

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Запорізький національний технічний університет

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до виконання курсового проекту
"ОДНОЕЛЕКТРОННІ ТРАНЗИСТОРИ"
з дисципліни
ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

Для студентів спеціальності 8.090801
"Мікроелектроніка і напівпровідникові прилади"
денної і заочної форм навчання

2006

Методичні вказівки до виконання курсового проекту з дисципліни "фізика твердого тіла" для студентів спеціальності 8.090801 "Мікроелектроніка і напівпровідникові прилади" денної і заочної форм навчання / Укл.: Погосов В.В., Васютін Є.В., Мартинюк Р.В., Коротун А.В. - Запоріжжя: ЗНТУ, 2006. – 30 с.

Укладачі:

В.В. Погосов, проф, д-р фіз.-матем. наук.

Є.В. Васютін, асист.

Р.В. Мартинюк, асист.

А.В.Коротун, асп.

Рецензент: В.П. Курбацький, доц., канд.фіз.-матем.наук

Відповідальний за випуск: Г.В. Сніжної, доц., канд.фіз.-матем.наук

Затверджено

на засіданні

кафедри МЕНП

Протокол №7

від 29.06.2006 р.

ЗМІСТ

1	Мета і завдання проекту	4
2	Організаційні вказівки	4
3	Методичні вказівки	5
3.1	Теоретичний опис одноелектронного транзистора . . .	9
3.2	Результати вимірювань і обговорення	26
4	Завдання на курсовий проект	26
	Перелік посилань	30

1 МЕТА І ЗАВДАННЯ ПРОЕКТУ

Мета курсового проекту - поглиблення і розширення теоретичних знань в галузі фізики низькорозмірних структур; формування у студентів навичок орієнтування в потоці науково-технічної інформації і використання фізичних законів в своїй галузі техніки з метою застосування сучасних, найбільш ефективних методів розрахунку і засобів обчислювальної техніки; розвинення навичок користування спеціальною науковою і довідковою літературою, а також діючими стандартами. Розвиток наноелектроніки і нанотехнологій пов'язаний з успіхами багатьох наукових напрямків теоретичної і експериментальної фізики. Досвід, набутий під час роботи над курсовим проектом, може бути використаний студентом у подальшій роботі над дипломним проектом і у майбутній інженерній діяльності. В результаті виконання даного курсового проекту студент повинен знати:

- основні фізичні явища в системі малорозмірних об'єктів;
- фундаментальні закони природи;
- методи сучасної теоретичної фізики;
- методи фізичних досліджень;
- внутрішні зв'язки між окремими розділами науки;
- основні числові значення фізичних величин у природі та техніці;

та вміти:

- проводити розрахунки характеристик одноелектронних транзисторів;
- використовувати фізичні моделі для вирішення практичних задач.

2 ОРГАНІЗАЦІЙНІ ВКАЗІВКИ

Тема курсового проекту задається викладачем. На початку семестра студенту видається завдання на курсовий проект за типовою формою, підписане викладачем. Студент може запропонувати свою тему з обґрунтуванням доцільності її розробки.

Робота над курсовим проектом повинна проводитися згідно з календарним планом. Приблизний календарний план виконання курсового проекту розробляється керівником проекту сумісно із студентом після видачі завдання на проект. У процесі виконання проекту студент повинен доповідати керівнику про поетапне виконання робіт. Записка до курсового проекту оформлюється згідно діючих ДСТУ.

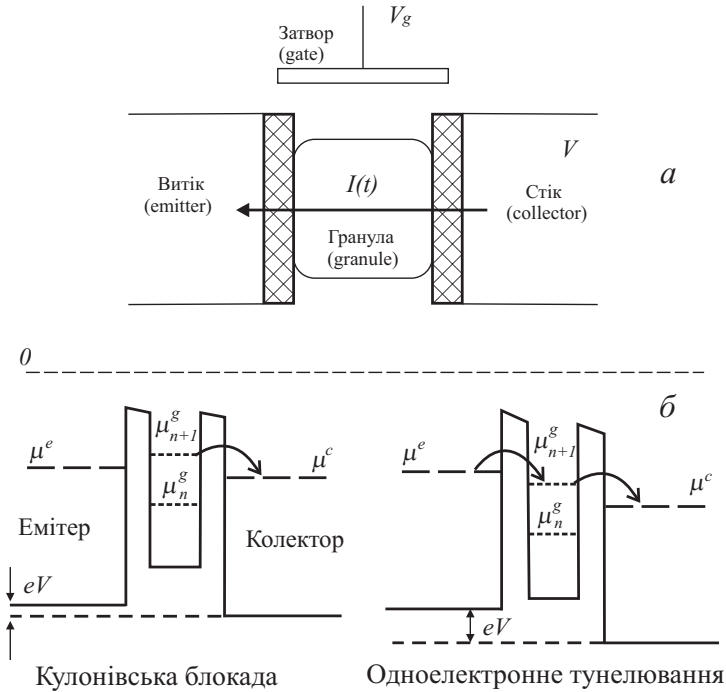
3 МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

Цікавими об'єктами фізики низькорозмірних систем є металеві острівці (гранули або кластери), зв'язані слабкими тунельними взаємодіями. Тунельним струмом між двома масивними електродами–берегами можна керувати, якщо між ними помістити кластер-острівець (рис. 3.1). В цьому випадку ймовірність тунелювання електронів між берегами значно вище, ніж у її відсутності через те, що тунелювання йде не безпосередньо між електродами, а через острівець. Струм в цьому випадку обумовлюється перескоками окремих електронів. В результаті переходу електрона на гранулу, за той період часу поки він знаходиться на ній, своїм полем він блокує перехід для наступних електронів ("кулонівська блокада"). На вольтамперній характеристиці контакту *дискретність заряду* яскраво виявляється у вигляді "кулонівських сходинок" [1, 2]. Принцип утворення сходинок схематично показаний на енергетичних схемах рис. 3.1.

Для ясності розуміння даних явищ розглянемо декілька простих прикладів і проведемо основні оцінки.

Енергетика зарядження окремого кластера. Видалимо обидва електроди (емітер і колектор) на рис. 3.1. Тепер розглянемо ізольовану гранулу, на якій вже знаходиться n "зайвих" електронів, переміщених з нескінченності¹. Хімічний потенціал електронів нейтральної гранули дорівнює $\mu^g < 0$, а відповідна робота виходу електронів $W^g = -\mu^g$. Вільна енергія острівця зарядженого n електронами до-

¹Енергія електронів в нескінченності прийнята рівною нулю (відлік енергії).



а – Гранула (кластер), зв'язана двома тунельними переходами з масивними електродами [1]; б – Зліва – тунелювання електрона на острівць приводить до блокади переміщення інших електронів (перехід замкнений). Справа – при підвищенні зовнішньої напруги (між емітером і колектором) блокада знімається. Суцільні лінії – профіль потенційної енергії. Угорі пунктиром позначено відлік енергії

Рисунок 3.1 – Схематичне зображення одноелектронного транзистора і енергетичні діаграми структури, які демонструють ефект "кулонівської блокади"

рівнює

$$F_n = F_0 + \mu^g n + \frac{(-en)^2}{2C},$$

де F_0 – вільна енергія нейтрального кластера, C – електрична єм-

ність острівця; сума другого і третього доданка – робота по перенесенню n електронів з нескінченності на острівець. При цьому заряд потрібно внести в острівець (другий доданок), а потім перерозподілити його по поверхні острівця (третьій доданок). При додаванні чи видаленні одного електрона ця енергія зміниться на

$$\begin{aligned} \Delta F &= F_{n\pm 1} - F_n = \\ &= \mu^g (n \pm 1) + \frac{e^2(n \pm 1)^2}{2C} - \mu^g n - \frac{e^2 n^2}{2C} = \pm \mu^g + \tilde{E}_C(\pm n + 1/2), \end{aligned} \quad (3.1)$$

де введена характеристична зарядова енергія

$$\tilde{E}_C \equiv e^2/C$$

(the Coulomb energy).

Якщо електрони переносяться не з нескінченності, а з емітера, ємність якого дорівнює нескінченності², вираз (3.1) переписеться

$$\Delta F = F_{n\pm 1} - F_n = \mp \mu^e \pm \mu^g + \tilde{E}_C(\pm n + 1/2). \quad (3.2)$$

Але величина n у цій формулі не може бути довільною. Це визначається конкуренцією суми перших двох доданків з останнім доданком у (3.2) (вони різного знаку). При визначеному $n = n^*$ величина ΔF стає негативною, тобто $n^* + 1$ -ий електрон не може "прилипнути" до гранули, тому що його ємність "переповнена". Цікаво відзначити, що критичний заряд $-en^*$ навіть для гранул, що містять більше тисячі атомів, не перевищує декількох одиниць елементарного заряду.

Цей ефект для триелектродної структури блокує протікання струму (рис. 3.1). Підвищуючи різницю потенціалів V між крайніми електродами, можна домогтися зняття блокади з острівця після протікання першого електрона, потім другого і т.д., тому ВАХ такої структури являє собою чергу сходинок.

²Хімічний потенціал електронів $\mu^e < 0$ на емітері підтримується постійним, і тепер відлік енергії варто змінити з 0 на μ^e .

Спостереження одноелектронних зарядових ефектів можливе при таких кінцевих температурах, які задовольняють нерівності $\tilde{E}_C \gg k_B T$. В протилежному випадку ці ефекти будуть непомітними на тлі теплових флуктуацій. Наприклад, для тунельного контакту, утвореного окисною плівкою площею $S \approx 0,1 \text{ мкм} \times 0,1 \text{ мкм}$, товщиною $d \approx 0,1 \text{ нм}$ і діелектричною сталою $\varepsilon \approx 10$, використовуючи вираз для ємності $C = \varepsilon \varepsilon_0 / d \approx 10^{-15} \text{ Ф}$, одержимо оцінку одноелектронної зарядової енергії $\tilde{E}_C \approx 10^{-4} \text{ еВ}$, що відповідає температурі, приблизно рівної 1 К. В доповненні до цієї умови є інша вимога для спостереження кулонівської блокади: опір тунельного переходу повинен бути набагато більшим, ніж квант опору $R_Q \approx 26 \text{ кОм}$, тим самим уникається вплив квантових флуктуацій заряду. Величину кванту опору $R_Q \approx 26$ можна знайти використовуючи принцип невизначеності Гейзенбера $\Delta E \Delta t = \hbar$, де $\Delta E = \tilde{E}_C = e^2 / C$, а $\Delta t = CR_Q$ – час зарядки конденсатора, звідси маємо $R_Q = 2\pi\hbar / e^2$.

Теорія одноелектронних приладів використовує декілька основних припущень:

1) квантуванням енергетичного спектра електронів в кластері нехтують (спектр вважається неперервним);

2) час τ_t електронного тунелювання через бар'єр вважається нехтовно малим порівняно з іншим характерним часом (включаючи інтервали між сусідніми тунельними подіями). Це припущення виконується для тунельних бар'єрів, які представляють практичний інтерес у якості одноелектронних приладів, де $\tau_t \sim 10^{-15} \text{ с}$;

3) когерентні квантові процеси, що складаються з декількох одночасних тунельних подій, не враховуються. Це припущення виконується, якщо опір R всіх тунельних бар'єрів системи набагато більший за квантову одиницю опору R_Q

$$R \gg R_Q. \quad (3.3)$$

Останнє співвідношення є принципово важливим для одноелектроніки в цілому.

Головне положення теорії може бути сформульоване в наступно-

му вигляді: тунелювання окремого електрона через бар'єр є завжди випадковою подією, яка протікає з визначеною швидкістю Γ (тобто ймовірністю в одиницю часу), і залежить тільки від зменшення ΔF вільної (електростатичної) енергії острівця, як результату цієї тунельної події.

Для приладів, в яких всі електроди зроблені з одного металу розмірами ~ 100 нм (типових для одноелектроніки), ΔF за рахунок \tilde{E}_C має порядок 1 меВ або 10 К (в температурних одиницях). В цьому випадку, незважаючи на те, що термічні флуктуації блокуються одноелектронними ефектами, одноелектроніка може функціонувати тільки при дуже низьких (гелієвих) температурах $T \leq 1$ К.

З іншого боку, якщо розмір кластера знизити до 10 нм, ΔF буде мати порядок 100 меВ, а одноелектронні ефекти будуть спостерігатись при кімнатних температурах. Однак робота цифрових одноелектронних приладів вимагає величин ΔF навіть більших, ніж декілька еВ з розмірами приладів менш ніж 1 нм. В цьому інтервалі розмірів енергія квантування стає порівняною з енергією зарядки \tilde{E}_C для більшості матеріалів³. Тому маленькі острівці-кластери часто називають *квантовими точками*. Їхнє використання вимагає залучення не тільки надзвичайно складної нанотехнології (особливо при великому ступені інтеграції приладів в мікросхемі), але і вирішення деяких фундаментальних проблем фізики, включаючи високу чутливість транспортних властивостей до малих варіацій розмірів і форми квантових точок. Ось чому дуже важливий розвиток одноелектронних приладів, здатних до операцій з найбільшими можливими швидкостями (або найменшими величинами $\Delta F/k_B T$).

3.1 Теоретичний опис одноелектронного транзистора

ОЕТ можна назвати фундаментальним винаходом по використанню зарядових ефектів (кулонівської блокади).

³Енергія квантування проявляється в тому, що навіть якщо всі три електроди на рис. 3.1 зроблені з одного металу, квантування спектра в острівцевому електроді приводить до $\mu \neq \mu^e = \mu^c$.

При гелієвих температурах в [1] вперше безпосередньо спостерігалося корельоване тунелювання окремих електронів в системі з двох переходів, утворених одиничною металевою гранулою субмікронних розмірів, яке супроводжувалось блокадою тунелювання, що виникає через електростатичні ефекти. При цьому кожна сходинка сходів відповідає зміні заряду гранули на $\pm e$, а величина періоду по напрузі дорівнює $\Delta V = \pm e/C_i$, де C_i – ємність переходу з найменшою провідністю.

Для підвищення робочої температури одноелектронного приладу, наприклад, до $T = 300$ К, необхідно зменшити ширину переходу до декількох нанометрів, зменшивши тим самим ємність до 10^{-18} Ф. Це реалізовано на установках з використанням скануючого тунельного мікроскопа (СТМ). Голка мікроскопу, острівець(невеликий кластер атомів золота Au_N) і підшарок являють собою одноелектронний ланцюг із двох послідовно з'єднаних тунельних переходів [2].

Розглянемо *два експериментальних приклади* ОЕТ, реалізованих на практиці:

ОЕТ–I. В роботі [2] конструкція з двох тунельних переходів (зображена на рис. 3.2) являла собою плівку Au(111) з нанесеним шаром діелектрика, на якій формувалися сферичні кластери золота. Вольфрамова голка тунельного мікроскопа також покривалася товстою плівкою золота. Тому можна вважати, що всі три електроди виготовлені з Au. Між електродами подавалася напруга і вимірювалась ВАХ такої структури. Необхідно відзначити, що цю структуру можна назвати транзистором лише умовно, адже вона не містить затвору тому більш точно називати її *одноелектронним діодом*.

ОЕТ–II. Одноелектронний транзистор до складу якого входить затвор реалізовувався в роботі [3]. Розглядалися структури наступного типу: емітер/острівець/колектор: Cu/Al/Cu, Al/Cu/Al і Al/Al/Al.

Відповідно до вищенаведеного, електроди ОЕТ доцільно виготовляти з двох різних металів. Широко застосовується Al, тому що тонкий діелектричний шар для тунельного бар'єра може бути легко сформований термічним окислюванням Al. У [3] пробували викори-

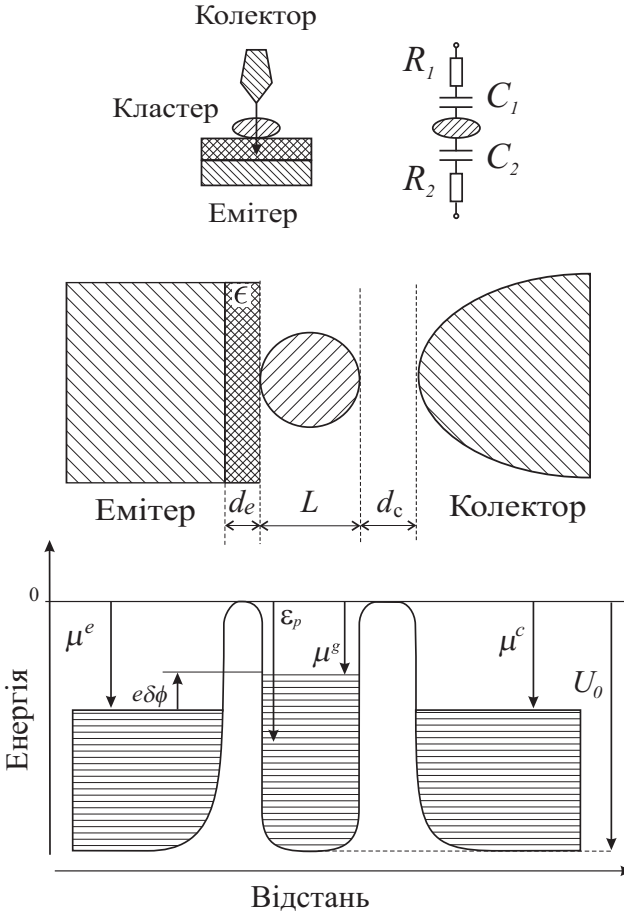


Рисунок 3.2 – Схема **ОЕТ-I** на металевому сферичному кластері. Знизу показана енергетична діаграма конструкції

стовувати Cu і Au, але знайдена сполука $\text{Au}/\text{Al}_x/\text{Al}$ не була стійкою, її тунельний опір мінявся мимовільно в межах від декількох хвилин до декількох годин. Також виявилось, що структура $\text{Cu}/\text{Al}_x/\text{Al}$ ще більш нестійка, ніж $\text{Al}/\text{Al}_x/\text{Al}$ (дрейф параметрів продовжувався

більше однієї доби). Було вирішено використовувати мідь і зробити $\text{Cu}/\text{Al}/\text{Cu}$ і $\text{Al}/\text{Cu}/\text{Al}$ – ОЕТи. Для тестових цілей також виготовлялися $\text{Al}/\text{Al}/\text{Al}$ – ОЕТ.

Для виготовлення всіх структур використовувалася фото — і електроннопроменева літографія, плазмове сухе травлення та методика кутового напилення.

Схематичне зображення цієї конструкції приводиться на рис. 3.3. Острівцевий електрод зв'язаний із двома масивними електродами (емітер і колектор) невеликими тунельними контактами, а електрод затвора "з'єднаний" з острівцевим електродом емнісним способом. Напряга затвору на ОЕТ регулює провідність через обидва контакти, змінюючи електростатичний потенціал острівцевого електрода. Еквівалентна схема такої конструкції показана на рис. 3.4: острівцевий електрод зв'язаний за допомогою двох тунельних контактів з генератором напруги V , що і забезпечує протікання струму. Острівцевий електрод емнісно зв'язаний з електродом затвора, через який

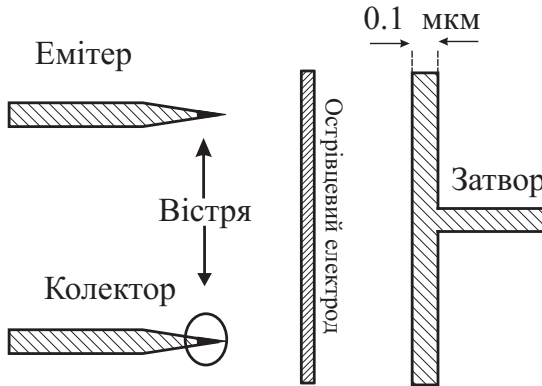


Рисунок 3.3 – Схема **ОЕТ-II**. Зовнішні електроди виготовлялися у вигляді "олівців", що лежали на підшарку. Потім кінчики олівців окислялися для створення ізолюючої плівки. Острівцевий електрод (у вигляді "перемички") переносився й укладався поверх окисного шару на кінцях олівців. Тим самим конструювалися два точкових тунельних контакти

подається напруга V_g .

Тунельна структура до прикладення різниці потенціалів. Квантовий підхід. Лівий і правий електроди (емітер і колектор) є резервуарами електронів з неперервними енергетичними спектрами, зайнятими відповідно до фермієвської функції розподілу:

$$f(\varepsilon^{e,c}) = \{1 + \exp[\beta(\varepsilon^{e,c} - \mu_0^{e,c})]\}^{-1}, \quad (3.4)$$

де $(-\mu_0^{e,c}) = W_0^{e,c} > 0$ – робота виходу електронів з емітера або колектора (нижній індекс "0" означає напівнескінченний метал), $\beta \equiv 1/k_B T$. В усіх випадках енергії електронів $\varepsilon < 0$ відраховуються від вакуумного рівня, тобто від потенційної енергії електрона вдалині від усієї триелектродної структури, де поле відсутнє (див. рис. 1).

Хімічний потенціал електронів острівця μ^g , якщо він квазімакроскопічний, можна прирівняти до хімічного потенціалу електронів напівскінченного металу, з атомів якого складається острівець, тобто $\mu^g = \mu_0 < 0$. Але якщо розміри частинки менші, тобто якщо вона складається з тисячі і менше атомів, проявляються розмірні ефекти і

$$\mu^g = \mu_0 + \frac{\mu_1}{R}, \quad (3.5)$$

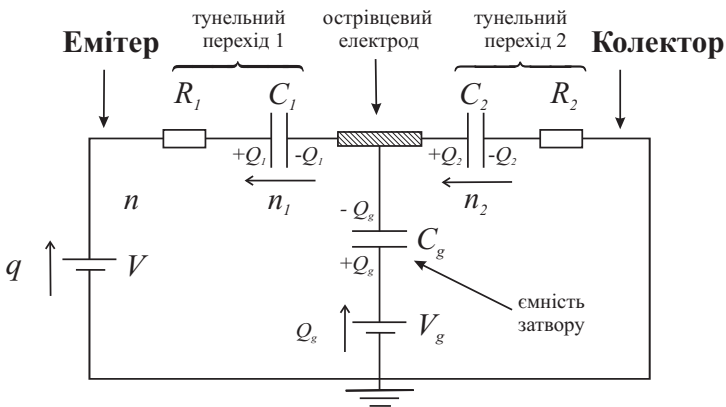


Рисунок 3.4 – Еквівалентна електрична схема **ОЕТ-II**

де μ_1/R – розмірна поправка до хімічного потенціалу, а R – радіус цієї сферичної гранули,

$$\mu_1 = 1,9 \text{ eV} \times a_0 \quad (3.6)$$

для всіх металів [4]. Електрони в острівці підпорядковуються розподілу по енергіям

$$f(\varepsilon_p) = \{1 + \exp[\beta(\varepsilon_p - \mu^g)]\}^{-1}. \quad (3.7)$$

Усі рівні енергії ε_p нумеруються в порядку зростання.

Між острівцем і електродами виникає контактна різниця потенціалів

$$\delta\phi = (\mu^g - \mu_0^e)/e. \quad (3.8)$$

Рівновага буде досягатися шляхом електричної зарядки кластера, якщо його електрична ємність є кінцевою. Одержимо

$$Q_0 = C_\Sigma \delta\phi. \quad (3.9)$$

де C_Σ – сумарна ємність всіх контактів. Оцінимо Q_0 для сферичного острівця, що знаходиться далеко від електродів. Тоді C_Σ трансформується в його власну ємність $C_{\text{self}} = 4\pi\varepsilon_0 R$ ($\varepsilon_0 = 8,82 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$), а взаємні ємності дорівнюють 0. Використовуючи (3.5), маємо $Q_0 \simeq +0,07 e$, якщо усі три електрода зроблено з одного і того ж металу. Дробність заряду пояснюється тим, що в структурах із проникними бар'єрами хвильові функції електронів не зовсім локалізовані, і електрони не можуть трактуватися як класичні частинки, тому фракція електрона (і його заряду) може бути виявлена в іншому електроді.

Закони Кірхгофа і умови кулонівської блокади в ОЕТ. Позначимо ємності двох тунельних контактів, через які тече струм, як C_1 і C_2 , а ємність переходу затвор – острів, як C_g ; відповідні заряди, як Q_1 , Q_2 і Q_g ; число електронів, що проходять через кожен тунельний перехід в напрямку стрілок, як n_1 і n_2 , відповідно. Використовуючи закон Кірхгофа для двох електричних контурів, знаходимо

$$\frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_2}{C_2} = V, \quad (3.10)$$

$$\frac{Q_g}{C_g} + \frac{Q_2}{C_2} = V_g. \quad (3.11)$$

Острівцевий електрод "переносить" заряд

$$-Q_1 + Q_2 - Q_g = -e(n_2 - n_1), \quad (3.12)$$

який міняється тільки тунелюванням електронів через нього. Повна вільна енергія ОЕТ дорівнює

$$F(n_1, n_2) = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} + \frac{Q_g^2}{2C_g} - qV - Q_g V_g. \quad (3.13)$$

Тут перші три доданки – зарядові енергії, інші два – роботи, виконані генераторами напруги. q – загальний заряд, "перенесений" генератором напруги V через ланцюг,

$$q = Q_1 + en_1, \quad (3.14)$$

Використовуючи рівняння (3.10) – (3.13), виключаємо Q_1 , Q_2 і Q_g , замінюючи їх на n_1 , n_2 , V і V_g у рівнянні (3.13), таким чином одержуємо

$$F(n_1, n_2) = \frac{1}{2C_\Sigma} [C_g V_g - e(n_2 - n_1)]^2 - en_1 V \frac{C_2 + C_g}{C_\Sigma} - en_2 V \frac{C_1}{C_\Sigma} + \text{const}, \quad (3.15)$$

де введена ємність

$$C_\Sigma = C_g + C_1 + C_2, \quad (3.16)$$

а const – доданки, незалежні від n_1 і n_2 .

Можливість тунелювання залежить від того, збільшується чи зменшується вільна енергія острівця внаслідок тунелювання. Якщо стан системи з меншою вільною енергією існує, то тунелювання можливе. Умова заборони (кулонівською блокадою) тунелювання в контакті I полягає в тому, що при цьому вільна енергія збільшиться. Ця

умова може бути записана як

$$F(n_1 \pm 1, n_2) > F(n_1, n_2) \implies \\ \implies \frac{1}{C_2 + C_g} \left(Q_g - \frac{e}{2} \right) < V < \frac{1}{C_2 + C_g} \left(Q_g + \frac{e}{2} \right), \quad (3.17)$$

де ми вводимо визначення внутрішнього заряду на гранулі як

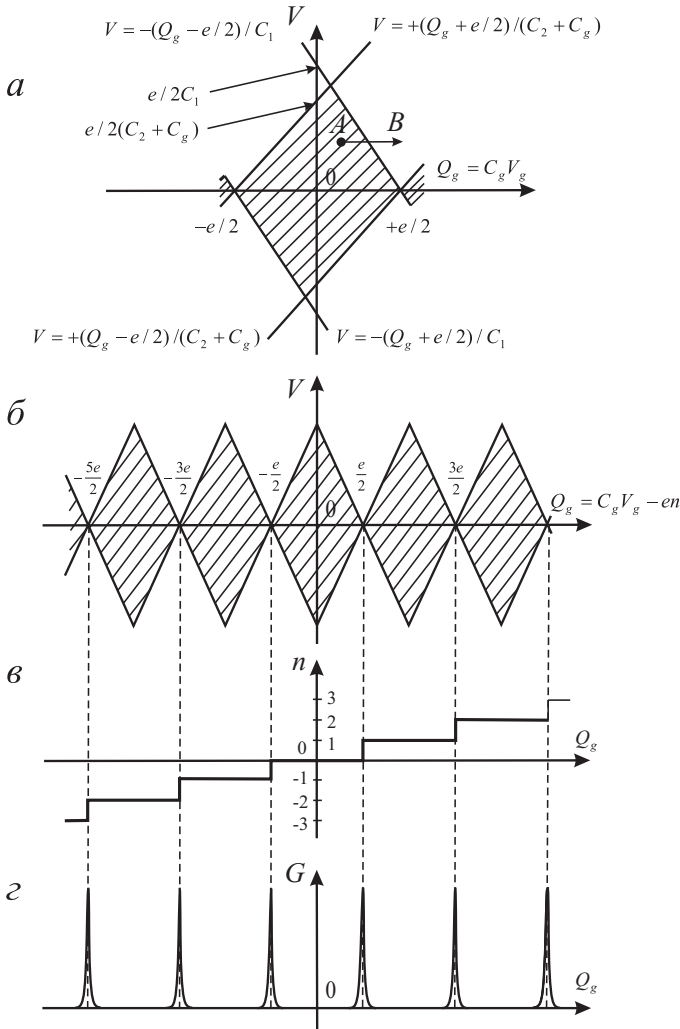
$$Q_g \equiv C_g V_g + e(n_1 - n_2). \quad (3.18)$$

Таким же чином записується умова заборони кулонівською блокадою тунелювання через контакт 2:

$$F(n_1, n_2 \pm 1) > F(n_1, n_2) \implies \\ \implies -\frac{1}{C_1} \left(Q_g + \frac{e}{2} \right) < V < -\frac{1}{C_1} \left(Q_g - \frac{e}{2} \right), \quad (3.19)$$

Кулонівська блокада ефективна, коли обидві нерівності (3.17) і (3.19) виконуються. Рис. 3.5 показує кулонівську діаграму блокади ("кулонівський алмаз"). Кулонівська блокада відповідає заштрихованій частині "алмаза" (ромба). Тому при параметрах ОЕТ, що відповідають точці *A* на рис. 3.5, струм протікати не може. Коли ми збільшуємо напругу затвора V_g , то значення параметрів зміщаються від т. *A* до т. *B*, кулонівська блокада тунельного переходу 2 "проривається" і один електрон тунелює від стоку до гранули (острівцевого електроду) ($n_2 \rightarrow n_2 + 1$). Якщо нерівність $F(n_1, n_2 + 1) > F(n_1 + 1, n_2 + 1)$ виконується, тунелювання через 1 можливе. Отже струм протікає при напрузі затвора, що відповідає т. *B*. Величина заряду на електроді затвора, яка необхідна для включення струму, може бути меншою елементарного заряду e . Тому структура і називається одноелектронним транзистором.

При зміні напруги затвора V_g провідність міняється періодично, як показано на рис. 3.5 *г*. Це явище називають кулонівськими осциляціями. В області нульової провідності число електронів n на острівцевому електроді фіксоване. Максимумам провідності (кондактанс) відповідає східчаста зміна n , як показано на рис. 3.5 *в*. Отже східчасте



a – діаграма (“кулонівський алмаз”) ОЕТ, *б* – розширений кулонівський алмаз: електронне тунелювання блокується в режимі очікування, *в* – число надлишкових електронів на острівцевому електроді, *г* – провідність (кондуктанс) ОЕТ

Рисунок 3.5 – Кулонівські осциляції (періодичний кулонівський алмаз)

збільшення числа електронів на острові є іншим яскравим проявом кулонівських осциляцій.

Для початку розглянемо *пряму гілку* ВАХ ОЕТ.

Основні енергетичні і кінетичні співвідношення [4–7]. Встановимо зв'язок між енергією електронів у острівці, яка буде фігурувати в процесах переносу, і енергією в одному з електродів. За початковий стан системи виберемо той, при якому на острівці присутньо n надлишкових електронів. Будемо вважати, що при тунелюванні *повна* енергія всіх трьох електродів \tilde{E} не змінюється. Для переходу δn електронів з емітера на острівця ($\delta n = 1$) маємо:

$$\Delta \tilde{E} = \vec{\varepsilon}^e(-\delta n) + \varepsilon_p(+\delta n) + \frac{(-e)^2}{2C_\Sigma} [(n + \delta n)^2 - n^2] - e\delta n \eta V = 0. \quad (3.20)$$

Величина ηV є тим потенціалом, який створюють зовнішні електроди при прямому включенні (пряма гілка ВАХ) на острівці, η – фракція напруги.

Вираз (3.20) є результатом закону збереження енергії усієї триелектродної структури: робота при іонізації електрона з рівня $\vec{\varepsilon}^e$ на емітері (електрична ємність якого дорівнює нескінченості) дорівнює енергії прилипання цього електрона на рівень ε_p в острівці ємністю C_Σ , на якому вже знаходяться n надлишкових електронів. Стрілкою зверху позначаються енергії, що знаходяться в результаті відповідних переходів згідно рис. 1.

Розглянемо острівцевий електрод в зовнішньому електричному полі. Між емітером і колектором прикладена напруга V . Вирішуючи електростатичну задачу для структури (**ОЕТ–І**), коли між гранулою і емітером знаходиться шар діелектрика товщиною d_e з постійною ϵ , так що $d_e + L + d_c = d$ – відстань між емітером і колектором, для фракції напруги маємо

$$\eta = \frac{d_e + \epsilon L/2}{\epsilon(d_c + L) + d_e}, \quad (3.21)$$

де $L \equiv 2R$ для сфери радіуса R . Величина ηV є потенціалом в точці $d_e + L/2$ у випадку відсутності кластера.

Для прямої гілки ВАХ з урахуванням контактної різниці потенціалів, користуючись правилом (3.20) і формулою (3.8), маємо:

$$\overrightarrow{\varepsilon^e} = \varepsilon_p + U_1. \quad (3.22)$$

При цьому ще до прикладення поля гранула заряджена зарядом Q_0 . Ми припускаємо, що $n = n(V)$ і $n = 0$ при $V = 0$, тому будемо трактувати n як число, обумовлене прикладеною напругою.

ОЕТ-I $\Rightarrow U_1 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) - e\eta V$, $\tilde{E}_C = e^2/C_{\text{self}}$, для транзисторів цієї конструкції прийнято, що $C_\Sigma \rightarrow C_{\text{self}}$, де $C_{\text{self}} = 4\pi\varepsilon_0 R$, η визначається з (3.21).

ОЕТ-II $\Rightarrow U_1 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) - e\left(\eta V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g\right)$, $\tilde{E}_C = e^2/C_\Sigma$, $C_1 = C_2 \equiv C$, $C_g \ll C \Rightarrow C_\Sigma \simeq 2C$, $\eta = C_1/C_\Sigma$.

Якщо ж електрон переходить із гранули в емітер, то в результаті іонізації n -го надлишкового електрона острівця і прилипання цього електрона до емітера, маємо

$$\overleftarrow{\varepsilon^e} = \varepsilon_p + U_2. \quad (3.23)$$

ОЕТ-I $\Rightarrow U_2 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) - e\eta V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_2 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) - e\left(\eta V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g\right)$.

Для переходів острівець-колектор:

$$\overrightarrow{\varepsilon^c} = \varepsilon_p + U_3. \quad (3.24)$$

ОЕТ-I $\Rightarrow U_3 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) + e(1 - \eta)V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_3 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) + e\left((1 - \eta)V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g\right)$.

Для переходів колектор-острівець:

$$\overleftarrow{\varepsilon^c} = \varepsilon_p + U_4. \quad (3.25)$$

ОЕТ-I $\Rightarrow U_4 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) + e(1 - \eta)V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_4 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) + e\left((1 - \eta)V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g\right)$.

Тунелювання окремого електрона через бар'єр із стану $\varepsilon^{e,c}$ на емітері/колекторі в стан ε_p на острівці (і навпаки) є завжди випадковою подією, що протікає з визначеною швидкістю Γ – ймовірністю в одиницю часу.

Уведемо парціальні сумарні потоки електронів при тунелюванні (з електродів) на острівцеві:

$$\vec{w}_n^e = 2 \sum_p \Gamma(\vec{\varepsilon}^e) f(\vec{\varepsilon}^e - \mu_V^e) [1 - f(\vec{\varepsilon}^e - \mu_C^e)], \quad (3.26)$$

$$\overleftarrow{w}_n^c = 2 \sum_p \Gamma(\overleftarrow{\varepsilon}^c) f(\overleftarrow{\varepsilon}^c - \mu_V^c) [1 - f(\overleftarrow{\varepsilon}^c - \mu_C^c)] \quad (3.27)$$

і с гранули на електроди:

$$\overleftarrow{w}_n^e = 2 \sum_p \Gamma(\overleftarrow{\varepsilon}^e) [1 - f(\overleftarrow{\varepsilon}^e - \mu_V^e)] f(\overleftarrow{\varepsilon}^e - \mu_C^e), \quad (3.28)$$

$$\vec{w}_n^c = 2 \sum_p \Gamma(\vec{\varepsilon}^c) [1 - f(\vec{\varepsilon}^c - \mu_V^c)] f(\vec{\varepsilon}^c - \mu_C^c), \quad (3.29)$$

де множник 2 обумовлений спіновим виродженням рівнів в електродах. З урахуванням прикладеної напруги спектри (див. (3.22) – (3.1)) автоматично зсуваються в (3.4) і в (3.7): на $-eV$ для колектора і на $-e\eta V$ для гранули; f і $(1 - f)$ - ймовірності того, що стан зайнятий або вільний. Відповідно зсуваються і хімічні потенціали:

$$\mu_V^e \equiv \mu_0^e = -W_0^e, \quad \mu_V^c = \mu_0^c - eV = -W_0^c - eV.$$

$$\overrightarrow{\mu}_C^e = \mu^g + U_1, \quad \overleftarrow{\mu}_C^e = \mu^g + U_2.$$

$$\overrightarrow{\mu}_C^c = \mu^g + U_3, \quad \overleftarrow{\mu}_C^c = \mu^g + U_4.$$

Нагадаємо, що $U_1, U_2, U_3, U_4 \in$ **функціями** n і V .

У першому наближенні теорії збурень (при малих $|V| \ll |\mu^g|$) хімічний потенціал буде визначатись не тільки формальним зсувом глибини ями, але і числом електронів провідності в даному стані

($n_0 + n$, $n_0 = Q_0/e$). Використання хімічних потенціалів справедливо лише в квазірівноважному (метастабільному) стані, тобто в проміжках між актами тунелювання, коли час релаксації гранули набагато менший цих проміжків.

Нагадаємо, що ми розглядаємо металеві системи, в яких спектр електронів є квазінеперервним. Це означає, що підсумовування по індексу можна замінити інтегруванням, помножуючи вираз на густину станів електронів у острівці, тобто

$$2 \sum_p \dots = \int_{U_0+U_i}^{\infty} d\varepsilon_p \rho \dots, \quad \rho = 2^{1/2} m^{3/2} \pi^{-2} \hbar^{-3} \sqrt{\varepsilon_p - U_0 - U_i},$$

де ε_p – позначає спектр в порядку **зростання** енергії. Перехід від підсумовування до інтегрування, враховує, що спектр стартує від дна потенційної ями глибиною $U_0 + U_i$. Нижній індекс p опускаємо. $U_0 + U_i$ – це положення дна потенційної ями, відповідної електронам провідності концентрації \bar{n} в зарядженому металевому острівці під електричною напругою. Для нейтрального острівця у відсутності електричного поля

$$-U_0 = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} - \mu^g, \quad k_F = (3\pi^2 \bar{n})^{1/3},$$

$\bar{n} = (4\pi r_s^3/3)^{-1}$, r_s – середня відстань між електронами у металі (таблична величина).

Покажемо, як тепер проводити розрахунки. Нехтуючи енергетичною залежністю тунельних швидкостей Γ , одержимо (див. рис. 3.6):

$$\begin{aligned} \overrightarrow{w}_n^e &= \Gamma^e \int_{U_0+U_1}^{\infty} \frac{\rho(\varepsilon - U_0 - U_1)}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_0^e)}} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_C^e)}} \right] d\varepsilon \simeq \\ &\simeq \frac{2^{1/2} m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \Gamma^e \int_{\mu_C^e - 5k_B T}^{\mu_0^e + 5k_B T} \frac{\sqrt{\varepsilon - U_0 - U_1}}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_0^e)}} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_C^e)}} \right] d\varepsilon. \quad (3.30) \end{aligned}$$

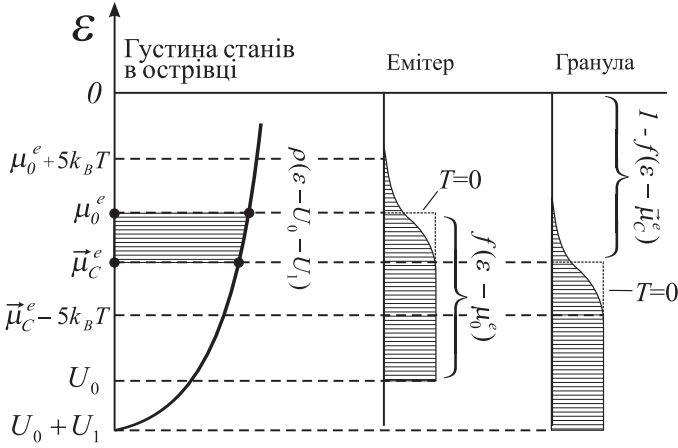


Рисунок 3.6 – Енергетична діаграма, що демонструє визначення потоку \vec{w}_n^e . При $T = 0$ потік є ненульовим лише в діапазоні енергій $\vec{\mu}_C^e < \varepsilon < \mu_0^e$. Внаслідок температурного "розмиття" функцій розподілу цей діапазон розширюється

Аналогічно

$$\begin{aligned} \overleftarrow{w}_n^c &= \Gamma^c \int_{U_0+U_4}^{\infty} \frac{\rho(\varepsilon - U_0 - U_4)}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_V^c)}} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \overleftarrow{\mu}_C^c)}} \right] d\varepsilon \simeq \\ &\simeq \frac{2^{1/2} m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \Gamma^c \int_{\overleftarrow{\mu}_C^c + 5k_B T}^{\mu_V^c - 5k_B T} \frac{\sqrt{\varepsilon - U_0 - U_4}}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_V^c)}} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \overleftarrow{\mu}_C^c)}} \right] d\varepsilon, \quad (3.31) \end{aligned}$$

$$\overleftarrow{w}_n^e \simeq \frac{2^{1/2} m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \Gamma^e \int_{\mu_0^e - 5k_B T}^{\overleftarrow{\mu}_C^e + 5k_B T} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_0^e)}} \right] \frac{\sqrt{\varepsilon - U_0 - U_2}}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \overleftarrow{\mu}_C^e)}} d\varepsilon, \quad (3.32)$$

$$\overrightarrow{w}_n^c \simeq \frac{2^{1/2} m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \Gamma^c \int_{\mu_V^c - 5k_B T}^{\mu_C^c + 5k_B T} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_V^c)}} \right] \frac{\sqrt{\varepsilon_p - U_0 - U_3}}{1 + e^{\beta(\varepsilon - \mu_C^c)}} d\varepsilon. \quad (3.33)$$

Позначимо повні потоки електронів з обох електродів на острівець і назад на електроди:

$$w_n^{\text{in}} = \overrightarrow{w}_n^e + \overleftarrow{w}_n^c, \quad w_n^{\text{out}} = \overleftarrow{w}_n^e + \overrightarrow{w}_n^c.$$

Нагадаємо, що на гранулі в початковому стані знаходиться n надлишкових електронів.

Введемо ймовірність P_n перебування n надлишкових електронів на острівці. Вона знаходиться з рішення керуючого рівняння (master equation)

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_n}{\partial t} = & w_{n+1}^{\text{out}} P_{n+1} + w_{n-1}^{\text{in}} P_{n-1} - (w_n^{\text{in}} + w_n^{\text{out}}) P_n \equiv \\ & \frac{1}{-e} \left(\overrightarrow{I}_{n+1}^e + \overleftarrow{I}_{n+1}^c \right) P_{n+1} + \frac{1}{-e} \left(\overleftarrow{I}_{n-1}^e + \overrightarrow{I}_{n-1}^c \right) P_{n-1} - \\ & \frac{1}{-e} \left(\overrightarrow{I}_n^e + \overleftarrow{I}_n^e - \overrightarrow{I}_n^c - \overleftarrow{I}_n^c \right) P_n, \quad (3.34) \end{aligned}$$

де \overrightarrow{I}^e і \overleftarrow{I}^c – струми через обидва тунельні переходи на острівець і \overleftarrow{I}^e , \overrightarrow{I}^c – у зворотному напрямку. Зміна P_n визначається приростом і убаванням густини ймовірності. Доданки зі знаком плюс відповідають зростанню ймовірності знайти на острівці n електронів. Знак мінус показує, що позначені переходи зменшують ймовірність знайти n електронів (тому що вони це n або збільшують або зменшують).

Умова стаціонарності $\partial P_n / \partial t = 0$ приводить до рекурентного співвідношення

$$P_{n+1} = P_n \frac{w_n^{\text{in}}}{w_{n+1}^{\text{out}}}. \quad (3.35)$$

Наприклад, припускаючи $n = 0$, ми знаходимо ймовірність P_{+1} , виразивши її через P_0 :

$$P_{+1} = P_0 \frac{w_0^{\text{in}}}{w_{+1}^{\text{out}}}. \quad (3.36)$$

При $n = +1$ ми знаходимо P_{+2} , виразивши через P_{+1} :

$$P_{+2} = P_{+1} \frac{w_{+1}^{\text{in}}}{w_{+2}^{\text{out}}} \quad (3.37)$$

і використовуючи потім (3.36). Аналогічно, припускаючи $n = -1$, знаходимо P_{-1} :

$$P_0 = P_{-1} \frac{w_{-1}^{\text{in}}}{w_0^{\text{out}}} \quad (3.38)$$

і т.д.

Постійний струм, що протікає через квантову гранулу, визначається як

$$I = -e \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} P_n \left(\overrightarrow{w}_n^e - \overleftarrow{w}_n^e \right) = -e \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} P_n \left(\overrightarrow{w}_n^c - \overleftarrow{w}_n^c \right). \quad (3.39)$$

В розрахунках достатньо обмежитися $n_{\min} = -3$, $n_{\max} = +3$.

Насправді будемо розраховувати приведенний струм (безрозмірну величину) $\tilde{I} = I/(eP_0\Gamma^e)$:

$$\tilde{I} = -\frac{1}{P_0\Gamma^e} \left[P_0 \left(\overrightarrow{w}_0^e - \overleftarrow{w}_0^e \right) + \sum_{n \neq 0} P_n \left(\overrightarrow{w}_n^e - \overleftarrow{w}_n^e \right) \right]. \quad (3.40)$$

Відношення Γ^e/Γ^c для **ОЕТ-II** дорівнює 1, тому що обидва переходи однакові, $C_1 = C_2$, тобто $\eta = 1/2$. Використовуємо значення C_g , взяті з експерименту для кожного варіанта.

В **ОЕТ-I** для простоти також будемо припускати $\Gamma^e = \Gamma^c$.

Нагадаємо, що вирази в даному розділі записані для прямої гілки на ВАХ.

Оскільки **ОЕТ-II** симетрична конструкція, то її пряма і зворотна гілки є дзеркально симетричними відносно $V = 0$.

Зворотну гілку **ОЕТ-I** можна отримати, встановивши на правому електроді $V = 0$ (тепер це емітер), а на лівому електроді $V > 0$ (тепер це колектор). Відповідні вирази в тому ж порядку, що і (3.22) – (3.24), тепер мають вигляд:

$$\overrightarrow{\varepsilon^e} = \varepsilon_p + U_5.$$

ОЕТ-I $\Rightarrow U_5 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) - e(1 - \eta)V$. Значення η використовуємо теж що і на попередній гільці ВАХ, тобто вираз (3.21),

ОЕТ-II $\Rightarrow U_5 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) - e \left((1 - \eta)V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g \right)$, $\tilde{E}_C = e^2/C_\Sigma$, $C_2 = C_1$.

$$\overleftarrow{\varepsilon^e} = \varepsilon_p + U_6.$$

ОЕТ-I $\Rightarrow U_6 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) - e(1 - \eta)V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_6 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) - e \left((1 - \eta)V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g \right)$.

Для переходів острівцевь-колектор: $\overrightarrow{\varepsilon^c} = \varepsilon_p + U_7$.

ОЕТ-I $\Rightarrow U_7 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) + e\eta V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_7 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n - 1/2) + e \left(\eta V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g \right)$.

Для переходів колектор-острівцевь: $\overleftarrow{\varepsilon^c} = \varepsilon_p + U_8$.

ОЕТ-I $\Rightarrow U_8 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) + e\eta V$.

ОЕТ-II $\Rightarrow U_8 = -e\delta\phi + \tilde{E}_C(n + 1/2) + e \left(\eta V + \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g \right)$.

Використовуючи також

$$\mu_V^c \equiv \mu_0^c - eV, \quad \mu_V^e = \mu_0^e,$$

$$\overleftarrow{\mu_C^c} = \mu^g + U_8, \quad \overrightarrow{\mu_C^c} = \mu^g + U_7,$$

$$\overleftarrow{\mu_C^e} = \mu^g + U_6, \quad \overrightarrow{\mu_C^e} = \mu^g + U_5,$$

цю отриману залежність $I(V)$ при $V > 0$ необхідно дзеркально відобразити відносно $V = 0$ на область $V < 0$.

3.2 Результати вимірювань і обговорення

ОЕТ–І. Острівцями є сферичні кластери Au з діапазоном радіусів $R \simeq 7...14 \text{ \AA}$, $R = N^{1/3} Z^{1/3} r_s \Rightarrow N \simeq 100...600$ – число атомів, з якого складається кластер, ($r_s = 3,01 a_0$, a_0 – радіус Бора – атомна одиниця довжини). Одержимо $\tilde{E}_C \simeq 1,82...1,06 \text{ eV}$. Температура системи така що експериментам [2] (рис. 3.7) для всього діапазону R відповідає режим

$$\tilde{E}_C \gg k_B T. \quad (3.41)$$

ОЕТ–ІІ. Експериментальні дані для транзисторів цієї конструкції узяті з роботи [3] і приведені в табл. 3.1.

4 ЗАВДАННЯ НА КУРСОВИЙ ПРОЕКТ

Одержати завдання, підписати бланк завдання у викладача. Завдання розбивається на два етапи по числу модулів у семестрів. По кожному модулю будуть виставлені бали.

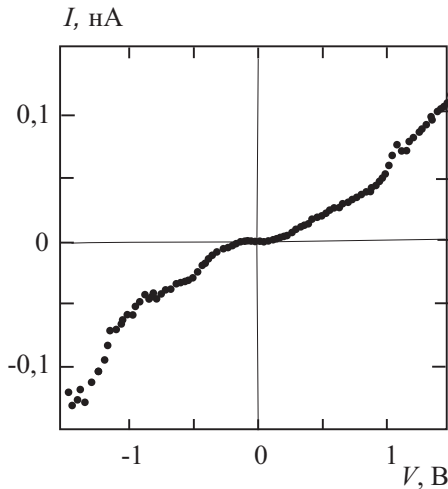


Рисунок 3.7 – Типова експериментальна ВАХ ОЕТ–І [2]

Таблиця 3.1 – Перелік зразків **ОЕТ–II**. Експериментальні значення: \tilde{E}_C – одноелектронна зарядова енергія, R_t – опір обох тунельних контактів ОЕТ, C_g – ємність між острівцевим електродом і затвором. ($a\Phi = 10^{-18}\Phi$)

Серія ОЕТ–II	Структура	\tilde{E}_C [меВ]	R_t [МОм]	C_g [аФ]
A	Cu/Al/Cu	0.478	4.5	11.0
B	Al/Cu/Al	0.490	5.0	8.0
C	Al/Al/Al	0.471	3.1	8.4
D	Al/Cu/Al	0.368	5.0	16.0
E	Cu/Al/Cu	0.300	12.0	14.0
F	Al/Al/Al	0.409	3.1	16.0
G	Al/Al/Al	0.546	2.0	22.8

Завдання на 1 модуль:

1. Використовуючи ресурси Internet, підготувати реферат на тему "Нанофізика" чи "Наноелектроніка" обсягом до 10 сторінок. Вибрати одне чи два явища, описаних у рефераті і докладно описати їх.
2. Пояснити формулу (3.2), використовуючи вираз (3.1) і рис. 3.1.
3. За формулою (3.9) розрахувати надлишковий заряд і число надлишкових електронів на острівці. Для цього скористатися деякими з виразів (3.4)-(3.9). Прокоментувати знак заряду.
4. За формулами (3.10) – (3.16) докладно вивести умови кулонівської блокади (3.17) і (3.19). На підставі цих нерівностей пояснити рис. 3.5.

Завдання на 2 модуль:

В цьому завданні необхідно дослідити вольт-амперні характеристики одноелектронного транзистора. Тип конструкції ОЕТ–I чи ОЕТ–II обирається в залежності від номеру варіанта (див. табл. 4.3).

Всі розрахунки слід виконувати в атомній системі одиниць, в якій $\hbar = e = m = 4\pi\epsilon_0 = 1$. При цьому 1 атомна одиниця енергії дорівнює 27,21 еВ.

Вольт-амперні характеристики $\tilde{I}(\tilde{V})$ та їх похідні $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ розраховувати в величинах приведені напруги, $\tilde{V} \equiv V/\tilde{E}_C$. Розрахунки провести в інтервалі напруги $V = -2\tilde{E}_C \dots 0 \dots 2\tilde{E}_C$, з кроком $0,1\tilde{E}_C$.

Значення температури визначити із співвідношень

$$\frac{k_B T}{\tilde{E}_C} = 0,01; 0,05; 0,1,$$

які демонструють наявність чи відсутність кулонівської блокади (якщо $k_B T \gg \tilde{E}_C$ кулонівська блокада зникає).

Завдання для варіантів в яких досліджуються **ОЕТ-I** – Au/Au/Au:

1. Обчислити вольт-амперні характеристики $\tilde{I}(\tilde{V})$ та їх похідні $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ для трьох значень температури. Радіус R вибрати мінімальним (табл. 4.3), а $d_c = 0,5R$.
2. Побудувати залежності $\tilde{I}(\tilde{V})$ і $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ для трьох радіусів R , значення яких узяти з табл. 4.3; розрахунок проводити при мінімальному значенні температури і $d_c = 0,5R$.
3. Побудувати залежності $\tilde{I}(\tilde{V})$, $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ при трьох значеннях $d_c = 0,5R; 2R; 4R$ ($d_e = 10 \text{ \AA} = 19,2 a_0$, $\epsilon = 10$). Узяти мінімальні значення температури і радіусу.

Завдання для варіантів в яких досліджуються **ОЕТ-II**:

1. Обчислити вольт-амперні характеристики $\tilde{I}(\tilde{V})$ та їх похідні $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ для трьох значень температури.
2. Побудувати залежності $\tilde{I}(\tilde{V})$, $d\tilde{I}/d\tilde{V}$ при трьох значеннях $V_g = -5\tilde{E}_C; 0; 5\tilde{E}_C$ і найменшому значенні температури.

По кожному пункту зробити висновки.

Таблиця 4.2 – Експериментальні значення фізичних величин для металів з плоскою поверхнею. W_0 – робота виходу, r_s – середня відстань між електронами в металі, Z – валентність.

Метал	Z	$r_s[a_0]$	$W_0[eB]$
Al	3	2,07	4,28
Au	1	3,01	5,10
Cu	2	2,11	4,65

Таблиця 4.3 – Варіанти завдань для студентів (збігаються з номером у списку групи). Використувати дані табл. 1, 2.

№	Серія	$R[a_0]$
1, 15	ОЕТ-II (A)	-
2, 16	ОЕТ-II (B)	-
3, 17	ОЕТ-II (C)	-
4, 18	ОЕТ-II (D)	-
5, 19	ОЕТ-II (E)	-
6, 20	ОЕТ-II (F)	-
7, 21	ОЕТ-II (G)	-
8, 22	ОЕТ-I	50,60,80
9, 23	ОЕТ-I	100,110,120
10, 24	ОЕТ-I	150,160,190
11, 25	ОЕТ-I	200,240,280
12, 26	ОЕТ-I	300,350,400
13, 27	ОЕТ-I	500,550,600
14, 28	ОЕТ-I	600,700,800

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- [1] *Кузьмин Л. С., Лихарев К. К.* Прямое экспериментальное наблюдение дискретного одноэлектронного туннелирования // Письма в ЖЭТФ, 1987, Т. 45, с.389.
- [2] *Ohgi T., Fujita D.* Consistent size dependency of core-level binding energy shifts and single-electron tunneling effects in supported gold nanoclusters // Phys. Rev. 2002, V. B66, id.115410.
- [3] <http://lt.px.tsukuba.ac.jp/users/kitada/>
- [4] *Шпак А.П., Погосов В.В., Куницкий Ю.А.* Введение в физику ультрадисперсных систем – 2006 – Киев: Академперіодика, 423с.
- [5] *Погосов В.В.* Введение в физику зарядовых и размерных эффектов. Поверхность, кластеры, низкоразмерные системы – 2006 – Москва: Физматлит, 328 с.
- [6] *Pogosov V.V., Vasyutin E.V.* Effects of charging and tunneling in structure based on magic and non-magic metal clusters // Nanotechnology, 2006, V.17, P.3366-3374.
- [7] *Погосов В.В., Васютин Е.В., Курбацкий В.П., Коротун А.В.* Эффекты одноэлектронного заряжения в туннельной структуре на металлическом кластере // Физика твердого тела, 2006, Т.48, №10, С.1849-1857.