

Навчальне видання

А. Г. Шкавро

**ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ**

ЧАСТИНА I

Київ - 2007

Рецензент
д-р фіз.-мат. наук, ст..н.с. Г.В. Кузнецов

Шкавро А.Г.

Практикум з фізики напівпровідникових приладів.

Частина I.

Практикум складеться з двох частин і містить описи восьми лабораторних робіт поставлених у однойменному практикумі кафедри напівпровідникової електроніки. Представлені у посібнику лабораторні роботи є доповненням до курсів “Основи напівпровідникової електроніки” та “Фізичні основи мікроелектроніки”. У посібнику враховано суттєву модернізацію лабораторних робіт, а також приділено більше уваги питанням, які традиційно викликають труднощі у студентів. Теоретичний матеріал та завдання розраховані насамперед на студентів спеціалізації “твердотільна електроніка” і можуть бути адаптовані викладачем для студентів інших спеціалізацій.

*Затверджено вченою радою радіофізичного факультету
(протокол №7 від 10 грудня 2007 року)*

УДК 621.382
ББК 32.852
3-59

© Шкавро А.Г., 2007
© Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського університету імені Тараса Шевченка

Зміст

Вступ	4
1. Дослідження вольт-амперних характеристик $p - n$ - переходу	6
2. Еквівалентна схема $p - n$ - переходу	17
3. Бар'єр Шотткі	24
4. МДН-структура	42
Список літератури	63

Вступ

Якісна підготовка фахівців в галузі експериментальної та прикладної фізики не можлива без виконання відповідних лабораторних робіт. Зокрема, практикум з фізики напівпровідникових приладів створений для поглибленого вивчення таких курсів, як “Основи напівпровідникової електроніки” та “Фізичні основи мікроелектроніки”.

На сьогодні кількість типів напівпровідникових приладів перевищує сотню, тому, звичайно, усі вони не можуть бути представлені у практикумі. Основою більшості напівпровідникових приладів є базові елементи: контакт метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі, $p-n$ - перехід, гетероперехід та структура метал-діелектрик-напівпровідник (МДН структура). Особливості вольт-амперних (ВАХ) та вольт-фарадних характеристик цих структур покладено в основу таких приладів, як: випрямні діоди, стабілітрони, імпульсні діоди, параметричні діоди та варактори, тунельні діоди, фотодіоди, світлодіоди та лазери, МДН-конденсатори тощо. Комбінація базових елементів дозволяє створювати біполярні та польові транзистори, тиристори, різноманітні оптоелектронні прилади, прилади з зарядовим зв'язком. Об'ємні властивості напівпровідникового матеріалу або зміна цих властивостей під дією зовнішніх факторів також використовуються для створення як простих приладів (напівпровідникові резистори, фоторезистори, терморезистори), так і достатньо складних функціональних приладів (діод Ганна). Наведені вище базові структури використовуються не лише в якості простих напівпровідникових приладів, або елементів складних приладів. Вони також застосовуються в якості тестових структур при дослідженні границі розділу метал-напівпровідник, діелектрик-напівпровідник, розподілу легуючих домішок та параметрів глибоких рівнів у напівпровідниках.

Лабораторні роботи, що представлені у практикумі, можна умовно розділити на дві частини. Перша частина робіт присвячена дослідженню саме базових елементів напівпровідникових приладів. Це роботи: “Бар'єр Шотткі”, “ВАХ $p-n$ - переходу”, “Еквівалентна схема $p-n$ - переходу” та “МДН структура”. Друга частина включає прості прилади на базі $p-n$ - переходу та гетеро переходу: “Сонячний елемент” та “Напівпровідниковий лазер”, один з найбільш цікавих приладів, що працює на об'ємних властивостях напівпровідника – “Діод Ганна”, та приклад використання базових напівпровідникових структур для дослідження матеріалу – “РСГР”.

Значну частину представлених у практикумі лабораторних робіт можна назвати класичними. Вони у тій чи іншій формі описані у відомих навчальних посібниках. Частину робіт було розроблено та поставлено у практикумі напівпровідникових приладів співробітниками кафедри напівпровідникової електроніки також достатньо давно. Однак протягом останніх років практично всі роботи були суттєво модернізовані. Використання сучасних цифрових приладів та персональних комп'ютерів дозволило частково автоматизувати збір, а у деяких роботах і попередню обробку даних. Реально повністю автоматизованими можуть бути сім із восьми лабораторних робіт. Але автор вважає суцільну автоматизацію лабораторних робіт не доцільною, оскільки вона може стати на заваді глибокому розумінню фізики роботи досліджуваних приладів, методів та

засобів вимірювань. Разом з тим запроваджена автоматизація лабораторних робіт дозволила досягти точності та відтворюваності результатів вимірювань, необхідних для спостереження та вивчення особливостей реальних приладів. Зменшення часу вимірювань дозволяє викладачеві збільшити фізичне завдання, наприклад, за рахунок збільшення кількості досліджуваних приладів, які мають певні особливості, або проведення досліджень при різних температурних режимах тощо. Автоматизація деяких лабораторних установок дозволяє принципово розширити можливості вивчення фізики роботи досліджуваного напівпровідникового приладу. Так застосування комп'ютера та швидкодіючих приладів в лабораторній роботі "МДН-структура" дозволило досліджувати нерівноважну вольт-фарадну характеристику та кінетику формування інверсійного шару у структурі метал-діелектрик-напівпровідник.

Таким чином, представлені у практикумі лабораторні роботи дозволяють студентам отримати навички експериментального дослідження напівпровідникових приладів. Лабораторні установки, що використовуються у практикумі, дозволяють досліджувати і ті структури, що на сьогодні перебувають у стадії розробки та дослідження (зокрема, бар'єрні структури з квантовими ямами та квантовими точками, структури кремній на ізоляторі тощо).

Автор вважає своїм приємним обов'язком висловити подяку за значний внесок у створення та модернізацію лабораторних установок співробітникам кафедри: Кузнєцову Г.В., Литвиненку С.В., Миронцовій Л.Є, Руднику В.М., Цибі О.М. та студентам: Бунаку С.В., Гунді В.М., Мостипану Є.М., Погорілому В.М., Шкавру К.А. та іншим.

1. ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК $p-n$ -ПЕРЕХОДУ

Мета роботи: дослідити залежність струму $p-n$ -переходу від прикладеної до нього напруги для переходів на різних напівпровідниках, визначити переважний механізм проходження струму.

Найбільш поширеним методом утворення $p-n$ -переходу є введення в напівпровідник з рівномірно розподіленою домішкою одного типу, наприклад донорів, домішки іншого типу - акцепторів так, щоб в одній частині напівпровідника їх концентрація перевищувала концентрацію донорів. Розглянемо випадок ступінчастого або різкого $p-n$ -переходу, розподіл концентрації домішок в якому зображено на рис. 1.1, а. Концентрація донорів дорівнює N_d в усьому напівпровіднику, концентрація акцепторів дорівнює N_a при $x \leq 0$ і нулю при $x > 0$. Будемо вважати, що всі домішки іонізовані, що відповідає випадку не дуже низьких температур. Тоді в лівій частині зразка концентрація дірок $p_p = N_a - N_d$, а концентрація електронів у правій частині $n_n = N_d$ (рис. 1.1, б).

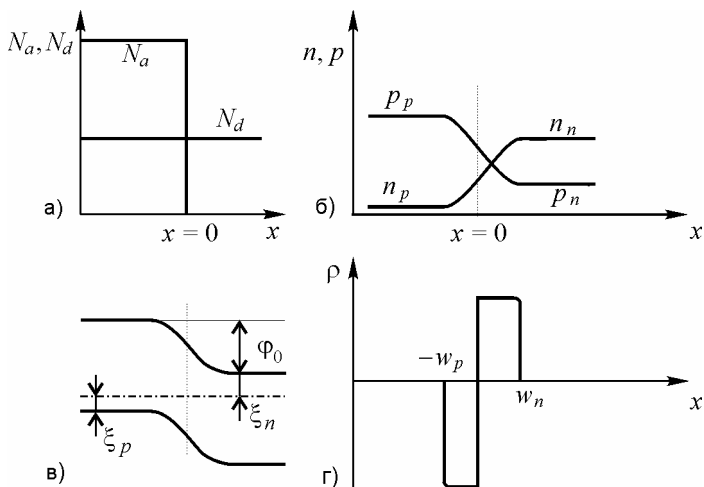


Рис. 1.1. Утворення $p-n$ -переходу: розподіл домішок - (а); розподіл носіїв заряду - (б); енергетична зонна діаграма $p-n$ -переходу - (в); розподіл густини об'ємного заряду - (г).

У силу того, що концентрація електронів праворуч більша ніж ліворуч, у перший момент при утворенні $p-n$ -переходу потік електронів із n -області буде перевищувати зворотний потік із p -області; а потік дірок із p -області буде

більший ніж зворотний потік дірок із n -області. Протікання носіїв буде відбуватися до тих пір, доки утворене при цьому контактне поле (рис. 1.1, в) не урівноважить ці потоки. При цьому в p -області з'явиться об'ємний заряд, обумовлений іонізованими акцепторами, а в n -області - додатний, обумовлений іонізованими донорами (рис. 1.1, г, де w_n і w_p - товщина шару просторового заряду відповідно в n - і p -областях).

У рівновазі рівень Фермі - E_F (або рівень електрохімічного потенціалу) в обох частинах $p-n$ -переходу повинен бути на одному й тому ж рівні (рис. 1.2, а). Це означає, що дно зони провідності - E_c в p -області вище ніж у n -області на величину ϕ_0 - висоту потенціального бар'єра, яка дорівнює:

$$\phi_0 = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}, \quad (1.1)$$

де n_i - концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику; k - стала Больцмана; T - абсолютна температура. Чим вище рівень легування p - і n -областей, тим вище висота бар'єру в $p-n$ -переході.

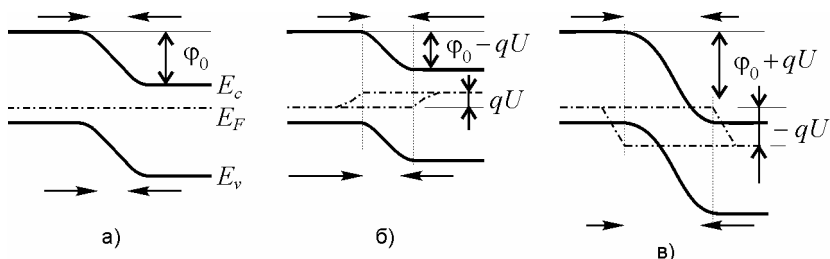


Рис. 1.2. Енергетична діаграма $p-n$ -переходу при різних напругах.

За відсутності зовнішньої напруги потоки електронів і дірок із n -області у p -область і зворотні потоки дорівнюють один одному (рис. 1.2, а). Струми, обумовлені потоками електронів із n - у p -область і дірок із p - у n -область, залежать від прикладеної напруги. Якщо напруга зменшує висоту бар'єру в $p-n$ -переході (рис. 1.2, б), то ці струми зростають, і через $p-n$ -перехід буде протікати струм, обумовлений електронами, які переходять з n - в p -область і дірками, які переходять із p - в n -область. Якщо напруга збільшує висоту потенціального бар'єру (рис. 1.2, в), то ці струми значно зменшуються. Сумарний струм при цьому має протилежний напрямок і обумовлений електронами, які переходять із p - у n -область і дірками, які переходять із n - у p -область. Струм дірок із n - у p -область і електронів із p - у n -область не залежить від

напруги, прикладеної до $p-n$ -переходу, тому, що бар'єрів для цих носіїв немає і їх переходу ніщо не заважає.

Для знаходження вольт-амперної характеристики (ВАХ) $p-n$ -переходу необхідно знайти суму струмів електронів і дірок у будь-якому перерізі $p-n$ -переходу. У тому випадку, коли ширина області просторового заряду (ОПЗ) $p-n$ -переходу ($w = w_n + w_p$) значно менша ніж дифузійна довжина електронів і дірок ($w \ll l_p$; $w \ll l_n$), рекомбінацією та генерацією електронів і дірок в ОПЗ можна нехтувати. Це означає сталість струмів електронів і дірок у межах ОПЗ, що дозволяє розглядати струм у $p-n$ -переході як суму струму електронів - j_n і струму дірок - j_p , що розраховувалися для різних перерізів, та записати:

$$j = j_n(-w_p) + j_p(w_n). \quad (1.2)$$

Таке рознесення перерізів для струмів електронів і дірок дозволяє спростити задачу знаходження ВАХ і звести її до розв'язання рівнянь у квазінейтральних областях – областях напівпровідника за межами ОПЗ. (Ці області називаються квазінейтральними тому, що при прикладанні напруги до $p-n$ -переходу термодинамічна рівновага в них порушується і умова нейтральності виконується наближено). Якщо припустити, що струм $p-n$ -переходу контролюється переносом носіїв у квазінейтральних областях, ВАХ $p-n$ -переходу може бути записана у вигляді:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (1.3)$$

де $j_s = q \left(\frac{n_p D_n}{l_n} + \frac{p_n D_p}{l_p} \right)$; D_n , D_p - коефіцієнти дифузії відповідно електронів та дірок; n_p , p_n - концентрація електронів у p -області і дірок в n -області. При запису ВАХ у виді (1.3) також вважали, що рівень інжекції малий (концентрація інжекттованих неосновних носіїв значно менше, ніж основних: $\Delta p_n \ll n_n$; $\Delta n_p \ll p_p$), а товщини n - і p -областей значно більші ніж дифузійна довжина відповідно для дірок і електронів. Умова малого рівня інжекції дозволяє нехтувати полем у квазінейтральних областях і вважати, що рух носіїв у них обумовлений дифузією. Умова великої товщини базових областей дозволяє вважати, що в результаті рекомбінації в них концентрація неосновних носіїв поблизу омичних контактах спадає до рівня рівноважної.

Як видно з (1.3), прямий струм $p-n$ -переходу зростає з напругою пропорційно $\exp(qU/kT)$. Така залежність прямого струму від напруги зумовлена тим, що при збільшенні прямої напруги експоненціально збільшується інжекція неосновних носіїв, збільшується градієнт концентрації і, відповідно, дифузійний

струм. При зворотних зміщеннях струм $p-n$ -переходу зростає і при $|U| > 3kT/q$ наближається до сталої величини j_s . Враховуючи, що $l_{n,p}^2 = D_{n,p} \cdot \tau_{n,p}$, вираз

для i_s можна записати у виді $j_s = q \left(\frac{l_p n_i^2}{n_n \tau_p} + \frac{l_n n_i^2}{n_p \tau_n} \right)$. Таким чином, густина струму

визначається кількістю дірок і електронів, які генеруються за одиницю часу відповідно в n -області на відстані l_p і в p -області на відстані l_n від $p-n$ -переходу.

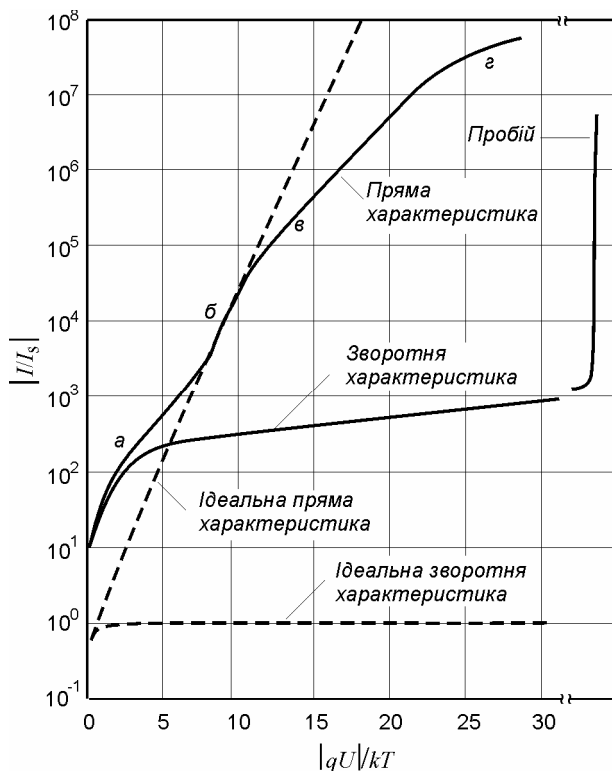


Рис.1.3. ВАХ ідеального $p-n$ -переходу (пунктирні криві) та реального діода (суцільні криві): а – ділянка домінуючого рекомбінаційного струму, б – ділянка домінуючого дифузійного струму за умови малого рівня інжекції, в – ділянка великого рівня інжекції, г – область істотного впливу падіння напруги на опори бази діода.

З (1.3) випливає, що величина j_s тим більший, чим більша концентрація

неосновних носіїв p_n і n_p ; для зменшення цього струму необхідно збільшувати рівень легування, при цьому, як видно з рівняння (1.1), буде збільшуватись і висота потенціального бар'єру φ_0 .

Співвідношення електронного і діркового струмів в ОПЗ $p-n$ -переходу можна записати у вигляді:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n}{l_n} \frac{l_p}{p_n D_p} = \frac{\mu_n n_n}{\mu_p p_p} \frac{l_p}{l_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \frac{l_p}{l_n}, \quad (1.4)$$

з якого видно, що в $p-n$ -переході переважає струм тих носіїв заряду, які є основними в області напівпровідника, що має більшу провідність. Так, якщо провідність p -області більша, то струм буде обумовлений дірками.

Формула (1.3) дістала назву формули Шоклі і описує ВАХ ідеального $p-n$ -переходу (пунктирні криві на рис.1.3). ВАХ реального діода з $p-n$ -переходом (суцільні криві на рис.1.3) відрізняється від і ВАХ ідеального $p-n$ -переходу тим, що при прямих зміщеннях $d \ln(I)/dU < q/kT$ і може залежати від U , при зворотних зміщеннях може не бути насичення струму. Основними причинами таких відмінностей є наявність генерації-рекомбінації в ОПЗ, падіння напруги у квазінейтральних областях напівпровідника пропорційне струму, тобто падіння напруги на опорі бази, та ефекти, пов'язані з великим рівнем інжекції. В області зворотних і невеликих прямих зміщень головним з них є механізм генерації-рекомбінації через локальні центри в ОПЗ напівпровідника (рис. 1.4). Зміна концентрації електронів у зоні провідності відбувається як в результаті переходів електронів на локальний центр (процес 1), так і в наслідок зворотних переходів з локального центру (процес 2). Зміна концентрації дірок у валентній зоні відповідно визначається процесом 3 - переходом електрона з локального рівня у валентну зону, що еквівалентно переходу дірки з валентної зони на локальний центр і процесом 4 - зворотним переходом дірки у валентну зону.

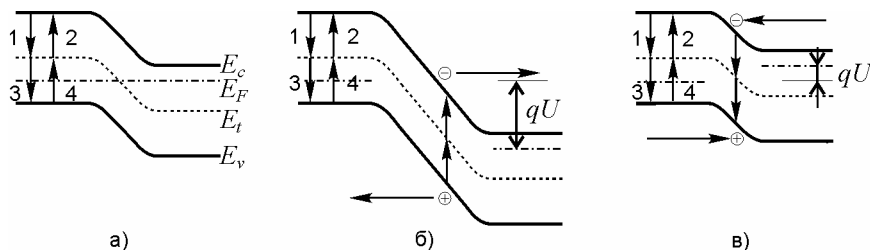


Рис. 1.4. Генераційно-рекомбінаційні процеси в $p-n$ -переході.

За умови термодинамічної рівноваги при $U=0$, темп генерації дорівнює темпу рекомбінації, і відповідно струм дорівнює нулю. Якщо до $p-n$ -переходу прикладена напруга, то термодинамічна рівновага порушується, але у

стаціонарному випадку зміна концентрації електронів у зоні провідності dn/dt дорівнює зміні концентрації дірок у валентній зоні dp/dt і може бути записана у вигляді:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{n0}(p + p_1) + \tau_{p0}(n + n_1)}, \quad (1.5)$$

де n_1 , p_1 - параметри, що визначаються як концентрації носіїв заряду у відповідних зонах напівпровідника у випадку, коли рівень Фермі співпадає з енергетичним положенням рекомбінаційного центру - E_t ; τ_{n0} та τ_{p0} - часи життя електронів і дірок у сильнолегованих напівпровідниках p - та n - типу відповідно, які визначаються концентрацією глибоких центрів, перерізами захоплення і тепловими швидкостями електронів та дірок..

З виразу (1.5) видно, що темп генерації-рекомбінації залежить від концентрації носіїв заряду в зонах, які, у свою чергу, визначаються напругою, прикладеною до $p-n$ -переходу. Так, при великих зворотних напругах концентрації носіїв заряду в зонах настільки малі, що можна вважати, що у (1.5) $p \rightarrow 0$ і $n \rightarrow 0$. При цьому переважним в ОПЗ є процес генерації. Носії заряду, що виникають в ОПЗ в результаті генерації, будуть розводитись полем ОПЗ: електрони йдуть у n - область, а дірки - в p -область. Виникає генераційний струм. Величина цього струму пропорційна товщині ОПЗ - w і змінюється з напругою, як w . Тобто, при розподілі домішок, зображеному на рис. 1.1, а (різкий перехід):

$$j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/2}. \quad (1.6)$$

У випадку плавного $p-n$ -переходу з лінійним розподілом концентрації домішок $j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/3}$.

Якщо до $p-n$ -переходу прикласти напругу в прямому напрямку, то збільшується концентрація носіїв заряду в ОПЗ і переважають процеси рекомбінації. Для симетричного $p-n$ -переходу і при припущенні, що рекомбінаційний рівень знаходиться в середині забороненої зони, рекомбінаційний струм можна записати у вигляді:

$$j_{\text{рек}} \approx \frac{2qn_iw}{\tau_{n0} + \tau_{p0}} \exp(qU/2kT). \quad (1.7)$$

З останньої формули видно, що рекомбінаційний струм, так само, як і дифузійний струм, експоненціально змінюється з напругою, але показник експоненти вдвічі менше. При відносно невеликих напругах зміщення рекомбінаційний струм може бути домінуючим, але при зростанні напруги дифузійний струм збільшується швидше і стає домінуючим. За умови великого рівня інжекції, який має місце при достатньо великих напругах зміщення, струм також зростає з напругою пропорційно $\exp(qU/2kT)$. Крім того, при великих

значеннях струму суттєвим стає падіння напруги на опорі бази. Коли основна частина збільшення прикладеної до діода напруги падає на опорі бази, залежність струму від напруги наближається до лінійної. Однією з причин нелінійності ВАХ при цьому є залежність опорної бази від струму. При зворотних зміщеннях для реальних діодів може спостерігатись зростання струму зі збільшенням напруги, обумовлене генерацією електронно-діркових пар в ОПЗ напівпровідника. При великих зворотних зміщеннях має місце пробій $p-n$ переходу. При прямих зміщеннях на ВАХ може бути декілька ділянок, які відповідають різним умовам: домінуючий рекомбінаційний струм, дифузійний струм при малому рівні інжекції, дифузійний струм при великому рівні інжекції, майже лінійна ділянка, обумовлена падінням напруги на опорі бази. На ВАХ реального діода перелічені ділянки не обов'язково чітко виражені. Крім перелічених причин, відміна ВАХ реального діода від ідеалізованої, що описується формулою Шоклі може бути обумовлена наявністю краєвих ефектів, неоднорідністю фізичних параметрів, тощо.

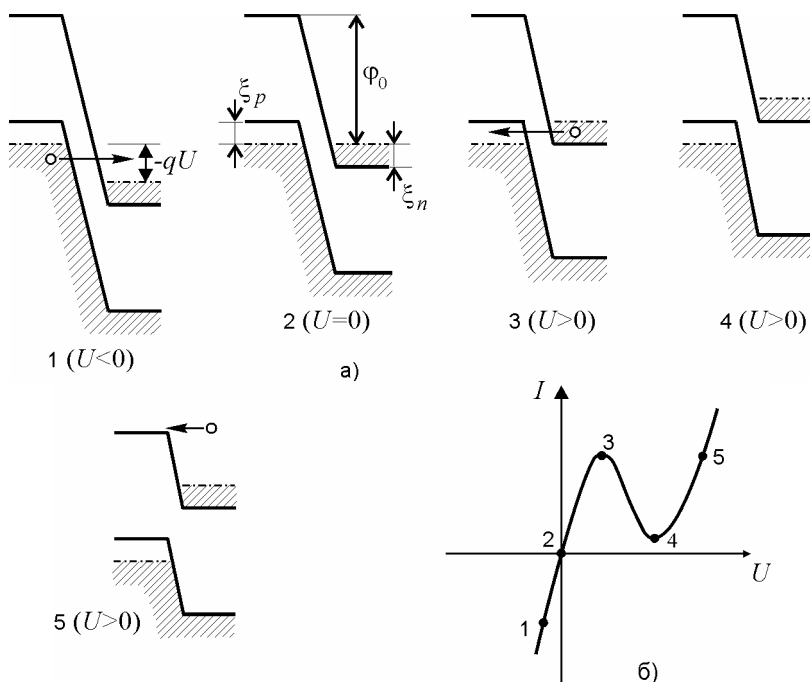


Рис. 1.5. Енергетична діаграма (а) і вольт-амперна характеристика (б) тунельного діода.

Розглянемо ВАХ $p-n$ переходу, утвореного виродженими напівпровідниками, в яких рівень Фермі розташований у дозволений зоні

напівпровідника. Ширина ОПЗ для $p-n$ -переходу на вироджених напівпровідниках така, що можливе тунелювання носіїв заряду із заповнених електронами областей n - чи p -типу напівпровідника на вільні рівні p - чи n -типу напівпровідника. Тоді як потоки носіїв над бар'єром ОПЗ для $p-n$ -переходу на вироджених напівпровідниках можуть бути дуже малі внаслідок значної висоти бар'єру.

Енергетична діаграма та ВАХ тунельно-прозорого $p-n$ -переходу при різних напругах представлені на рис.1.5 (цифрами позначені енергетичні діаграми при різних зміщеннях та відповідні ділянки ВАХ). Якщо прикладена напруга збільшує висоту бар'єру, рівень Фермі в n -області опускається відносно рівня Фермі в p -області, і навпроти заповнених станів валентної зони виявляються вільні стани зони провідності (рис. 1.5, 1). Унаслідок цього з'являється електронний струм від p -області до n -області, який збільшується з напругою, оскільки збільшується кількість вільних станів у зоні провідності, на які можуть переходити електрони.

Якщо прикладена напруга зменшує висоту потенціального бар'єра, рівень Фермі в напівпровіднику n -типу піднімається відносно рівня Фермі в напівпровіднику p -типу. За малих напруг це приводить до того, що навпроти заповнених станів зони провідності n -напівпровідника виявляється частина енергетичної смуги вільних рівнів валентної зони p -напівпровідника (рис. 1.5, 3). При цьому з'являється потік електронів від n - до p -області напівпровідника. Струм, який відповідає цьому потоку буде збільшуватися зі збільшенням напруги доти, доки рівень Фермі n -напівпровідника не зрівняється зі стелею валентної зони p -напівпровідника. Подальше збільшення напруги призводить до зменшення тунельного струму оскільки зменшується кількості електронів, здатних тунелювати у валентну зону тому, що частина заповненої електронами енергетичної смуги зони провідності n -напівпровідника виявляється вище стелі валентної зони p -напівпровідника, тобто навпроти забороненої зони. Коли дно зони провідності n -напівпровідника зрівняється зі стелею валентної зони p -напівпровідника тунельний струм зменшується до нуля. Повний струм у тунельному діоді при цьому до нуля не спадає, оскільки за таких напруг починають проявлятися надбар'єрні переходи носіїв заряду, тому, пройшовши через мінімум повний струм знову зростає. Як видно з рис. 1.5, ВАХ $p-n$ -переходу між виродженими напівпровідниками характеризується різким зростанням струму для зворотного напрямку і наявністю екстремумів в прямому напрямку. Існує діапазон прямої напруги де диференційний опір $p-n$ -переходу від'ємний.

Тунельний струм може бути записаний у вигляді:

$$j \sim U(\xi_n + \xi_p - qU)^2. \quad (1.8).$$

Напруга, при якій має місце максимум тунельного струму дорівнює

$U_{\text{макс}} = \frac{1}{3q} (\xi_n + \xi_p)$, а напруга при якій тунельний струм прямує до нуля - $U_{\text{мин}} = (\xi_n + \xi_p)/q$. Таким чином, статична ВАХ тунельного діода дозволяє оцінити рівень легування напівпровідників.

Блок-схема установки для дослідження ВАХ $p-n$ -переходів представлена на рис. 1.6. Постійна напруга на вимірювальну схему подається від джерела живлення, в якості якого використовується універсальне джерело живлення - УИП-2. Для виміру ВАХ у прямому і зворотному напрямках за допомогою перемикача П1 передбачено підключення одного з двох незалежних виходів джерела УИП-2 (0÷3 В та 0÷50 В). У першого виходу заземлено полюс “-“, у другого – “+”. Одночасно з вибором виходу джерела живлення за допомогою перемикача П1 здійснюється вибір потенціометра (R_4 або R_3), з виходу якого напруга подається на діод Д. Доцільність такого рішення обумовлена тим, що при вимірюванні зворотної гілки ВАХ потрібне джерело живлення, що забезпечує відносно високу напругу при малому струмі, а при зніманні прямої гілки, навпаки, джерело повинно забезпечувати відносно високий струм при невеликій напрузі. Для виміру напруги використовується цифровий вольтметр типу GDM-8246, а для вимірювання струму - В7-21А. Для зменшення похибки вимірювань в установці передбачено можливість зміни за допомогою перемикача П2 схеми підключення вольтметра. При зворотних і невеликих прямих зміщеннях через $p-n$ -перехід тече невеликий струм, і падінням напруги на амперметрі у першому наближенні можна нехтувати, тому вольтметр включається так, що він вимірює сумарну напругу на діоді й амперметрі. При відносно великих прямих зміщеннях, коли через діод протікає значний струм, вольтметр включається паралельно з діодом, а амперметр вимірює сумарний струм, який складається зі струму, що протікає через діод та малого струму, що протікає через вольтметр.

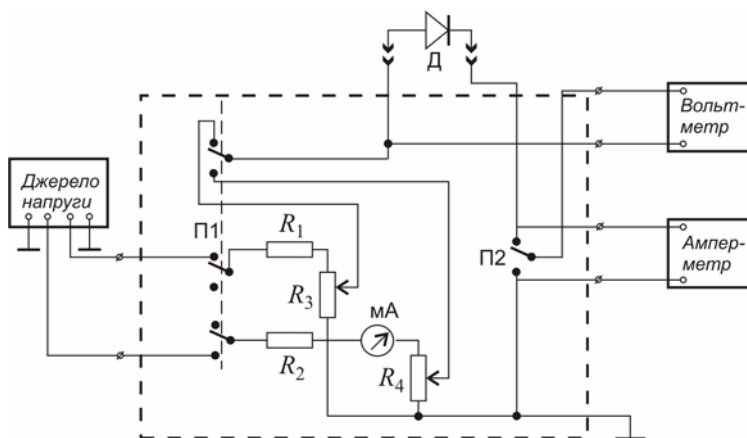


Рис. 1.6. Блок-схема установки для вимірювання ВАХ $p-n$ -переходу.

Слід відзначити, що значення вхідного опору вольтметра - R_B та опору амперметра - R_A , в загальному випадку, залежать від обраного діапазону вимірювання. Тому для досягнення максимальної точності при вимірюваннях слід враховувати відповідні поправки, тобто віднімати відповідні систематичні похибки. Якщо використовується схема вимірювання, в якій вольтметр підключений безпосередньо паралельно діоду, то його покази відповідають напрузі на діоді, а струм, що протікає через діод визначається за формулою: $I = I_A - U/R_B$. При використанні схеми з послідовним включенням амперметра і діода струм вимірюється коректно, а падіння напруги на діоді визначається за формулою: $U = U_B - I \cdot R_A$.

При вимірах ВАХ у прямому напрямку зазвичай рекомендується встановлювати величину струму і вимірювати напругу. Для забезпечення плавного регулювання прямої напруги в якості потенціометра R_4 в схемі використовується багатооборотний змінний резистор. Для зворотного напрямку краще фіксувати напругу і вимірювати струм. При встановленні малих значень зворотної напруги рекомендується для грубого регулювання використовувати ручку регулювання напруги відповідного виходу на УИП-2.

На рис. 1.7 зображена блок-схема установки для вимірювання ВАХ тунельного діода на екрані характерографу, в якості якого використовується осцилограф ОХ-520В, що має два входи: "Х" та "Y".

Трикутна, або синусоїдальна напруга подається від генератора (ГЗ-112) на коло, що складається з послідовно з'єднаних діода - Д та резистора навантаження - R_3 . Опір цього резистора обирається таким ($R_3 = 10$ Ом), щоб падіння напруги на ньому було значно менше ніж на діоді. Напруга з резистора R_3 , яка пропорційна струму через діод подається на вхід "Y", а з кола діод, резистор R_3 - на вхід "X". Якщо падіння напруги на R_3 значно менше ніж на діоді, то в першому наближенні можна вважати, що на вхід "X" характерографу подається напруга, що падає на діоді. Таким чином, на екрані відображається ВАХ діода. Очевидно, що при необхідності похибка, яку вносить падіння напруги на R_3 може бути врахована.

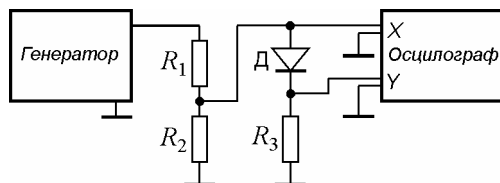


Рис. 1.7. Блок-схема установки для спостереження ВАХ тунельного діода.

Завдання до роботи

1. Ознайомитися з вимірювальними установками і приладами, які використовуються в роботі.
2. Виміряти ВАХ кремнієвого і германієвого діодів. Виміри виконувати в прямому напрямку від $U \approx 25$ мВ і при зміні струму на декілька порядків величини (до $I \approx 250$ мА), у зворотному напрямку напругу змінювати до декількох десятків вольт (до $U = 50 \div 60$ В).
3. Побудувати ВАХ досліджених діодів у координатах, зручних для аналізу: для прямого напрямку - $\lg I$ від U , а для зворотного - $\lg I$ від $\lg U$.
4. Пояснити відмінність ВАХ кремнієвих і германієвих діодів. З одержаних даних встановити, для яких діодів проявляються генераційно-рекомбінаційні струми.
5. Визначити залежність струму від напруги в прямому напрямку для різних ділянок ВАХ. Пояснити зміну характеру залежності струму від напруги. Використовуючи вирази (1.3) та (1.7), оцінити напругу, при якій рекомбінаційний струм у $p-n$ -переході можна не враховувати. Порівняти з експериментальними результатами.
6. Використовуючи експериментальні ВАХ у зворотному напрямку, визначити, сплавний чи дифузійний $p-n$ -перехід у досліджених діодах.
7. Виміряти ВАХ тунельного діода, пояснити її, визначити величину напруги, при якій спостерігаються екстремуми струму.
8. Диференціюючи вираз (1.8) по напрузі, визначити величини напруги, яким відповідають максимум і мінімум струму. Використовуючи одержані вирази та експериментальні результати, визначити суму рівнів Фермі в p - і n -областях напівпровідника.
9. Оцінити висоту потенціального бар'єра в $p-n$ -переході для тунельного діода. Вважаючи, що концентрація носіїв заряду дорівнює ефективній щільності станів у зонах, вирахувати ширину ОПЗ для тунельного діода.
10. Підготувати звіт про виконану роботу.

Питання для самоконтролю

1. Чим визначається висота потенціального бар'єра в $p-n$ -переході?
2. Чи може висота потенціального бар'єра перевищувати ширину забороненої зони?
3. Намалювати енергетичну діаграму p -переходу в рівновазі і для двох різних полярностей зовнішньої напруги.
4. Записати вираз для дифузійного струму $p-n$ -переходу.
5. Чим визначається зворотний струм $p-n$ -переходу?
6. Які параметри p - і n -областей визначають співвідношення електронного і діркового струмів?
7. Як впливають процеси генерації-рекомбінації в ОПЗ на струм $p-n$ -переходу?
8. Як змінюється з напругою рекомбінаційний струм, генераційний струм?

9. Який механізм проходження струму в $p-n$ -переході, утвореному виродженими напівпровідниками?
10. Намалювати і пояснити ВАХ тунельного діода.

2. ЕКВІВАЛЕНТНА СХЕМА $p-n$ - ПЕРЕХОДУ

Мета роботи: вивчити еквівалентну схему $p-n$ -переходу, дослідити залежність бар'єрної ємності $p-n$ -переходу від напруги, визначити висоту потенціального бар'єру та концентрацію носіїв заряду.

Розглянемо випадок, коли до переходу, крім постійної напруги U_0 , прикладена змінна напруга, амплітуда якої $U_1 < kT/q$, а частота $\omega \geq 1/\tau_{p,n}$ ($\tau_{p,n}$ - часи життя електронів та дірок):

$$U = U_0 + \tilde{U} = U_0 + U_1 \exp(i\omega t). \quad (2.1)$$

Статичні характеристики $p-n$ -переходу розглянуті в роботі 1. Припустимо, що рівень інжекції невеликий, так що вся напруга прикладена до самого $p-n$ -переходу. Якщо час руху носіїв через $p-n$ -перехід значно менше $1/\omega$, то концентрації носіїв заряду у p - і n - квазінейтральних областях на границях з областю просторового заряду (ОПЗ) напівпровідника встигають слідкувати за зміною напруги і визначаються формулами:

$$n(-w_p) = n_p \exp(qU_0/kT) \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp(i\omega t) \right), \quad (2.2, a)$$

$$p(w_n) = p_n \exp(qU_0/kT) \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp(i\omega t) \right). \quad (2.2, б)$$

Для того, щоб знайти розподіл носіїв в n - та p -областях, необхідно розв'язати рівняння неперервності. Внаслідок того, що струм неосновних носіїв у $p-n$ -переході переважно дифузійний, це рівняння для дірок у n -області має вид:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} + \frac{dp}{dt}. \quad (2.3)$$

У даному випадку p можна записати як суму незалежної від часу складової p_0 і змінної частини $\tilde{p} = p_1 \exp(i\omega t)$:

$$p = p_0 + p_1 \exp(i\omega t). \quad (2.4)$$

З (2.3), враховуючи (2.4), отримаємо рівняння для змінної складової

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1}{l_p} (1 + i\omega\tau_p), \quad (2.5)$$

розв'язок якого можна записати у виді

$$p = p_1(w_n) \exp \left[-\frac{x - w_n}{l_p} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} \right]. \quad (2.6)$$

Змінну складову струму дірок у $p - n$ - переході можна визначати за формулою

$$j_{p1} = -qD_p \frac{dp_1}{dx} \quad (2.7)$$

що з урахуванням (2.6) та (2.2, б) дає:

$$j_{p1} = \frac{qp_n D_p}{l_p} \exp(qU_0/kT) \frac{qU_1}{kT} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Аналогічно для змінного струму електронів отримаємо:

$$j_{n1} = \frac{qn_p D_n}{l_n} \exp(qU_0/kT) \frac{qU_1}{kT} (1 + i\omega\tau_n)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Крім цих струмів, необхідно також враховувати максвелівські струми зміщення, поява яких обумовлена зміною в часі вектора електричної індукції $\vec{D} = \epsilon_s \epsilon_0 \vec{E}$ в $p - n$ - переході:

$$j_{3M} = i\omega\epsilon_s \epsilon_0 U_1 / w \quad (2.10)$$

де w - товщина області просторового заряду (ОПЗ). У результаті може бути записана повна провідність $p - n$ - переходу:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z} = & \frac{j_{p1}}{U_1} + \frac{j_{n1}}{U_1} + \frac{j_{3M}}{U_1} = i \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{w} + \\ & + \frac{q^2}{kT} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \left[\frac{D_p p_n}{l_p} (1 + i\omega\tau_p)^{1/2} + \frac{D_n p_p}{l_n} (1 + i\omega\tau_n)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

З цього виразу видно, що повна провідність $p - n$ - переходу має активну та реактивну складові. Використовуючи формулу Муавра:

$$\sqrt{1 + i\omega\tau} = \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}{2} \right\}^{1/2} + i \frac{\omega\tau}{\sqrt{2} \left(1 + \sqrt{1 + (\omega\tau)^2} \right)^{1/2}}, \quad (2.12)$$

(2.11) можна записати у виді:

$$Z^{-1} = G + i\omega C. \quad (2.13)$$

Активна складова провідності G має вид:

$$G = G_{p0} \left(1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2} \right)^{1/2} + G_{n0} \left(1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_n)^2} \right)^{1/2}, \quad (2.14)$$

де

$$G_{p0} = \frac{q}{kT} \frac{qD_p p_n}{l_p} e^{\frac{qU}{kT}}, \quad G_{n0} = \frac{q}{kT} \frac{qD_n n_p}{l_n} e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (2.15)$$

Еквівалентна схема $p-n$ - переходу зображена на рис. 2.1.

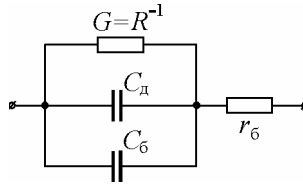


Рис. 2.1. Еквівалентна схема $p-n$ - переходу.

З (2.14), (2.15) випливає, що в області низьких частот ($\omega\tau_p, \omega\tau_n \ll 1$) дифузійна провідність $G = G_0 = G_{p0} + G_{n0}$

$$G_0 = \frac{q}{kT} \left(\frac{qD_p p_n}{l_p} + \frac{qD_n n_p}{l_n} \right) e^{\frac{qU}{kT}} \quad (2.16)$$

і співпадає з похідною повної густини струму по напрузі. В області відносно високих частот ($\omega\tau_p, \omega\tau_n \geq 1$) дифузійна провідність зростає зі збільшенням частоти (рис.2.2). З (2.14), (2.15) також випливає, що провідність пропорційна повному струму.

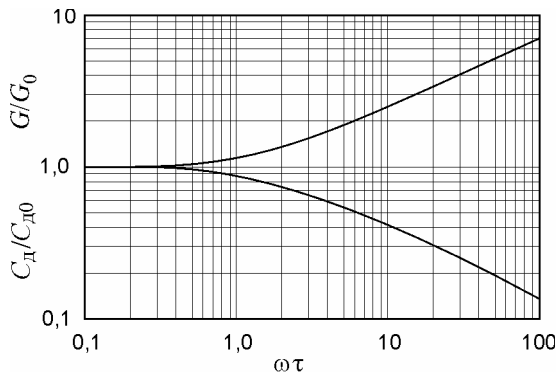


Рис. 2.2. Залежність дифузійної провідності - G та дифузійної ємності - C_d від $\omega\tau$

Ємність $p-n$ - переходу - C складається із двох паралельних ємностей: дифузійної ємності - C_d , що обумовлена інжекцією неосновних носіїв заряду, та бар'єрної ємності - C_b , яка пов'язана з максвелівськими струмами зміщення:

$$C_d = \frac{G_{p0}\tau_p}{\left(1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_n)^2}\right)^{1/2}} + \frac{G_{n0}\tau_n}{\left(1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}\right)^{1/2}}, \quad (2.17)$$

$$C_0 = \varepsilon_s \varepsilon_0 / w. \quad (2.18)$$

З формул (2.17) видно, що в області низьких частот ($\omega\tau_p, \omega\tau_n \ll 1$) дифузійна ємність $C_d = C_{d0}$ і не залежить від частоти:

$$C_{d0} = \frac{G_{p0}\tau_p}{2} + \frac{G_{n0}\tau_n}{2}, \quad (2.19)$$

При відносно високих частотах ($\omega\tau_p, \omega\tau_n \gg 1$) дифузійна ємність залежить від частоти – зменшується зі збільшенням частоти (рис. 2.2). З (2.14), (2.17) також впливає, що дифузійна ємність, так само, як і провідність, пропорційна повному струму.

Бар'єрна ємність частотно незалежна до досить високих частот, коли буде відчуватись інерційність, що пов'язана з рухом основних носіїв заряду в об'ємі чи в ОПЗ напівпровідника.

Розглянемо детальніше фізичну природу бар'єрної ємності. Якщо на $p-n$ - перехід подано змінну напругу, то це призводить до періодичної зміни ширини ОПЗ і, відповідно, заряду в цій області. Тому бар'єрна ємність (на одиницю площі) може бути обчислена так:

$$C_0 = \frac{d(qn_n w_n)}{dU} = \frac{d(qp_p w_p)}{dU} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{w} \quad (2.20)$$

Із цього виразу видно, що отримана ємність за видом співпадає з ємністю плоского конденсатора. Проте за своїм походженням відрізняється від неї. Справа в тому, що у випадку $p-n$ - переходу, хоч заряд розосереджений у всьому об'ємі ОПЗ, його зміна відбувається на границі ОПЗ, і w - її ширина виявляється еквівалентною відстані між обкладинками конденсатора.

Зміна з напругою ширини ОПЗ і обумовлює залежність бар'єрної ємності від напруги.

Якщо $p-n$ - перехід різкий, із крутим фронтом розподілу домішок, то

$$w = \left(\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 (\varphi_0 - qU) (n_n + p_p)}{q^2 n_0 p_0} \right)^{1/2} \quad (2.21)$$

У плавному $p-n$ - переході, коли концентрація домішок в ОПЗ змінюється за лінійним законом:

$$w = \left(\frac{12\varepsilon_s \varepsilon_0 (\varphi_0 - qU)}{q^2 b} \right)^{1/3}, \quad (2.22)$$

де $b = (dN/dx)_{x=x_0}$ – градієнт концентрації домішок у $p-n$ - переході.

З наведеного вище видно, що бар'єрна ємність $p-n$ -переходу пропорційна $(\phi_0 - qU)^{-1/n}$: спадає при збільшенні від'ємного зміщення та зростає при додатних зміщеннях. Дифузійна ємність $p-n$ -переходу з'являється при додатних зміщеннях, а її величина пропорційна постійному струму, що протікає через діод, тобто має експоненціальну залежність від напруги зміщення. Таким чином, при зворотних і малих прямих зміщеннях ємність діода визначається бар'єрною ємністю $p-n$ -переходу, а при великих прямих зміщеннях домінуючою стає дифузійна ємність.

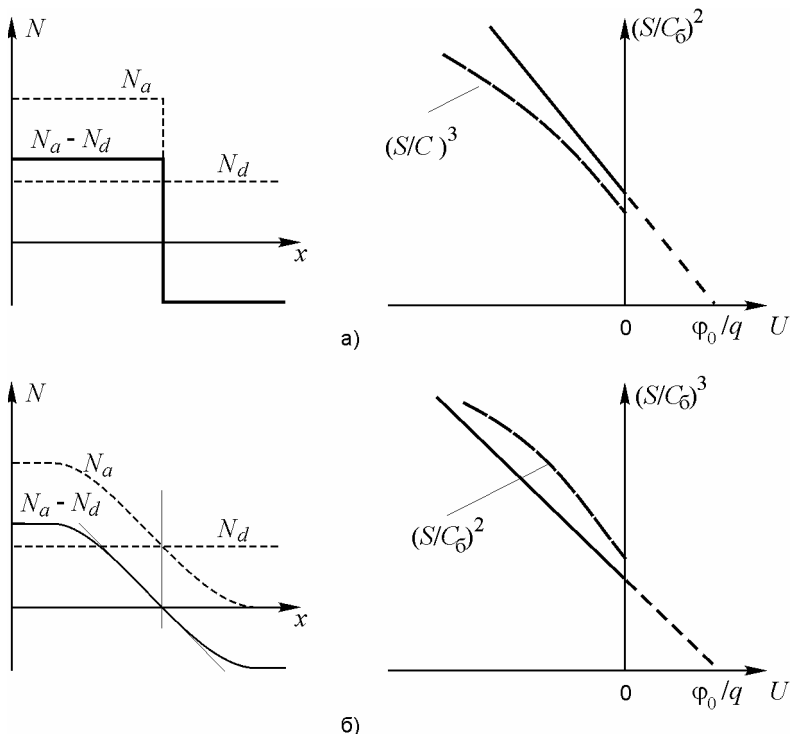


Рис. 2.3. Розподіл концентрації домішок та відповідні залежності $(S/C_6)^2$ і $(S/C_6)^3$ від U : а - для різкого $p-n$ -переходу, б - для плавного $p-n$ -переходу.

На рис. 2.3 схематично зображено розподіл концентрації домішок та залежності $(S/C_6)^2 = f(U)$ і $(S/C_6)^3 = f(U)$ для випадків несиметричного різкого та плавного $p-n$ -переходів. Видно, що для різкого $p-n$ -переходу залежність

$C_6^{-2} = f(U)$, а для плавного - $C_6^{-3} = f(U)$ - прямі. При екстраполяції ці прямі перетинають вісь напруги в точці $U = \varphi_0 / q$. Коли відома площа $p-n$ -переходу, з тангенса кута нахилу цих прямих можна визначити концентрацію домішок в менш легованій області (n_n при $p_p \gg n_n$ або p_p при $n_n \gg p_p$) різкого переходу, або b - градієнт концентрації домішок у плавному $p-n$ -переході.

Оскільки висота потенціального бар'єру в $p-n$ -переході дорівнює

$$\varphi_0 = \Delta E_g - \xi_n - \xi_p = \Delta E_g - kT \ln \frac{N_c}{n_n} - kT \ln \frac{N_v}{p_p}, \quad (2.23)$$

де ΔE_g - ширина забороненої зони напівпровідника, $\xi_n = kT \ln(N_c / n_n)$ та $\xi_p = kT \ln(N_v / p_p)$ - енергетичні відстані рівня Фермі відносно відповідних дозволених зон у квазінейтральних областях n - та p -напівпровідників, N_c та N_v - ефективні щільності станів у зоні провідності та у валентній зоні напівпровідника. З (2.23) випливає, що для різкого несиметричного $p-n$ -переходу, наприклад, $p^+ - n$ -переходу, отримане з залежності $C_6^{-2} = f(U)$ значення висоти потенціального бар'єру повинно задовольняти нерівність:

$$\varphi_0 < \Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n}. \quad (2.24)$$

При цьому

$$\varphi_0 - \left(\Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n} \right) = kT \ln \frac{p_p}{n_n}, \quad (2.25)$$

звідки концентрація домішок у сильно легованій області дорівнює:

$$p_p = n_n \exp \left\{ \left[\varphi_0 - \left(\Delta E_g - 2kT \ln \frac{N_c}{n_n} \right) \right] / kT \right\}. \quad (2.26)$$

Якщо розподіл домішок в ОПЗ напівпровідника відрізняється від розглянутих вище, жодна з залежностей - $(S/C_6)^2 = f(U)$ і $(S/C_6)^3 = f(U)$ не будуть прямими. В цьому випадку залежність бар'єрної ємності від напруги зміщення дозволяє розраховувати розподіл домішок у слабо легованій області напівпровідника:

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \epsilon_0 \epsilon_s q} \frac{dU}{d(1/C^2)}, \quad (2.27)$$

$$x = w = \frac{S \epsilon_0 \epsilon_s}{C_6}. \quad (2.28)$$

На рис. 2.4 наведена блок-схема експериментальної установки для дослідження залежності бар'єрної ємності $p-n$ -переходу від напруги.

В якості джерела напруги зміщення використовується програмоване джерело живлення Б5-47. Для контролю напруги зміщення, що прикладається до діода, паралельно виходу джерела живлення підключено цифровий вольтметр типу GDM-8246. Вимірювання бар'єрної ємності проводиться за допомогою цифрового вимірювача типу LCR-816. Цей прилад дозволяє встановлювати параметри тестуючого сигналу: частоту в межах $0,1 \div 2$ кГц, амплітуду в межах $0,1 \div 1,0$ В. Для підвищення точності вимірювань в приладі передбачено можливість автоматичного усереднення по заданій кількості спостережень. Основним недоліком цього приладу є відсутність будь-якого інтерфейсу, що не дозволяє побудувати на його основі автоматизовану установку. Існує ряд приладів, які можуть бути використані в автоматизованих установках дослідження бар'єрної ємності $p-n$ - переходу, наприклад, LCR-819RC, E7-12,

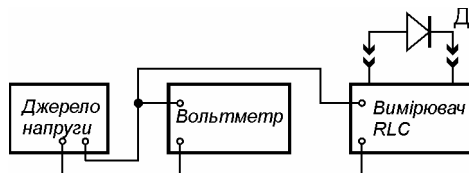


Рис. 2.4. Блок-схема експериментальної установки для дослідження залежності бар'єрної ємності $p-n$ - переходу від напруги.

Е7-14. Два останніх прилади мають вбудовані керовані джерела зміщення, що в принципі дозволяє відмовитись від зовнішнього джерела. Керування приладами здійснюється через приладний інтерфейс IEEE-488 (КСК - канал спільного користування) або через послідовний інтерфейс RC-233. Всі перелічені прилади мають обмеження по величині постійного струму, що протікає через досліджуваний діод на рівні $30 \div 100$ мА, що не дозволяє використовувати їх для вимірювання дифузійної ємності випрямних діодів.

Завдання до роботи

1. Ознайомитися з роботою вимірювальних приладів.
2. Зняти залежність $C = f(U)$ при зворотних зміщеннях у діапазоні напруг, який забезпечується приладами. В інтервалі напруг зміщення від 0 до -1 В крок зміни напруги зміщення не повинен перевищувати $0,1$ В.
3. З отриманої залежності $C = f(U)$ побудувати залежності $(S/C)^2 = f(U)$ і $(S/C)^3 = f(U)$ і визначити висоту потенціального бар'єру - ϕ_0 у $p-n$ - переході та концентрацію або градієнт концентрації домішок в напівпровіднику.
4. Зробити висновки про характер розподілу домішок у $p-n$ - переході.

Питання для самоконтролю

1. Намалюйте еквівалентну схему $p-n$ - переходу.

2. Розкажіть про частотні залежності параметрів еквівалентної схеми діода.
3. Що таке бар'єрна ємність $p - n$ - переходу, як вона залежить від напруги?
4. Що таке дифузійна ємність, як вона залежить від напруги?
5. Як із залежності $C_{\delta} = f(U)$ визначити висоту потенціального бар'єру, концентрацію носіїв заряду?
6. Які параметри напівпровідника можна визначити із залежності $C_{\delta} = f(U)$?
7. Чому залежність бар'єрної ємності від напруги вимірюють тільки у зворотному напрямку?

3. ВИВЧЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ КОНТАКТУ МЕТАЛ-НАПІВПРОВІДНИК З БАР'ЄРОМ ШОТТКІ

Мета роботи: дослідити вольт-амперну та вольт-фарадну характеристики контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі та визначити з них фізичні параметри контакту.

Фізична модель контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі

Загальновизнану модель контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі для n -типу напівпровідника зображено на рис.3.1.

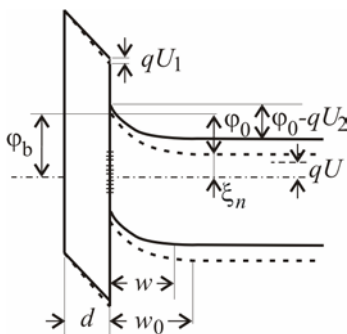


Рис. 3.1. Фізична модель контакту метал-напівпровідник із бар'єром Шотткі

Основними параметрами цієї моделі є висота потенціального бар'єру ϕ_0 , товщина області просторового заряду (ОПЗ) w , товщина проміжного шару між металом і напівпровідником d , його діелектрична проникність ϵ_1 , а також параметри поверхневих електронних станів (ПЕС) на межі проміжний шар - напівпровідник. Проміжним шаром може бути шар природного оксиду, який завжди існує на поверхні напівпровідника, чи перехідний шар, який виник унаслідок технологічних операцій при виготовленні контакту. Наявність

перехідного шару призводить до того, що прикладена до контакту напруга U ділиться між цим шаром та ОПЗ напівпровідника на U_1 та U_2 , відповідно, тобто

$$U = U_1 + U_2 \quad (3.1)$$

Досить часто величину φ_0/q називають дифузійним потенціалом, а висотою бар'єра Шотткі називають величину

$$\varphi_b = \varphi_0 + \xi_n, \quad (3.2)$$

де q - заряд електрона, ξ_n - положення рівня Фермі в об'ємі напівпровідника відносно дна зони провідності. Якщо ОПЗ являє собою шар Шотткі, тобто шар, у якому заряд визначається тільки зарядом іонізованих домішок, вираз для його товщини у випадку рівномірного розподілу домішок, визначений з рівняння Пуассона, має вид

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_0(\varphi_0 - qU_2)}{q^2 n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.3)$$

де ε_2 - діелектрична проникність напівпровідника, n_0 - концентрація донорів в ОПЗ напівпровідника, $\varphi_0 - qU_2$ - висота потенціального бар'єру ОПЗ напівпровідника при прикладанні до контакту напруги. Враховуючи, що частина прикладеної до контакту напруги, яка падає на перехідному шарі визначається як добуток зміни напруженості електричного поля в цьому шарі на його товщину, з умови неперервності вектора електричної індукції на границі перехідний шар - напівпровідник можна дістати співвідношення між U_1 та U_2 :

$$U_1 = \frac{2\varphi_0\varepsilon_2 d}{qw_0\varepsilon_1} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qU_2}{\varphi_0}} \right) - q \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.4)$$

де m_i та m_i^0 концентрації електронів на ПЕС (на одиницю площі контакту) при прикладанні зміщення U та при $U = 0$, відповідно. Враховуючи (3.1), з (3.4) можна дістати вирази для U_1 та U_2

$$U_1 = -U_1^i + \sqrt{\varphi_0} a_n + \frac{qa_n^2}{2} - \sqrt{\left(\sqrt{\varphi_0} a_n + \frac{qa_n^2}{2} \right)^2 - qa_n^2 (U + U_1^i)}, \quad (3.5)$$

$$U_2 = U + U_1^i - \sqrt{\varphi_0} a_n - \frac{qa_n^2}{2} + \sqrt{\left(\sqrt{\varphi_0} a_n + \frac{qa_n^2}{2} \right)^2 - qa_n^2 (U + U_1^i)}, \quad (3.6)$$

$$U_1^i = q \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (m_i - m_i^0), \quad (3.7)$$

де $a_n = \frac{d}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (2n_0\varepsilon_0\varepsilon_2)^{1/2}$, а U_1^i - потенціал, пов'язаний з перезарядженням

поверхневих станів (зміна заряду на поверхневих станах $q(m_i - m_i^0)$) при прикладанні напруги змінює розподіл цієї напруги між проміжним шаром та ОПЗ напівпровідника).

У випадку щільного контакту ($d \rightarrow 0$) фізична модель значно спрощується: $U_1 \rightarrow 0$, $U_1^i \rightarrow 0$ і $U_2 \rightarrow U$. Відповідно у виразі (3.3) для товщини ОПЗ замість U_2 треба підставити U . Однак концентрація легуючих домішок у приконтатному шарі напівпровідника в реальному контакті може відрізнятись від об'ємної. Приконтатний шар з відмінним від об'ємного легуванням може виникати в результаті фізичних процесів, що мають місце на границі метал-напівпровідник при формуванні контакту, або може бути сформований спеціально до нанесення металу на напівпровідник. У найпростішому випадку концентрацію домішок в приконтатному шарі товщиною l також можна вважати сталою і позначити як $n_1 = Kn_0$. Тоді густина заряду в приконтатному шарі $0 < x < l$ дорівнює $\rho_1 = qKn_0$. Тобто, якщо приконтатний шар легований акцепторами з концентрацією Kn_0 , у виразі для густини заряду треба вважати $K < 0$. З рівняння Пуассона товщину ОПЗ у випадку такого ступінчастого розподілу домішок у напівпровіднику можна записати у виді, подібному до (3.3)

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_0(\varphi_0^* - qU)}{q^2 n_0} \right]^{1/2}, \quad (3.8)$$

де

$$\varphi_0^* = \varphi_0 + \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} (1 - K) l. \quad (3.9)$$

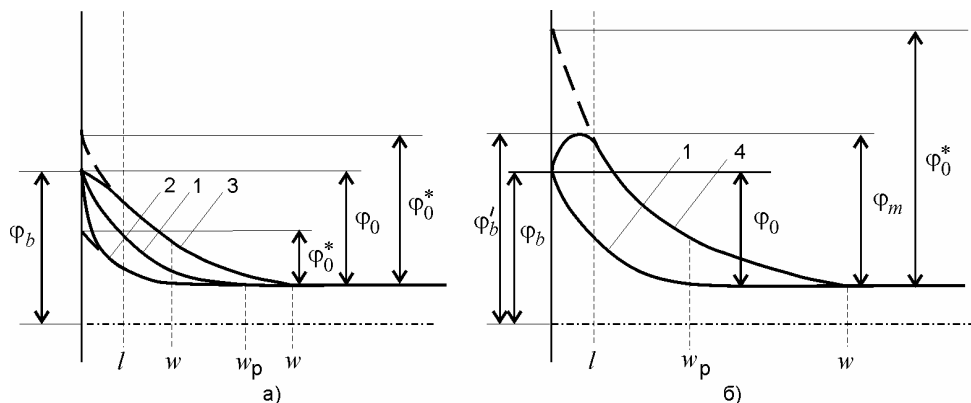


Рис. 3.2. Залежність $\varphi(x)$ в ОПЗ напівпровідника у випадку ступінчастого розподілу домішок при а - $K > 0$, б - $K < 0$.

Вираз (3.8) справедливий лише в області напруг, при яких $w > l$. φ_0^* - ефективна висота бар'єру ОПЗ напівпровідника, що відповідає значенню, отриманому екстраполяцією залежності $\varphi(x)$ в області $l < x < w$ до $x=0$ при $U=0$. Очевидно, що фізичного змісту ця величина не має. З виразу (3.9) видно, що $\varphi_0^* < \varphi_0$ при $K > 1$ (крива 2 на рис. 3.2), $\varphi_0^* = \varphi_0$ при $K = 1$ (крива 1 на рис.3.2), і $\varphi_0^* > \varphi_0$ при $K < 1$ (крива 3 на рис.3.2) в тому числі і при $K < 0$ (крива 4 на рис.3.2).

Відповідно, і товщина ОПЗ w менше, дорівнює або більше порівняно з випадком рівномірного розподілу домішок (на рис.3.2 позначено w_p). Слід підкреслити, що при $K < 0$ можливі такі значення параметрів K і l , при яких залежність $\varphi(x)$ в області $0 < x < l$ має максимум (рис. 3.2).

Значення $\varphi(x)$ в точці екстремуму

$$\varphi_m = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_2} (1-K)(w-l)^2. \quad (3.10)$$

З виразу видно, що φ_m в загальному випадку залежить від параметрів K , l та прикладеної до контакту напруги U .

Вольт-амперна характеристика контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі.

В залежності від умов проходження носіїв заряду через проміжний шар і ОПЗ напівпровідника в КМН можуть реалізуватись різні механізми протікання струму (рис.3.3). Струми i_1 та i_2 відповідають переходам над бар'єром проміжного шару і переходам над бар'єром в (ОПЗ) напівпровідника з подальшим тунелюванням крізь проміжний шар. Струм i_3 виникає в результаті тунелювання носіїв заряду крізь ОПЗ напівпровідника. Струми i_4' , i_4'' , i_4''' , i_5 обумовлені проходженням носіїв заряду в метал за участю ПЕС. Струм i_6 відповідає тунельним переходам крізь проміжний шар між валентною зоною напівпровідника та металом.

У залежності від характеру проходження носіями заряду ОПЗ напівпровідника розрізняють діодну та дифузійну теорії випрямлення. У діодній теорії не враховується розсіяння носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника, і струм знаходять як помножену на заряд електрона різницю потоків носіїв заряду із квазінейтральної області напівпровідника у метал та із металу у квазінейтральну область напівпровідника над бар'єром ОПЗ. На рис.3.4 це позначено лінією 1. Дифузійна теорія випрямлення навпаки, враховує багаторазове розсіяння носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника, і для знаходження ВАХ треба аналізувати умови проходження носіїв заряду в цій області. Проходження електронів в ОПЗ у цьому випадку показано схематично на рис.3.4 ламаною лінією 2. Умови, при яких

виконується діодна чи дифузійна теорія, можуть бути визначені зі співвідношення між довжиною вільного пробігу електрона l_e та шириною шару Шоттки w : $l_e \gg w$ чи $l_e \ll w$, відповідно.

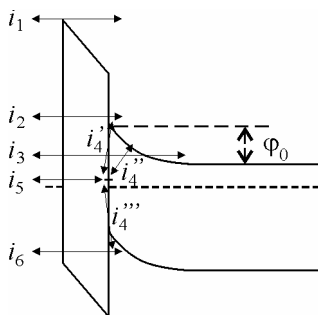


Рис. 3.3. Механізми проходження носіїв через перехідний шар та ОПЗ напівпровідника

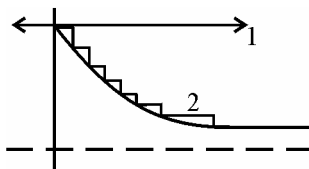


Рис. 3.4. Рух носіїв заряду в ОПЗ напівпровідника:
1 - діодна теорія; 2 - дифузійна теорія.

Вираз для ВАХ тісного контакту метал-напівпровідник ($d = 0$) в наближенні діодної теорії має вид

$$I = I_s [\exp(qU/kT) - 1], \quad (3.11)$$

де

$$I_s = A^* T^2 S \exp\left[-\frac{\Phi_b}{kT}\right] = \frac{q v_n n_0}{4} S D \exp\left[-\frac{\Phi_0}{kT}\right], \quad (3.12)$$

$A^* = 4\pi q m^* k^2 \hbar^{-3}$ – ефективна стала Річардсона (відрізняється від сталої Річардсона тим, що замість маси електрона m_0 використовується його ефективна маса). Наприклад, для кремнію n -типу $A^* = 112 \div 115 \text{ А} \cdot \text{см}^2 \text{К}^2$.

Видно, що при достатньо великих прямих зміщеннях ($U > 3kT/q$) одиницею в (3.11) можна нехтувати. Тоді у напівлогарифмічному масштабі ($\ln I = f(U)$) ВАХ – пряма з тангенсом кута нахилу $\alpha = q/kT$. Відсічка цієї прямою на осі $\ln I$

дорівнює $\ln I_s$. При достатньо великих зворотних зміщеннях ($|U| > 3kT/q$), навпаки, експонента стає значно менше одиниці і $I = I_s$. Фізично це пояснюється тим, що при зворотних напругах висота бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал, збільшується і відповідний цим переходам струм прямує до нуля. Для електронів, що переходять з металу в напівпровідник, висота бар'єру залишається сталою і сталим залишається відповідний потік. Таким чином, струм прямує до насичення I_s .

У наближенні дифузійної теорії ВАХ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі також описується формулою (3.11), але I_s має інший вид

$$I_s = q\mu_n n_0 \varepsilon_0 S \exp(-\varphi_0/kT), \quad (3.13)$$

де $\varepsilon_0 = -\sqrt{(2n_0(\varphi_0 - qU)/\varepsilon_0\varepsilon_2)}$ - напруженість електричного поля у напівпровіднику на границі з металом. Оскільки при збільшенні зворотної (від'ємної) напруги $|\varepsilon_0|$ збільшується - I_s зростає. Тобто насичення струму при зворотних зміщеннях немає. При прямих зміщеннях навпаки, $|\varepsilon_0|$ і відповідно, I_s зменшуються і струм зростає повільніше, ніж $\exp(qU/kT)$.

ВАХ контакту з бар'єром Шотткі, яка описується формулою (3.11) з сталим I_s , називають ідеальною. Для реальних діодів з бар'єром Шотткі при зворотних зміщеннях немає насичення струму, а при прямих $\alpha = d \ln I / dU < q/kT$ і може залежати від напруги. Досить часто ВАХ реальних діодів записують у виді

$$I = I_s [\exp(qU/nkT) - 1], \quad (3.14)$$

де

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{dU}{d \ln I}. \quad (3.15)$$

Параметр n називають коефіцієнтом ідеальності (інколи коефіцієнтом неідеальності). Очевидно, що (3.14) коректно описує лише пряму гілку ВАХ і то за умови, що визначений за формулою (3.15) коефіцієнт ідеальності $n \neq f(U)$. Для діодів, виготовлених за сучасною технологією, як для інтегральних, так і для дискретних n , дійсно, практично не залежить від напруги і не перевищує $1.02 \div 1.06$.

Існує ряд причин відсутності насичення зворотного струму та відміни n від 1 для реальних діодів: вплив сил зображення; наявність генерації та рекомбінації в ОПЗ; наявність термопольової складової струму; вплив проміжного шару на границі метал-напівпровідник та поверхневих електронних станів на границі проміжний шар-напівпровідник; вплив неоднорідностей параметрів контакту; вплив опору бази, тощо.

Так для контактів з проміжним шаром при прикладанні напруги зміщення U висота потенціального бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал змінюється на qU_2 , а для електронів, які переходять з металу в

напівпровідник - на qU_1 . Тому прямий струм змінюється з напругою пропорційно $\exp(qU_2/kT)$, а зворотній - пропорційно $\exp(-qU_1/kT)$, отже ВАХ контакту у випадку надбар'єрного струму (струму, що обумовлений переходом носіїв над бар'єром ОПЗ напівпровідника) може бути записана у виді

$$I = I_s [\exp(qU_2/kT) - \exp(-qU_1/kT)], \quad (3.16)$$

Очевидно, що в цьому випадку для достатньо великих прямих зміщень та зворотних зміщень

$$\alpha = \left. \frac{d \ln I}{dU} \right|_{U>0} = \frac{q}{kT} \frac{dU_2}{dU}, \quad \alpha^* = \left. \frac{d \ln I}{dU} \right|_{U<0} = \frac{q}{kT} \frac{dU_1}{dU}, \quad (3.17)$$

тобто $\alpha < \frac{q}{kT}$ і залежить від напруги, а $\alpha^* \neq 0$, і насичення струму при зворотних напругах немає.

Розглянемо випадок, коли в контакті, крім надбар'єрного, існує ще $N-1$ додаткових механізмів струму. Тоді повний струм дорівнює

$$I = \sum_{k=1}^N I_k. \quad (3.18)$$

Можна показати, що в цьому випадку для прямих зміщень

$$\alpha = \frac{d \ln I}{dU} = \frac{1}{I} \sum_{k=1}^N \alpha_k I_k, \quad (3.19)$$

де

$$\alpha_k = \frac{d \ln I_k}{dU}. \quad (3.20)$$

Якщо один з механізмів струму (для визначеності при $k=1$) – надбар'єрний, з ВАХ (3.11) і для нього

$$\alpha_1 = \frac{d \ln I_1}{dU} = \frac{q}{kT}, \quad (3.21)$$

вираз (3.19) можна записати у виді

$$\alpha = \frac{q}{kT} \left(I_1 + \sum_{k=2}^N \frac{kT}{q} \alpha_k I_k \right) \left/ \left(I_1 + \sum_{j=2}^N I_k \right) \right. . \quad (3.22)$$

Оскільки для всіх механізмів, крім надбар'єрного $\alpha_k < q/kT$, з (3.22) випливає, що при наявності додаткових механізмів струму і $\alpha < q/kT$.

Для реальних контактів досить часто реалізується випадок наявності двох механізмів протікання струму – надбар'єрного і, наприклад, генераційно-рекомбінаційного. Тоді для відносно великих прямих зміщень ($U > 3kT/q$) струм можна записати у виді суми надбар'єрного та рекомбінаційного

$$I = A^* T^2 S e^{-\frac{\Phi_b}{kT}} \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + I_{sr} \cdot \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \quad (3.23)$$

а для зворотних – у виді суми надбар'єрного та генераційного

$$I = A^* T^2 S e^{-\frac{\Phi_b}{kT}} + I_{sg} w, \quad (3.24)$$

де I_{sr} - струм насичення для рекомбінаційного струму, I_{sg} - коефіцієнт, що визначається темпом генерації в ОПЗ напівпровідника, w - товщина ОПЗ. З (3.23) видно, що зі збільшенням прямої напруги перший доданок зростає швидше, ніж другий. Тому, якщо вже при малих напругах (але при $U > 3kT/q$) другий член у (3.23) значно менше, ніж перший, то можна вважати, що ВАХ описується виразом (3.11) і $\alpha = q/kT$. Якщо при малих напругах у виразі (3.23) домінуючим є другий член, а при великих – перший, то α змінюється від $\alpha = q/2kT$ до $\alpha = q/kT$. Якщо у (3.23) другий доданок не домінуючий, але не настільки малий, щоб ним можна було нехтувати, ВАХ контакту можна екстраполювати виразом (3.14) зі сталим $n > 1$ (тобто $\alpha < q/kT$).

При зворотних зміщеннях, якщо домінуючим є генераційний струм (другий член у виразі (3.24)), повний струм зростає з напругою пропорційно $(\Phi_0 - qU)^{1/2}$. При $q|U| > \Phi_0$ залежність $\ln I = f(\ln U)$ пряма з тангенсом кута нахилу $1/2$.

Співвідношення між складовими сумарного струму залежить від температури. Оскільки, як правило, надбар'єрний струм зростає зі збільшенням температури швидше, ніж інші складові, це приводить до зменшення коефіцієнта ідеальності ($n \rightarrow 1$) та послаблення залежності зворотного струму від напруги.

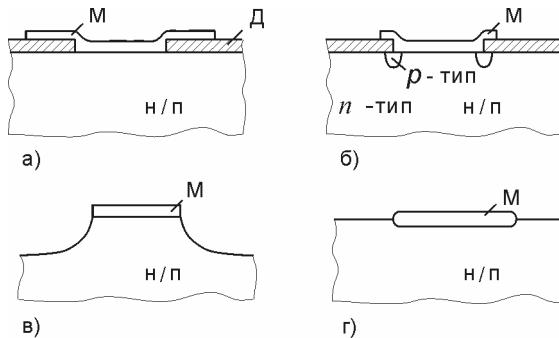


Рис. 3.5. Методи зменшення крайового струму: а – розширена металізація, б – охоронне кільце, в – меза-структура, г – 'лунка'

Суттєвою причиною відміни ВАХ реального контакту від ідеальної (3.11) є крайовий ефект. В загальному випадку напруженість електричного поля в

напівпровіднику на периферії контакту більше, ніж в середній частині. Це може призводити зокрема до появи термопільового струму по периметру контакту. Очевидно, що цей струм може бути домінуючим при зворотних напругах і давати суттєвий внесок при малих прямих напругах. Оскільки периметр контакту пропорційний його радіусу, а площа пропорційна квадрату радіусу, відносний внесок периферійного струму зі збільшенням площі контакту зменшується і його ВАХ наближається до ідеальної. Аналогічне покращення ВАХ контакту має місце і при збільшенні температури, оскільки зі збільшенням температури відносний внесок термопільового струму зменшується. При однакових значеннях площі ВАХ контакту круглої форми ближче до ідеальної, ніж ВАХ контакту прямокутної форми. Це обумовлено тим, що в кутах напруженість електричного поля, а отже і густина термопільового струму максимальні.

Якщо не вжити спеціальних заходів при зворотних зміщеннях, струм крайового витоку буде домінуючим, що не дозволить експериментально спостерігати вплив сил зображення або навіть генераційний струм.

Основні методи зменшення крайового струму показані на рис. 3.5. Найбільш ефективними з них є “охоронне кільце” та “меза-структура”. Недоліком “охоронного кільця” є збільшення загальної площі структури (не бажане для мікроелектроніки) та додаткова ємність $p-n$ - переходу (не бажана в НВЧ електроніці). У мікроелектроніці найчастіше використовуються структури з розширеною металізацією, в яких інколи для підвищення ефективності “пільового електроду” товщина маскуючого оксиду біля контакту зменшується сходинкою або плавно. У НВЧ електроніці використовують меза-структури або “лунки”.

Еквівалентна схема контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі

Якщо до діода, крім постійної напруги, прикладається змінний сигнал малої амплітуди, то його поведінку описують деяким повним (комплексним) опором Z . Аналіз Z в самому загальному випадку показує, що для діода з бар'єром Шотткі характерна еквівалентна схема, що приведена на рис. 3.6.

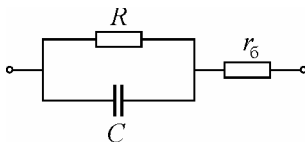


Рис. 3.6 Еквівалентна схема діода з бар'єром Шотткі

Тут R - диференційний опір контакту, C - ємність контакту, r_0 - послідовний опір квазінейтральної області напівпровідника. У випадку надбар'єрного струму у широкому діапазоні частот (до $10^{11} \div 10^{12}$ Гц) диференціальний опір контакту R можна дістати, диференціюючи статичну ВАХ контакту. Легко показати, що при прямих зміщеннях

$$R = \frac{1}{(I + I_s)} \frac{1}{\alpha} . \quad (3.25)$$

При зворотних зміщеннях для ідеального контакту $R \rightarrow \infty$, а для реального

$$R = 1/I\alpha^* . \quad (3.26)$$

Для контактів з проміжним шаром та ПЕС α , α^* залежать від dU_2/dU та dU_1/dU , відповідно, які в свою чергу залежать від dU_1^i/dU . Оскільки на високих частотах, коли заряд поверхневих станів не встигає змінюватись зі зміною прикладеної напруги $dU_1^i/dU = 0$, а на низьких частотах dU_1^i/dU може не дорівнювати нулю, диференціальний опір на високих та низьких частотах можуть відрізнятись. За наявності генераційно-рекомбінаційного струму R також може залежати від частоти через інерційність процесів генерації та рекомбінації.

Для достатньо великих частот, коли поверхневі рівні не встигають змінювати заповнення електронами, для контакту із проміжним шаром сумарна ємність C являє собою послідовно з'єднані ємності: проміжного шару - C_1 і ОПЗ напівпровідника - C_2 :

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} , \quad (3.27)$$

де

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{d} ; \quad C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{w} . \quad (3.28)$$

Вирази для C_1 і C_2 у (3.28) записані на одиницю площі контакту.

У випадку рівномірного розподілу домішок товщина ОПЗ напівпровідника визначається виразом (3.3) і

$$C_2 = \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q^2 n_0}{2(\varphi_0 - qU_2)} \right]^{1/2} . \quad (3.29)$$

З (3.27), (3.28) залежність загальної ємності контакту від напруги можна дістати у виді:

$$C = \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_2 n_0/2}{[a_n/2 + \sqrt{(\varphi_0/q)}]^2 - (U - U_1^i)}} . \quad (3.30)$$

Для щільного контакту (без проміжного шару) ємність дорівнює ємності області просторового заряду напівпровідника

$$C = \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q^2 n_0}{2(\varphi_0 - qU)} \right]^{1/2} . \quad (3.31)$$

Якщо у приконтактному шарі напівпровідника товщиною l концентрація

домішок стала, але відмінна від об'ємної, в записаних вище виразах для ємностей замість φ_0 треба підставити φ_0^* , що визначається виразом (3.9).

Послідовний опір бази $r_{\bar{0}}$ визначається питомим опором напівпровідника ρ та геометрією контакту. Якщо характерні розміри контакту значно більше, ніж товщина пластини напівпровідника W , $\sqrt{S} \gg W$, то

$$r_{\bar{0}} = \rho W / S. \quad (3.32)$$

При зворотній нерівності $\sqrt{S} \ll W$ опір бази дорівнює опору розтікання

$$r_{\bar{0}} = \frac{\rho}{4a}, \quad (3.33)$$

де a - радіус контакту.

Методи визначення фізичних параметрів контактів метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі.

Основними параметрами діода з бар'єром Шотткі вважається висота бар'єру φ_b та коефіцієнт ідеальності n . Крім того, важливими параметрами описаної вище загальної моделі контакту є: n_0 – концентрація домішок у напівпровіднику або її розподіл - $n(x)$ (який у випадку ступінчастого розподілу характеризується параметрами n_0 , K , l), ε_2 - діелектрична проникність напівпровідника, $\xi_n = E_c - E_F$ - енергетична відстань рівня Фермі від дна зони провідності, $\varphi_0 = \varphi_b - \xi_n$ - потенціальний бар'єр ОПЗ напівпровідника, d/ε_1 - відношення товщини проміжного шару до його діелектричної проникливості, параметри ПЕС.

Найчастіше для визначення фізичних параметрів контакту використовують експериментальні вольт-амперні або вольт-фарадні характеристики діодів. Для коректного визначення параметрів необхідно обґрунтувати застосування вибраного методу. Зробити це по одній характеристиці не завжди можливо. Тому для обґрунтування моделі та найбільш коректного визначення її параметрів використовують обидві експериментальні залежності, інколи ще й для декількох значень температури.

Визначення висоти бар'єру з ВАХ контакту метал - напівпровідник

Цей метод застосовують, коли експериментальна ВАХ близька до ідеальної, тобто описується виразом (3.14), де $n < 1.06$, і практично не залежить від напруги. Тоді вважають, що відсічка прямої $\ln i = f(U)$, екстрапольованої до $U = 0$, дає $\ln I_s$, і, використовуючи вираз (3.12), визначають висоту бар'єру за формулою

$$\varphi_b = kT \ln(A^* T^2 / j_s). \quad (3.34)$$

Якщо є сімейство експериментальних ВАХ контакту, які виміряні при різних температурах, для визначення φ_b можна використати залежність I_s від температури. З (3.9) випливає, що

$$\ln(I_s/T^2) = \ln(A^*S) - \frac{\varphi_b}{kT}. \quad (3.35)$$

З тангенса кута нахилу прямої (3.35) визначається φ_b , а з відсічки на осі $\ln(I_s/T^2)$ - ефективна стала Річардсона A^* . Використання цієї методики є коректним, якщо ВАХ контакту близька до ідеальної, тобто коли коефіцієнт ідеальності n практично не залежить від температури і приблизно дорівнює одиниці. Якщо n залежить від температури, це може свідчити про те, що експериментальна залежність $\ln I_s$ від температури пов'язана, наприклад, зміною співвідношення струмів, обумовлених різними механізмами. В цьому випадку відносний внесок надбар'єрного струму зростає з температурою і тому для визначення φ_b можна використати вираз (3.34), підставляючи в нього $\ln I_s$, визначений з ВАХ, виміряної при вищих температурах, при яких $n \rightarrow 1$.

Визначення висоти бар'єру з вольт-фарадних характеристик контакту метал - напівпровідник

Якщо домішки в напівпровіднику розподілені рівномірно, і залежність ємності контакту від прикладеної напруги вимірюється на достатньо високих частотах, таких що заряд поверхневих станів не встигає слідувати за змінною напругою, тобто $dm_i/dU = 0$, ця залежність описується виразом (3.27) або (3.30), а при $d = 0$ - виразом (3.31). Залежність C^{-2} від напруги в цьому випадку

$$\left(\frac{1}{C}\right)^2 = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q n_0} \left(\frac{\varphi_0}{q} - U \right), \quad (3.36)$$

з тангенса кута нахилу якої можна знайти

$$n_0 = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q} \left(\frac{\Delta C^{-2}}{\Delta U} \right)^{-1}, \quad (3.37)$$

а з відсічки на осі напруг при $C^{-2} = 0$ - висоту бар'єру φ_0 , оскільки при цьому $U = \varphi_0/q$.

Для контактів з проміжним шаром ($d \neq 0$), але без поверхневих станів, тобто при $U_1^i \equiv 0$ залежність C^{-2} від напруги також є прямою, з тангенса кута нахилу якої можна знайти n_0 , а з відсічки на осі напруг при $C^{-2} = 0$ - величину $\left[a_n/2 + \sqrt{\varphi_0/q} \right]^2$.

Якщо U_1^i міняється при прикладанні напруги, то залежність C^{-2} від напруги не є прямою. Можна показати, що в цьому випадку

$$\frac{d(C^{-2})}{dU} = \frac{1}{S^2} \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 q n_0} \left(1 - \frac{dU_1^i}{dU} \Big|_{\omega=0} \right). \quad (3.38)$$

Вираз (3.38) дозволяє визначити залежність $\frac{dU_1^i}{dU} \Big|_{\omega=0}$ від U , інтегруючи яку

можна знайти $U_1^i = f(U)$. У цих виразах $\omega=0$ означає, що диференціюється стаціонарна високочастотна вольт-фарадна характеристика.

Якщо відомі C_1 і φ_0 , високочастотна залежність C від U дозволяє розрахувати залежності $U_2 = f(U)$, $U_1 = f(U)$, та $U_1^i = f(U)$ за формулами:

$$U_2 = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C} \right) \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} - \frac{2}{C_1} \right), \quad (3.39)$$

$$U_1 = U - U_2, \quad (3.40)$$

$$U_1^i = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0^2} - \frac{1}{C^2} \right) - U, \quad (3.41)$$

де C_0 - ємність контакту при $U = 0$.

За експериментальними залежностями $U_1^i = f(U)$ з врахуванням (3.7) можна визначити ряд параметрів ПЕСК. Зокрема, по знаку U_1^i можна визначити переважний механізм обміну поверхневих станів електронами з металом чи з напівпровідником. Знак U_1^i додатний, якщо відбувається звільнення рівнів ($m_i^0 > m_i$), і від'ємний, якщо відбувається заповнення рівнів ($m_i^0 < m_i$). Якщо перший випадок відповідає прямим напругам на діоді, то це означає, що має місце переважний обмін ПЕСК з металом (рівні піднімаються відносно рівня Фермі металу на qU_1 , і концентрація електронів на них зменшується). Якщо той же випадок відповідає зворотній напрузі на діоді, це означає переважний обмін ПЕСК з напівпровідником (рівні ПЕС піднімаються відносно рівня Фермі напівпровідника на $|qU_2|$).

Залежність $U_1^i = f(U)$ на ділянках, для яких визначено переважний механізм обміну ПЕС з металом або з напівпровідником, використовують для визначення енергетичного розподілу ПЕСК в забороненій зоні напівпровідника, тобто залежності $dm_i/dE = f(E)$. Дійсно, у випадку переважного обміну ПЕСК з металом з виразів (3.5-3.7) дістанемо

$$\frac{dm_i}{dE} = \frac{dm_i}{dE_{Fm}} = \frac{dU_1^i}{dU_1} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{qd} \right). \quad (3.42)$$

Розраховане за цією формулою значення dm_i/dE відповідає енергії $E = E_c - \varphi_0 - \xi_n - qU_1$. У випадку переважного обміну ПЕСК з напівпровідником

$$\frac{dm_i}{dE} = \frac{dm_i}{dE_{Fs}} = \frac{dU_1^i}{dU_2} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{qd} \right), \quad (3.43)$$

і відповідає значенню енергії $E = E_c - \varphi_0 - \xi_n + qU_2$.

Слід відзначити, що можлива неточність використаних в описаній методиці значень C_1 і φ_0 призводить до деякого “масштабування” залежності $dm_i/dE = f(E)$, не змінюючи принципово її характер.

Для контакту зі ступінчастим розподілом домішок всі записані в цьому підрозділі формули справедливі, якщо φ_0 замінити на φ_0^* .

Якщо для досліджуваних контактів у ОПЗ напівпровідника домішки розподілені нерівномірно, то з залежності $C_2 = f(U)$ можна визначити розподіл домішок $n(x)$ по глибині.

При довільному розподілі домішок в напівпровіднику для контакту з проміжним шаром

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 q} \frac{dU_2}{d(1/C_2^2)}. \quad (3.44)$$

Для контакту без проміжного шару ($d = 0$), а також для контакту з проміжним шаром ($d \neq 0$), але за умови, що при вимірюванні залежності $C = f(U)$ не відбувається зміна заповнення ПЕСК, тобто $U_1^i \equiv 0$,

$$n(x) = n(w) = \frac{2}{S^2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 q} \frac{dU}{d(1/C^2)}. \quad (3.45)$$

З виразів (3.43) та (3.44) видно, що в загальному випадку відміна залежності $C^{-2} = f(U)$ від прямої може бути обумовлена як перезарядом поверхневих станів на границі проміжний шар - напівпровідник, так і неоднорідністю розподілу домішок в ОПЗ напівпровідника.

Очевидно, що вибір та коректність застосування методики визначення параметрів контакту метал-напівпровідник вимагає її обґрунтування. Таким обґрунтуванням може бути, зокрема, узгодженість результатів, отриманих при застосуванні декількох методик.

Методи вимірювання електрофізичних характеристик контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі.

Методи дослідження вольт-амперної характеристики діода

Для вимірювання ВАХ діода використовують метод вольтметра-амперметра,

принцип якого показано на рис.3.7. Напруга, що подається на коло з діодом від джерела живлення, в загальному випадку може змінюватись за довільним законом.

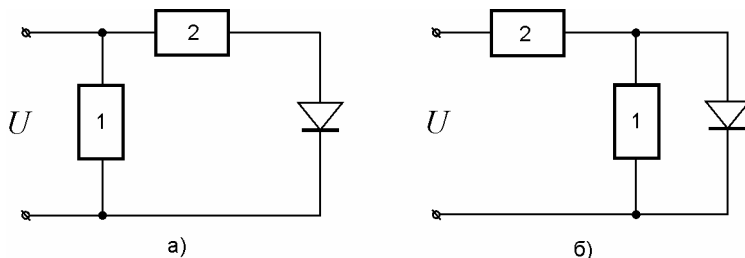


Рис. 3.7. Структурна схема вимірювання ВАХ діода. 1 – вимірювач напруги, 2 – вимірювач струму

Якщо кожне встановлене значення напруги залишається незмінним на час вимірювання, в якості вимірювачів напруги та струму використовують будь-які прилади (в тому числі цифрові), що забезпечують вимірювання цих величин з достатньо високою точністю. Якщо напруга на виході джерела живлення плавно змінюється за довільним законом, в якості приладів реєстрації, використовуються осцилографи, самописці, швидкодіючі аналого-цифрові перетворювачі (АЦП). У більшості випадків ці прилади можуть вимірювати лише напругу, тому для вимірювання струму використовують перетворювачі струм-напруга (наприклад, резистор, напруга на якому пропорційна струму в колі). Якщо на схему від джерела подається напруга у вигляді прямокутних імпульсів, в якості вимірювачів використовують осцилографи або імпульсні вольтметри.

У будь-якому випадку треба враховувати падіння напруги на вимірювачі струму (схема на рис.3.7а) або струм, що протікає через вимірювач напруги (схема на рис. 3.7, б). Необхідні поправки можна розрахувати за формулами:

$$I_D = I_A \quad U_D = U_B - I \cdot R_A \quad (3.46)$$

$$U_D = U_B \quad I_D = I_A - U_B / R_B, \quad (3.47)$$

де U_D , I_D - напруга на діоді та струм, що протікає через діод, I_B - струм, що протікає через вольтметр, U_A - напруга, що падає на амперметрі, R_A , R_B - опори вольтметра та амперметра. При цьому слід пам'ятати, що у багатодіапазонних приладах вхідний опір залежить від обраного діапазону вимірювання.

Блок-схема установки для дослідження ВАХ діодів Шотткі наведена на рис. 3.8. В якості джерела напруги зміщення в установці використовується програмоване джерело живлення типу Б5-47, вихідна напруга якого встановлюється дискретно (з кроком 0,1 В) за допомогою перемикачів. Для зменшення кроку зміни напруги зміщення (до 0,05 В) використовується подільник напруги. Напруга зміщення контролюється цифровим вольтметром типу В7-40. Струм, що протікає через діод, вимірюється вольтметром В7-46 в режимі

вимірювання струму. Діод Шотткі (Д), що досліджується, поміщується у термостат (Т). Джерело живлення нагрівача та схема стабілізації температури розташовані у “Блоці комутації”. Додатково для контролю температури у термостаті може використовуватись цифровий мультиметр типу UT-70. В якості датчиків температури як для схеми стабілізації, так і для мультиметру використовуються термопари. Зміна полярності напруги зміщення на діоді здійснюється за допомогою перемикача (П), розташованого у блоці комутації.

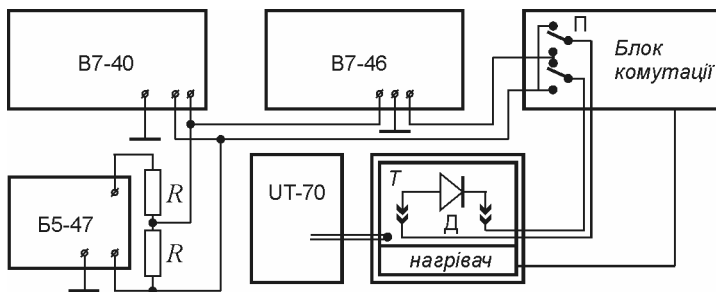


Рис. 3.8. Блок-схема установки для дослідження ВАХ діодів Шотткі.

Методи дослідження високочастотної вольт-фарадної характеристики діода Шотткі

Існує декілька методів та відповідних засобів вимірювання вольт-фарадної характеристики двополюсника.

На НВЧ (до декількох ГГц) використовують, наприклад, вимірювальну лінію. Перевагою цього методу є висока частота тестуючого сигналу, що надійно забезпечує умову $dm_i/dU = 0$. Недоліком методу є складність вимірювання, необхідність застосування певного корпусу для діоду, відносно вузький діапазон значення величин, що вимірюються, та не достатньо висока точність.

У мегагерцовому діапазоні для виміру активної й реактивної складових повного опору напівпровідникових структур використовують серійні мости змінного струму, наприклад, Л2-8, з'єднаний з генератором ГКЗ-40, який одночасно слугує джерелом високочастотного тестуючого сигналу та джерелом напруги зміщення. Значення частоти тестуючого сигналу може бути вибране з наступних: 15, 20, 30, 45 і 60 МГц.

Найбільш зручними є цифрові прилади, наприклад, вимірювач R, L, C Е7-12. Частота тестуючого сигналу в цьому приладі становить 1 МГц. Основною перевагою приладу є висока точність та можливість підключення до комп'ютера через приладний інтерфейс - Канал Спільного Користування (КСК).

Названі прилади представляють досліджуваний двополюсник як послідовне або паралельне з'єднання активного R_B та реактивного $(\omega C_B)^{-1}$ опору. Тут індекс “В” означає “виміряне”. Параметри R і C еквівалентної схеми контакту з урахуванням послідовного опору контакту r_0 (рис.3.6) можна розрахувати у випадку паралельної схеми заміщення (представлення двополюсника у виді

паралельного з'єднання R_B і C_B) за формулами:

$$R = R_B \frac{(1 - r_{\bar{0}}/R_B)^2 + \omega^2 C_B^2 r_{\bar{0}}^2}{1 - r_{\bar{0}}/R_B - \omega^2 C_B^2 r_{\bar{0}}^2}, \quad (3.48)$$

$$C = \frac{C_B}{(1 - r_{\bar{0}}/R_B)^2 + \omega^2 C_B^2 r_{\bar{0}}^2}. \quad (3.49)$$

Якщо виконуються нерівності $r_{\bar{0}} \ll R_B$ та $\omega^2 C_B^2 r_{\bar{0}}^2 \ll 1$, то $R \approx R_B$ і $C \approx C_B$. Перша нерівність звичайно виконується при зворотних напругах, а друга - при достатньо низьких частотах змінного сигналу.

Послідовний опір контакту $r_{\bar{0}}$ можна розрахувати, виходячи з геометрії контакту та питомого опору напівпровідника, або визначити експериментально з тангенсу кута нахилу ВАХ при великих прямих напругах. При цьому для того, щоб опір бази не змінювався внаслідок розігріву струмом великої густини, напруга на діод подається у виді коротких імпульсів.

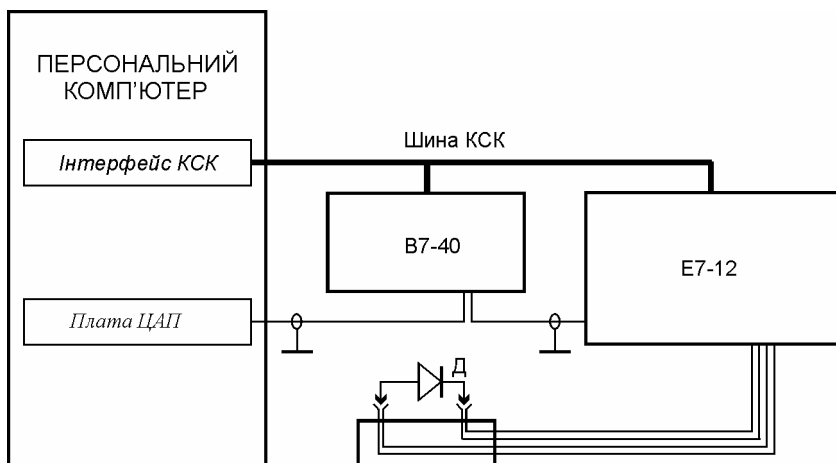


Рис. 3.9. Блок-схема установки для вимірювальної вольт-фарадних характеристик діодів Шотткі.

Блок-схема установки для дослідження вольт-фарадних характеристик діодів Шотткі, що використовується в даній лабораторній роботі наведена на рис. 3.9. Ємність та провідність діода вимірюються на частоті 1 МГц вимірювачем E7-12. В якості джерела напруги зміщення використовується двополярний цифро-аналоговий перетворювач (ЦАП) SDI-DAC16-4, встановлений безпосередньо в персональний комп'ютер (ПК). Для врахування падіння напруги на опорі бази та на опорі кола зміщення у самому вимірювачі E7-12 у коло зміщення включено амперметр (цифровий вольтметр B7-40). Прилади E7-12 та B7-40 під'єднані до ПК через КСК за допомогою встановленої в ПК інтерфейсної плати ET-8848.

Вимірювання вольт-фарадної характеристики на установці проходить в автоматичному режимі під управлінням спеціальної програми. Через простий, інтуїтивно зрозумілий інтерфейс користувача експериментатор задає (перевіряє) умови експерименту: режими роботи приладів, діапазон та крок зміни напруги зміщення (доступний діапазон напруги зміщення $-10.24 \div +10.24\text{В}$, мінімальний крок зміни - 300 мкВ), режим усереднення і дає команду на початок вимірювань. Далі відбувається вимірювання ємності, провідності та струму, результати вимірювань через шину КСК передаються до ПК. По мірі надходження результати вимірювань без змін записуються у файл на жорсткому диску та одночасно відображаються на моніторі ПК у вигляді графіків залежностей ємності та провідності діода, розрахованих за формулами (3.48) - (3.49) від падіння напруги на контакті, тобто з урахуванням падіння напруги на опорі бази та внутрішніх опорах вимірювальних приладів. Значення вказаних опорів вводяться (перевіряються) оператором до початку вимірювань. Для отримання достатньої точності результатів вимірювань за відведений час треба правильно вибрати параметри експерименту, зокрема задати кількість усереднень при кожному встановленому значенні напруги зміщення.

Програмне забезпечення установки також дозволяє проводити попередню обробку результатів за найбільш поширеними для діодів Шотткі алгоритмами: будувати залежності $C^{-2} = f(U)$, визначати з неї висоту бар'єру та концентрацію домішок за допомогою методу найменших квадратів (МНК), розраховувати розподіл домішок в ОПЗ напівпровідника по глибині. Програма також дозволяє переглядати раніше отримані дані та проводити їх обробку.

Завдання до роботи

1. Ознайомитися з роботою приладів, які використовуються в лабораторній роботі.
2. Виміряти залежності ємності та провідності діода від напруги. Одночасно із C і $G = 1/R$ виміряти вольт-амперну характеристику контакту.
3. За формулою (3.49) розрахувати ємність контакту.
4. Побудувати залежність $C^{-2} = f(U)$ і при можливості визначити ϕ_0 та n_0 .
5. Якщо залежність $C^{-2} = f(U)$ не пряма, розрахувати залежність концентрації домішок у напівпровіднику.
6. Зняти ВАХ діода при 4÷5 значеннях температури.
7. Побудувати ВАХ контакту у напівлогарифмічному масштабі і визначити $\ln I_s$,

$$\alpha = \frac{\Delta \ln I}{\Delta U}$$
 та n для всіх температур, при яких вимірювали ВАХ діода.
8. З $\ln I_s$ визначити значення ϕ_b .
9. Проаналізувати можливі залежності ϕ_b та n від температури.
10. Перевірити узгодженість фізичних параметрів, визначених з вольт-амперної та вольт-фарадної характеристик.

Питання для самоконтролю

1. Намалюйте енергетичну діаграму контакту метал-напівпровідник з проміжним шаром.
2. Назвіть механізми проходження струму в контакті метал-напівпровідник.
3. Які припущення діодної та дифузійної теорії випрямлення?
4. Як може вплинути на ВАХ контакту метал-напівпровідник наявність високолегованого приконтактного шару в напівпровіднику?
5. Як на ВАХ контакту метал-напівпровідник впливає наявність додаткових механізмів струму?
6. Як відрізняється ВАХ у випадку діодної теорії для контакту з проміжним шаром і без нього?
7. Як змінюється з напругою концентрація електронів на поверхневому рівні, коли переважає обмін з напівпровідником, з металом?
8. Намалюйте еквівалентну схему контакту метал-напівпровідник.
9. Що таке бар'єрна ємність?
10. Як змінюється з напругою ємність контакту метал-напівпровідник для різних товщин проміжного шару?
11. Як впливає на вольт-фарадну характеристику контакту метал-напівпровідник неоднорідність розподілу домішок у напівпровіднику?
12. Які параметри контакту можна визначити з вольт-фарадних характеристик?

4. ДОСЛІДЖЕННЯ МДН-СТРУКТУР

Мета роботи: дослідити вольт-фарадні характеристики МДН - структури (метал-SiO₂-Si) на високій частоті і в квазістатичному випадку; визначити тип провідності напівпровідника, товщину шару оксиду, концентрацію носіїв заряду в напівпровіднику, поверхневий потенціал як функцію напруги на структурі і щільність швидких поверхневих станів, у залежності від поверхневого потенціалу.

Структури метал-діелектрик-напівпровідник становлять великий інтерес з точки зору вивчення властивостей поверхні напівпровідників. В наслідок того, що надійність і стабільність напівпровідникових приладів визначається умовами на їх поверхні, вивчення поверхні за допомогою МДН - структур має велике значення при виготовленні приладів. Ми зосередимо увагу на системі метал – оксид - напівпровідник, оскільки ця система характерна для більшості планарних приладів та інтегральних схем.

На рис. 4.1 зображена МДН - структура з товщиною ізолятора d , до якої прикладена напруга U . Для МДН структур знак напруги прийнято визначати відносно потенціалу омичного контакту ($U > 0$, якщо потенціал металевої пластини більше потенціалу омичного контакту). Енергетична зонна діаграма ідеальної МДН - структури при $U = 0$ зображена на рис. 4.2. Ідеальну МДН - структуру визначимо таким чином:

1. При $U = 0$ відсутня різниця енергії між роботами виходу електронів з

металу та напівпровідника, φ_{ms} дорівнює нулю:

$$\varphi_{ms} = \varphi_m - (\chi + E_g/2 - \varphi_b) = 0 \quad \text{для } n\text{-типу}, \quad (4.1, \text{ а})$$

$$\varphi_{ms} = \varphi_m - (\chi + E_g/2 + \varphi_b) = 0 \quad \text{для } p\text{-типу} \quad (4.1, \text{ б})$$

Тут φ_m - робота виходу електронів з металу; χ - електронна спорідненість напівпровідника; E_g - ширина забороненої зони; φ_b - різниця між рівнем Фермі E_F і рівнем Фермі у власному напівпровіднику (середина забороненої зони).

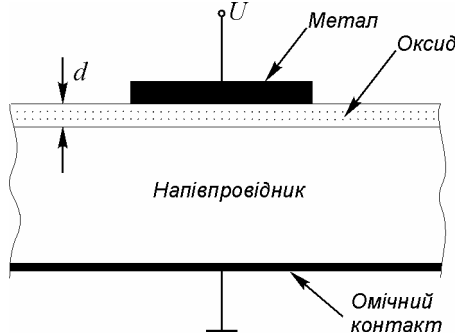


Рис. 4.1. Структура метал-діелектрик – напівпровідник (МДН)

2. Заряд, який виникає в структурі при прикладенні напруги, складається із заряду, що виникає в напівпровіднику, та еквівалентного заряду протилежного знаку на поверхні металу, відокремленого від напівпровідника ізолятором.

3. Переміщення зарядів крізь діелектрик в умовах постійної напруги відсутнє, тобто опір ізолятора нескінченний.

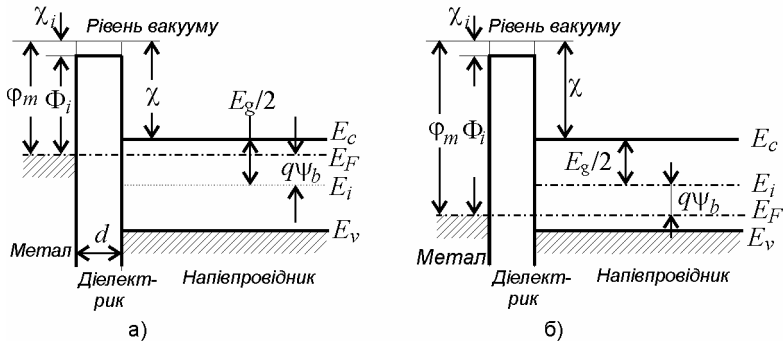


Рис. 4.2. Зонні діаграми ідеальних МДН-структур при $U = 0$:
а - напівпровідник n - типу; б - напівпровідник p - типу.

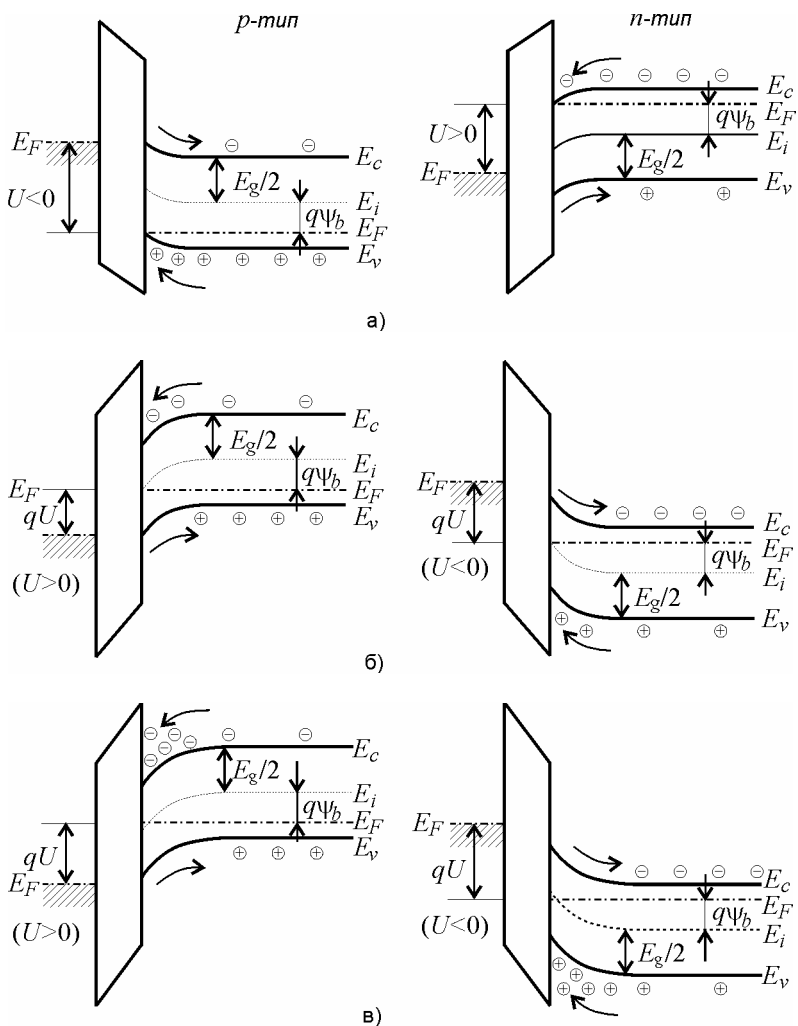


Рис. 4.3. Зонні діаграми МДН - структур при $U \neq 0$: а) режим акумуляції; б) режим збіднення; в) режим інверсії.

Якщо до ідеальної МДН-структури прикладене додатне або від'ємне зміщення, можливе виникнення трьох випадків, які зображено на рис. 4.3. Розглянемо для визначеності напівпровідник p -типу. Якщо до металу прикладена від'ємна напруга ($U < 0$, рис. 4.3, а), верхня межа валентної зони вигинається вгору і наближається до рівня Фермі. Оскільки в ідеальній МДН-структурі наскрізний струм дорівнює нулю рівень Фермі в напівпровіднику залишається постійним. Згідно з тим, що концентрація дірок експоненціально

залежить від різниці енергії ($E_F - E_v$), такий вигин зон призводить до збільшення кількості основних носіїв (дірок) біля поверхні напівпровідника. Цей режим називається режимом збагачення (акумуляції). Якщо до МДН - структури прикладена не дуже велика додатна напруга ($U > 0$, рис. 4.3, б), зони вигинаються донизу і приповерхнева область збіднюється основними носіями і збагачується неосновними (згідно з співвідношенням $n_s p_s = n_0 p_0 = n_i^2$).

Поки напруга і вигин зон такі, що рівень Фермі не перетинає власний рівень E_i , концентрація основних носіїв перевищує концентрацію неосновних. При напрузі, коли рівень Фермі на поверхні співпадає із власним рівнем E_i , концентрації основних та неосновних носіїв у приповерхневій області однакові (власний напівпровідник). При подальшому збільшенні позитивного зміщення точка перетину рівнів E_F і E_i віддаляється від поверхні (рис. 4.3, в), а поверхнева концентрація неосновних носіїв заряду (електронів) перевищує концентрацію основних (дірок). Ця ситуація називається режимом інверсії. Часто інверсію поділяють на слабку інверсію, коли концентрація неосновних носіїв біля поверхні більша ніж концентрація основних біля поверхні, але менша, ніж концентрація рівноважних основних носіїв в об'ємі ($p_s < n_s < p_0$), і сильну інверсію, коли концентрація неосновних носіїв біля поверхні перевищує концентрацію основних в об'ємі ($n_s > p_0 > p_s$). Аналогічний розгляд можна провести і для МДН - структур із напівпровідником n -типу. У цьому випадку полярність напруги треба змінити на протилежну.

Розглянемо детально співвідношення, які зв'язують поверхневий потенціал, просторовий заряд (віднесений до одиниці площі поверхні) та електричне поле. Ці співвідношення необхідні для розрахунку вольт-фарадних характеристик.

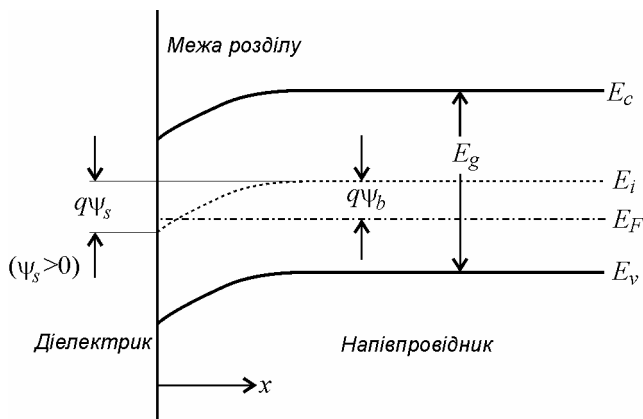


Рис. 4.4. Зонна діаграма приповерхневої області напівпровідника p -типу.

На рис. 4.4 наведена зонна діаграма приповерхневої області напівпровідника p -типу ідеальної МДН-структури. У цій області електростатичний потенціал ψ змінюється від значення ψ_s на поверхні до потенціалу нейтральної області напівпровідника $\psi = 0$, обраного за точку відліку. Залежність концентрації електронів і дірок від потенціалу ψ визначається співвідношеннями:

$$n = n_0 [\exp(q\psi/kT)] = n_0 [\exp(\beta\psi)] \quad (4.2)$$

$$p = p_0 [\exp(-q\psi/kT)] = p_0 [\exp(-\beta\psi)] \quad (4.3)$$

де n_0 і p_0 - рівноважні концентрації електронів та дірок в об'ємі напівпровідника; $\beta = q/kT$. Потенціал ψ - позитивний, якщо зони вигнуті вниз (рис. 4.4). Відповідні поверхневі концентрації визначаються співвідношеннями:

$$p_s = p_0 [\exp(-\beta\psi_s)] \quad n_s = n_0 [\exp(\beta\psi_s)] \quad (4.4)$$

У відповідності до вищевикладеного, характерні інтервали змін поверхневого потенціалу ψ_s можна визначити таким чином:

$\psi_s < 0$ - акумуляція дірок (зони вигнуті вгору);

$\psi_s = 0$ - стан плоских зон;

$0 < \psi_s < \psi_b$ - збіднення дірками (вигин зон донизу);

$\psi_s = \psi_b$ - власна концентрація носіїв ($n_s = p_s = n_i$);

$\psi_s > \psi_b$ - режим інверсії (вигин зон донизу, рівень Фермі перетинає власний рівень E_i).

Залежність потенціалу ψ від відстані x до межі поділу можна отримати з одновимірного рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \quad (4.5)$$

Тут ε_s - діелектрична проникність напівпровідника, а $\rho(x)$ - густина повного об'ємного заряду.

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p - n) \quad (4.6)$$

де N_D^+ і N_A^- - концентрації іонізованих донорів і акцепторів. Відзначимо, що на великій відстані від поверхні, в об'ємі напівпровідника, виконується умова електронейтральності, тобто $\rho(x) = 0$ при $\psi = 0$, а

$$N_D^+ - N_A^- = n_0 - p_0 \quad (4.7)$$

Якщо розв'язати рівняння Пуассона (4.5) із врахуванням (4.2), (4.3), (4.6), одержимо зв'язок між напруженістю електричного поля \mathcal{E} у напівпровіднику і вигином зон ψ :

$$\varepsilon \equiv -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \pm \left[\sqrt{2} \frac{kT}{qL_D} \right] \cdot F(\beta \Psi, n_0/p_0) \quad (4.8)$$

де $L_D \equiv \left(2kT\varepsilon_0\varepsilon_s / q^2 p_0 \right)^{1/2} = (2\varepsilon_0\varepsilon_s / q\beta p_0)^{1/2}$ - довжина Дебая для дірок;

$$F(\beta \Psi, n_0/p_0) \equiv \left\{ \left[\exp(-\beta \Psi) + \beta \Psi - 1 \right] + \frac{n_0}{p_0} \left[\exp(\beta \Psi) - \beta \Psi - 1 \right] \right\}^{1/2} \quad (4.9)$$

У виразі (4.8) знак “+” відповідає $\Psi > 0$ (поле спрямоване від поверхні), а “-” - при $\Psi < 0$ (поле спрямоване до поверхні). Якщо покласти $\Psi = \Psi_s$, отримаємо поле на поверхні

$$\varepsilon_s = \pm \left[\frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} \right] \cdot F(\beta \Psi_s, n_0/p_0) \quad (4.10)$$

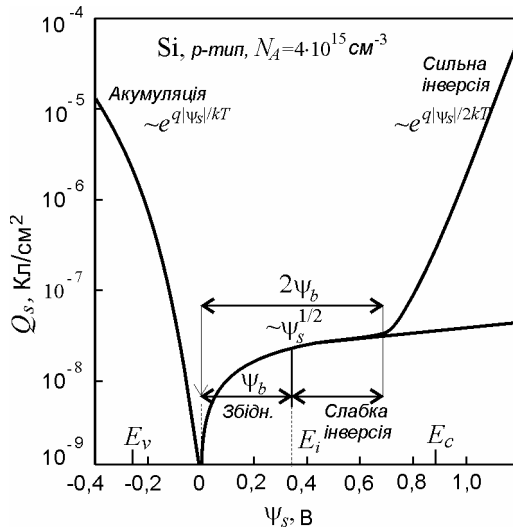


Рис. 4.5. Залежність густини об'ємного заряду в напівпровіднику (на одиницю площі межі поділу) від поверхневого потенціалу для кремнію p -типу.

За законом Гауса об'ємний заряд, віднесений до одиниці площі межі поділу, який індукує поле ε_s , дорівнює:

$$Q_s = -\varepsilon_0 \varepsilon_s \varepsilon_s \quad (4.11)$$

На рис. 4.5 наведена залежність повного заряду Q_s від поверхневого потенціалу Ψ_s для кремнію p -типу з концентрацією акцепторів $N_a = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При негативних ψ_s заряд $Q_s > 0$, що відповідає акумуляції дірок на поверхні. У такому випадку $Q_s \sim \exp(q|\psi_s|/kT)$. У стані плоских зон $\psi_s = 0$ і $Q_s = 0$. У режимі збіднення, коли $0 < \psi_s < \psi_B$, заряд Q_s негативний і $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$. При інверсії ($\psi_s > \psi_B$) негативний заряд збільшується зі збільшенням ψ_s , а у випадку сильної інверсії $\psi_s \geq 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln(N_A^-/n_i)$ заряд $Q_s \sim \exp(q\psi_s/2kT)$.

Оскільки відома залежність Q_s від ψ_s , можна одержати залежність від ψ_s диференційної ємності $C_d = \partial Q_s / \partial \psi_s$. У стані плоских зон ($\psi_s = 0$) $C_d = C_d(\psi_s = 0) = \epsilon_0 \epsilon_s / L_d$ [Ф/м²].

Розглянемо ідеальну МДН-структуру, зонна діаграма якої зображена на рис. 4.6, а і відповідає стану інверсії. Повний заряд системи в цілому дорівнює нулю. Звідси можна записати рівняння:

$$Q_m = Q_n + qN_A^- w = Q_s \quad (4.12)$$

де Q_m - заряд металевого електрода; Q_n - заряд інверсійного шару; w - товщина збідненого шару. Його розподіл у структурі зображено на рис. 4.6, б, а на рис. 4.6, в та 4.6, г - розподіл поля та потенціалу.

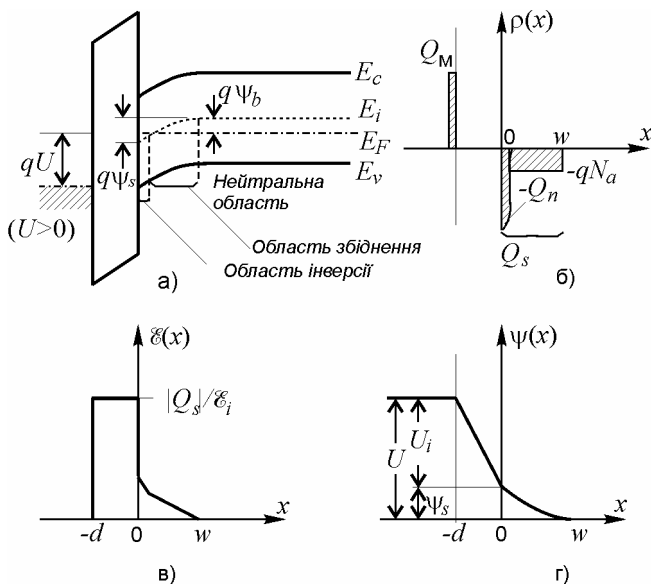


Рис. 4.6. Зонна діаграма ідеальної МДН-структури - (а) і розподіл заряду (за умови інверсії) - (б), напруженості електричного поля - (в) та потенціалу - (г).

При відсутності різниці робіт виходу прикладена напруга ділиться між напівпровідником та ізолятором:

$$U = U_i + \psi_s \quad (4.13)$$

де U_i - падіння напруги на шарі діелектрика, яке дорівнює:

$$U_i = \varepsilon_i d = |Q_s| d / \varepsilon_0 \varepsilon_s \equiv |Q_s| / C_i. \quad (4.14)$$

Повна ємність структури C може бути представлена як послідовно з'єднані ємність ізолятора C_i та диференційна ємність напівпровідника C_d :

$$C = C_i C_d / (C_i + C_d) \quad [\text{Ф} / \text{м}^2] \quad (4.15)$$

Ємність C_i визначається товщиною діелектрика d ($C_i = \varepsilon_0 \varepsilon_i / d$) і є максимальною ємністю структури. Ємність напівпровідника C_d залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , тому загальна ємність структури залежить від прикладеної напруги, як показано (для ідеальної структури з напівпровідником p -типу) на рис. 4.7 (крива (а)). При $U < 0$ на МДН-структурі відбувається акумуляція дірок біля межі поділу. У цьому випадку диференційна ємність напівпровідника C_d значно більша, ніж ємність ізолятора C_i . Звідси повна ємність структури максимальна ($C \approx C_i$) і при досить великих $U < 0$ майже не залежить від напруги.

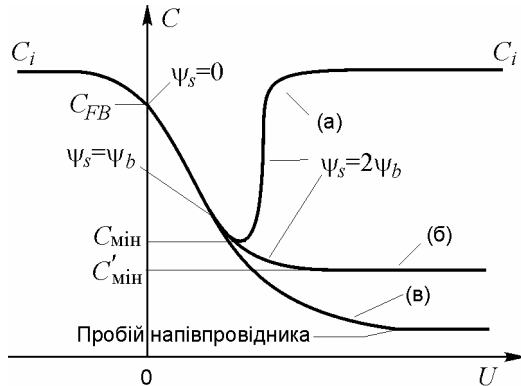


Рис. 4.7. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН-структури: а) в області низьких частот; б) в області високих частот; в) імпульсна характеристика.

У стані плоских зон ($\psi_s = 0$, що для ідеальної структури має місце при $U = 0$) ємність структури визначається виразом:

$$C(\psi_s = 0) = C_{FB} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s) L_d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s) (k T \varepsilon_0 \varepsilon_s / p_0 q^2)^{1/2}} \quad (4.16)$$

де ε_i і ε_s - відносна діелектрична проникність, відповідно, ізолятора і напівпровідника.

Коли $U > 0$, у приповерхневому шарі утворюється збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це призводить до зменшення повної ємності МДН-структури. За деякої напруги U_{\min} повна диференціальна ємність структури досягає мінімального значення C_{\min} і швидко зростає, наближаючись знову до C_i . Останнє обумовлено тим, що у даній області напруг (за $\psi_s = \psi_b$) у приконтатній області напівпровідника утворюється електронний інверсійний шар, ємність якого зростає зі збільшенням напруги. За $U = U_{\min}$ зростання ємності інверсійного шару зі збільшенням напруги компенсує зменшення ємності ОПЗ, яке обумовлене збільшенням його товщини і $C = C_{\min}$. При подальшому збільшенні напруги ємність інверсійного шару швидко зростає і повна диференціальна ємність напівпровідника значно перевищує ємність ізолятора.

Відзначимо, що зростання ємності з напругою, яка відповідає стану інверсії, залежить від того, чи встигає концентрація електронів в інверсійному шарі слідувати за зміною прикладеної до структури тестуючої змінної напруги. Даний режим здійснюється лише при порівняно низьких частотах, коли швидкість генераційно-рекомбінаційних процесів, що відповідають за зміну концентрації неосновних носіїв заряду (у даному випадку, електронів), достатня, щоб густина електронів змінювалася у фазі з напругою тестового сигналу. Експериментально встановлено, що для структур Me-SiO₂-Si це відповідає частотам до 5÷100 Гц.

За більш високих частот збільшення диференціальної ємності структури при додатніх зміщеннях не спостерігається (крива б, на рис. 4.7). Але зростання w , а відтак зменшення ємності структури зі збільшенням U продовжується поки не настане сильна інверсія ($\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_b$). При подальшому збільшенні прикладеної до структури напруги U зростання ψ_s і w різко уповільнюється. У режимі сильної інверсії незначне збільшення поверхневого потенціалу $\Delta\psi_s$ викликає суттєве збільшення густини заряду інверсійного шару, який екранує об'єм напівпровідника від проникнення електричного поля від електроду структури. Можна вважати, що в режимі сильної інверсії товщина ОПЗ досягає максимального значення і дорівнює

$$w_m \approx \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\psi_s(\text{inv})}{qN_A} = \sqrt{\frac{4\varepsilon_0\varepsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (4.17)$$

Порогова напруга U_T , за якої починається сильна інверсія дорівнює

$$U_T = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_b \quad (4.18)$$

де $Q_s = qN_A w_m$. Звідси остаточно

$$U_T \approx \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_s qN_A (2\psi_b)} / C_i + 2\psi_b \quad (4.19)$$

Значення диференціальної ємності ідеальної МДН-структури за $U = U_T$ дорівнює

$$C'_{\text{мін}} \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s) w_m} \quad (4.20)$$

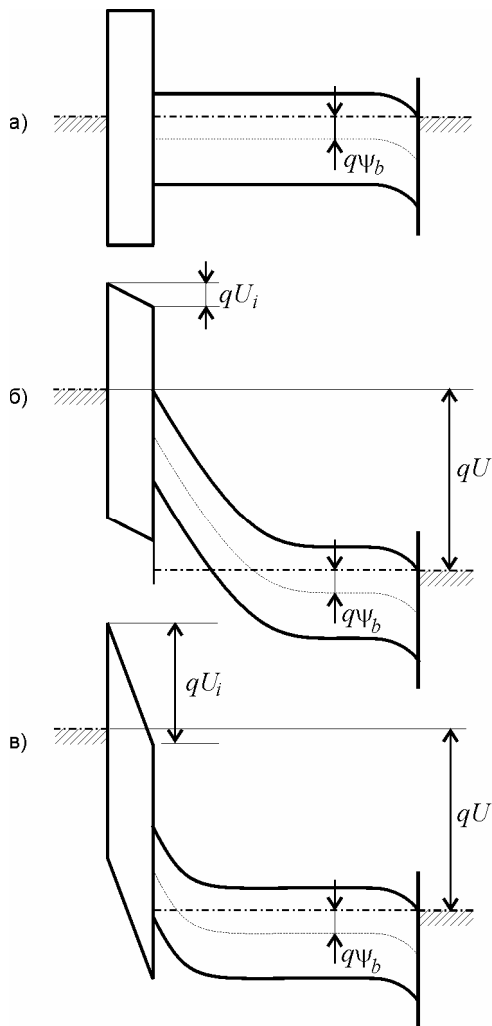


Рис.4.8. Ідеальна МДН структура до прикладання напруги – а, та при прикладанні імпульсної напруги, величина якої відповідає області сильної інверсії: б – безпосередньо після подачі імпульсу (не рівноважний стан), в – після переходу структури у рівноважний стан.

Високочастотна характеристика структури при імпульсному зміщенні показана

на рис. 4.7 кривою (е). Така характеристика пояснюється тим, що при прикладанні імпульсної напруги структура переходить з стану плоских зон (рис. 4.8,а) до стану з великою областю збіднення (рис. 4.8,б). Більша частина прикладеної до структури напруги падає саме на ОПЗ напівпровідника. Великому значенню товщини ОПЗ відповідає мале значення ємності. Такий стан не рівноважний. З часом у приповерхневій області напівпровідника формується інверсійний шар, який екранує зовнішнє поле. Відбувається перерозподіл прикладеної до структури напруги – падіння напруги на діелектрику збільшується, а на напівпровіднику зменшується. Товщина ОПЗ напівпровідника зменшується (рис. 4.8, в) і ємність зростає до свого рівноважного значення.

Отже, якщо при вимірюванні імпульсної $C-U$ характеристики тривалість імпульсів мала порівняно з часом формування інверсійного шару, а період слідування імпульсів, навпаки, великий, $C-U$ - характеристика має вид кривої (е) на рис. 4.7.

Усе сказане вище відноситься і до МДН - структур із напівпровідником n - типу, якщо криві на рис. 4.7 відобразити симетрично відносно осі ординат. Таким чином, за видом $C-U$ - кривої (а саме ВЧ $C-U$ - кривої) можна визначити тип провідності напівпровідника: $dC/dU < 0$ - у випадку p - типу і $dC/dU > 0$ - у випадку n - типу напівпровідника.

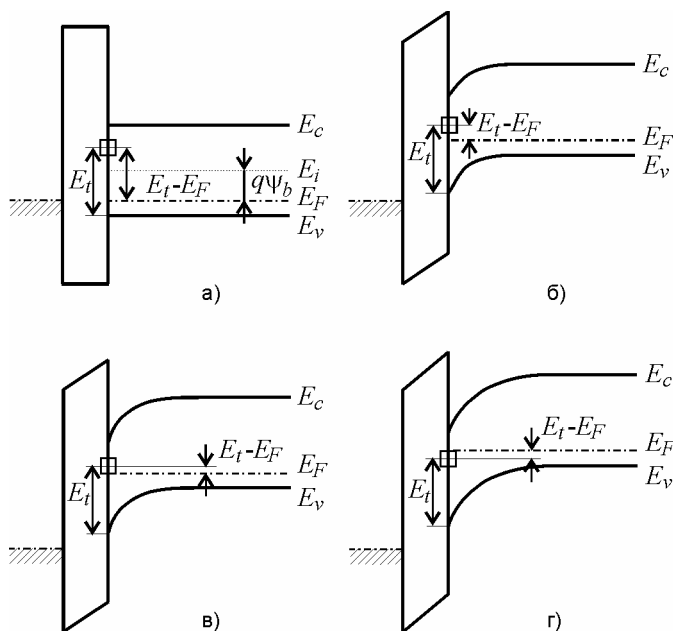


Рис. 4.9. Зонні діаграми МДН-структури при наявності моноенергетичного поверхневого стану при різних напругах.

Досі вважалося, що контактна різниця потенціалів між металом і напівпровідником дорівнює нулю. В дійсності це, звичайно, не так. Якщо робота виходу з металу φ_m більша за роботу виходу з напівпровідника φ_s , то частині електронів вигідно перейти з металу в напівпровідник. Це призведе до того, що зони напівпровідника вигнуться так, наче до металу прикладена позитивна напруга $(\varphi_H - \varphi_M)/q$. Залежності $C(U)$ залишаються такими ж, але зміщеними по осі напруги ліворуч на $(\varphi_H - \varphi_M)/q$. Якщо $\varphi_H < \varphi_M$, зсув $C(U)$ - кривих відбувається в протилежному напрямку. У цих випадках напруга плоских зон U_{FB} дорівнює контактній різниці потенціалів. Причиною вигину зон при нульовій напрузі може бути також заряд, фіксований в ізоляторі та захоплений поверхневими станами на межі поділу ізолятор-напівпровідник. Якщо цей заряд позитивний, його поле має такий самий знак, як й в випадку, коли до металевого електроду прикладена позитивна напруга, і $C-U$ - крива зсувається в область від'ємних напруг.

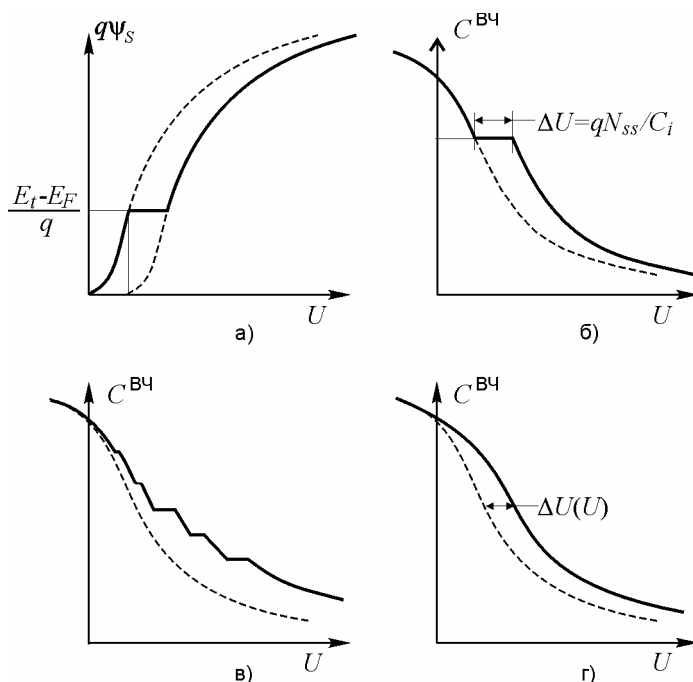


Рис. 4.10. Залежність поверхневого вигину зон від напруги зміщення за наявності одного поверхневого рівня - (а); і ВЧ ємності МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (б); декількох рівнів - (в) та квазінеперервного спектру ПС - (г)

Розглянемо вплив поверхневих станів (ПС) на високочастотну ємність МДН-

структури. Нехай ПС має строго визначений рівень енергії, віддалений від краю валентної зони на величину E_t (рис. 4.9), а напруга плоских зон дорівнює нулю. Доки зміщення такі, що поверхневий потенціал ψ_s менший за $(E_t - E_F)/q$, структура поводить ся як ідеальна. При $q\psi_s = E_t - E_F$ починається заповнення ПС, і як поверхневий потенціал, так і високочастотна ємність не змінюються (рис. 4.10, а, б). Таке становище зберігається, доки всі ПС не заповняться електронами. При подальшому збільшенні напруги ψ_s і $C^{BЧ}$ знову будуть змінюватися, як для ідеальної МДН-структури, але зі зсувом по осі напруги праворуч на величину

$$\Delta U = qN_{ss}/C_i \quad (4.21)$$

де N_{ss} - кількість ПС. Таким чином, поява “полиці” на ВЧ вольт-фарадній характеристиці свідчить про наявність моноенергетичних ПС на межі поділу напівпровідника з діелектриком. За напругою, при якій починається “полиця”, легко визначити глибину залягання рівня ПС, а за довжиною “полиці” - концентрацію станів.

Тепер під високочастотною слід розуміти ємність, яка вимірюється на таких великих частотах, що заповнення ПС не встигає змінитися за період тестуючої напруги. Для цього необхідно, щоб період був суттєво менший, ніж час генерації носіїв із ПС. Зрозуміло, що за цих умов змінний заряд у напівпровіднику утворюється лише за рахунок зміни товщини збідненого шару, а роль ПС полягає тільки в зміні поверхневого потенціалу порівняно з ідеальною МДН-структурою.

Нехай тепер ми маємо набір моноенергетичних ПС, кожному з яких відповідає енергія E_{ti} і поверхнева концентрація N_{ss}^i . Ясно, що в цьому випадку $C-U$ - крива являє собою частини ідеальної $C-U$ - кривої, які зміщені одна відносно одної по осі напруги на величини $\Delta U_i = qN_{ss}^i/C_i$ (рис. 4.10, в). У випадку неперервного розподілу ПС по енергії ми отримаємо криву, що схематично зображена на рис. 4.10, г, де пунктир відповідає $C-U$ - кривій ідеальної МДН-структури. Для неперервного спектру ПС корисною характеристикою є енергетична щільність ПС $D_{ss} = dN_{ss}/dE$ [$\text{м}^{-2} \cdot \text{еВ}^{-1}$].

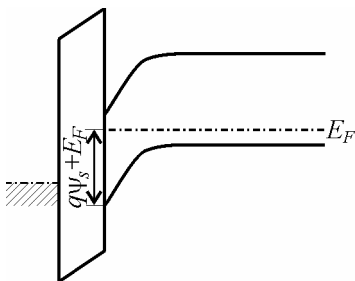


Рис. 4.11. До пояснення методики визначення спектра ПЕС у МДН-структурі.

Таким чином, з вищевикладеного можна зробити висновок, що за відхиленням високочастотної $C-U$ - кривої від ідеальної можна знайти спектр ПС, тобто залежність $D_{ss}(E)$ або $D_{ss}(\psi_s)$. Розглянемо, як це робиться. Загальна напруга на МДН - структурі складається з поверхневого потенціалу ψ_s і напруги на діелектрику U_i (4.13). Заряд напівпровідника Q_s складається з заряду збідненого шару Q_w і заряду заповнених ПС Q_{ss} , тобто тих ПС, які лежать нижче рівня Фермі: $E_t < q\psi_s + E_F$ (рис. 4.11). Величини Q_{ss} і Q_w залежать від поверхневого потенціалу ψ_s . Звідси напругу на структурі можна записати у виді:

$$U = \psi_s + [Q_w(\psi_s) + Q_{ss}(\psi_s)]/C_i, \quad \text{для реальної структури} \quad (4.22)$$

і

$$U_{id} = \psi_s + Q_w(\psi_s)/C_i \quad \text{для ідеальної структури.} \quad (4.23)$$

Таким чином, відхилення $C-U$ - кривої від ідеальної для заданої величини ψ_s (або, що те ж саме, для заданого значення C^{Bq}) дорівнює:

$$\Delta U(\psi_s) = (U - U_{id})|_{C^{Bq}=\text{const}} = Q_{ss}(\psi_s)/C_i \quad (4.24)$$

Величина повного заряду ПС при фіксованому значенні ψ_s дорівнює інтегралу від енергетичної щільності ПС $D_{ss}(E)$, помноженої на функцію розподілу Фермі-Дірака $f(E)$ (тут енергія відраховується від краю валентної зони і дорівнює $E_F + q\psi_s$, де E_F - енергія Фермі в глибині напівпровідника):

$$Q_{ss}(\psi_s) = -q \int D_{ss}(E) \{ \exp[(E - E_F - q\psi_s)/kT] + 1 \}^{-1} dE.$$

Звідси можна отримати залежність Q_{ss} від ψ_s :

$$dQ_{ss}/d\psi_s = q^2(q\psi_s + E_F)D_{ss}/kT \quad (4.25)$$

Оскільки $Q_{ss} = C_i \Delta U(\psi_s)$, щільність ПС можна отримати зі співвідношення:

$$D_{ss}(\psi_s) = \frac{kT}{q^2(q\psi_s + E_F)} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s} = \frac{kT}{q^2} \frac{C_i}{(q\psi_s + E_F)} \frac{d(\Delta U)}{d\psi_s} \quad (4.26)$$

якщо відома залежність ΔU від ψ_s . Її можна отримати з експериментальної залежності $C(U)$, та з теоретичної залежності C_D від ψ_s (для цього треба знати концентрацію p_0) з використанням (4.15) і (4.22), або з вимірювань низькочастотної $C-U$ - кривої, про що буде сказано нижче.

Таким чином, для визначення залежності $D_{ss}(E)$ (або $D_{ss}(\psi_s)$) необхідно:

- 1) отримати експериментальну $C-U$ - характеристику на високій частоті та визначити з неї ємність діелектрика C_i ;
- 2) по знаку похідної dC/dU визначити тип домішок у напівпровіднику;

- 3) зі значення ємності структури в режимі сильної інверсії $C'_{\text{мін}}$ визначити концентрацію домішок у напівпровіднику;
- 4) розрахувати теоретичну $C-U$ - характеристику для того ж самого рівня легування;
- 5) побудувати залежність $\Delta U(U)$;
- 6) розрахувати або знайти з НЧ $C-U$ - кривої залежність $\psi_s(U)$;
- 7) отримати залежність $D_{ss}(\psi_s)$, використовуючи (4.22).

Розглянемо, як можна отримати енергетичний спектр ПС $D_{ss}(E)$, використовуючи низькочастотну $C-U$ - характеристику МДН-структури. Якщо частота сигналу настільки мала, що ПС встигають перезаряджатися слідом за напругою тестового сигналу, до зміни заряду ОПЗ напівпровідника додається зміна заряду ПС. Це означає, що до диференційної ємності напівпровідника додається так звана ємність ПС C_{ss} , як показано на рис. 4.12.

Враховуючи (4.15), НЧ ємність МДН-структури $C^{\text{НЧ}}$ дорівнює :

$$C^{\text{НЧ}}/C_i = (C_D + C_{ss}) / (C_i + C_D + C_{ss}) \quad (4.27)$$

Розглянемо випадок моноенергетичних ПС (рис. 4.9). При малих напругах (рис. 4.9, а, б) ПС звільнені від електронів і, звісно, не змінюють свій заряд.

Це означає, що $C_{ss} = 0$, і $C-U$ - крива співпадає з $C-U$ - кривою ідеальної МДН - структури. При збільшенні напруги, коли рівень Фермі підвищується в забороненій зоні (рис. 4.9,в), ступінь заповнення ПС електронами зростає, і тому загальна ємність збільшується (рис. 4.13, а). Зростання ємності продовжується доки ПС не заповняться наполовину, а потім починається спад $C^{\text{НЧ}}$, і, коли ПС заповнюється повністю (рис. 4.9, г), їх заряд знову перестає залежати від напруги ($C_{ss} = 0$), а $C-U$ - крива знову співпадає з ідеальною $C-U$ - кривою, але зміщеною по осі напруги на величину qN_{ss}/C_i - (рис. 4.13, а). Під час заповнення ПС поверхневий потенціал залишається постійним.

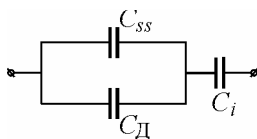


Рис. 4.12. Еквівалентна схема МДН-структури.

При дискретному наборі моноенергетичних ПС НЧ $C-U$ - крива має вигляд, який показано на рис. 4.13, б. Застосовуючи такий же підхід, як і для обчислення на високій частоті, і виразивши C_{ss} з (4.27), отримаємо:

$$C^{\text{НЧ}}(\psi_s) = \frac{q^2}{kT} (q\psi_s + E_F) D_{ss}(\psi_s) = \frac{C_i C^{\text{НЧ}}}{C_i - C^{\text{НЧ}}} - C_D. \quad (4.28)$$

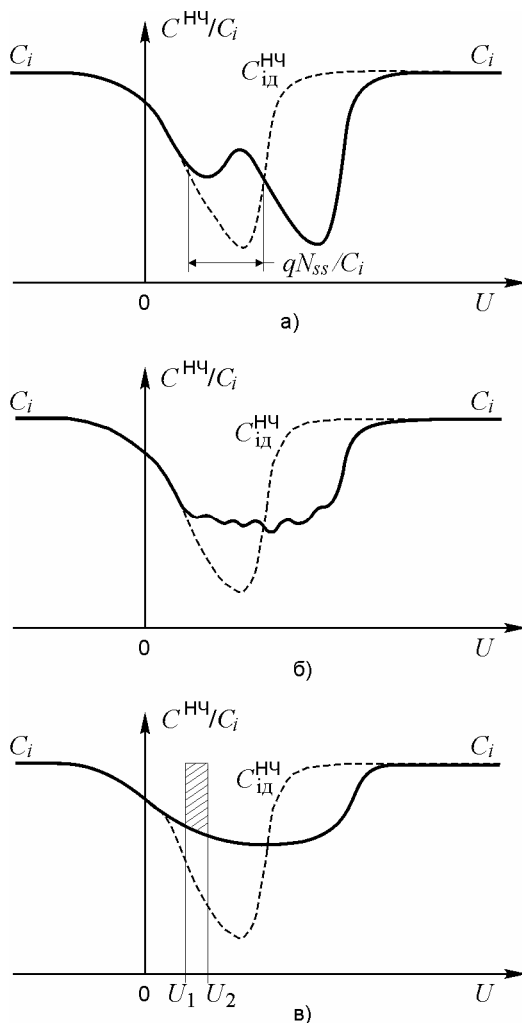


Рис. 4.13. НЧ $C-U$ - криві для МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (а); декількох рівнів - (б) та квазінеперервного спектра ПС - (в).

Таким чином, з експериментальної НЧ $C-U$ - характеристики і розрахованих залежностей ємності збідненого шару $C_w(\psi_s)$ і ψ_s можна знайти $D_{ss}(\psi_s)$. Якщо додатково використати ВЧ $C-U$ - вимірювання, то з формули (4.15) ємність можна знайти експериментально. У цьому випадку формула (4.28) перетворюється у taki вираз:

$$\frac{q^2}{kT} (q\psi_s + E_F) D_{ss}(\psi_s) = \frac{C_i C^{\text{HЧ}}}{C_i - C^{\text{HЧ}}} - \frac{C_i C^{\text{ВЧ}}}{C_i - C^{\text{ВЧ}}} . \quad (4.29)$$

Розглянемо, як за експериментальною НЧ $C-U$ - кривою визначити залежність ψ_s від напруги, що прикладається. В умовах, коли можна знехтувати зміною заряду, захопленого в оксиді, і заряду рухливих іонів, з виразів (4.13) і (4.15) (враховуючи, що $dQ = C_i dU_i$) випливає:

$$\partial\psi_s / \partial U = 1 - C^{\text{HЧ}} / C_i . \quad (4.30)$$

Інтегруючи (4.30) по U від U_1 до U_2 , знайдемо:

$$\psi_s(U_1) - \psi_s(U_2) = \int_{U_1}^{U_2} (1 - C^{\text{HЧ}} / C_i) dU = S , \quad (4.31)$$

що відповідає заштрихованій площі на рис. 4.13,в.

Щоб уникнути неоднозначності, треба визначити величину ψ_s при будь-якому значенні напруги. Це зручно зробити, якщо використати ємність плоских зон $C_{FB} = C(\psi_s = 0)$, а точніше розраховану залежність C_{FB}/C_i від товщини оксиду d і концентрації домішок в напівпровіднику (рис. 4.14). Знаючи d , визначаємо C_{FB}/C_i і з експериментальної $C-U$ - кривої відповідне значення U_{FB} , при якому $\psi_s = 0$. Концентрація домішок (або p_0) визначається з величини мінімальної ємності МДН - структури. Оскільки з виразу (4.15)

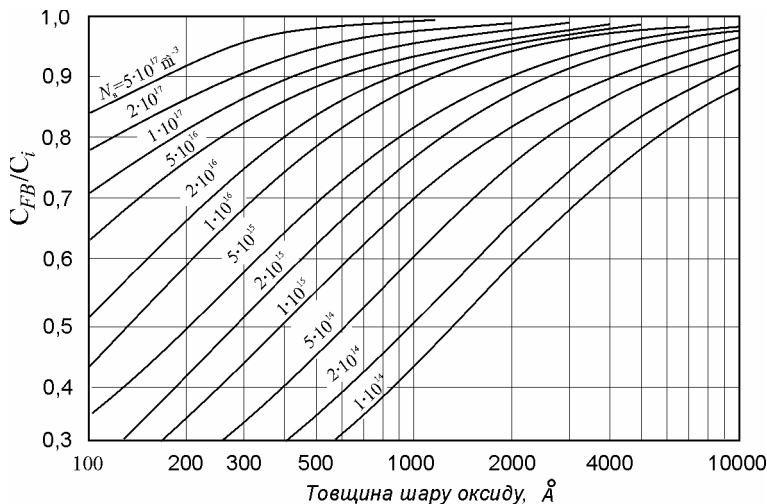


Рис. 4.14. Залежність ємності плоских зон від товщини шару оксиду для ідеальних МДН-структур. Параметр кривих - концентрація легуючих домішок.

$$C/C_i = (1 + C_i/C_D)^{-1}, \quad (4.32)$$

то мінімальна ємність дорівнює:

$$(C/C_i)_{\min} = (1 + C_i/C_D^{\min}), \quad (4.33)$$

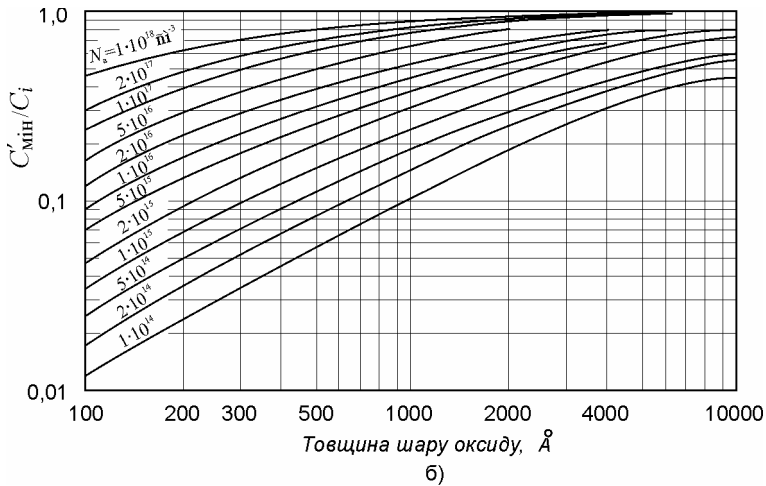
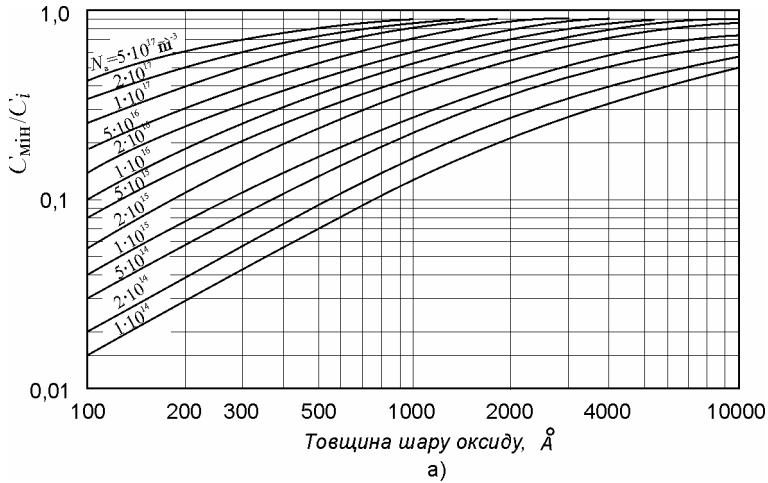


Рис. 4.15. Залежність нормованої мінімальної НЧ (а) і ВЧ (б) ємності від товщини шару оксиду d для ідеальних МДН-структур.

де мінімальна диференційна ємність C_D^{\min} визначається концентрацією домішок

з $N_{D(A)}^{+(-)}$ і d , який виражається достатньо складною формулою, представлений на рис. 4.15. Таким чином, для визначення концентрації домішок $N_{D(A)}^{+(-)}$ треба обчислити з експериментальних ВЧ (або НЧ)- кривих величину (C/C_i) , знайти за формулою $C_i = \varepsilon_i \varepsilon_0 / d$ товщину оксиду d і застосувати графіки на рис. 4.15.

Блок-схема експериментальної установки для дослідження вольт-фарадних характеристик МДН-структур представлена на рис. 4.16.

Низькочастотна $C-U$ - характеристика в цій роботі вимірюється у квазістатичному режимі (перемикачі Π_1 та Π_2 в положенні "НЧ"). Лінійно зростаюча напруга від генератора напруги зміщення (ГНЗ) подається на вхід "Х" самописця (Пристрій графічного виводу) і одночасно через обмотку трансформатора Tr_1 на МДН-структуру. Включений послідовно з структурою електрометричний підсилювач (ЕМП) вимірює струм зарядки МДН-конденсатора.

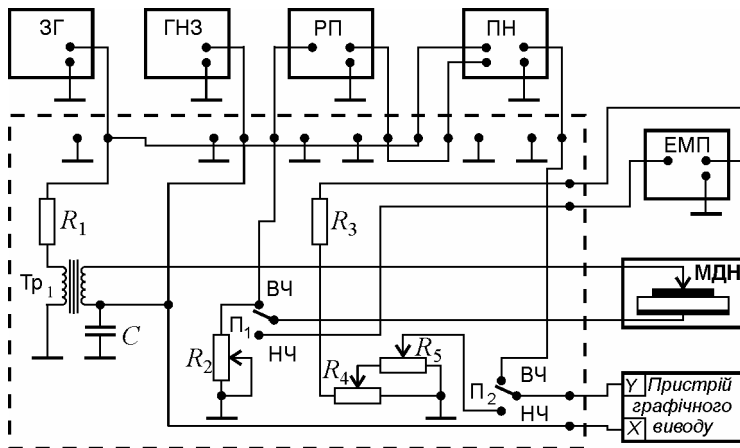


Рис.4.16. Блок-схема установки для вимірювання вольт-фарадних характеристик МДН - структури.

Оскільки напруга, що прикладається до МДН-конденсатора, лінійно змінюється з часом, струм зарядки є пропорційним його ємності. З виходу ЕМП напруга, пропорційна струму зарядки, а отже і ємності досліджуваної структури, подається на подільник напруги, утворений резисторами R_3 та R_4 , з виходу якого, через перемикач Π_2 на “Y” – вхід самописця. Калібрування шкали ємності (струму) здійснюється потенціометром R_4 при підключенні еталонного конденсатора замість МДН-структури.

ВЧ $C-U$ - характеристика МДН-структури вимірюється, коли перемикачі Π_1

та P_2 знаходяться в положенні “ВЧ”. У цьому випадку одночасно з лінійно зростаючою напругою, що подається від ГНЗ, через трансформатор Tr_1 на структуру подається мала змінна напруга від генератора (ЗГ). З резистора R_2 , який включений послідовно з МДН-структурою, змінна напруга, пропорційна струму, що протікає через МДН-конденсатор, подається на вхід резонансного підсилювача (РП), налаштованого на частоту ЗГ. (Величина опору резистора R_2 повинна бути набагато менше за реактивний опір МДН-структури). З виходу РП змінна напруга, амплітуда якої пропорційна ємності МДН-структури, подається на вхід синхронного детектора (перетворювача напруги) ПН. В якості опорного сигналу для ПН використовується напруга безпосередньо з виходу ЗГ. Для нормальної роботи ПН, який застосовується в установці, амплітуда опорного сигналу повинна бути не менше 2 В. Резистор R_1 та трансформатор Tr_1 забезпечують зменшення амплітуди змінної напруги, що подається на досліджувану структуру до рівня $1 \div 2 \text{ kT}/q$, необхідного для коректного використання методики. Фаза синхронного детектора налаштовується таким чином, що на його виході буде напруга, пропорційна ємності досліджуваної структури. Ця напруга подається через перемикач P_2 на “Y” – вхід самописця. Калібрування шкали ємності здійснюється резистором R_2 при підключенні еталонного конденсатора замість МДН – структури. Очевидно, що у випадку, коли установка налаштована так, що її чутливість при вимірюванні у режимі “ВЧ” і режимі “НЧ” однакова, в області напруг, які відповідають режиму сильного збагачення, ВЧ і квазістатична $C - U$ - характеристики повинні співпадати.

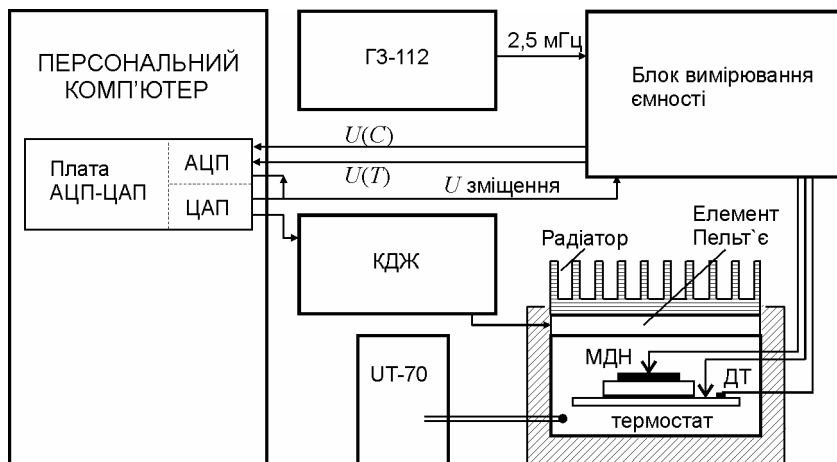


Рис. 4.17. Блок-схема установки для дослідження нерівноважних вольт-фарадних характеристик МДН-структур.

На рис. 4.17 наведена спрощена блок схема установки дослідження рівноважних та нерівноважних вольт-фарадних характеристик МДН-структур.

Основним вузлом установки є прилад, який умовно названо “Блок вимірювання ємності”. Він складається з двох основних блоків: блоку живлення та вимірювального блоку. Блок живлення забезпечує роботу вимірювального блоку. Вимірювальний блок реалізує поширений метод вимірювання ємності – метод “*RC* - подільника”. Високочастотний тестовий сигнал амплітудою порядку 100 мВ подається на коло, що складається з послідовно включених тестової структури та резистора навантаження. Опір резистора навантаження набагато менше повного опору структури, що досліджується, тому струм в колі визначається саме повним опором структури. З резистора навантаження напруга, пропорційна змінному струму, що протікає через зразок, подається на вхід синхронного детектора. Опорний сигнал зсунутий фазообертачем по відношенню до тестуючого сигналу на 90° , тому на виході синхронного детектора напруга пропорційна ємності зразка.

Таким чином, для вимірювання вольт-фарадної характеристики необхідно подати на вимірювальний блок ВЧ сигнал (2.5 МГц, 2 В) для формування тестового та опорного сигналів, підключити зовнішнє джерело зміщення, зразок та пристрій для реєстрації напруги, пропорційної ємності досліджуваної структури. ВЧ сигнал подається на блок вимірювання ємності від генератора (ГЗ-112). В якості джерела напруги зміщення використовується цифро-аналоговий перетворювач (ЦАП), який встановлений у персональний комп'ютер (ПК). Напруга, пропорційна ємності досліджуваної структури, реєструється аналого-цифровим перетворювачем (АЦП), який також встановлений у ПК. Досліджувана МДН-структура встановлюється у термостат. У якості термоелементу в термостаті використовується елемент Пельтьє, що дозволяє стабілізувати температуру як вище, так і нижче кімнатної. В якості датчика температури (ДТ) використовується спеціалізована інтегральна схема, яка забезпечує лінійне перетворення температура – напруга в області $-50 \div +150$ С, з чутливістю 10 мВ/градус. Напруга, пропорційна температурі, з датчика через блок вимірювання передається на другий вхід АЦП. Крім того, температуру в термостаті можна контролювати за допомогою мультиметру типу UT-70. В якості джерела живлення елемента Пельтьє використовується кероване джерело живлення (КДЖ) типу Д15-20-01А, вихідний струм якого керується напругою, що подається від ЦАП.

Керування роботою установки здійснюється ПК за спеціальною програмою. У програмі передбачено можливість вибору умови вимірювання вольт-фарадної характеристики: рівноважна, коли напруга зміщення зростає лінійно і відносно повільно, та нерівноважна (імпульсна), коли кожне наступне значення напруги зміщення подається на час вимірювання у виді імпульсу після достатньо тривалої витримки під деякою (встановленою оператором) початковою напругою. Висока швидкодія АЦП дозволяє проводити усереднення результатів спостережень при кожному значенні напруги зміщення при вимірюванні як рівноважної, так і нерівноважної характеристики

Завдання до роботи:

1. Опрацювати теоретичну частину роботи і підготувати відповіді на питання для самоконтролю.

2. Ознайомитись з установкою для вимірювання ВЧ і квазістатичних $C-U$ - характеристик МДН-структури.
3. Зняти ВЧ і квазістатичну (НЧ) залежності ємності структури від напруги.
4. З отриманих експериментальних даних визначити: а) тип провідності; б) товщину шару оксиду; в) концентрацію домішок у напівпровіднику; г) залежність поверхневого потенціалу від напруги на структурі; д) розподіл щільності поверхневих станів на границі діелектрик напівпровідник за енергією потенціалу.
5. Ознайомитись з установкою та провести вимірювання рівноважної та нерівноважної (імпульсної) $C-U$ - характеристик МДН-структури.
6. Оцінити час формування інверсійного шару в ОПЗ напівпровідника.

Питання для самоконтролю:

1. Накресліть енергетичну діаграму ідеальної МДН - структури при різних напругах зміщення.
2. Поясніть, що таке режим акумуляції, збіднення, інверсії.
3. Дайте означення таких величин: поверхневий потенціал; просторовий заряд напівпровідника; заряд, який вбудовано в діелектрик; швидкі поверхневі стани.
4. Чим визначається ємність МДН - структури? Дати визначення ємності діелектрика, диференційної ємності напівпровідника, ємності поверхневих станів. Як зв'язана загальна ємність структури з перерахованими ємностями?
5. Як відрізняються ВЧ і НЧ $C-U$ - характеристики МДН - структур?
6. Чим обумовлена відміна рівноважної та нерівноважної (імпульсної) ВЧ $C-U$ - характеристики МДН - структури.
7. Чим відрізняються $C-U$ характеристики реальних МДН - структур від ідеальних.
8. Поясніть методи вимірювання ВЧ і НЧ $C-U$ характеристик.
9. Яким чином можна визначити параметри структури і залежності, що перелічені в п. 4?

Список літератури

1. С. Зи Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах, Кн. 1. – Москва: Мир, 1984. – 456 с.
2. Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник. - К.: Наукова думка, 1974.-262 с.
3. Стриха В.И., Бузанева Е.В., Радзиевский И.А. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. – М.: Сов.радио. 1974.- 248 с.
4. Стриха В.И. Контактні явища в напівпровідниках. - К.; Наук. думка, 1982.- 223 с.
5. Свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник. Под ред. А.В. Ржанова, Москва:, Наука, 1976. – 276 с.

Навчальне видання

Шкавро Анатолій Григорович

ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ
ПРИЛАДІВ

ЧАСТИНА I

Підписано до друку 10.12.2007. Формат 60х80¹⁶.
Гарнітура Arial. Папір офсетний. Друк офсетний.
Наклад 100 примірників. Ум. друк. Арк. 4 .

Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка