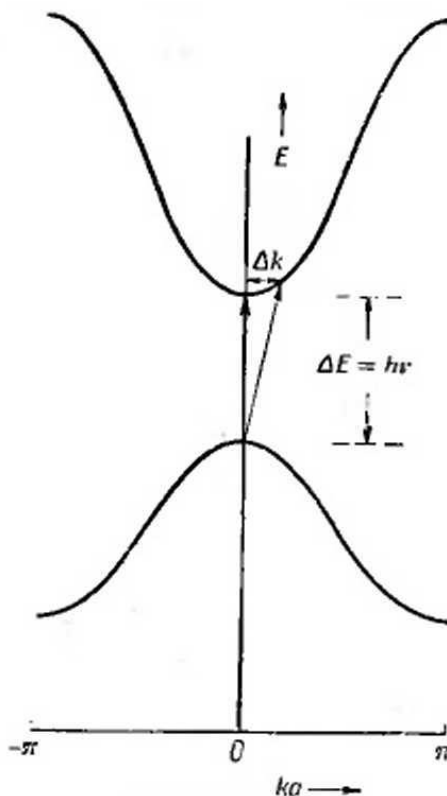


Рис. 6. Використання побудованої в наведеному просторі хвильових векторів залежності E від k для оцінки величини Δk при дозволених переходах з участю тільки фотонів.

Процеси захоплення та прилипання. Якщо електрони і дірки в результаті поглинання фотона достатньої енергії стали вільними, то вони будуть залишатися вільними до тих пір, поки не будуть захоплені якоюсь недосконалістю. Чим більше не ідеальність кристалічної системи, тим більше створюються рівнів, центрів в зоні. Центри, захоплюючи носіїв, можна розділити на дві групи: 1) центри прилипання (захоплений носій має велику ймовірність перейти знову у вільний стан в результаті теплового збудження, ніж рекомбінувати з носієм протилежного знаку), 2) центри рекомбінації (захоплений носій має велику ймовірність рекомбінувати з носієм протилежного знаку, ніж знову бути збудженим у вільному стані). На рис. 4, б. показані процеси прилипання і теплового збудження

електронів в разі електронних пасток (переходи 5 і 5'), процеси прилипання і теплового збудження дірок в разі діркових пасток (електронні переходи 4 і 4'), а також процеси захоплення електрона (перехід 7) і дірки (електронний перехід 6) центрами рекомбінації.

Генерація електронів та дірок в центрах прилипання (переходи 5 і 5') та (переходи 4 і 4') відповідно задається формулами:

$$G_n = f_d^e N_d e_n \text{ та } G_p = (1 - f_d^e) N_d e_p ,$$

де N_d - кількість центрів, f_d^e - ймовірність знаходження електрону, e_n і e_p - коефіцієнти пропорційності. Об'єднання цих процесів дає теплову генерацію. Обмінюється носіями тільки з однією зоною.

Кількість переходу електронів та дірок в одиницю часу в центрах захвату (перехід 7) та (перехід 6) відповідно:

$$R_n = C_n N_d (1 - f_d^e) n \text{ та } R_p = C_p N_d f_d^e p ,$$

де C_n та C_p - стала захвату. Об'єднання цих процесів дає рекомбінацію. Може обмінюватися носіями з обома зонами.

Хоча центр, якому відповідав би енергетичний рівень, що лежить близько до одного з країв забороненої зони, найімовірніше буде вести себе як центр прилипання, а не як центр рекомбінації (на противагу центрам, яким відповідають рівні, що лежать поблизу середини забороненої зони), проте відмінність між центрами прилипання і рекомбінації визначається співвідношенням ймовірностей теплового збудження і рекомбінації, тобто умовами кінетики, а не природою самих центрів. Центр, який є центром рекомбінації при певних інтенсивностях світла і температурі, при інших умовах може вести себе як центр прилипання.

Якщо процеси захоплення, відповідні переходам 6 і 7, супроводжуються випромінюванням фотонів, то спостерігається люмінесценція, типовий спектр якої показаний на рис. 5.

Рекомбінація. Три простих типи процесів рекомбінації представлені на рис. 4, в. Вільний електрон може прямо рекомбінувати з діркою (перехід 8). Ймовірність цього процесу зазвичай дуже мала. Часто переходи типу 8 являють випромінювальними, тобто виділяється енергія випромінювання у вигляді світла з

енергією фотонів, приблизно рівній ширині забороненої зони. Таке випромінювання називається крайовим випромінюванням.

У процесах рекомбінації можуть також брати участь (цей випадок якраз найбільш часто реалізується) центри рекомбінації: або електрон захоплюється збудженим центром, який прихопив дірку (перехід 9), або дірка захоплюється збудженим центром, який прихопив електрон (перехід 10). Переходи типу 9 і 10 також можуть бути радіаційними.

1.3.2. Час життя носіїв заряду

Якщо світло, що падає на напівпровідник, створює f електронно-діркових пар за секунду в одиниці об'єму напівпровідника, то

$$f \tau_n = \Delta n$$

$$f \tau_p = \Delta p$$

де τ_n – час життя вільного електрона, τ_p – час життя вільної дірки, а Δn та Δp – надлишкові концентрації вільних електронів і дірок відповідно, що виникають в результаті поглинання світла. Або іншими словами:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p}$$

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_p n}$$

де γ_n та γ_p – коефіцієнти рекомбінації (захоплення).

Час життя є важливим параметром в теорії фотопровідності речовини:

$\Delta \sigma = f e (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$, де μ_n та μ_p – рухливість електронів та дірок в речовині.

Необхідно розрізняти ряд змістових значень терміну «час життя».

1) Час життя вільного носія. Час життя вільного носія – це час, протягом якого носій вносить вклад у провідність. Інакше кажучи, це час, протягом якого збуджений електрон знаходиться в зоні провідності або збуджена дірка – у валентній зоні.

Час життя вільного носія може: а) обмежуватися моментом рекомбінації цього носія або моментом екстракції (витягування) його із кристалу електричним полем, якщо при цьому із протилежного електроду не надходить такий же носій; б) перериватися при захваті носія пасткою і продовжуватися знову, коли носій

буде звільнений із пастки; в) продовжуватись, не перериваючись, якщо в той момент, коли носій екстрагується полем із кристалу, такий же носій інжектується в кристал із протилежного електроду.

2) Час життя збудженого носія. Час життя збудженого носія – це весь проміжок часу між актом збудження і актом рекомбінації або екстракції без поповнення протягом якого носій залишається в збудженому стані. Час життя збудженого носія включає в себе також і той час, який носій може проводити у пастках. Тому він зазвичай більший, ніж час життя вільного носія.

3) Час життя пари. Час життя пари – це час, протягом якого існує пара електрон-дірка. Якщо в якийсь момент електрон або дірка захоплюються або екстрагуються без поповнення, то час життя пари обмежується цим моментом.

4) Час життя неосновних носіїв. Час життя неосновних носіїв – це час, протягом якого носій є вільним, тобто вносить вклад в провідність, яка створюється неосновними носіями: електронами у речовині з провідністю p -типу і дірками у речовині з провідністю n -типу. Зазвичай, час життя пари дорівнює часу життя неосновних носіїв.

5) Час життя основних носіїв. Час життя основних носіїв – це час перебування у вільному стані основного носія, тобто електрона у речовині з провідністю n -типу або дірки у речовині з провідністю p -типу. Якщо концентрація вільних носіїв у речовині значно більша концентрації рекомбінації, як це часто буває у напівпровідниках, то час життя основних носіїв дорівнює часу життя неосновних носіїв. Але, якщо концентрація вільних носіїв значно менша концентрації центрів рекомбінації, що часто має місце в ізоляторах, то час життя основних носіїв може бути значно більшим часу життя неосновних носіїв.

Отже підвищення фоточутливості речовини часто досягається шляхом введення у нього центрів, які швидко захоплюють неосновні носії, але мають значно меншу ймовірність захопити основні носії, при цьому ймовірність рекомбінації мала.

1.3.3. Релаксація нерівноважної провідності

Якщо в деякий момент почалось освітлення напівпровідника, стаціонарні значення нерівноважної провідності досягаються лише через деякий час після

початку освітлення. Аналогічно цьому при виключенні освітлення нерівноважна провідність зникає не миттєво (рис. 7).

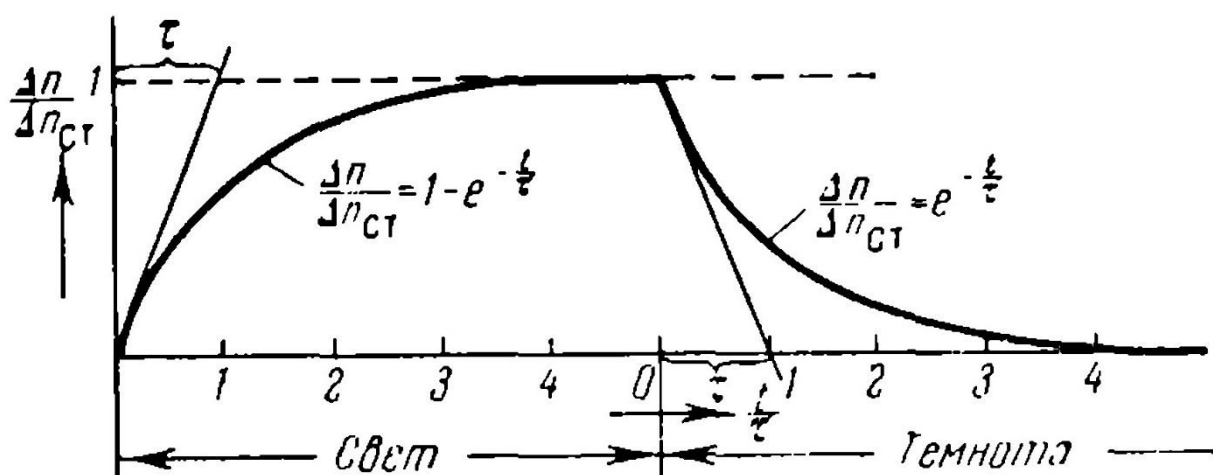


Рис. 7 Релаксація нерівноважної концентрації при збудженні прямокутними імпульсами світла. Випадок лінійної рекомбінації.

Криві наростання або зменшення нерівноважної провідності при будь-яких змінах інтенсивності освітлення йменуються кривими релаксації нерівноважної провідності. Нам необхідно вяснити, як залежить від часу нерівноважна провідність у процесі релаксації, який ефективний час встановлення стаціонарних значень провідності, який зв'язок між характером процесів і механізмом нерівноважної провідності.

Оскільки в кожний момент часу діркова і електронна складові нерівноважної провідності $\Delta\sigma$ пропорційні нерівноважним концентраціям Δn та Δp , ми будемо цікавитися релаксацією концентрації Δn (або Δp). Зміна числа носіїв (наприклад, електронів) за одиницю часу в одиниці об'єму є різниця між числом звільняючих носіїв, яка може бути записана у вигляді $\beta k I$, і числом рекомбінуючих носіїв. Розглянемо два наступних важливих частинних випадків, не вдаючись у деталі механізму рекомбінації.

1. Інтенсивність рекомбінації (захвату) пропорційна першому степеню концентрації нерівноважних носіїв. (Цей випадок реалізується, наприклад, тоді, коли є один тип дірок, з якими рекомбінують нерівноважні електрони, при чому концентрація цих дірок p досить велика і практично не залежить від освітлення).

Тоді час життя $\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p} = \text{const}$ і інтенсивність рекомбінації (захоплення) електронів, дорівнює $\frac{\Delta n}{\tau_n}$, пропорційна першому степеню концентрації. Цей випадок ми будемо називати випадком лінійної рекомбінації.

2. Інтенсивність рекомбінації пропорційна квадрату концентрації нерівноважних носіїв. [Це має місце, наприклад, у випадку, коли концентрація рівноважних носіїв дорівнює нулю і при іонізації електрони переводяться із нижньої зони у верхню; при цьому концентрація нерівноважних електронів і дірок виявляється однаковою, і інтенсивність рекомбінації дорівнює $\gamma \Delta n \Delta p = \gamma (\Delta n)^2$]. Цей випадок ми будемо називати випадком квадратичної рекомбінації.

Наш випадок - лінійна рекомбінація, тому розглянемо його більш детально.

1.3.4. Лінійна рекомбінація

Зміна концентрації нерівноважних носіїв за одиницю часу може бути записана у вигляді (всі міркування наведені для нерівноважних електронів. Очевидно, що всі висновки можуть бути поширені і на нерівноважні дірки).

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \Delta n_{\text{ст}} - \frac{\Delta n}{\tau}$$

Нехай при $t = 0$ зразок починає освітлюватися світлом постійної інтенсивності. Тоді, розділяючи змінні та інтегруючи з урахуванням початкової умови $\Delta n = 0$ при $t = 0$, отримаємо

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right).$$

Таким чином, релаксація нерівноважної концентрації (і відповідної складової провідності) у випадку лінійної рекомбінації має експоненціальний характер.

Якщо зразок не освітлений, то отримаємо:

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

Нехай при $t = 0$ виключено освітлення зразка. В результаті попереднього освітлення нерівноважна концентрація доведена до значення $\Delta n = \Delta n_{\text{ст}}$. Тоді залежність $\Delta n(t)$ має вид спадаючої експоненти:

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Така залежність доречна коли зразок має ідеальну кристалічну структуру та один центр рекомбінації. На практиці, в наслідок не ідеальності зразків існують кілька центрів рекомбінації. Тоді вводиться поняття «розтягнута експонента» і його параметр β – розкид експоненти. Отже, залежність $\Delta n(t)$ отримує новий вигляд:

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta}$$

Суттєво, що «постійна часу» експоненціальних кривих релаксації співпадає з часом життя. Це дає просту можливість у випадку лінійної рекомбінації по дослідженню релаксаційних кривих безпосередньо визначати τ^{-1} .

1.3.5. Залежність центрів рекомбінації та захоплення від температури

Ще одна особливість центрів рекомбінації та захоплення, що їх положення між зонами провідності та валентності має обернено-експоненційну залежність від температури напівпровідника. З [3] відомо, що центри знаходяться на деякій відстані від нижнього рівня зони провідності і вона пропорційна експоненті:

$$l \sim e^{-\frac{\varepsilon_a}{KT}}$$

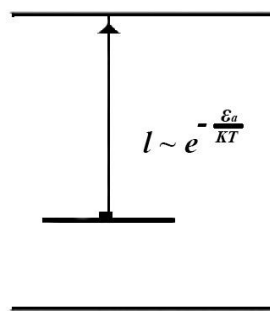


Рис. 8. Обернено-експоненційна залежність положення центрів рекомбінації та захоплення від температури.

Розділ 2. Методика експерименту дослідження фотопровідності

2.1. Схема установки

Вивчення процесів рекомбінації носіїв заряду в гетероструктурних зразках InGaAs-GaAs з квантовими нитками проводилося шляхом вимірювання залежності фотопровідності від часу. Блок-схема установки для проведення вимірювання кінетики загасання фотопровідності наведена на рис. 9.

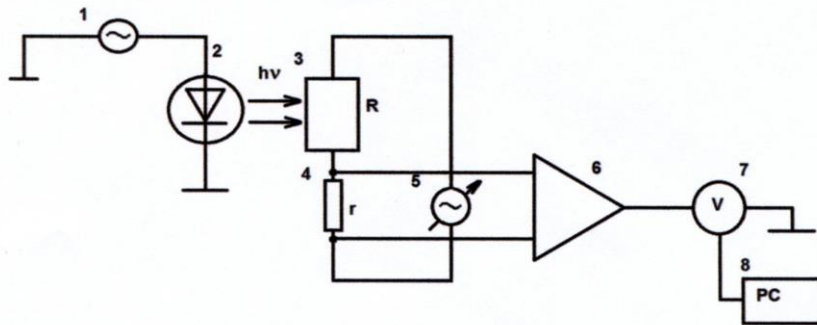


Рис. 9. Структурна схема установки для дослідження фотопровідності.

1. Генератор частот.
2. Напівпровідниковий лазер.
3. Досліджу вальний зразок.
4. Опір навантаження.
5. Подільник напруг.
6. Диференційний підсилювач.
7. Осцилограф.
8. Комп'ютер.

Досліджуваний зразок (SC094 II) охолоджувався до температури рідкого азоту. Поступово нагріваючись до кімнатної температури зразок засвітлювався імпульсним світлом з напівпровідникового лазера з довжиною хвилі 650 нм і 980 нм та потужністю 1мВт. Тривалість світлового імпульсу та його інтенсивність регулювався за допомогою генератора електричних сигналів Siglent SDG1020. На зразок подавалася напруга живлення U від високостабільного джерела напруги, послідовно зі зразком був підключений точний опір ІКОм. Цей опір слугував датчиком струму через зразок, $U = i_{зр}r$. Струм, який протікав в колі залежав як і від зразку так і від датчика струму. При засвітленні зразку лазером його опір

зменшувався і відповідно, струм в колі збільшувався $i_{зр} = U / (R + r)$. Відповідно падіння напруги на датчику струму буде збільшуватись $U = i_{зр}r$. Падіння напруги на датчику струму підсилюється диференційним підсилювачем. Після підсилення сигнал реєструвався осцилографом Siglent SDS1102CML і оцифровані дані передавались на персональний комп'ютер. З метою співвідношення S/N (сигнал/шум) усереднення проводилося по 150 вимірювання. Вся установка працювала під управлінням програми «Lab View».

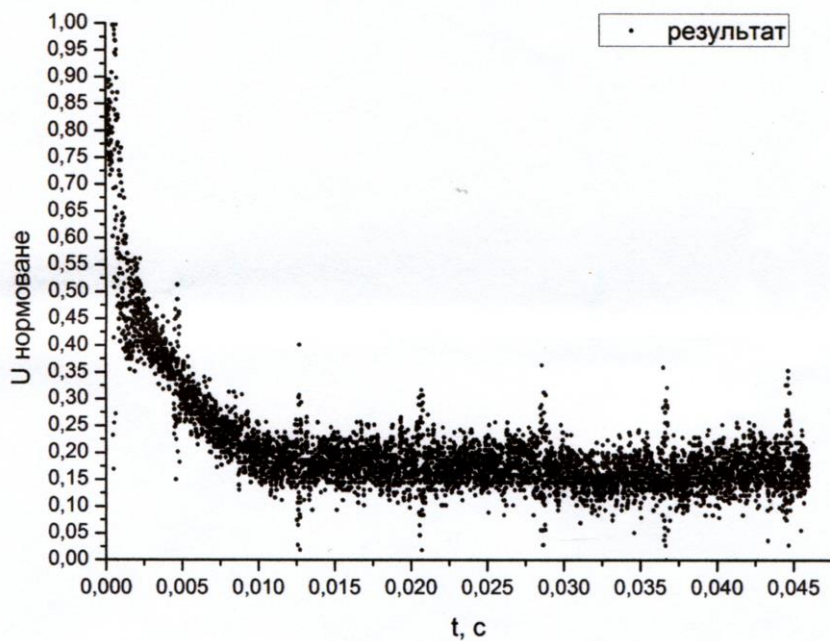


Рис. 10. Приклад кінетики загасання фотопровідності зразка без усереднення.

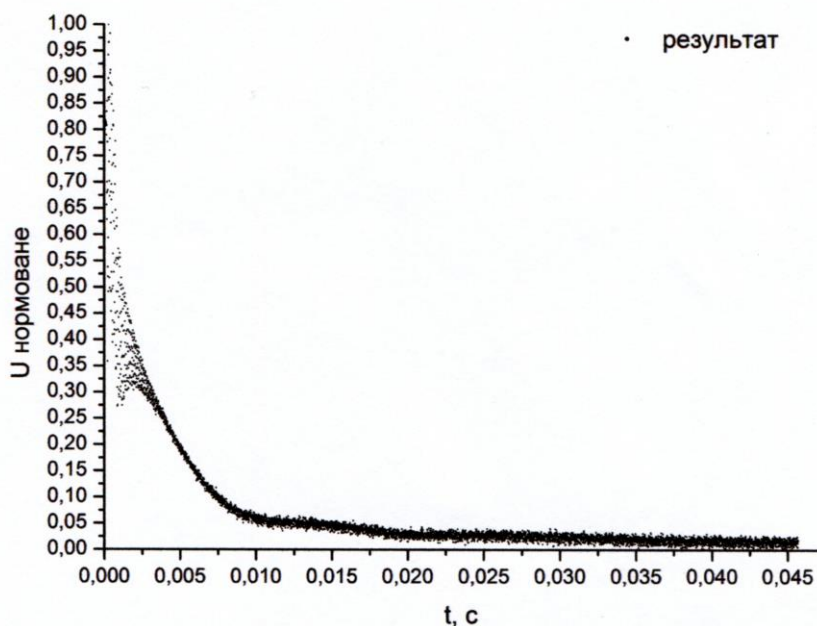


Рис. 11. Приклад кінетики загасання фотопровідності зразка з усередненням.

2.2. Опис зразків

Всі гетероструктури були вирощені на GaAs (3 1 1) на напівізолюючій підложці за допомогою молекулярно-променевої епітаксії. Після росту буферного шару 0,5 мкм GaAs при 580 С°, температура підложки була знижена до 520 С° для осадження InGaAs і бар'єрів n-типу GaAs. П'ять періодів InGaAs/GaAs були осаджені товщиною 6,8,10 і 11 ML із In_{0.38}Ga_{0.62}As. Кожний бар'єр GaAs був товщиною 40 нм, який складається із 10 нм делегірованого GaAs, потім 20 нм рівномірно легіровани GaAs: Si($N_d = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$), а потім ще 10 нм делегіровани GaAs. Нарешті, кожен зразок квантових ниток був накритий кінцевим рівним шаром InGaAs осадження для AFM дослідження. Зразки товщиною 11 і 10 ML InGaAs зроблені для формування високоякісних квантових ниток, в той час як структури товщиною 6 і 8 ML для підтримки квантової ями. Спектр фотолюмінесценції був виміряний при кімнатній температурі, з використанням подвійної частоти Nd:YAG лазера на довжині хвилі 532 нм при збудженні. Для дослідження вертикального фотоструму, мезаструктура побудована вздовж $[-2 \ 3 \ 3]$ або $[0 \ 1 \ -1]$ кристалографічних напрямків була отримана шляхом мокрого хімічного травлення разом з фоточутливою областю шириною 0,75 мм. Омічні контакти, розділені на 6 мм були сформовані шляхом обжигу Індія при 420 С°.

Розділ 3. Обробка експериментальних даних

3.1. Установка та налаштування програми

У результаті дослідження кінетики фотопровідності у зразків отримано досить великий масив експериментальних даних, для опрацювання яких можна задіяти ліцензійне програмне забезпечення (наприклад, Origin), яке ще також потребує часових затрат для механічної підготовки відбору даних. Тому для автоматизації швидкої обробки експериментального масиву даних було написано програму, яка приймає вихідні дані, апроксимує їх та повертає параметри апроксимації. Також створено 3-вимірне графічне середовище для візуалізації затухання фотопровідності.

Програми написані на мові програмуванні C, та оптимізовані для роботи з компілятором gcc в терміналі (консоль). Вони кросплатформові, використовуються стандартні бібліотеки. Найкраще працюють в Linux/Unix системах, не вимагають інсталяції та додаткових налаштувань. Для роботи в терміналі Windows необхідно установити програму miniGW та прописати в Makefile додаткові прапорці використаних бібліотек для компіляції бінарних файлів і зборки .exe файлів. Графічне середовище використовує кросплатформову бібліотеку OpenGL.

3.2. Прийом даних та їх обробка

При проведенні вимірювань, дані отримані з осцилографу, зберігаються програмою LabView у файлі формату .txt з назвою певної температури з деяким установленим кроком. Розроблена програма написана так, що їй байдуже, де ці файли знаходяться та скільки їх потрібно опрацювати. Для виконання графічної візуалізації, необхідно подати файли у порядку зростання температури, що здійснює вже LabView, бо сам створює файли у порядку зростання. Програма не містить захисту на чужорідні файли. Для зручності краще запускати потрібні файли для обробки з одної папки такою командою в терміналі, наприклад: `./diplom Data/SC094_par_980nm_diff_T/*.txt`. Команда *.txt завантажує усі файли типу .txt що знайдені в цій папці у програму з назвою diplom.

```
6. bash
✓ src/main.c
✓ src/tutorial.c
✓ src/check_file.c
✓ src/init_fdf.c
✓ src/read_file.c
✓ src/ft_atoi_base.c
✓ src/check_symbol.c
✓ src/error_file.c
✓ src/adaptive_size.c
✓ src/adaptive_rotate.c
✓ src/adaptive_center.c
✓ src/draw.c
✓ src/draw_lines.c
✓ src/draw_color.c
✓ src/key_hook.c
✓ src/move_size.c
✓ Create FDF
✓ Create Dyplom
Vitaliys-Mac:Dyplom vholovin$ ./dyplom Data/SC094_par_980nm_diff_T/
082.txt 097.txt 112.txt 127.txt 142.txt 157.txt 172.txt 187.txt 202.txt 217.txt 232.txt 247.txt 262.txt Result/
085.txt 100.txt 115.txt 130.txt 145.txt 160.txt 175.txt 190.txt 205.txt 220.txt 235.txt 250.txt 265.txt
088.txt 103.txt 118.txt 133.txt 148.txt 163.txt 178.txt 193.txt 208.txt 223.txt 238.txt 253.txt 268.txt
091.txt 106.txt 121.txt 136.txt 151.txt 166.txt 181.txt 196.txt 211.txt 226.txt 241.txt 256.txt 271.txt
094.txt 109.txt 124.txt 139.txt 154.txt 169.txt 184.txt 199.txt 214.txt 229.txt 244.txt 259.txt 274.txt
Vitaliys-Mac:Dyplom vholovin$ ./dyplom Data/SC094_par_980nm_diff_T/*.txt
```

Рис.12. Приклад прийому файлів в терміналі

Кожен файл з даними зчитується за допомогою написаної функції `get_next_line`, поки не настане кінець файлу, не залежно від розміру рядка та їх кількості та перетворюється в тип `long double`, якщо то дійсно цифри, за допомогою власної функції `ft_atoid`. Отримані дані записуються в структуру даних, що показано нижче:

```
typedef struct          s_appr
{
    long double         A;
    long double         d_A;
    long double         B;
    long double         d_B;
    long double         tay;
    long double         d_tay;
    long double         beta;
    long double         d_beta;
    long double         sum;
}
                        t_appr;

typedef struct          s_rez
{
    int                 T;
    long double         *t;
    long double         *u;
    int                 len;
    t_appr              *appr;
}
                        t_rez;

typedef struct          s_dyplom
{
    t_rez               **rez;
    int                 k_rez;
    char                *sp;
}
                        t_dyplom;
```

У змінній **sp** – зберігається адреса папки, звідки взято самий перший файл. Програма виводить кроки виконання операцій, де можна побачити який перший файл. У структурному масиві **rez** з кількістю файлів **k_rez** зберігаються прийняті дані: **T** – температура, **len** – довжина найменшої колонки, **t** – масив першої колонки часу, **u** – масив другої колонки напруги та структура **appr** з коефіцієнтами апроксимації.

Спочатку програма створює 2 файли формату .fdf з вхідного масиву даних для графічної візуалізації: без згладжування та зі згладжуванням (див. рис. 13, 14 та 15). Оскільки, в даному випадку, отримано файли з 10 тис. вимірів і важко роздивитися із зависанням положення 65 тис. точок, то для візуалізації використовується масштаб 1:100 по довжині.

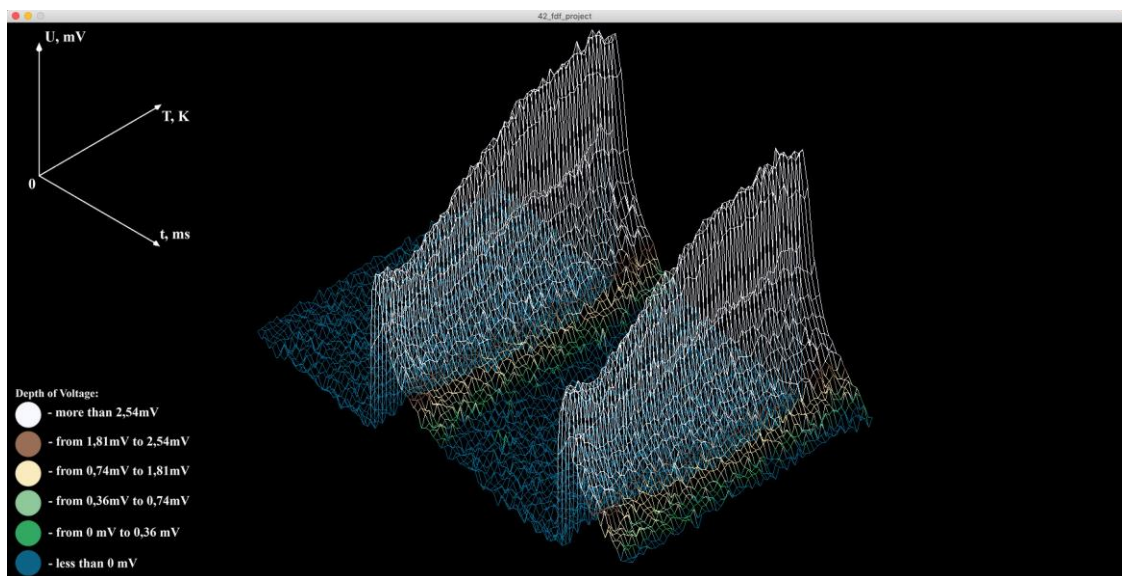


Рис. 13. Приклад графічної візуалізації без згладжування.

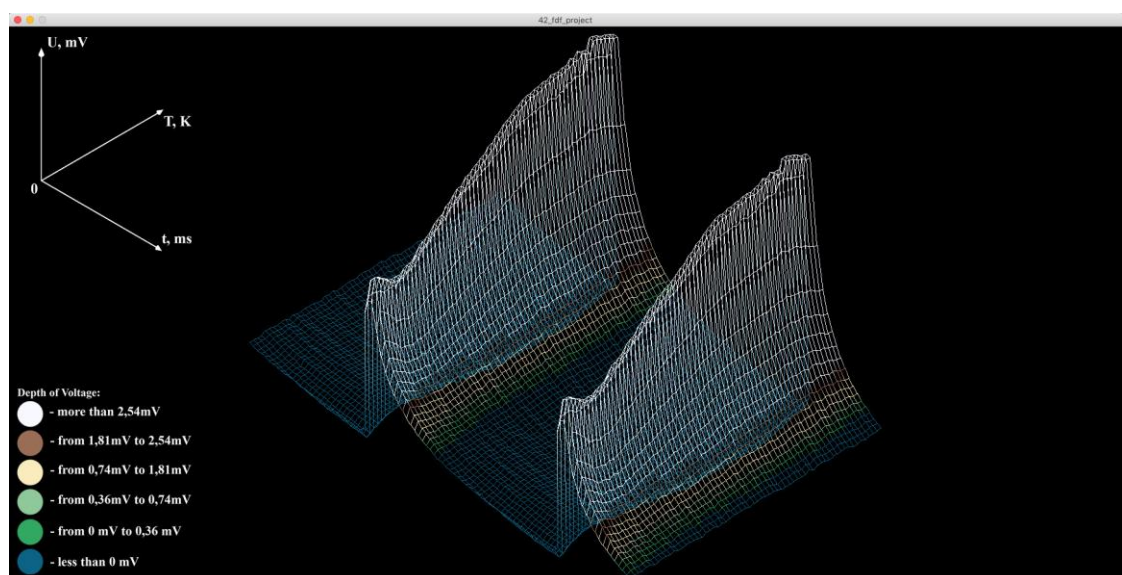


Рис. 14. Приклад графічної візуалізації зі згладжуванням.

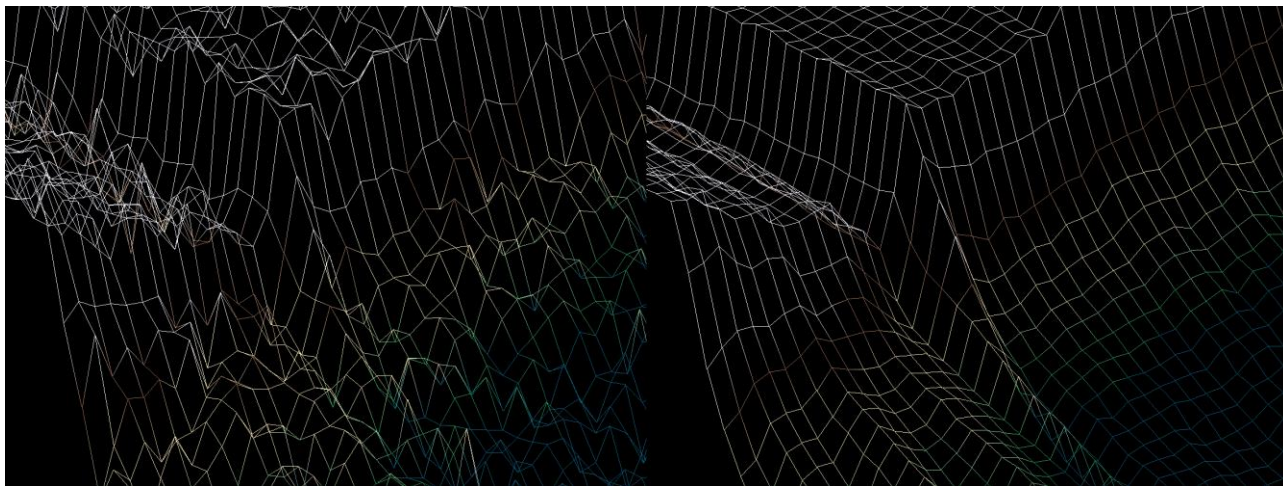


Рис. 15. Детальний приклад без та зі згладжуванням.

Згладжування досягається тільки із-за установленого масштабу – кожна точка через крок 100 точок є усередненням цих точок. Якщо виставити масштаб 1 до 1 то згладжування не буде. Це надає результатам візуалізації більш наочнішого відображення.

Як бачимо з рис. 13 та 14, отримані дані можуть включати кілька піків: кінетику фотозбудження і кінетику фотозагасання. На даному кроці програма вирізає необхідні дані для апроксимації, а саме кінетику фотозагасання, та для кожної температури зберігає їх в окремих файлах в папці Result, де містяться вхідні дані.

Наступний крок – апроксимація кінетики фотозагасання. Функція апроксимації була описана в пункті 1.3.4 Лінійна рекомбінація:

$$u(t) = A + B e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta}.$$

Оскільки створити повноцінну апроксимацію, розв'язати СЛАР методом послідовного виключення, чи методом Гауса, чи методом Крамера, чи ітераційним методом Якобі, із-за параметра β досить складно, мусимо для здійснення апроксимації використати метод підбору. Якість підбору перевіряли сумою найменших квадратичних відхилень, а підбір даних – методом градієнтного спуску.

Ідея реалізації. Підставляємо початкові параметри ($A=0$, $B=0$, $\tau=1$, $\beta=1$) в формулу і знаходимо суму квадратичних відхилень. Шукаємо суму відхилень для одного параметру (наприклад, для β) з кроком ± 0.1 , порівнюємо його з сумою без кроку, якщо одне з них менше, то переприсвоюємо нове значення з врахуванням кроку відповідного знаку, якщо знаходиться по середині, то беремо

крок в 10 разів менше і знову рахуємо суму з різними знаками. І так до тих пір, поки програма не досягне необхідної точності. Якщо ж зробити кілька вкладених циклів для перебору параметрів до досягнення встановленої точності, то можна перебрати усі коефіцієнти апроксимації одночасно.

Ідея градієнтного спуску полягає в тому, що програма перебираючи усі параметри спускається градієнтно «затухаючим маятником» до суми найменшого квадратичного відхилення апроксимації від вимірних значень. Чим менша сума – тим точніше апроксимація відтворює графік. В такому методі є одна суттєва перевага для неперіодичних функцій – не існують кілька локальних мінімумів, тільки один. Також градієнтний спуск значно зменшує кількість кроків перебору.

Програмний код модуля для пошуку апроксимації представлений нижче:

```
#include "../include/dyplom.h"

static long double search_sum(long double A, long double B,
                             long double tay, long double beta, t_rez *rez)
{
    long double sum;
    int i;

    i = 0;
    sum = 0;
    while (i < rez->len)
    {
        sum += powl((rez->u[i] - A - B * exp ( (-1) *
                                                powl((rez->t[i])/tay, beta) ) ), 2);
        i++;
    }
    return (sum);
}

static long double init_A(t_rez *rez, double mezha)
{
    long double sum;
    long double sum_p;
    long double sum_n;

    while (mezha)
    {
        sum = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B,
                         rez->appr->tay, rez->appr->beta, rez);

        sum_p = search_sum(rez->appr->A - rez->appr->d_A,
                           rez->appr->B, rez->appr->tay, rez->appr->beta, rez);

        sum_n = search_sum(rez->appr->A + rez->appr->d_A,
                           rez->appr->B, rez->appr->tay, rez->appr->beta, rez);

        if (sum > sum_n)
            rez->appr->A += rez->appr->d_A;
        else if (sum > sum_p)
            rez->appr->A -= rez->appr->d_A;
        else if (sum <= sum_n && sum <= sum_p)
        {
            rez->appr->d_A /= 10;
            mezha--;
        }
    }
    rez->appr->d_A = 0.1;
    return (sum);
}
```

```

}

static long double init_B(t_rez *rez, double mezha)
{
    long double sum;
    long double sum_p;
    long double sum_n;
    int n;

    n = mezha + 1;
    while (mezha)
    {
        sum = init_A(rez, n - mezha);

        sum_p = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B - rez->appr->d_B,
            rez->appr->tay, rez->appr->beta, rez);

        sum_n = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B + rez->appr->d_B,
            rez->appr->tay, rez->appr->beta, rez);

        if (sum > sum_n)
            rez->appr->B += rez->appr->d_B;
        else if (sum > sum_p)
            rez->appr->B -= rez->appr->d_B;
        else if (sum <= sum_n && sum <= sum_p)
        {
            rez->appr->d_B /= 10;
            mezha--;
        }
    }
    rez->appr->d_B = 0.1;
    return (sum);
}

static long double init_tay(t_rez *rez, double mezha)
{
    long double sum;
    long double sum_p;
    long double sum_n;
    int n;

    n = mezha + 1;
    while (mezha)
    {
        sum = init_B(rez, n - mezha);

        sum_p = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B,
            rez->appr->tay - rez->appr->d_tay, rez->appr->beta, rez);

        sum_n = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B,
            rez->appr->tay + rez->appr->d_tay, rez->appr->beta, rez);

        if (sum > sum_n)
            rez->appr->tay += rez->appr->d_tay;
        else if (sum > sum_p)
            rez->appr->tay -= rez->appr->d_tay;
        else if (sum <= sum_n && sum <= sum_p)
        {
            rez->appr->d_tay /= 10;
            mezha--;
        }
    }
    rez->appr->d_tay = 0.1;
    return (sum);
}

static void init_beta(t_rez *rez, int mezha)
{
    long double sum;
    long double sum_p;
    long double sum_n;
    int n;

    n = mezha + 1;

```

```

while (mezha)
{
    sum = init_tay(rez, n - mezha);

    sum_p = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B,
    rez->appr->tay, rez->appr->beta - rez->appr->d_beta, rez);

    sum_n = search_sum(rez->appr->A, rez->appr->B,
    rez->appr->tay, rez->appr->beta + rez->appr->d_beta, rez);

    if (sum > sum_n)
        rez->appr->beta += rez->appr->d_beta;
    else if (sum > sum_p)
        rez->appr->beta -= rez->appr->d_beta;
    else if (sum <= sum_n && sum <= sum_p)
    {
        if (mezha)
            printf("tochnist %Lf\n", rez->appr->d_beta);
        rez->appr->d_beta /= 10;
        mezha--;
    }
}
rez->appr->sum = sum;
}

void appr_data(t_dyplom *dyplom, int mezha)
{
    int i;

    i = 0;
    while (i < dyplom->k_rez)
    {
        dyplom->rez[i]->appr->A = 0;
        dyplom->rez[i]->appr->d_A = 0.1;
        dyplom->rez[i]->appr->B = 0;
        dyplom->rez[i]->appr->d_B = 0.1;
        dyplom->rez[i]->appr->tay = 1;
        dyplom->rez[i]->appr->d_tay = 0.1;
        dyplom->rez[i]->appr->beta = 1;
        dyplom->rez[i]->appr->d_beta = 0.1;
        printf("approximate data in T = %d K\n", dyplom->rez[i]->T);
        init_beta(dyplom->rez[i], mezha);
        i++;
    }
}

```

В таблиці 1 показано порівняння 3-ьох апроксимацій, отриманих написаною програмою та математичним пакетом Origin 8 для температур 82К, 178К, 274К для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

Таблиця 1.Порівняльна таблиця отриманих параметрів апроксимації.

Температура, К	Тип програми	Зміщення y_0	Амплітуда А	Час релаксації τ	Коефіцієнт розкиду β	Сума квадратичних відхилень
82	Написана	-0.00870	0.02690	0.72070	0.72890	0.004755
	Origin 8	-0.00801	0.02676	0.67818	0.77919	0.005130
178	Написана	-0.00490	0.01940	0.65230	0.67450	0.003533
	Origin 8	-0.00973	0.03065	0.80505	0.40444	0.003660
274	Написана	-0.01170	0.03370	0.50460	0.96340	0.003600
	Origin 8	-0.01212	0.03969	0.44322	0.82160	0.003780

Як бачимо, отримані результати апроксимації за допомогою написаної програми досить близькі до результатів отриманих математичним пакетом Origin_8.

Отримані апроксимовані дані зберігаються у файлі appr.txt в папці Rezult у вигляді набору стовпців разом з температурою. Також до результатів опрацювання застосовується функція нормування, на основі чого створюється файл у форматі .fdf. Приклад на рис. 16.

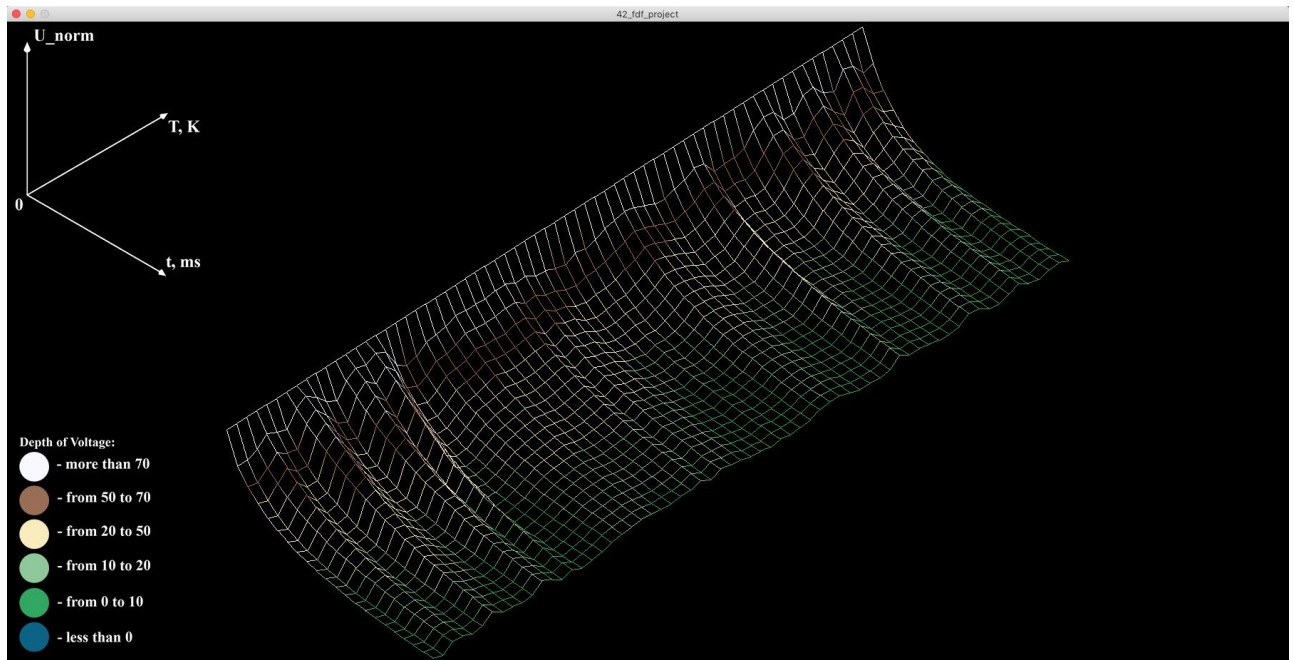


Рис. 16. Приклад графічної візуалізації апроксимованих даних.

3.3. Графічне середовище

3.3.1. Особливості вхідного файлу

Вхідний файл для графічної візуалізації складається з масиву стовпчиків та рядочків, де записана інформація про висоту. Таким записом задаються положення кожної точки, яка має 3 параметри – положення по X та по Y, та положення по Z. Приклад вхідного файлу:

```
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 10 10 0 0 10 10 0 0 0 10 10 10 10 0 0 0
0 0 10 10 0 0 10 10 0 0 0 0 0 0 0 10 10 0 0
0 0 10 10 0 0 10 10 0 0 0 0 0 0 0 10 10 0 0
0 0 10 10 10 10 10 10 0 0 0 0 10 10 10 10 0 0 0
0 0 0 10 10 10 10 10 0 0 0 10 10 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 10 10 0 0 0 10 10 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 10 10 0 0 0 10 10 10 10 10 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
```

3.3.2. Графічна візуалізація

Після зчитування файлу, знаючи в якій послідовності знаходяться точки, програма виводить їх у вікно починаючи з положення самої верхньої лівої точки і до кінця самої нижньої правої точки. Положення кожної точки враховує сукупність коефіцієнтів: розмір початкового вікна, положення центру графічного об'єкту, задані початкові відстані між точками по осі X та Y, коефіцієнт множника по осі Z та колір в залежності від її висоти.

Слід зауважити, що вікно являє собою площину проекції XY, і на початковій стадії рендерингу спостерігаємо сітку. Приклад вигляду об'єкту зверху показаний на рис. 17.

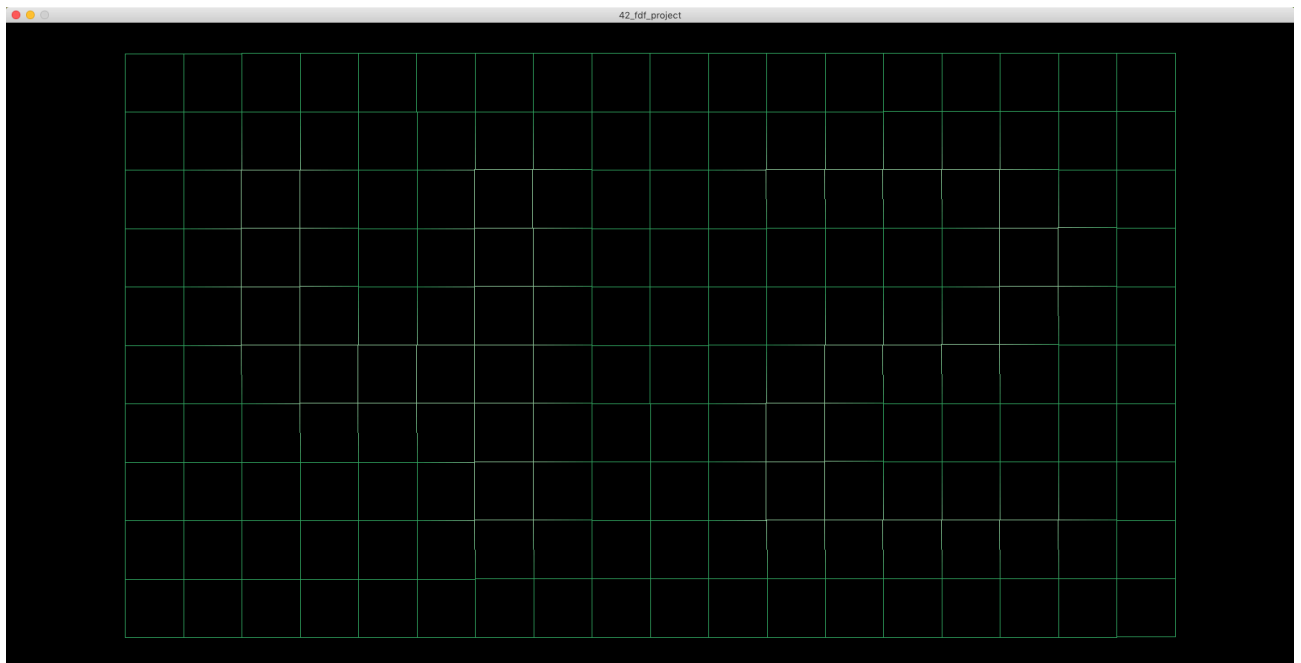


Рис. 17. Приклад початкової стадії рендерингу.

Для того, щоб обернути проекцію по осям X, Y та Z на деякі кути, програма використовує матриці повороту по відповідним осям. Програмний код модуля для повороту графічного об'єкту представлений нижче:

```
#include "../include/fdf.h"

static void      adaptive_rotate_x(t_fdf *fdf, int a)
{
    int          x;
    int          y;
    double       y_buf;
    double       z_buf;

    y = 0;
    while (y != fdf->map->len)
    {
        x = 0;
        while (x != fdf->map->lines[y]->len)
        {
```

```

        y_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->y;
        z_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->z;
        fdf->map->lines[y]->points[x]->y = y_buf * cos(a * 3.14 / 180)
            - z_buf * sin(a * 3.14 / 180);
        fdf->map->lines[y]->points[x]->z = y_buf * sin(a * 3.14 / 180)
            + z_buf * cos(a * 3.14 / 180);
        x++;
    }
    y++;
}

static void adaptive_rotate_y(t_fdf *fdf, int a)
{
    int x;
    int y;
    double x_buf;
    double z_buf;

    y = 0;
    while (y != fdf->map->len)
    {
        x = 0;
        while (x != fdf->map->lines[y]->len)
        {
            x_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->x;
            z_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->z;
            fdf->map->lines[y]->points[x]->x = x_buf * cos(a * 3.14 / 180)
                + z_buf * sin(a * 3.14 / 180);
            fdf->map->lines[y]->points[x]->z = x_buf * sin(a * 3.14 / 180)
                * (-1) + z_buf * cos(a * 3.14 / 180);
            x++;
        }
        y++;
    }
}

static void adaptive_rotate_z(t_fdf *fdf, int a)
{
    int x;
    int y;
    double x_buf;
    double y_buf;

    y = 0;
    while (y != fdf->map->len)
    {
        x = 0;
        while (x != fdf->map->lines[y]->len)
        {
            x_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->x;
            y_buf = fdf->map->lines[y]->points[x]->y;
            fdf->map->lines[y]->points[x]->x = x_buf * cos(a * 3.14 / 180)
                - y_buf * sin(a * 3.14 / 180);
            fdf->map->lines[y]->points[x]->y = x_buf * sin(a * 3.14 / 180)
                + y_buf * cos(a * 3.14 / 180);
            x++;
        }
        y++;
    }
}

void adaptive_rotate(t_fdf *fdf, int x, int y, int z)
{
    adaptive_rotate_x(fdf, x);
    adaptive_rotate_y(fdf, y);
    adaptive_rotate_z(fdf, z);
}

```

У результаті застосування матриць повороту користувач може спостерігати 3-вимірний об'єкт з будь-якої сторони.

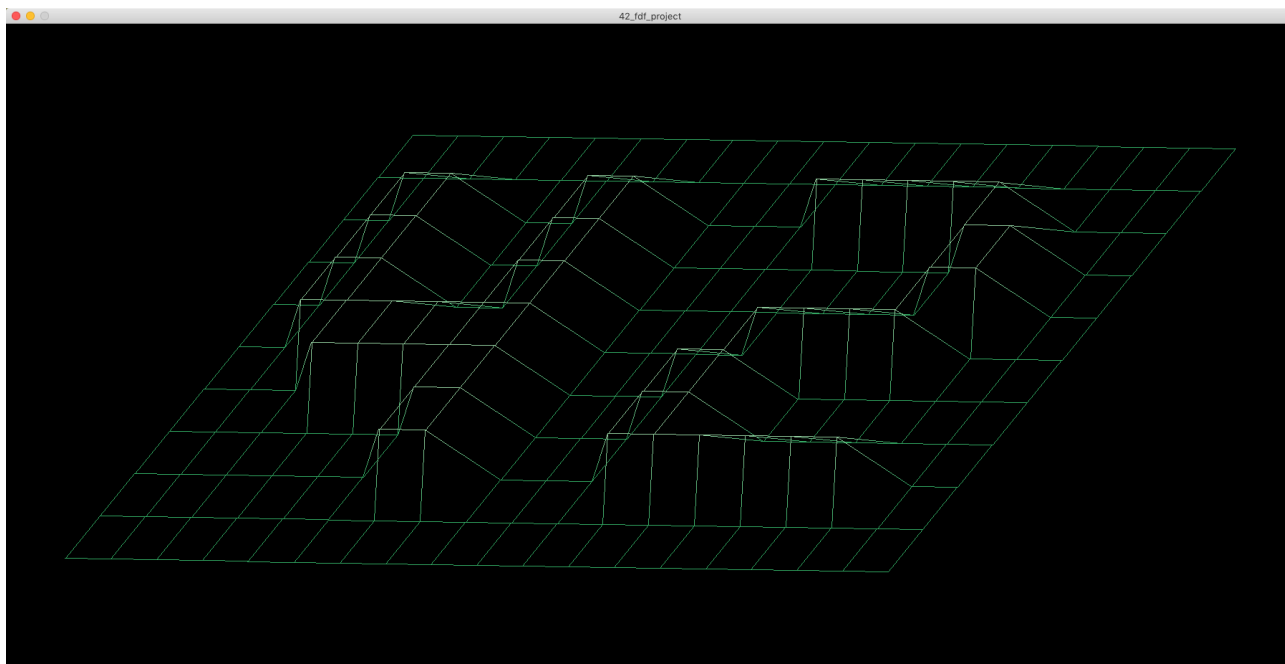


Рис. 18. Приклад погляду на графічний об'єкт з іншої сторони.

Для прорисовки ліній між точками використовується простий алгоритм Брезенхейма. Знаючи положення початкової та кінцевої точок лінії, можемо порахувати відстань між ними по осі X та по осі Y і розрахувати з якими кроками і де малювати проміжні точки. Алгоритм та рис.19 був взятий з джерела [5] та дещо вдосконалений.

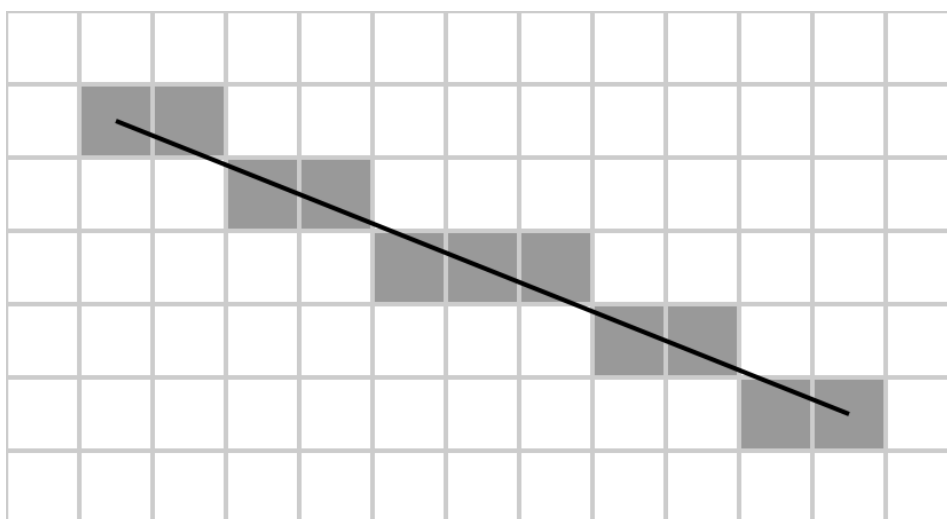


Рис. 19. Приклад малювання лінії алгоритмом Брезенхейма.

Модуль програми для малювання лінії алгоритмом Брезенхейма:

```
#include "../include/fdf.h"

static int      point_out_window(t_point *point)
{
    if (!(point->x > W + 200 || point->x <= 0 ||
        point->y > H + 200 || point->y <= 0))
        return (1);
    else
        return (0);
}
```

```

static void          draw_vertical(t_fdf *fdf, t_draw_line line,
                                t_point p1, t_point p0)
{
    int    x;
    int    y;
    int    i;

    draw_pixel(fdf, p0.x, p0.y, p0.color);
    x = p0.x;
    y = p0.y + line.sy;
    i = 1;
    while (i <= line.dy)
    {
        if (line.d > 0)
        {
            line.d += line.d2;
            x += line.sx;
        }
        else
            line.d += line.d1;
        draw_pixel(fdf, x, y, draw_color(p0.color, p1.color, line.dy, i));
        i++;
        y += line.sy;
    }
}

static void          draw_horizontal(t_fdf *fdf, t_draw_line line,
                                t_point p1, t_point p0)
{
    int    x;
    int    y;
    int    i;

    draw_pixel(fdf, p0.x, p0.y, p0.color);
    x = p0.x + line.sx;
    y = p0.y;
    i = 1;
    while (i <= line.dx)
    {
        if (line.d > 0)
        {
            line.d += line.d2;
            y += line.sy;
        }
        else
            line.d += line.d1;
        draw_pixel(fdf, x, y, draw_color(p0.color, p1.color, line.dx, i));
        i++;
        x += line.sx;
    }
}

void                draw_lines(t_fdf *fdf, t_point point1, t_point point0)
{
    t_draw_line line;

    if (!point_out_window(&point0) && !point_out_window(&point1))
        return ;
    line.dx = fabs(point1.x - point0.x);
    line.dy = fabs(point1.y - point0.y);
    line.sx = point1.x >= point0.x ? 1 : -1;
    line.sy = point1.y >= point0.y ? 1 : -1;
    if (line.dy <= line.dx)
    {
        line.d = (line.dy << 1) - line.dx;
        line.d1 = line.dy << 1;
        line.d2 = (line.dy - line.dx) << 1;
        draw_horizontal(fdf, line, point1, point0);
    }
    else
    {
        line.d = (line.dx << 1) - line.dy;
        line.d1 = line.dx << 1;

```



```

        line.d2 = (line.dx - line.dy) << 1;
        draw_vertical(fdf, line, point1, point0);
    }
}

```

Якщо кольори двох точок відрізняються, то програма прорисовує лінію з плавним градієнтом.

В залежності від висоти Z , точка матиме різні кольори, див. Рис. 20. Частина коду з присвоєння точці кольору в залежності від висоти:

```

static int    set_color(double z, char *str)
{
    Int    color;

    if (ft_atoi_base(str, 16) != 0)
        color = ft_atoi_base(str, 16);
    else if (z < 0)
        color = 0x0D6386;
    else if (z >= 0 && z < 10)
        color = 0x32A862;
    else if (z >= 10 && z < 20)
        color = 0x8FC89A;
    else if (z >= 20 && z < 50)
        color = 0xFAECBE;
    else if (z >= 50 && z < 70)
        color = 0x996E56;
    else if (z >= 70)
        color = 0xF8F8FF;
    else
        color = 0;
    return (color);
}

```

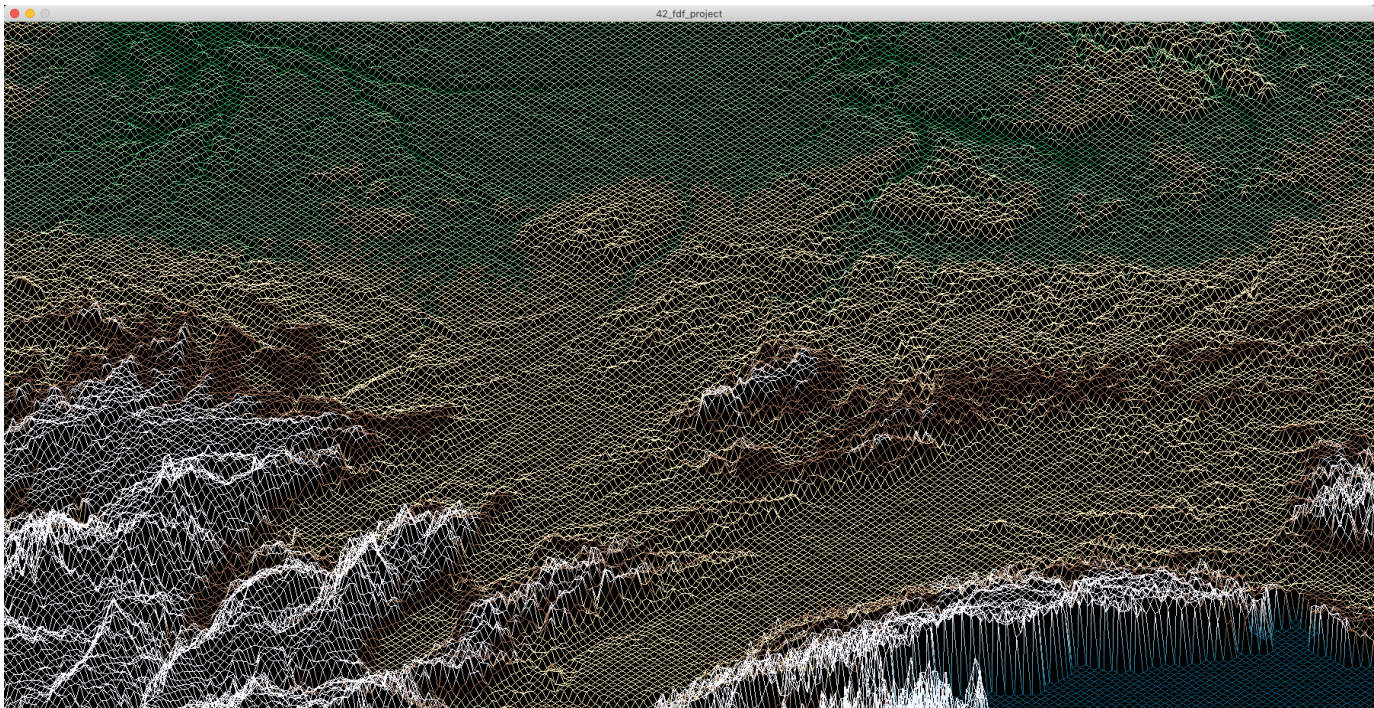


Рис. 20. Приклад кольорового представлення в залежності від висоти точки.

Таке кольорове представлення надає результатам тривимірної візуалізації більш наочнішого відображення.

Результати обробки експериментальних даних

Розглянемо отримані експериментальні дані для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

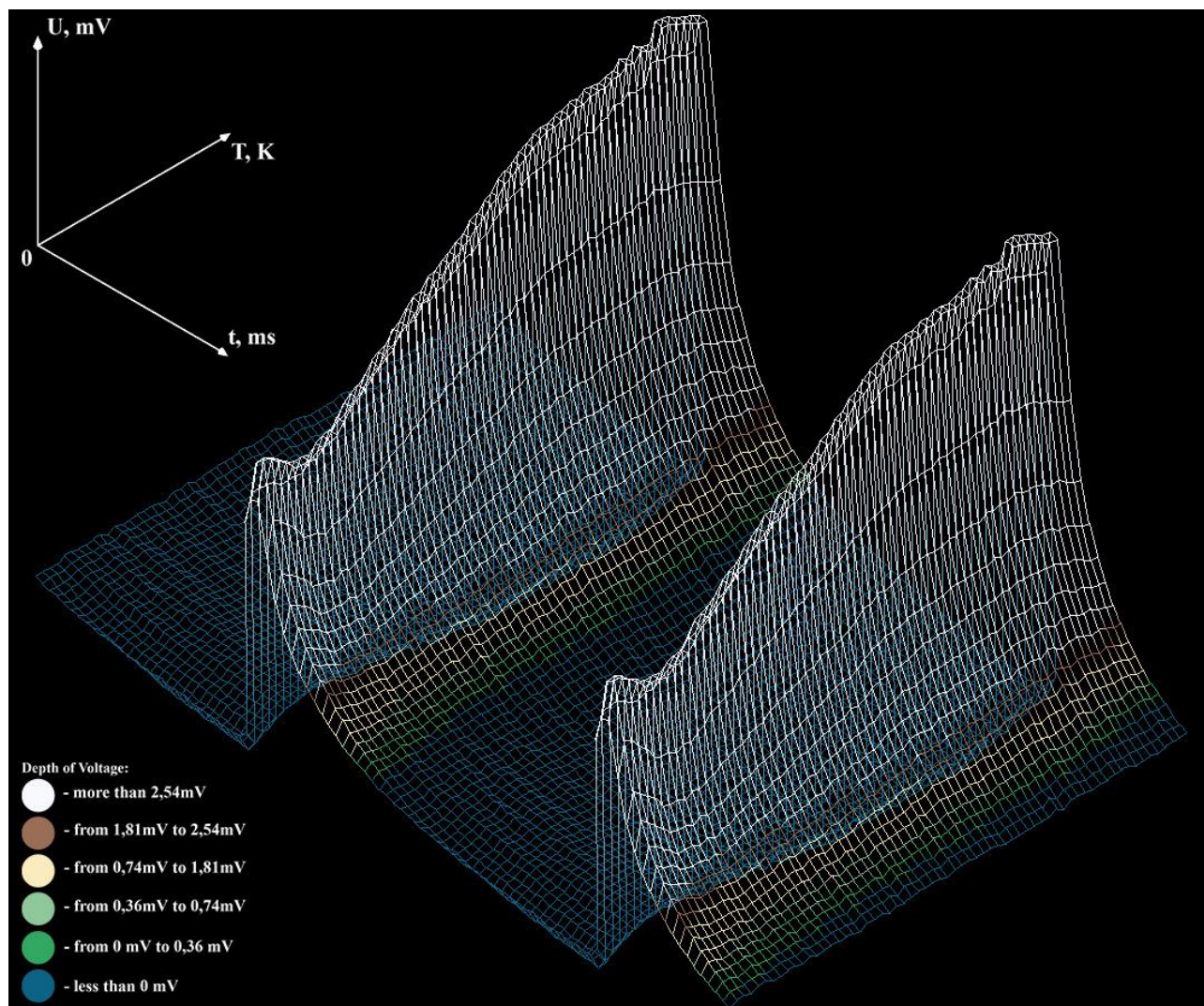


Рис. 21. Графічна візуалізація експериментальних даних для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

Найближче до нас знаходиться кінетика фотопровідності для 82К, кожна наступна відрізняється на 3К від попередньої, найдалі від нас кінетика фотопровідності для 271К.

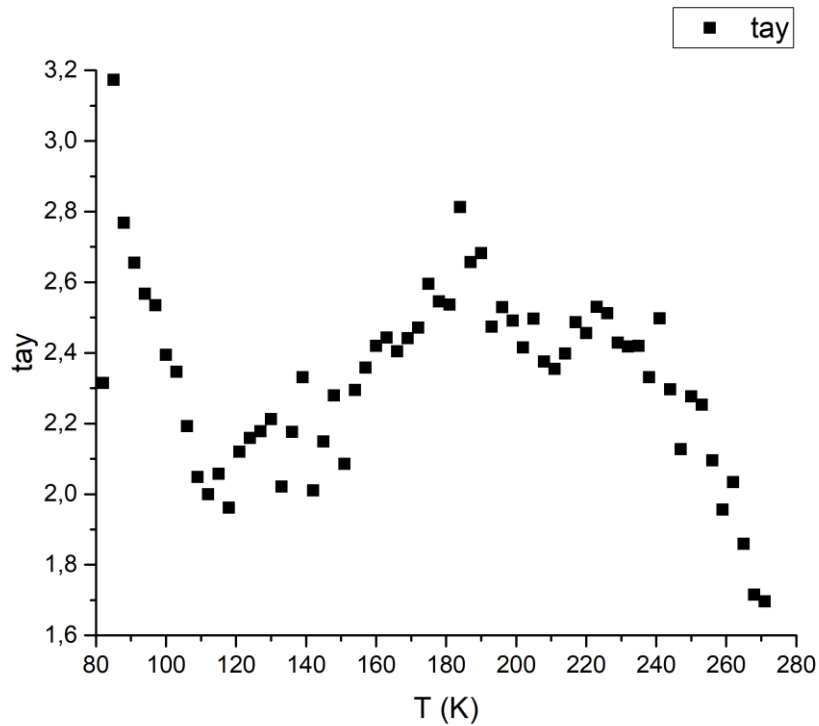


Рис. 22. Графік залежності коефіцієнта апроксимації часу релаксації τ від температури T для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

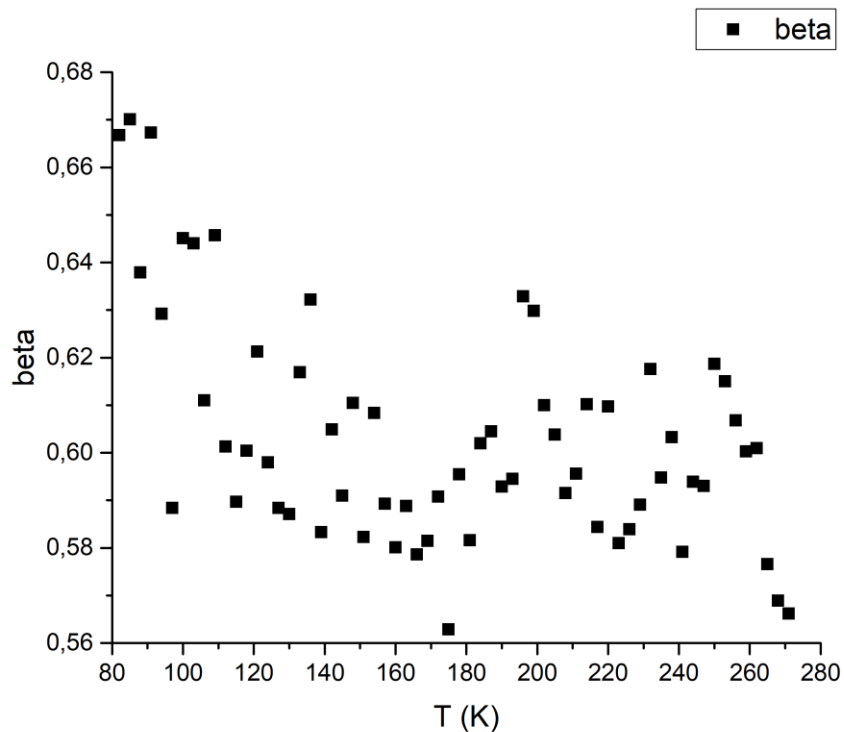


Рис. 23. Графік залежності коефіцієнта апроксимації параметру розкиду β від температури T для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

Таблиця 2. Таблиця отриманих параметрів апроксимації для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

Температура T, К	Зміщення y_0	Амплітуда A	Час затухання τ	Коефіцієнт розкиду β	Сума квадратичних відхилень
82	-0.005400	0.031600	2.314400	0.666800	0.003644
85	-0.008600	0.038600	3.173000	0.670100	0.003663
88	-0.007900	0.038300	2.768600	0.637900	0.004020
91	-0.006900	0.035400	2.655300	0.667300	0.003430
94	-0.006800	0.034700	2.567500	0.629200	0.003937
97	-0.006700	0.033300	2.534600	0.588400	0.003433
100	-0.005700	0.030900	2.394300	0.645100	0.003597
103	-0.005500	0.030600	2.346100	0.644000	0.003622
106	-0.005400	0.030700	2.192400	0.611000	0.003573
109	-0.005000	0.030800	2.048600	0.645700	0.003361
112	-0.005400	0.031800	1.999500	0.601300	0.003487
115	-0.005700	0.032800	2.057400	0.589700	0.003362
118	-0.005600	0.033500	1.961300	0.600400	0.003619
121	-0.006100	0.034400	2.119800	0.621300	0.003622
124	-0.006600	0.035900	2.158700	0.598000	0.003469
127	-0.006900	0.037100	2.177700	0.588400	0.003962
130	-0.007200	0.037900	2.212700	0.587100	0.003802
133	-0.006500	0.037900	2.021100	0.616900	0.003675
136	-0.007000	0.038400	2.175800	0.632200	0.003579
139	-0.008100	0.040600	2.330900	0.583300	0.003701
142	-0.007200	0.041500	2.010300	0.604900	0.003505
145	-0.007900	0.042500	2.148800	0.591000	0.003468
148	-0.008300	0.043000	2.279500	0.610500	0.003428
151	-0.008400	0.045200	2.085800	0.582300	0.003497
154	-0.008600	0.044400	2.294400	0.608400	0.003743
157	-0.009500	0.046900	2.358100	0.589300	0.003967
160	-0.009900	0.047600	2.420100	0.580100	0.003691
163	-0.010100	0.048700	2.443400	0.588800	0.003823
166	-0.010200	0.049500	2.404500	0.578600	0.003850
169	-0.010500	0.050200	2.441000	0.581500	0.003667
172	-0.010500	0.050100	2.471100	0.590800	0.003775
175	-0.011700	0.052800	2.595600	0.562900	0.003751
178	-0.011000	0.052100	2.545500	0.595500	0.003979
181	-0.011600	0.054200	2.536400	0.581600	0.003932
184	-0.012300	0.053800	2.812400	0.602000	0.003921
187	-0.012100	0.055300	2.656500	0.604500	0.003862
190	-0.012500	0.056000	2.682300	0.592900	0.003877
193	-0.012000	0.056700	2.473700	0.594500	0.003730
196	-0.011500	0.055300	2.529200	0.632900	0.003760
199	-0.011600	0.056200	2.491500	0.629800	0.004747
202	-0.011800	0.057300	2.415400	0.610000	0.005020
205	-0.012400	0.058300	2.496600	0.603800	0.004735
208	-0.012100	0.058600	2.375500	0.591500	0.005160

211	-0.012000	0.058700	2.354400	0.595600	0.005036
214	-0.011900	0.058100	2.398100	0.610200	0.004945
217	-0.013000	0.060300	2.486800	0.584400	0.005114
220	-0.012200	0.058300	2.456300	0.609700	0.005000
223	-0.013300	0.060600	2.529800	0.581000	0.005224
226	-0.013200	0.060500	2.512100	0.583900	0.005475
229	-0.012500	0.059600	2.428700	0.589100	0.005430
232	-0.012100	0.059000	2.417900	0.617600	0.005060
235	-0.012500	0.059700	2.420100	0.594800	0.005635
238	-0.012200	0.059900	2.330600	0.603300	0.005197
241	-0.013300	0.061200	2.497400	0.579200	0.005197
244	-0.012500	0.061300	2.296300	0.593900	0.005749
247	-0.011600	0.060300	2.127400	0.593000	0.005441
250	-0.011600	0.058200	2.276600	0.618700	0.006027
253	-0.011700	0.058600	2.252800	0.615000	0.005302
256	-0.011200	0.058600	2.095800	0.606800	0.004766
259	-0.010600	0.057900	1.956400	0.600300	0.004589
262	-0.010700	0.057000	2.034000	0.601000	0.004827
265	-0.010300	0.057200	1.858900	0.576600	0.004624
268	-0.009700	0.056800	1.714800	0.568900	0.005030
271	-0.009600	0.056300	1.695800	0.566200	0.003654

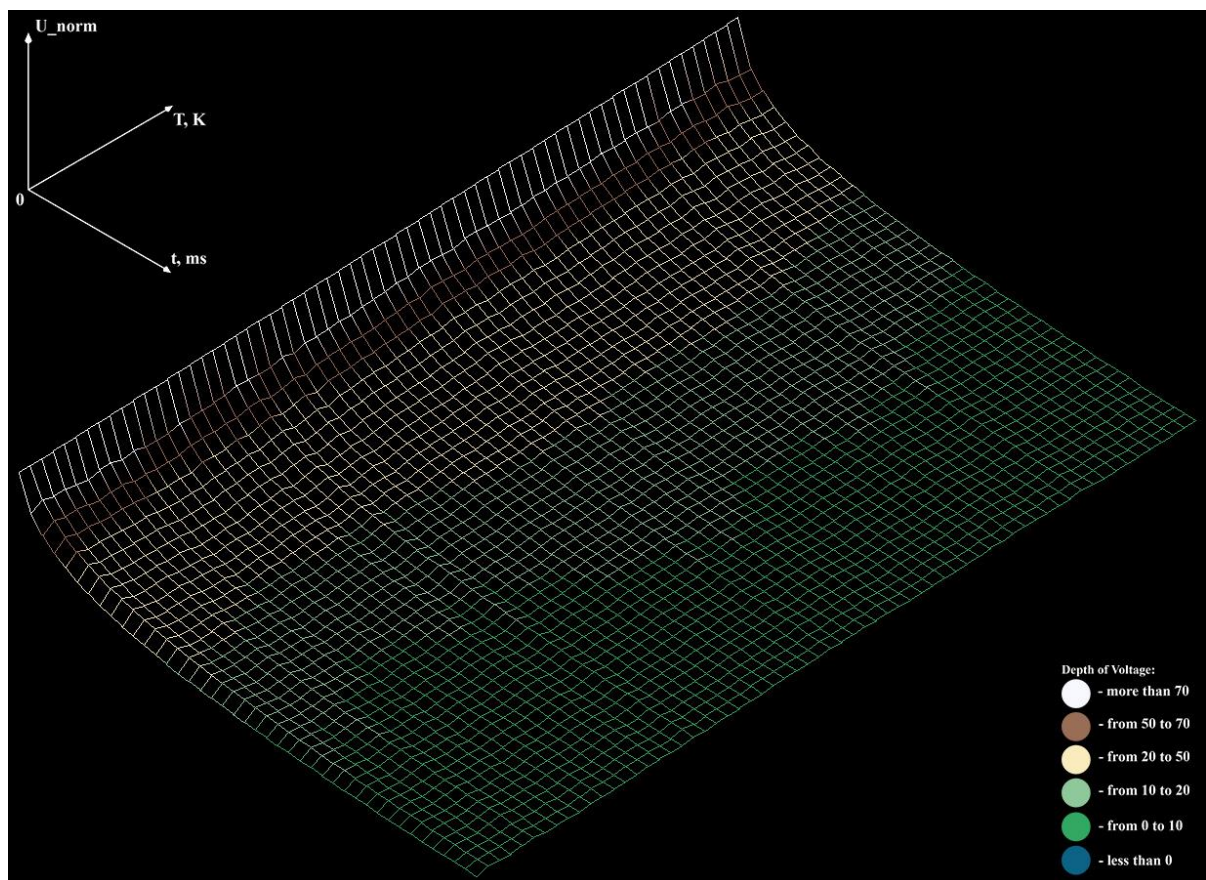


Рис. 24. Графічна візуалізація апроксимованих даних для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм.

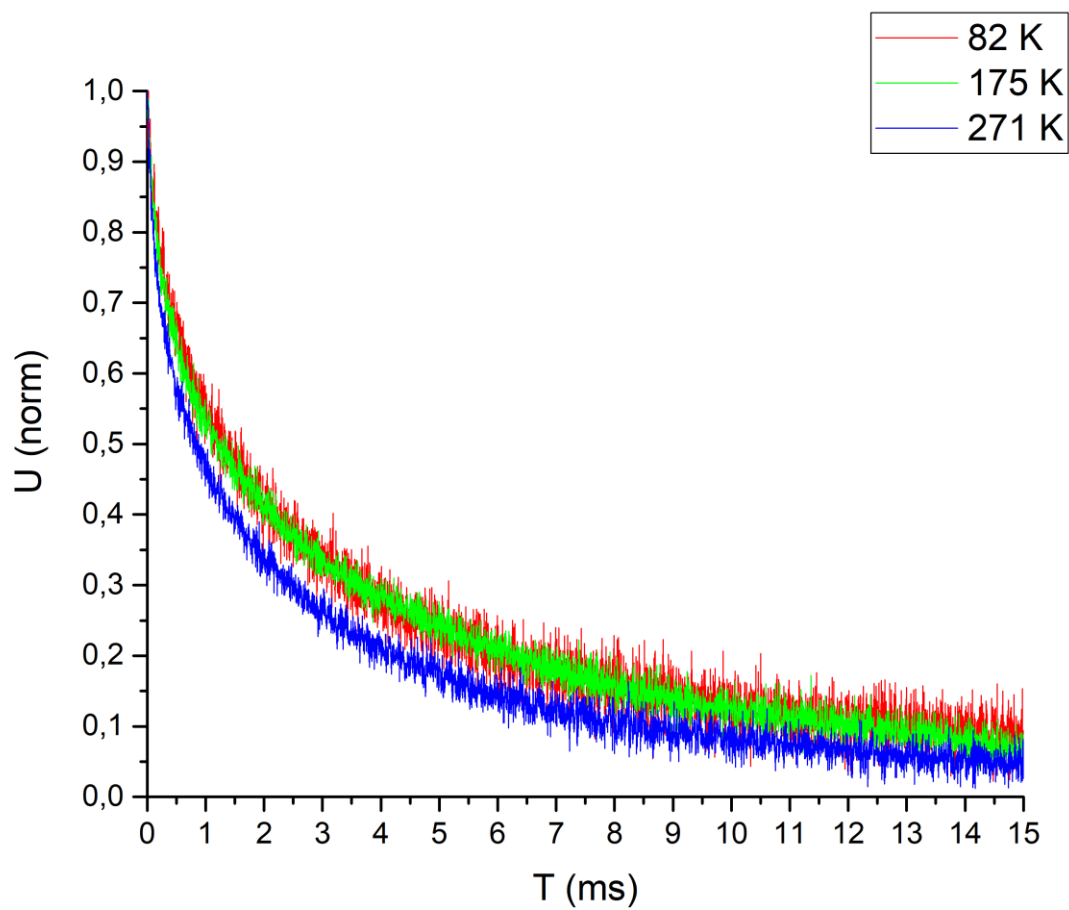


Рис. 25. Кінетика затухання фотопровідності для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 650 нм з температурами 82 К, 175 К та 271К.

Розглянемо отримані експериментальні дані для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

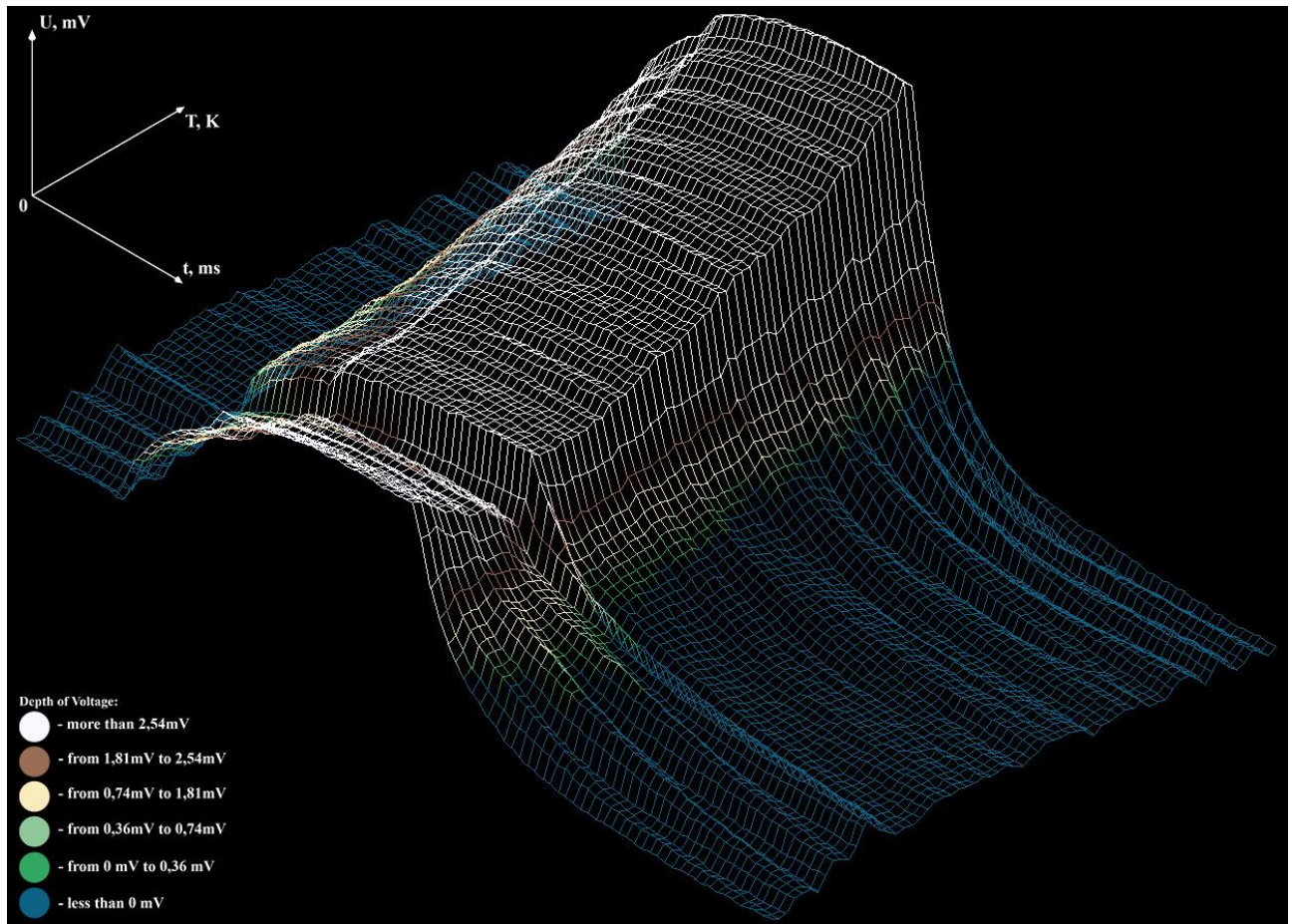


Рис. 26. Графічна візуалізація експериментальних даних для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

Найближче до нас знаходиться кінетика фотопровідності для 82К, кожна наступна відрізняється на 3К від попередньої, найдалі від нас кінетика фотопровідності для 274К.

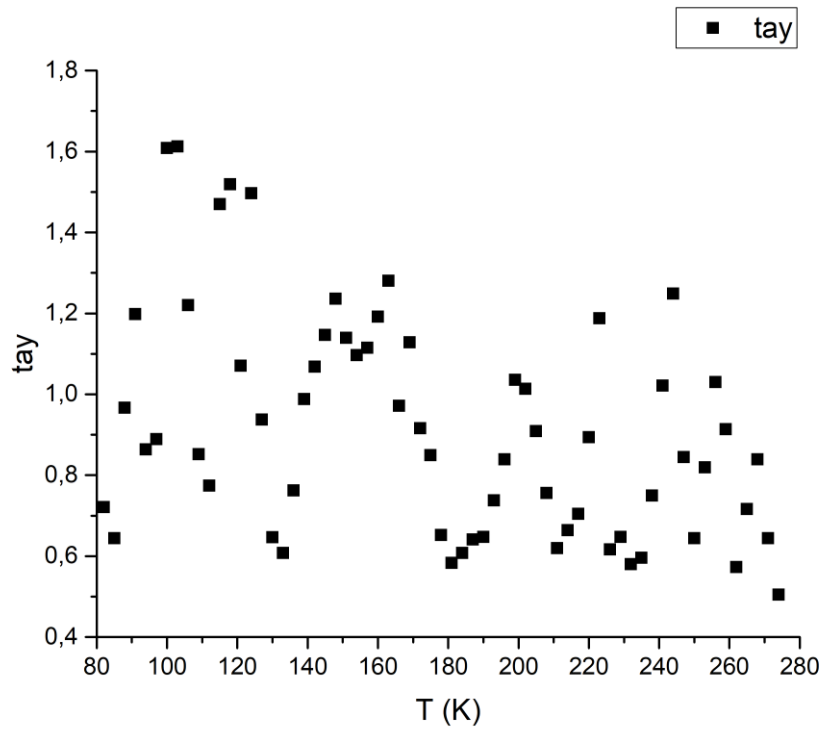


Рис. 27. Графік залежності коефіцієнта апроксимації часу релаксації τ від температури T для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

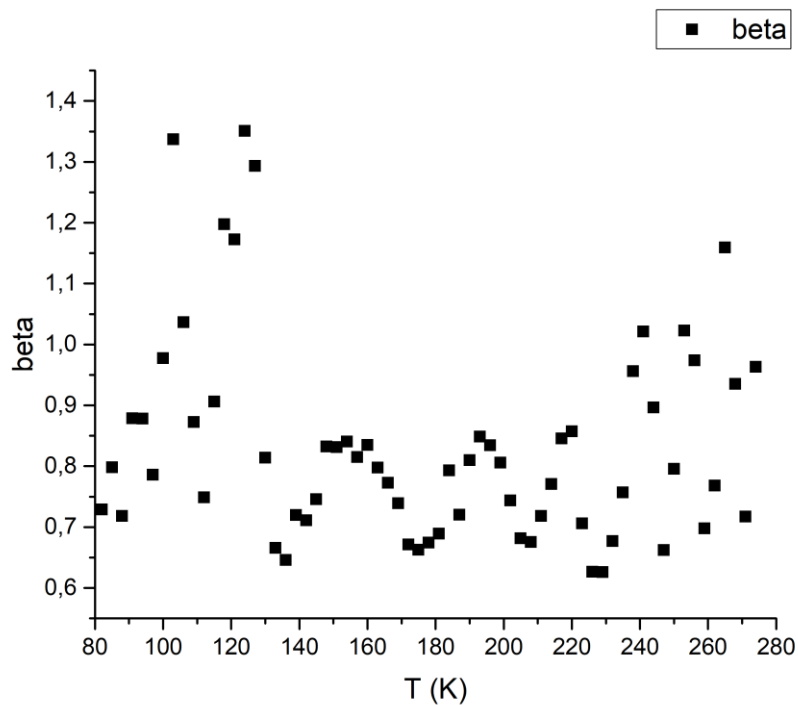


Рис. 28. Графік залежності коефіцієнта апроксимації параметру розкиду β від температури T для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

Таблиця 3. Таблиця отриманих параметрів апроксимації для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

Температура T, К	Зміщення y_0	Амплітуда A	Час затухання τ	Коефіцієнт розкиду β	Сума квадратичних відхилень
82	-0.008700	0.026900	0.720700	0.728900	0.004755
85	-0.005700	0.023000	0.643900	0.798100	0.004384
88	-0.006600	0.023500	0.966500	0.718000	0.002557
91	-0.007200	0.021000	1.198000	0.878600	0.002396
94	-0.003600	0.016700	0.863300	0.877900	0.002389
97	-0.002100	0.015200	0.889300	0.786000	0.002655
100	-0.003500	0.014200	1.608200	0.977600	0.003169
103	-0.004100	0.012500	1.612600	1.337200	0.002624
106	-0.003000	0.012300	1.219900	1.036500	0.003452
109	-0.001100	0.011100	0.852100	0.872500	0.002056
112	-0.000100	0.010100	0.774100	0.748600	0.002862
115	-0.002500	0.010000	1.470100	0.906000	0.003468
118	-0.002400	0.007700	1.519000	1.197700	0.002025
121	-0.001000	0.005000	1.070700	1.172400	0.002330
124	-0.001400	0.008300	1.496900	1.350800	0.001984
127	-0.004300	0.016700	0.937200	1.293300	0.001923
130	-0.003900	0.017100	0.646600	0.814200	0.002677
133	-0.003700	0.017200	0.608100	0.666000	0.002567
136	-0.004700	0.017200	0.762100	0.645700	0.002086
139	-0.005400	0.017100	0.987800	0.719700	0.003968
142	-0.006000	0.017400	1.068500	0.711100	0.002563
145	-0.006600	0.017600	1.146200	0.745700	0.003787
148	-0.006600	0.016800	1.235800	0.832200	0.004642
151	-0.006400	0.016900	1.139500	0.831400	0.004047
154	-0.006200	0.016500	1.097000	0.840200	0.002780
157	-0.006200	0.017700	1.115200	0.815100	0.002984
160	-0.006400	0.017500	1.192100	0.834800	0.003328
163	-0.007100	0.018200	1.280600	0.797600	0.003662
166	-0.006100	0.017800	0.971700	0.772900	0.002167
169	-0.007000	0.019100	1.128000	0.739300	0.002061
172	-0.006300	0.019700	0.916200	0.671500	0.003529
175	-0.005800	0.020200	0.849500	0.662900	0.002796
178	-0.004900	0.019400	0.652300	0.674500	0.003533
181	-0.005000	0.019700	0.582900	0.689000	0.002282
184	-0.004700	0.018700	0.607700	0.792900	0.002756
187	-0.005700	0.020500	0.641200	0.720200	0.003278
190	-0.005700	0.019700	0.647200	0.809900	0.002853
193	-0.006600	0.020400	0.737800	0.848500	0.003773
196	-0.007300	0.020700	0.839200	0.834200	0.002440
199	-0.009300	0.024100	1.035700	0.805900	0.003289
202	-0.009100	0.023800	1.013100	0.743900	0.002299
205	-0.009000	0.025700	0.908700	0.681400	0.004260
208	-0.007700	0.024600	0.755700	0.675200	0.003410

211	-0.007200	0.024600	0.619800	0.718100	0.002295
214	-0.007600	0.024500	0.664300	0.770700	0.003471
217	-0.008500	0.024000	0.704600	0.845700	0.002753
220	-0.009600	0.024600	0.893700	0.857300	0.004698
223	-0.012400	0.029300	1.187400	0.706000	0.004465
226	-0.007700	0.027300	0.616700	0.626600	0.003467
229	-0.007600	0.027200	0.647600	0.626000	0.002713
232	-0.007400	0.026300	0.580400	0.676800	0.002987
235	-0.008400	0.026500	0.595600	0.757100	0.002893
238	-0.009400	0.025400	0.749400	0.956200	0.004923
241	-0.011400	0.026300	1.021500	1.021400	0.003761
244	-0.012800	0.028800	1.248700	0.896700	0.005124
247	-0.010500	0.031200	0.844900	0.662200	0.002711
250	-0.009500	0.028800	0.644100	0.795400	0.003402
253	-0.011500	0.028400	0.819000	1.022700	0.004627
256	-0.014100	0.031200	1.029800	0.974000	0.003604
259	-0.014300	0.036000	0.914000	0.697600	0.002830
262	-0.010500	0.033400	0.573100	0.768200	0.002624
265	-0.012600	0.030900	0.716300	1.159300	0.003366
268	-0.014500	0.034300	0.839100	0.935100	0.003478
271	-0.013500	0.038800	0.644000	0.717000	0.004201
274	-0.011700	0.033700	0.504600	0.963400	0.003600

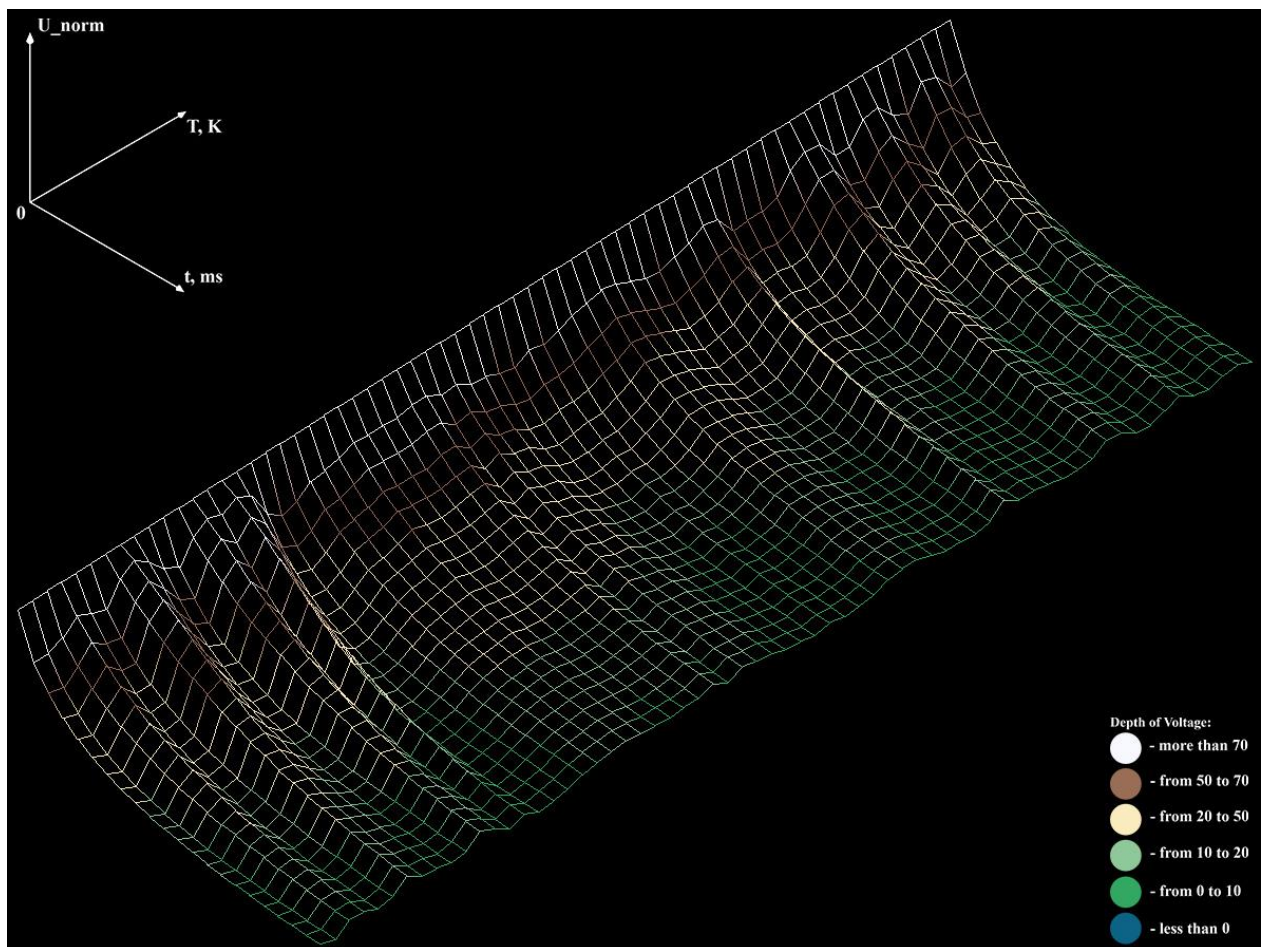


Рис. 29. Графічна візуалізація апроксимованих даних для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм.

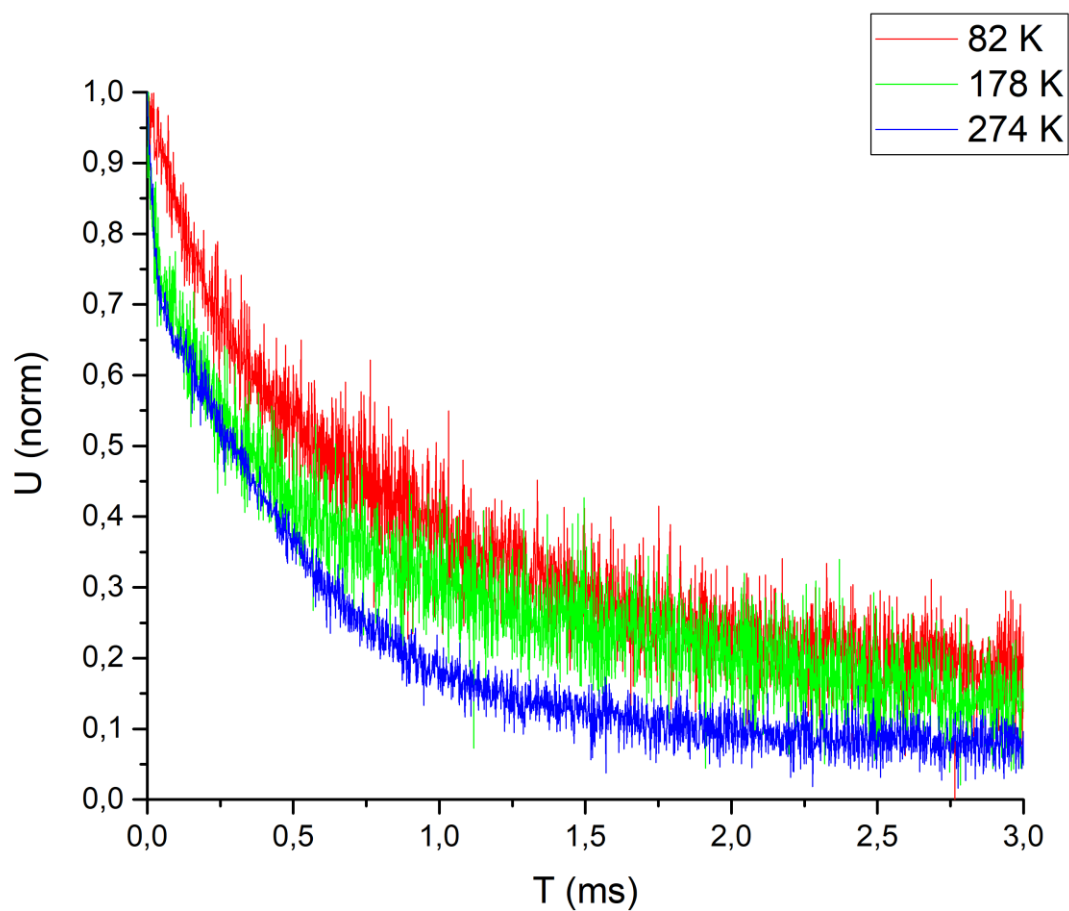


Рис. 30. Кінетика затухання фотопровідності для зразка SC094 з паралельними контактами до квантових ниток з випромінювальним лазерним джерелом 980 нм з температурами 82 K, 178 K та 274K.

Висновки

1. Сума квадратичних відхилень апроксимованої кривої кінетики затухання за розробленою програмою є меншою за результати отримані за допомогою пакету Origin8, розроблена програма дає менший довірчий інтервал. Порівняльна таблиця для температур 82К, 178К, 274К з джерелом випромінювання 980 нм:

Температура, К	Тип програми	Сума квадратичних відхилень
82	Написана	0.004755
	Origin 8	0.005130
178	Написана	0.003533
	Origin 8	0.003660
274	Написана	0.003600
	Origin 8	0.003780

2. При освітленні зразка джерелом світла 650 нм, параметр апроксимації часу релаксації τ більший, ніж освітлювати зразок з джерелом світла 980 нм. Тобто кінетика загасання фотопровідності при збудженні світлом із довжиною хвилі 650 нм спадає майже в 3 рази повільніше, ніж при збудженні світлом із 980 нм:

Температура, К	τ при 650 нм	τ при 980 нм	Співвідношення
82	2.3144	0.7207	3.2113
175	2.5956	0.8495	3.0554
271	1.6958	0.5046	3.3607

Список використаних джерел

1. Photoconductivity peculiarities in InGaAs quantum wire heterostructures: anisotropy and high photoresponsivity at room temperature – “Semiconductor Science and Technology” – to be published on 2017 – S. V. Kondratenko, O. V. Vakulenko, Vas. P. Kunets, Yu. I. Mazur, V. G. Dorogan, M. E. ware and G. J. Salamo. 2012. – 2с.
2. Charge carrier relaxation in InGaAs-GaAs quantum wire modulation-doped heterostructures – “Semiconductor Science and Technology” – to be published on 2017 – S. V. Kondratenko, S. A. Iliasha, Yu. I. Mazur, Vas. P. Kunets, M. Benamara, and G. J. Salamo. 2016. – 2с.
3. Фотопроводимость твердых тел – Р. Бьюб. 1962. – 66с.
4. Фотоэлектрические явления в полупроводниках – С. М. Рывкин. 1963. – 166с.
5. Алгоритм малювання ліній Брезенхейма –
<https://www.cs.helsinki.fi/group/goa/mallinnus/lines/bresenh.html>