

Вісвіт 52.

1. Порівняйте основні властивості біполярних та польових транзисторів з ілюстрованими затвором.

1

Приналежність дії польового транзистора пояснює в тому, що подаючи на р-n перехід затворі зворотню напругу і здійснюючи її, ми можемо змінювати товщину каналу провідності, а отже, і його опір. Таким чином відбувається керування струмом літ витоком і стоком.

Затвор електрично ізолюваний від каналу провідності збільшенням шару, або діелектричного (подіє  $\epsilon_{\text{дн}}$   $\mu\text{р-п}$ ).

Польовий транзистор є напівпровідниковим приладом у каналі провідності якого відбувається рух (транспорту) рівновалентних носіїв заряду. Таким чином підсилюючі властивості польових транзисторів обумовлені транспортом основних носіїв у каналі провідності, котрий керується електричним полем, створеним потенціалом затвору.

Пале виступає носії з поверхні n-p у шиб, таким чином під затвором утворюється збільшений шар, а при дуже великих напругах відбувається інверсія і виникає область провідності.

\* Важливим достоїнством польових транзисторів є велика стабільність характеристик в часі і малі рівень власних шумів. Єдиним недоліком шумом, властивим каналу, є тепловий шум.

Біполярний транзистор являє собою сукупність двох взаємодіючих р-n-переходів, величини напруги. В основу їх роботи покладена інжекція неосновних носіїв та супроводжується компенсацією їх заряду основними носіями.

У біполярному транзисторі за допомогою напруги з'являється велика просторового заряду в області бази, що призводить до відповідних змін потенціалу інжекції неосновних носіїв в базі частинки цих носіїв проходять крізь базу і створюють провідний шлях потенціалами колекторний струм.

Таким чином, переваги полевих транзисторів:

1. Мініатюрність та більша густина технологічного вмотовлення
2. Споживають менші потужності
3. Мають великий вхідний опір
4. Надійність.

2. Запропонують схеми проектування та технології виготовлення півкових інтегральних мікросхем. (2)

Виготовлення півкових ІМС поділяють на змість етапів:

1. Вибір функціональної схеми та її проектування
2. Розробка топології
3. Розробка технології виготовлення (з можливістю коректування функціональної схеми і топології)
4. Підготовка виготовлення ІМС:
  - Очистка підкладки;
  - вибір матеріалів;
  - виготовлення масок (фотолитографія, керування);
  - тиражування фотолитографії (масок);
  - виготовлення елементів ІМС
5. Монтаж вивідних контактів і розміщення ІМС в захисних корпусах
6. Випробування.

Важливими моментами є: 1) вибір матеріалу підкладки (має бути гарним діелектриком, мати роботу  $T \approx 1400^\circ\text{C}$ , бути значення кінцево жорсткою, мати гарну теплопровідність і низьку вартість).

Розглянемо приклад створення РС ланцюжка.

- Технологія виготовлення складає створення півкаміжки 5 масок:
1. для створення резистора  $R$  (у вигляді гармошки)
  2. для виготовлення одної з підкладок конденсатора
  3. для нанесення шару діелектр.
  4. для виготовлення верхньої одкладки  $C$  і контактів

Отже технологія виготовлення ІМС є дуже трудомісткою і складною вимагає оптимізації.

3. Об'являються умови виникнення та спостереження квантового розмірного ефекту (див. 8.2).

Квантовий розмірний ефект настає тоді, коли розміри об'єкта  $\sim \lambda_D$ . В цьому випадку виражаються такі співвідношення невизначеностей енергетичний спектр стає дискретним.

Залежить на симетрию з довжиною хвилі з б'єрами околиць лінійних розмірів об'єкта; малю квантову рівню квантову ширину або квантову товщину

Умовами спостереження КРЕ є:  
1. Відстані між сферичними розмірними зонами з квантовими числами  $n$ :

$$\Delta E_{n, n+1} = E_{n+1} - E_n > k_B T$$

2. Відстані між зонами має бути більшою за ширину самої зони

$$\Delta E_{n, n+1} > \frac{h}{\tau} = \frac{h v}{m^* \mu} \quad \text{Шир. зони } m^* \mu \text{ та } \mu \text{ та } \mu \text{ виконати цю умову}$$

3. Збільшена концентрація носіїв  $n < g = \frac{2N}{2d^3}$ , де  $g$  - щільність станів

4. Керівності поверхні мають бути менш за  $\lambda_D$ .

При цьому КРЕ мають такі прояви:

1. Зміна відстані між вантковою зоною і зоною провідності через зміну енергетичного спектру.
2. Зміна ефективної маси, потім виступає зміна ширини зони.
3. Зміна ширини зони  $n_1/n_2$  (виступ)
4. Зміна щільності станів  $g \propto f(E)$
5. Поява залежності  $\epsilon(d)$  - газ релакс.



(VI) Га. Горівники паливиробництва і акустичні лінійні затримки. При  
 малій рухливості повітря струну час затримки звуковий ліній  
 зони буде в цих лінійках однаковим.

В цьому класі функціональних приладів використовується те, що  
 швидкість акустичних хвиль  $v_a$ , менша, ніж швидкість розповсюдження  
 електромагнітних хвиль  $c$ . Електромагнітний сигнал за допомогою  
 п'єзоелектричного ефекту перетворюється в акустичну хвилю, котра  
 розповсюджується в звукопроводі певний час затримки  $\tau$ , а потім  
 знову за допомогою зворотного п'єзоелектричного ефекту перетв.  
 в електричний сигнал.

$$\frac{t_a}{t_{sem}} = \frac{L_a v_a \tau}{L_{sem} v_a \tau} = \frac{M V h_a}{v_a h_{sem}^2} > \frac{M V h_a c}{k T \mu \epsilon n} = \frac{100 L_a}{10^8 10^{-4}} \sim 10 L_a$$

$$\frac{eV}{kT} \sim \frac{10}{0,1} = 100$$

$$\tau_n < 10^{-4} \text{ c.}$$

## 2.1 Обґрунтуйте різницю у впливі просторового електричного заряду на електричний струм у вакуумному та напівпровідниковому діоді.

При великому рівні інжекції неосновних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника починає утворюватись просторовий заряд  $\rho \neq 0$ , і треба враховувати рівняння Пуассона. Задача ускладнюється. Проте цей випадок удається проаналізувати, користуючись за Роузом зв'язком потенціалу із зарядом.

Розглянемо у відсутності магнітного поля  $\vec{B} = 0$  та градієнта температури  $\nabla T = 0$  нескінченний уздовж напрямків  $y$  та  $z$  сандвіч, між металевими пластинками якого розміщений діелектричний шар товщиною  $L$  ( $0 < x < L$ ), виготовлений з однорідного діелектрика із плоскими зонами без пасток (рис.5.4). За допомогою зовнішнього джерела напруги між електродами сандвіча можна створювати різницю потенціалів  $V$ . Нехай на границі з металом у точці  $x = 0$  відбувається *монополярна інжекція* носіїв заряду одного знаку. Така геометрія системи дозволяє розглядати одновимірну задачу. Знехтуємо дифузією носіїв і обмежимося розглядом тільки їх дрейфу, що можливо при умові  $k_B T / e L_D < E$ . Густина повного дрейфового струму в зразку ( $j_\Sigma$ ) при напрузі на ньому  $V$  є сумою двох доданків – густини струму провідності ( $j_\sigma = \sigma E$ ) та густини дрейфового струму ( $j_{dr}$ ) інжектваного рухливого заряду ( $Q$ ):

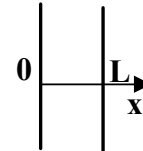


Рис.5.4.

$$j_\Sigma = j_\sigma + j_{dr} \text{ де } j_\sigma = \sigma E; j_{dr} = \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{Q \mu_n V}{L^2}$$

Тут  $\sigma$  - електропровідність,  $t_{dr} = L / \mu_n E$  - час дрейфу крізь діелектрик,  $\mu_n$  - рухливість,  $Q$  - інжектований заряд, віднесений до одиниці площі поперечного перерізу зразка. Заряд  $Q$  можна зв'язати із  $C$  - питомою ємністю сандвіча

$$Q = C \cdot V \quad (5.66) \quad \text{де } C = \frac{\epsilon_s}{4\pi L} \quad (5.66a)$$

де  $\epsilon_s$  - діелектрична проникність діелектрика. Дійсно, якщо інжектований заряд рівномірно розподілений в об'ємі зразка, то він знаходиться на середній відстані від анода, яка рівна  $L/2$ . В реальних умовах інжектований заряд локалізується поблизу катода, й реальна ємність знаходиться в інтервалі  $\epsilon_s / 4\pi L < C < 2\epsilon_s / 4\pi L$ . Для якісної оцінки  $Q$  за Роузом можна використовувати співвідношення (5.66) та (5.66a).

$$\text{Комбінуючи (5.65) \div (5.66a), отримаємо } j_\Sigma = \frac{\sigma V}{L} + \frac{\epsilon_s \mu_n V^2}{4\pi L^3} \quad (5.65в)$$

де використано, що напруженість поля в діелектрику дорівнює  $E = V/L$ . Аналіз співвідношення (5.65в) показує, що при малих напругах  $V$ , тобто при малих полях, коли виконується умова

$$\sigma > \frac{\epsilon_s \mu_n V}{4\pi L^2}, \quad (5.67)$$

другим доданком у (5.65в) можна знехтувати, і густина струму описується законом Ома (5.65а), де  $\sigma$  - електропровідність високоомного напівпровідника (діелектрика), яка залежить від концентрації рівноважних носіїв; наприклад, для високоомного напівпровідника  $n$  - типу  $\sigma = e \mu_n n_0$ .

$$\text{При підвищенні напруги, коли } V > V_1 = \frac{4\pi\sigma L^2}{\epsilon_s \mu_n} = \frac{4\pi e n_0 L^2}{\epsilon_s} \quad (5.68)$$

і можна знехтувати в (5.65в) першим доданком, у правій частині залишиться лише квадратична залежність від напруги

$$j_{\Sigma} = \frac{\varepsilon_s \mu_n}{4\pi} \cdot \frac{V^2}{L^3} \quad (5.69)$$

В цій області напруг ( $V > V_1$ ) час дрейфу інжекттованих носіїв ( $t_{dr}$ ) стає більшим за час масвеллівської релаксації ( $\tau_M = \varepsilon_s / 4\pi\sigma$ ). Дійсно, нерівність (5.68) можна переписати у вигляді нерівності

$$t_{dr} < \tau_M,$$

яка показує, що за час дрейфу не встигає відбуватись релаксація просторового заряду. Тому співвідношення (5.69) є *вольт-амперною характеристикою* для густини дрейфового струму обмеженому просторовим зарядом (СОПЗ). Вона матиме такий вигляд: *спочатку, при малих напругах, коли  $V < V_1 = 4\pi\epsilon_0 L^2 / \epsilon_s$ , має місце закон Ома (5.65а). При зростанні напруги, коли  $V > V_1$ , тобто коли  $t < \tau_M$ , формується просторовий заряд  $\rho \neq 0$  і струм починає квадратично залежати від напруги згідно формулі (5.69).*

*На вольт-амперній характеристиці, яка зображена на схематичному рис.5.5, з'являється злам при  $V = V_1 = 4\pi\epsilon_0 L^2 / \epsilon_s$ .*

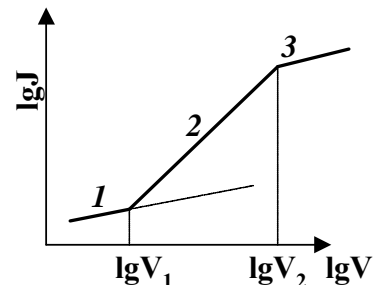
Вакуумний проміжок також є прикладом ідеального діелектрика, проте його струм, обмежений просторовим зарядом, залежить від напруги не за квадратичним законом, а за законом  $J \sim V^{3/2}$ , тому що, на відміну від діелектрика, середня дрейфова швидкість носіїв струму у вакуумі прямо пропорційна не напрузі  $V$ , а кореню квадратному з напруги:  $v_{dr} = 1/2(2eV/m)^{1/2}$ . Закон "3/2" легко отримати, якщо у формулу (5.69) підставити  $t_{dr} = L / (1/2) \sqrt{2eV/m}$ .

Закон "3/2" також зберігається для вольт-амперної характеристики СОПЗ у діелектриках (високоомних напівпровідниках) при балістичному транспорті нерівноважних носіїв, коли додатково виконується умова  $\ell > L$ , де  $\ell$  - довжина вільного пробігу інжекттованих носіїв.

При подальшому зростанні напруги  $V$ , коли  $V \geq V_2$ , можуть відбуватись зміни вигляду вольт-амперної характеристики, оскільки суттєву роль починають грати такі явища:

- розсмоктування просторового заряду, що призводить до того, що струм знову починає лінійно залежати від напруги (область 3 на рис.5.5);
- ударна іонізація й електричний пробій, що призводить до значного зростання струму;

*інжекція носіїв іншого знаку, коли замість монополярної інжекції починається біполярна інжекція. В цьому разі додатково включаються процеси компенсації просторового заряду й рекомбінації неосновних носіїв струму. Явище стає більш складним. В деяких випадках на вольт-амперних кривих з'являються області з від'ємним опором, тобто ділянки зі спадаючою вольт-амперною характеристикою.*



**Рис.5.5.** J-V характеристика СОПЗ у діелектрику без пасток:  
1-J~V; 2 - J~V<sup>2</sup>; 3 - J~V.

Щдиниці вимірювання інформації.Поняття про машинне слово.

За одиниць виміру інформації можна використовувати багато яких одиниць .Та здебільшого використовують байти . Американський стандартний код для обміна інформацією введений в качестве стандартного кода для обміна інформацією між ЕВМ, а також для обміну інформацією по лініях зв'язку.Цей код двійковий,восьмирозрядний,восьмий біт-біт перевірки на чітність, семь-значущі біти .Таку систему взяли за основу так як вона основана всього на двох положеннях,тобто всі ЕВМ працюють в двоичному режимі,котрі можуть приймати тільки два можливих значення 0 або 1 ,такі значення найлегше передавати і зчитувати .

Можна також по іншому представляти числа : представлення кожного десяткового числа за допомогою чотирьох двійкових чисел.

**Слово** –це група із послідовних байтів при умові ,що лівий байт має адрес кратний 4-м .Наприклад: байти 764,765,766,767 складають слово.Байти 313,314,315,316 не складають слово . бо 313 не кратне 4 ;байти 416,417,419,420 також не слово бо нерозміщені в послідовних комірках.

**Полуслово**-це група із двох послідовних байтів,причому адрес старшого байта кратний 2-м .Адресом полуслова являється адреса лівого байта .

**Двоичне (двійкове слово)**-це група із 8-ми послідовних байтів , причому адрес лівого байта кратний 8-ми ,адресом двоичного слова являється алрес лівого байта.

В середині слова біти нумеруються від 0 до 31 ,в середині полуслова от 0 до 15 , і в середині двойного слова от 0 до 63.

### 2.3 Обґрунтуйте переваги використання транзисторів інтегральних мікросхем з бар'єром Шотткі

Цей різновид  $n^+p$ -транзистора відрізняється від планарно-дифузійного  $n^+p$ -транзистора тим, що металевий контакт бази частково перекриває колекторну область, як це показано на рис.12.18. На границі Si  $n$ -типу із шаром алюмінію утворюється збіднений носіями приповерхневий шар, тобто утворюється бар'єр Шотткі. Це означає, що частина електричного кола колектор - база буде шунтована діодом Шотткі, зображеним на електричній схемі на рис.12.18. Такий транзистор називається біполярним транзистором з бар'єром Шотткі.

В активному робочому стані й у режимі відсічки, коли  $V_{CB} < V_{dSh}$ , діод Шотткі закритий, тому що він зворотно зміщений напругою  $V_{CB} > 0$ , і не впливає на роботу транзистора. У процесі формування імпульсу, коли на базовий електрод подається імпульс базового струму  $I_B > I(1-\alpha_N)/\alpha_N$ , крізь транзистор починає йти струм і потенціал колектора відносно бази зменшується й стає від'ємним  $V_{CB} < 0$ . На діоді Шотткі виникає пряме зміщення, при якому він стає провідним. Унаслідок цього більша частина базового струму йде тепер крізь діод Шотткі й він шунтує електричне коло база колектор. Наявність діоду з

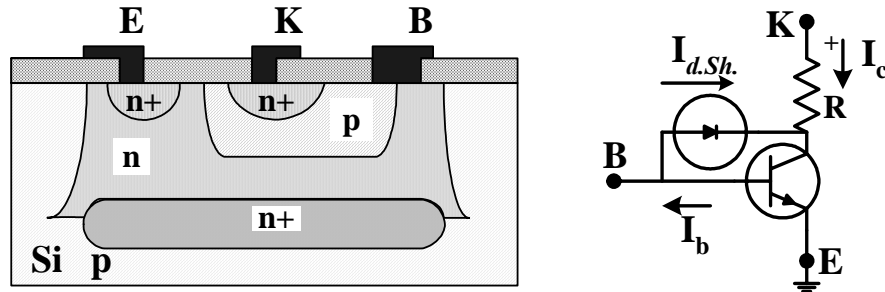


Рис.12.18. Поперечний переріз і схема транзистора з бар'єром Шотткі.

бар'єром Шотткі прискорює розсмоктування просторового заряду в області колектора і тому інерційність транзистора зменшується. Це зменшення можна оцінити за допомогою співвідношення

$$\tau_{dSh}/\tau \sim I_B/I_C = (1-\alpha_N)/\alpha_N < 1$$

У сучасних транзисторах значення  $\tau_{dSh} : 0,5 \text{ нс}$ .

2.4 у Ляха

Білет №3

1. Обґрунтуйте основні умови, що не  
необхідно виконати при створенні  
детекторів оптичних сигналів.

Фотодетектори призначені для перет-  
ворення оптичного сигналу в елект-  
ричний. Ці детектори використовують  
такі явища, що виникають під  
дією світла, як:

- фотопровідність;
- фотоелектричний ефект;
- фотоємність та розширення тис-  
туди на зовнішній світлою;
- зовнішній та внутрішній фотоеле-  
ктричний ефект;
- зміна електричного опору, напру-  
вності від температури підчи-  
вання ртутини світлом.

Фотодетектори повинні мати узгод-  
жені з джерелом (генератором) світла  
характеристики, тобто мають задо-  
вільняти таким вимогам:

- однакові з генератором спектраль-  
ний діапазон;
- однакову довжину хвилі (однакову  
інерційність);
- значну чутливість та відношення  $\frac{S}{P}$ ;
- значну швидкість електричності;
- технологічна простота з іншими  
елементами;
- мініатюрність.

Тому найбільш широко застосовують  
в оптоелектроніці найпростіші фотоде-  
тектори, фотооди і ПЗ структури.

Роботу фотодетекторів прийнятно  
характеризувати такими парамет-  
рами.

- Внутрішньою квантовою ефективністю  $\eta_i$  (або квантовий вихід), яка характеризує ймовірність утворення носіїв заряду при поглинанні одного фотона

$$\eta_i = \frac{I_{ph} h\nu}{e \Phi_{ph}}, \text{ де } I_{ph} - \text{ струм квантів}$$

6

$\left(\frac{I_{ph}}{e}\right)$  - кількість збуджених носіїв;

$(\Phi_{ph}/h\nu)$  - кількість поглинутих фотонів;

- квантовою ефективністю  $\eta$  яка визначає кількість збуджених носіїв струму однини фотона, що падає

$$\eta = \eta_i \cdot \eta_{opt} = \eta_i \cdot (1-R)(1 - e^{-\alpha W_a});$$

R - коефіцієнт відбиття;  $\alpha$  - коеф поглинання речовини;  $W_a$  - розмір області поглинання.

- часом відгуку який характеризує інерційність фотодетектора і залежить від конструкції приладу і часу життя носіїв струму.

- чутливістю, яка визначається відношенням частоти детектора до світлового потоку, що падає.

2. Процесор та його основні функції в ЕОМ



## Білет 3, питання 2.

### Процесор, та його основні функції в ЕОМ.

*Вся інфа взята из дико умной книги «У. Столинс, Структурная организация и архитектура компьютерных систем».*

**Центральный процессор (ЦП)** управляет функционированием всей системы и выполняет функции обработки информации. В состав ЦП входят: **устройство управления**, на которое возлагаются функции управления прочими компонентами ЦП и, следовательно, всем компьютером.

**Арифметическое и логическое устройство (АЛУ)**, которое выполняет все операции, связанные с содержательной обработкой информации. **Регистры**, которые хранят оперативную информацию во время выполнения процессором текущей операции. **Внутренние связи ЦП** – некоторый механизм, обеспечивающий совместную работу трех прочих компонентов ЦП.

Сделаем небольшой обзор этих микропроцессоров.

#### **Pentium.**

**8080.** Первый в мире процессор общего назначения. Имел 8-разрядное АЛУ и 8-разрядный интерфейс для связи с памятью. Именно микропроцессор 8080 был использован в первом персональном компьютере Altair.

**8086.** Процессор обладал значительно более мощным 16-разрядным АЛУ и 16-разрядной магистралью для связи с памятью. Кроме того, в процессоре имелась небольшая сверхбыстродействующая буферная память – кэш – для хранения нескольких команд, которые предварительно извлекались из памяти и «стояли в очереди» (за колбасой ☺) на выполнение.

**80286.** Расширение предыдущей модели, в которой диапазон физических адресов памяти расширен от 1 до 16 Мбайт.

**80386.** Первый 32 разрядный процессор фирмы Интел, он поддерживал многозадачный режим работы.

**80486.** Тут были сделаны какие-то улучшения для КЭШа, и добавлен встроенный арифметический сопроцессор, который позволил освободить ЦП от выполнения команд вычисления сложных математических операций.

**Pentium.** Появление процессора Пень ознаменовало внедрение новой суперскалярной организации, обеспечивающей параллельное выполнение нескольких команд.

**Pentium Pro.** В этом микропроцессоре суперскалярная архитектура получила дальнейшее развитие – реализованы методы переименования регистров, прогнозирования ветвления, анализа потока данных и предпочтительного выполнения. Слишком заумно, не правда ли?

**PentiumII.** Внедрена поддержка технологии MMX для эффективной работы с мультимедиа.

**Pentium III.** Добавлены команды обработки данных в формате с плавающей точкой, необходимые для реализации трехмерной компьютерной графики. (При чем тут 3Д графика без понятия, но ошибки нет, все точно с книги скатано).

**Merced.** Новое поколение процессоров с 64 разрядной архитектурой.

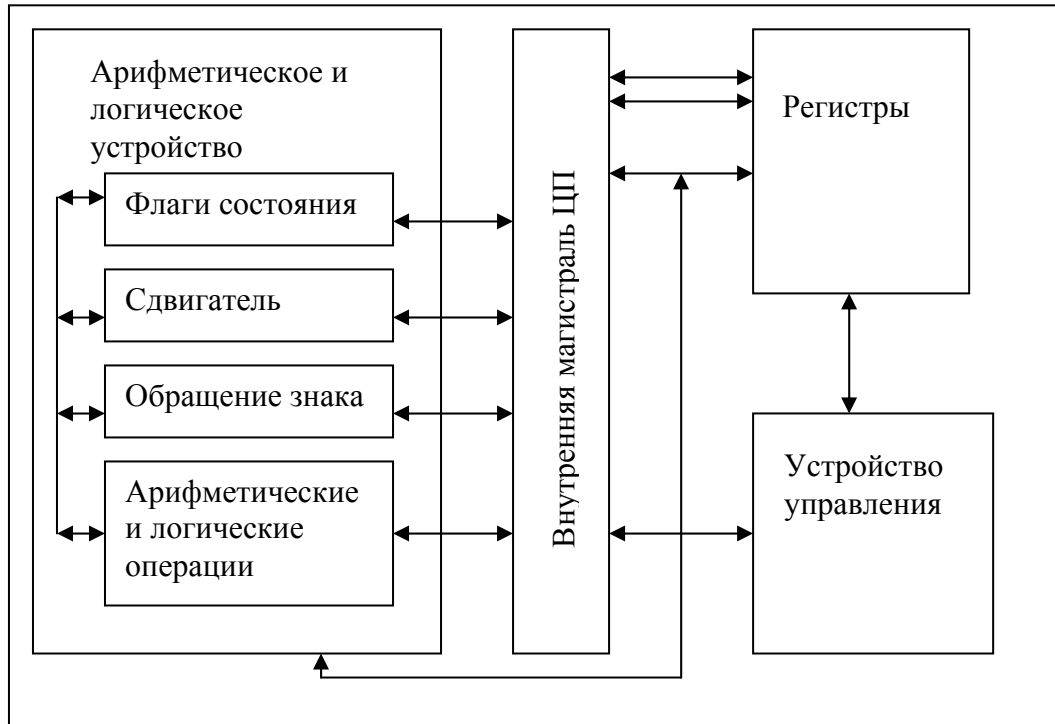
#### **Структура процессора.**

Структура процессора станет понятной, если задуматься над тем, какие операции ему предстоит выполнять при обработке машинной команды.

- Извлечение команды – процессор считывает команду из памяти.
- Интерпретация команды – процессор расшифровывает команду и определяет, какие операции ему предстоит выполнить.
- Извлечение данных – для выполнения команды может потребоваться прочесть данные из памяти или из модуля ввода-вывода.
- Обработка данных – выполнение команды может потребовать преобразования данных, то есть выполнения над ними определенных арифметических или логических операций.
- Запись данных – если в процессе выполнения команды данные были изменены, результат необходимо где-то зафиксировать. В частности, результат может быть записан в память или передан в модуль ввода-вывода.

Чтобы выполнить перечисленные операции, процессору требуются определенные средства временного хранения информации. Ему нужно помнить, где находится выполняемая команда, и тогда можно будет определить, откуда выбрать следующую. Ему нужно хранить коды команд и данных во время их обработки. Другими словами, процессор нуждается в собственной внутренней памяти.

На рисунке представлена структурная схема процессора:



Главными компонентами процессора являются арифметическое и логическое устройство (АЛУ) и устройство управления (УУ). Набор регистров это и есть внутренняя память процессора. Набор регистров процессора представляет память самого верхнего уровня (то есть это даже круче чем кэш). Регистры процессора разделяются по функциям.

-----Дальше информация для маньяков.-----

Регистры бывают **программно доступные** – они позволяют программисту, разрабатывающему программы на машинном языке или на ассемблере минимизировать в программе обращение к оперативной памяти и, где это возможно, использовать для хранения промежуточных результатов быстродействующую внутреннюю память процессора.

А бывают **регистры управления и состояния** - они используются для управления функционированием процессора. К этим регистрам могут иметь доступ специальные привилегированные команды, которые используются только в программах операционной системы.

Дальше думаю перенабивать книгу не стоит – тут чем дальше в лес тем больше дров.  
Удачи ☺.

3 Обґрунтуйте метод ізоляції елементів інтегрованих мікросистемних схем за допомогою зворотного з'явлення р-п переходів. Проілюструйте їх позитивні і негативні риси.

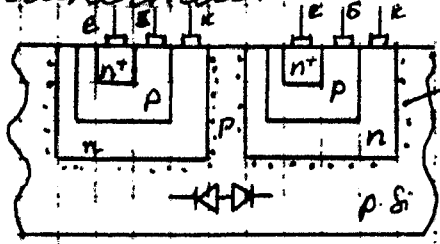
Дуже часто елементи напівпровідникових ІС виводяться з'єднаннями через підкладку, тому велика необхідність їх ізоляції для того щоб зв'язок між окремими елементами здійснювався лише через металеві контакти.

Усі види методи ізоляції можна поділити на два головні типи:

- ізоляцію безумовно з'явленим р-п переходом;
- ізоляцію діелектриком (наприклад SiO<sub>2</sub>);
- ізоляція за допомогою повторних промітків.

Збільшений шар р-п переходу особливо при великому зворотньому змиченні, яке дуге в більшій мірній опір (порушковий до діелектриків). Збільшення р-п переходу зводиться до здійснення двох набутих величезних доданків між існуючими елементами. Це для того, щоб обидва збільшених доданки знаходилися в об'єкті змичення на підкладці, надають максимальний від'ємний потенціал.

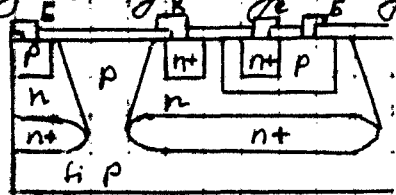
Збільшені р-п переходи добре реалізуються в технологічному звичайному створенні біполярних ІМС. Але її недоліками є наявність зворотних струмів в р-п переходах і наявність зворотних електричних



Збільшений шар

Не дивлячись на ряд переваг, діелектрична оболочка р-п через велику електричну технологію процесу.

Для створення збільшеного р-п переходу виступає часткова частота підкладки, що зменшує густину носіїв. Цей метод не вимагає потреби вводити додаткові технологічні операції.



Недоліки: 1. Необхідність виконання збільшеного діаметра напруги для створення зворотного змичення 2. Електрична електричних схем при ураженні електрики зворотню змичення р-п

Білет №3

#### 4. Запропонуйте і обґрунтуйте методи аналізу гомогенності приповерхневих шарів двохкомпонентних зразків методами електронної спектроскопії.

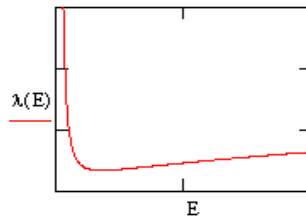
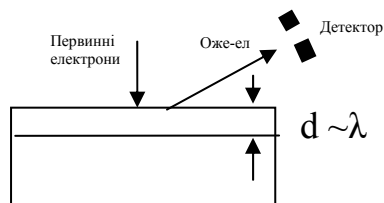
Гомогенність – це однорідність за складом (по профілю). Щоб усе було однаково «перемішано» по глибині. До методів ел. спектроскопії можна віднести такі методи:

- Оже-електронна спектроскопія;
- Іонізаційна;
- Фотоелектронна
  - Рентгенівська (РФС)
  - Ультра-Фіолетова (УФЕС)

Розглянемо детально кожен вид, окрім останнього методу (тому що він хоч і відноситься до ел.спектроскопії, але дуже віддалено).

##### 1. Оже-ел.С.

(\*можна розписати принцип оже-процесу; хто не знає – повторіть!!\*/)



Дана залежність показує залежність довжини вільного пробігу частинки у зразку в залежності від її енергії

$$\lambda(E) := A E^{-2} + B E^{\frac{1}{2}}$$

Мінімум на графіку відповідає значенням  $\lambda \sim 4-10 \text{ \AA}$ ,  $E \approx 100 \text{ меВ}$ .

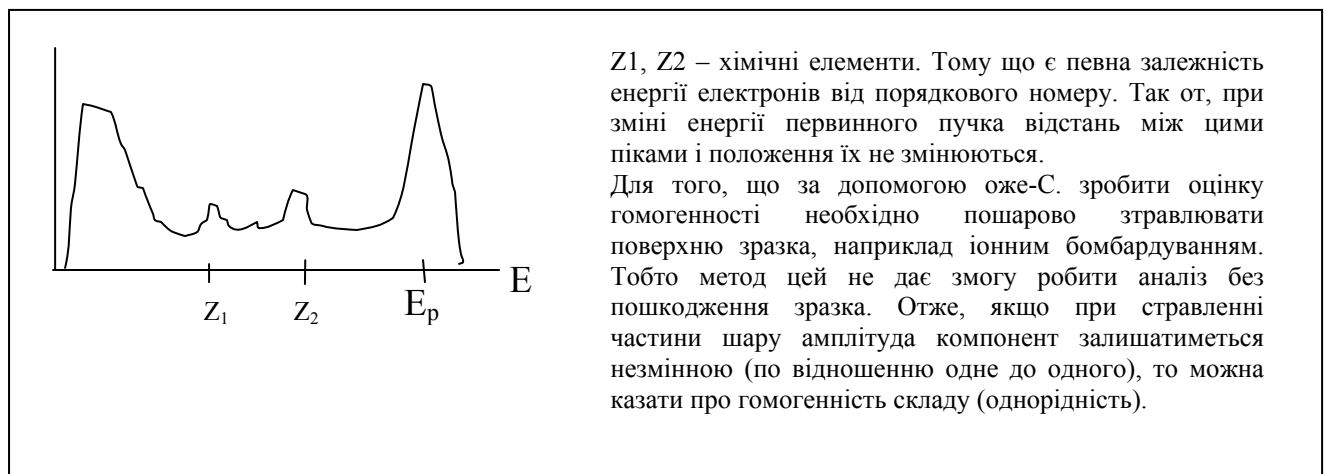
Основні механізми втрати енергії електрона:

- 1). Збудження фонових ( $\Delta E \approx 100 \text{ меВ}$ );
- 2). Між зонні, внутрішньозонні переходи ( $\Delta E = 3-20 \text{ еВ}$ );
- 3). Іонізація внутр. оболонок ( $20-113000 \text{ еВ}$ ).

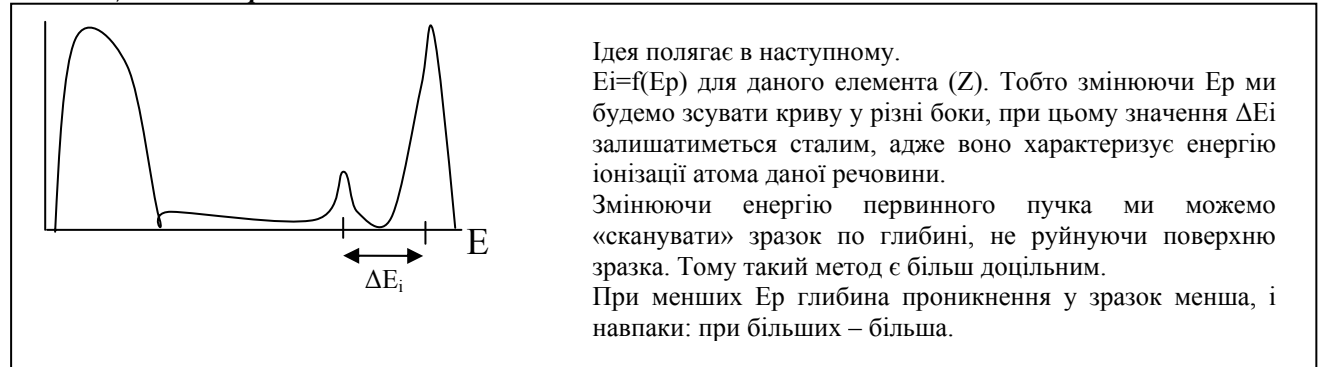
Т.ч., електрон з малими значеннями енергії не може збудити жоден з цих механізмів, тому прозодить великі відстані майже без втрат. Зі збільшенням енергії підключаються інші механізми.

/\*це все викладене вище буде використано для подальшого обґрунтування\*/.

Маємо для Оже-процесу такий розподіл кількості  $dN/dE$  електронів після взаємодії зі зразком:



##### 2. Іонізаційна спектроскопія.



## Білет 4.

### 1. Проаналізуйте умови генерації випромінювання напівпровідниковими лазерами. Як зміниться критична густина струму, якщо ширина робочого тіла інжекційного лазера зміниться вдвічі?

Лазери збуджуються струмом накачки  $I$ , що протікає крізь р-п перехід. Вони відносяться до порогових приладів. При малих струмах накачки ( $I$ ) рекомбінаційна люмінесценція утворюється спонтанними переходами збуджених в зону провідності електронів на вільні рівні валентної зони. При збільшенні струму накачки зростає кількість інжекттованих електронів та інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції  $L$  (рис.7.2 при  $0 < I < I_c$ ). Коли струм накачки стає більшим деякої критичної величини ( $I < I_c$ ), вимушені переходи призводять до сильного зростання інтенсивності випромінювання  $L$  (рис.7.2.А) і зменшення ширини його спектрального розподілу (рис.7.2.Б). За цих умов лазери генерують *когерентне світло* в межах спектральної смуги люмінесценції з довжиною  $\lambda \geq h\nu/Q$  ( $\lambda[\text{мкм}] = 1,2398 \cdot Q^{-1}$ ), де  $Q$  – ширина забороненої зони в eV.

Схема напівпровідникового гомолазера з оптичним резонатором Фабрі-Перо зображена на рис. 7.1. До його складу, як до складу кожного лазера, входять три елементи, а саме:

- *активне середовище (робоче тіло)* спроможне збуджуватись до стану інверсії населеності, необхідного для підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання частинок, що рекомбінують;
- *система накачки* для переведення активного середовища в стан інверсної населеності,
- *оптичний резонатор*, що забезпечує відбір резонансних мод, позитивний зворотний зв'язок та вивід світла із тіла лазера і перетворює підсилювач світла в генератор. Резонансні моди синфазно складаються між собою, утворюючи направлений когерентний світловий потік. Якщо активне середовище лазера збуджене до стану інверсної населеності, то такий світловий промінь підсилюється за рахунок вимушеного випромінювання. Коли підсилення компенсує втрати підсилювач перетворюється в генератор світла.

#### Умови генерації випромінювання:

Тепер розглянемо пороговий струм накачки ( $I_c$ ) лазера з резонатором Фабрі-Перо, дзеркала якого знаходяться на відстані  $L$  один від одного і мають однакові коефіцієнти відбивання світла  $R_1 = R_2 = R$ . Активний шар лазера розташований між дзеркалами резонатора майже вздовж нормалі до їх поверхні. Інкєкція носіїв здійснюється в напрямку перпендикулярному до площини р-п переходу (рис.7.5). Для генерації когерентного світла - *лазерного ефекту* необхідно, щоб його підсилення в активному шарі компенсувало всі можливі втрати, зв'язані з частковим пропусканням і поглинанням світла дзеркалами резонатора, розсіянням і поглинанням світла в тілі лазера.

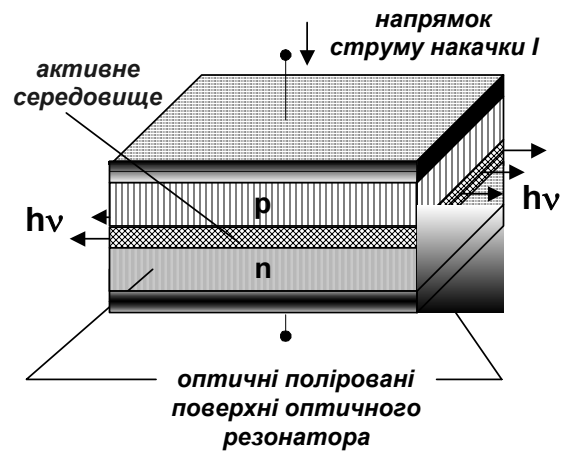


Рис. 7.1. Схема будови напівпровідникового лазера на гомопереході з оптичним резонатором Фабрі-Перо.

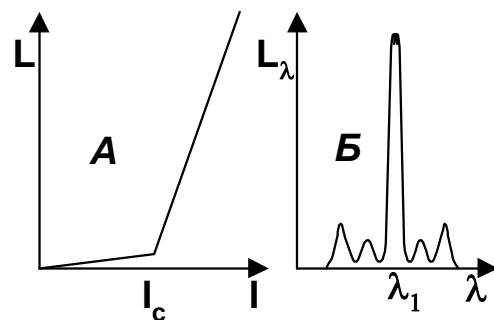


Рис.7.2. Залежність потужності 1) і спектрального розподілу 2) випромінювання інжекційного лазера на р-п гомопереході від густини струму накачки.

Нехай зсередини на одне із дзеркал падає світловий потік з потужністю  $L_0$ , де він відбивається і розповсюджується в зворотному напрямку (рис.7.6). На своєму шляху світло взаємодіє з речовиною і його інтенсивність змінюється. До другого дзеркала за один прохід дійде світло з інтенсивністю  $L \neq L_0$ . Враховуючи те, що світло в резонаторі розповсюджується, головним чином, вздовж нормалі до поверхні дзеркал, його інтенсивність може бути записана у вигляді

$$L = L_0 R \cdot \exp\{(\mu_{act} \xi - \mu)D\} \quad (7.1)$$

де  $\mu$  [ $см^{-1}$ ] - коефіцієнт оптичних втрат на шляху одиничної довжини,  $\mu_{act}$  [ $см^{-1}$ ] - коефіцієнт підсилення світла на одиниці довжини збудженого активного шару,  $\xi$  - коефіцієнт утримування (обмежування) світла. Він введений для того, щоб врахувати, що через дифракцію поперечний просторовий розподіл світлової хвилі (резонансної поперечної моди) - її поперечний розмір  $d_0$  в резонаторі більший за товщину активного шару  $d_a$  ( $d_0 > d_a$ ) (рис.7.5.b). Це означає, що лише частина фотонів лазерних мод залишиться в межах активного шару, що зменшує коефіцієнт підсилення в  $\xi$  разів. Саме ця частина фотонів  $\xi$  викличе вимушене випромінювання, яке підсилює світло. Тому добуток  $\mu_{act} \xi$  називається *коефіцієнтом підсилення моди резонатора*. Коефіцієнт утримування (обмеження) світла  $\xi$  залежить від  $d_a/d_0$ . При  $d_a/d_0 < 0,1$   $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ , де  $m < 2$ , при  $0,1 < d_a/d_0 < 1$   $\xi \sim d_a/d_0$ , а при  $d_a/d_0 > 1$  залежність насичується і  $\xi$  прямує до 1.

На порозі генерації ефективно підсилювання світла повинно перевищувати його втрати, тобто повинна виконуватись умова  $L \geq L_0$ , або з урахуванням формули (5.10)

$$\mu_{act} \xi \geq \mu + \mu_R \quad (7.2)$$

де  $\mu_R = (1/D) \cdot \ln(1/R)$  [ $см^{-1}$ ] - коефіцієнт втрат на випромінювання крізь дзеркала резонатора. Таким чином, на порозі генерації коефіцієнт підсилення світла активним шаром прямо пропорційний концентрації електронів (дірок)  $n_e$  в активному шарі

$$\mu_{act} = \sigma_e (n_e - n_{eg}) \quad (7.3)$$

$\sigma_e$  - ефективний переріз вимушеного випромінювання,  $n_{eg}$  - порогова концентрація носіїв, при якій гаситься міжзонне вимушене поглинання і починається підсилення світла. Ефективний переріз вимушеного випромінювання залежить від природи речовини через коефіцієнт Ейнштейна  $A$ , довжини хвилі  $\lambda$  і форми контуру спектральної лінії. Для гаусівської спектральної лінії з довжиною хвилі  $\lambda$  і напівшириною спектрального контуру  $\Delta\nu$

$$\sigma_e = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2 A}{8\pi} = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{cn}} \quad (7.4)$$

де  $\tau_{cn}$  - середній час життя носіїв в даному стані при спонтанних переходах ( $1/\tau_{cn} = A$ ),  $\lambda$  - довжина хвилі в активному середовищі з показником заломлення активного середовища лазера  $n_a$  ( $\lambda = c/vn_a$ ). Підстановка (7.2) і (7.3) в формулу (7.4) дає таку умову появи лазерного ефекту

$$\sigma_e (n_e - n_{eg}) \xi = \mu + \mu_R \quad (7.5)$$

де концентрація носіїв на порозі генерації  $n_{eg}$  визначається пороговим струмом накачки  $I_c$ .

$$n_e = \frac{I_c}{ed_a S \tau} = \frac{J_c}{ed_a \tau} \quad (7.6)$$

де  $J_c = I_c/S$  - порогова густина струму накачки,  $S$  - площа р-п переходу, крізь який відбувається інжекція носіїв,  $w$  - ширина смужки активного шару,  $\tau$  - час генерації носіїв. Комбінуючи (7.5) і (7.6) остаточно отримуємо такий вираз для порогової густини струму накачки

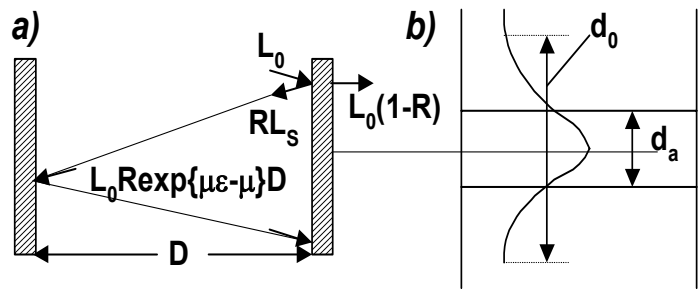


Рис.7.6. Схема одного проходу світлового променя а) і б) поперечний переріз лазера, на якому видно розбіжність розподілу оптичної моди і робочого тіла лазера.

$$J_c = \frac{ed_a\tau}{\sigma_e\xi}(\mu + \mu_R + \xi\mu_{in}) \quad (7.7)$$

де  $\mu_{in} = \sigma_e n_{eg}$ .

Порогова густина струму накачки є важливою величиною, яка характеризує втрати в лазері. Із формули (7.7) видно, що вона залежить від товщини активного шару  $d_a$ . Ця залежність має мінімум, тому що при  $d_a/d_0 > 1$  коефіцієнт  $\xi$  прямує до 1 і не залежить від  $d_a$ , а при  $d_a/d_0 < 0,1$  коефіцієнт утримування починає зменшуватись при зменшенні  $d_a$  за формулою  $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ . Тому при малих товщинах активного шару порогова густина струму зростає, а при великих - зменшується при зменшенні  $d_a$  (рис.7.7).

## 2. Обґрунтуйте переваги використання кремнію при виготовленні інтегральних мікросхем.

Активні підкладки служать напівпровідниковим матеріалом для формування ІМС у їх приповерхневих шарах. Здебільшого активні підкладки виготовляють із кремнію. Він має такі *позитивні якості*:

1. велику ширину забороненої зони ( $\sim 1,1$  eV), що забезпечує малі зворотні струми в р-п переходах, малі паразитні зв'язки, значний інтервал робочих температур  $-70..120$  С;
2. досить велику теплопровідність, що дозволяє розсіювати значну потужність на рівні до  $1,45$  Вт .град $^{-1}$  .см $^{-2}$ , котра виділяється під час роботи схеми;
3. унікальні хімічні та діелектричні властивості насиченого оксиду кремнію ( $SiO_2$ ), що дозволяє використовувати його як маску при металізації та формуванні елементів ІМС за допомогою термодифузії і як ізолятор у МДН-структурах тощо.

## 3. Проаналізуйте, в яких випадках доцільно використання методів ізоляції елементів ІМС за допомогою шарів діелектриків або повітряних проміжків.

### Ізоляція за допомогою діелектриків відмінних від $SiO_2$

Замість  $SiO_2$  для ізоляції можна використовувати й інші діелектрики, наприклад, ситал. Щоб у системі не виникало додаткових напружень й ці діелектрики не тріскались й не відшкрябувались, вони повинні мати близькі за величиною температурні коефіцієнти лінійного розширення до відповідних коефіцієнтів  $Si$ . Ситал відповідає таким вимогам й має значний коефіцієнт теплопровідності, що полегшує охолодження ІМС. На рис.12.33 зображено переріз  $n^+p-n$  і МОН транзисторів ІМС ізольованих ситалом.

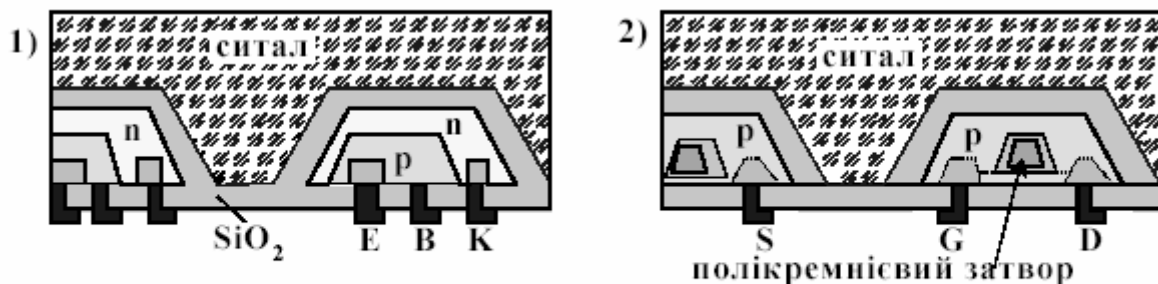


Рис.12.33. Ізоляцією ІМС за допомогою ситалу: 1) із  $n^+p-n$  транзисторами і 2) із МОН транзисторами.

### Ізоляція повітряними проміжками

Іноді для ізоляції використовують повітряні проміжки між окремими елементами ІМС. Приклад такої ізоляції зображений на рис.12.34. Вона виготовляється так. Спочатку виготовляють ІМС на  $Si$  підкладці і захищають за допомогою  $SiO_2$ . Потім їх припаюють до скляної або ситалової пластинки. Після цього за допомогою фотолітографії створюють вікна на тильному боці в руйнівній масці і крізь ці вікна витравлюють необхідний профіль мезоструктури з повітряними проміжками, показаний на рис.12.34.



Найчастіше метод повітряної ізоляції застосовують при виготовленні ІМС на основі  $Si$  на ситалі або на сапфірі. Спочатку на сапфіровій підкладинці формують ізольовані за допомогою  $SiO_2$  островці  $Si$ . Для їх формування застосовують методи епітаксiального вирощування монокристальних плівок. Потім на цих островцях  $Si$  виготовляють окремі ІМС груповим методом і здійснюють їх з'єднання. Проте найбільш перспективними з точки зору збільшення густини монтажу є комбіновані методи ізоляції елементів ІМС.

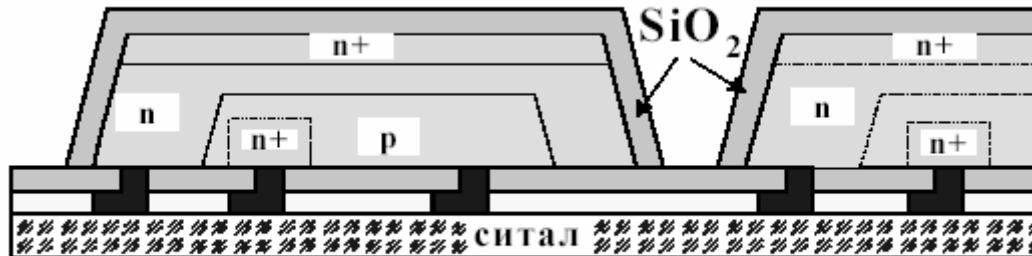


Рис.12.34. Мезоструктура з ізоляцією повітряними проміжками.

4. Запропонуйте та обґрунтуйте можливість створення довільного профілю активних домішок за допомогою методу іонної імплантації.

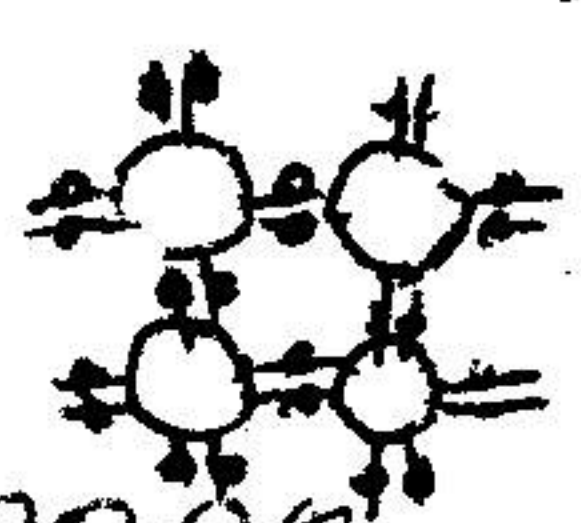


здати розв'язувати ще більш складні задачі. Це зумовлено інтенсивною попитом на нові технології в області напруги - напруги-формати, в якому використовуються нові діодні частоти одноелектронні процесори. Нові розміри ефекти розробляються інженерами та інженерами. Використовуються всі створені об'єкти напруги-розмірів і збільшують ефективність інтеграції.

## 2. Обструкції переваги використання крайні при виготовленні ІМС

Здійснюється процес (Si) використовуються для виготовлення активних підструктур ІМС, які складають напівпровідникові матеріали для формування ІМС в 3D-структурі. Це приносить велику користь.

- Велику кількість збірочних елементів (~1e6), що дозволяє працювати в широкій температурній області 70-120°C, забезпечує швидкістю роботи в р-н переходах, малий паразитний зв'язок.
- Велику теплопровідність, розсіює значну потужність, виготовляється над час роботи елемента.
- Дуже добре світловості діодів (SiD) що дозволяє використовувати їх як індикатори у МАН структурах або як маску при формуванні елемента ІМС за допомогою фотолітографії.
- Si є добрим полупровідником у кристалі Si є елементом 4 групи періодичної системи і, отже, має чотири валентні електрони.



Активн. ел.  $\rightarrow$  Додатково розробляється у крайній частині. Велика кількість діодів проводимості викликає більшу ефективність в-теп.



Білет №4.

**4. Запропонуйте та обґрунтуйте можливість створення довільного профілю активних домішок за допомогою методу іонної імплантації.**

Головним елементом для реалізації методу є іонізатор.

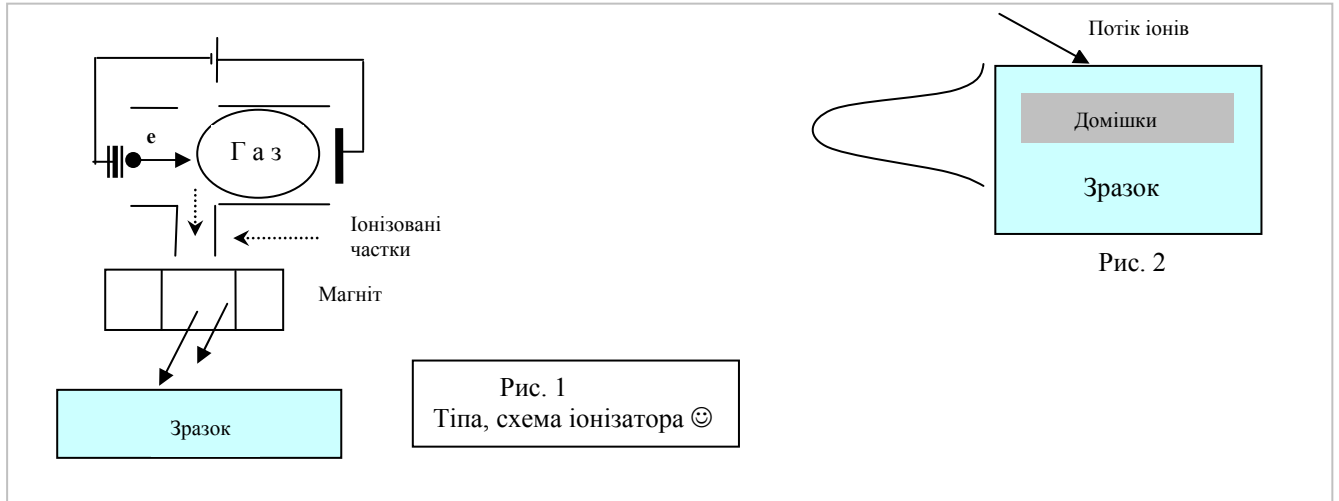
Суть методу полягає в тому, що ми маємо потік іонів потрібної нам речовини певної енергії.

Ця енергія становить 10кеВ–1Мев. У залежності від енергії пучка іонів буде різна глибина проникнення домішок у зразок.  $Z=f(E_p)$ .

Для іонізації речовини через газ цієї речовини (якщо наш матеріал твердий, то його треба прогріти (випарувати).) можна пропустити пучок розігнаних електронів. На своєму шляху при зіткненні електрони іонізуватимуть атоми газу. Далі іонізовані частинки необхідно зібрати і вивести з іонізатора. Для створення довільного профілю необхідно відхилити іонізовані частинки на довільні, необхідні нам кути. Для відхилення пучка іонів використовують магнітне поле (знайома нам сила Лоренца  $F=q[v \times B]$ , наскільки я пам'ятаю ☺).

Схема нашої хренотені має приблизно такий вигляд (рис. 1).

Загалом же розподіл часток по глибині має якийсь такий характер (див рис 2.) Тому що частинки мають деякий допуск ( $\pm \Delta E_p$ ). Вони можуть як і раніше застрягти, так і далі пролетіти.



Далі трохи теорії з комп.експерименту (І.П.Ковалю).

Траєкторія є випадковою.  $dE/dx$  – втрати енергії на шляху. Чим більші втрати, тим менша глибина проникнення.

Щоб підрахувати довжину траєкторії використовують вираз  $\int_{E_0}^0 dE / (dE / dx)$ .

$R \approx (0.07 \text{ nm}) * (\{M_1 + M_2\} / M_2) * [(z_1^{2/3} + z_2^{2/3}) / (z_1 * z_2)] * E_p$ . Тут  $Z_1, M_1$  – те, що відноситься до іону,  $Z_2, M_2$  – підкладинка.

/\*дальше в конспекті, як і у всіх нормальних людей, пішов повний бредняк! Так що, excuse me, it's not my fault ☹\*/

Балет №5

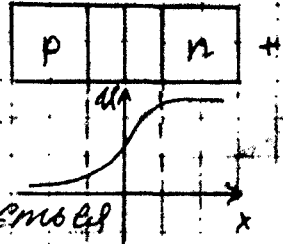
8

1. Обґрунтуйте зривові утворення р-п переходів та бар'єр Шоттки. Позитивні риси діодів з бар'єром Шоттки.

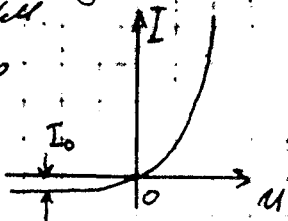
Робота провальної кількості  $n\tau/n\tau$  прикладів зумовлюється на роботі явищем, яке виникає при контакті двох металургічних напівпровідників з різними типами провідності. Такі контакт р-і п-напівпровідників називають р-п переходами.

При контакті напівпровідників р-і п-типу виникає дифузійний бар'єр в області з меншою провідністю, а концентрація зарядів деякого знаку мала. Невдовзі дифузійно виникає оскільки п-провідник заряджається позитивно, а р-негативно. Між р-і п-напівпровідниками в області переходу виникає потенціальний бар'єр чи різниця потенціалів отворює на перехід електричне поле яке відхиляє носії зарядів з перехідної шари в п, а в р-область. Внаслідок цього перехідний шар збіднюється і набуває властивостей діелектрика.

Якщо до переходу прикладена зовнішня ЕРС, потенціала за напругою до контактної різниці потенціалів, висота потенціального бар'єру знижується і через перехід тече струм.



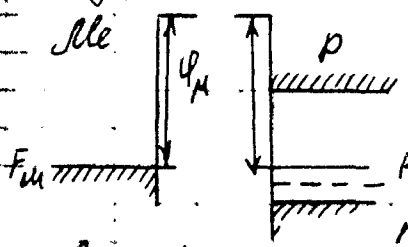
На основі р-п переходів будуються більшість випрямляючих діодів. Разом з тим, всі більше



зостає інтегес до діодів у яких використовується контакт металу з напівпровідником.

Структура і властивості контактів метал- $n/p$  займають в першу чергу від важливого поміщення рівней Фермі в металу і напівовіднику.

Практично створити якісний контакт між  $M_e$  і  $n/p$  шматком їх стикання неможливо. В наш час такі контакти створюються напиленням металу на напівпровідник у вакуумі



Три  $F_m > F_p$  - це означає що заповненість зони провідності  $n/p$  шматка кітє металу. Тому частиня електронів переїде з  $M_e$  в  $p-n/p$ .

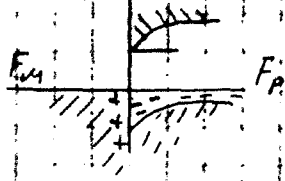
В результаті зменшується кількість основних носіїв - дірок. Завищується електричне поле, яке перешкоджає подальшому прибою  $e$ . В приконтактній шарі  $n/p$  виникає збільшений шар, який властивей збільшенній питомий опір.

Потенціальний бар'єр в приконтактному шарі називають бар'єром Шоттки. Якщо до металу прикласти  $+$  а до  $n/p$  - то потенціальний бар'єр зростає, білясть ще більше обіднюється.

Діод, що використовує бар'єри Шоттки називають діодами Шоттки. Найважливішою особливістю діодів Шоттки порівняно з  $p-n$  переходом є відсутність інжекції ~~переходних~~ носіїв вони працюють на основних носіях. З цього випливає, що у ДШ відсутня дифузійна емісія.

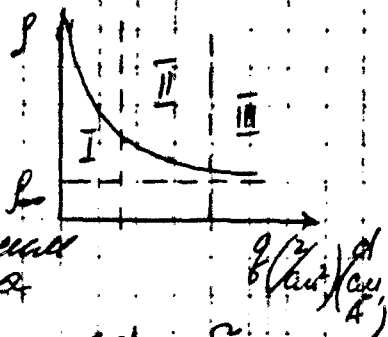
Основні відмінності переходів Шоттки порівняно з  $p-n$  переходами:

1. Відсутність підземних нескованих носіїв відсутня для звичайної електричності. Тому зберігається заряд (9) і не виникає електричного струму.
2. В АХ Штатти для правильного струму поєднання практично немає проходження таких процесів вивільнення електричності у р-к переходів. Легше здійснити теплову і пружинну з'єднання з великими електричними струмами.
3. Але технологія виготовлення дорозь Штатти складніша і вона дорожча.



2. Проаналізуйте причини появи зайнятості електропроводимості металевих півпровідників від їх товщини

Зайнятості питомого опору від товщини шару металу має вигляд  $\lambda_0$  - питомий опір масивної зразка  $d = \frac{D}{\rho}$ , де  $D$  - ширина



- I  $\rho_{surf} > \rho_0$  - поверхня нерівномірна і шорстка
- II  $\rho_{surf} > \rho_0$  - оскільки поверхня є кривовидною дефектом, який дуже впливає на розмірні ефекти
- III  $\rho_{surf} > \rho_0$  - ефекти зайнятості  $\rho = f(d)$  добре помітні при  $d \sim \lambda_0$ , де  $\lambda_0$  довжина вільного пробігу носія в зразку. Значить, що спостерігаються при зростанні  $d \sim \lambda_0$  носіїв мають розмірні ефекти. В півках мають місце такі розмірні ефекти.

- 1) Статистичні (ефекти в позитивних електричних полях:  $\rho = f(d)$ , магнітних полях (гамаквантні))
- 2) ефекти в змінних електричних полях
- 3)  $d \sim \lambda_0$  - квантові розмірні ефекти.

Оскільки  $f \sim \frac{1}{E} \Rightarrow \rho_{\infty} = \frac{1}{E} = \frac{e^2 n \lambda_0}{m v_F}$  - для  $d \gg \lambda_0$  тобто масив

Коли  $v_d \neq v_s$  то  $\sigma_d = \frac{e^2 n}{\sigma} \frac{v_d}{v_s} \quad v_d = f(d)$   
 Наближений вираз для  $\sigma_d$  матиме вигляд:  

$$v_d = \frac{d}{2} \left( \frac{3}{2} + \ln \frac{v_s}{d} \right)$$

$\sigma_d = \frac{1}{\rho_d} = \frac{e^2 n}{m} \frac{d}{2} \left( \frac{3}{2} + \ln \frac{v_s}{d} \right)$ . Але ці формули оскільки не враховують дзеркальне відбиття електронів від границь. Зі збільшенням  $d$  електропровідність збільшується

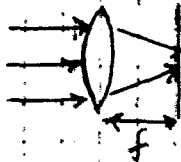
3. Проаналізуйте основні тенденції розвитку функціональної електроніки. Сучасна мікроелектроніка виконує нові завдання інтегральні мікросхеми які наближаються до функціонального етапу інтеграції, коли функціональні етапи розділи ефекти.

В функціональній електроніці носієм інформації виступає багатомірний сигнал, переважно якого подорожує неоднорідності середовища, що викликають під дією крутого сигналу. В РЕ повинні втручатися особливості окремого елемента, ї має місце інтеграція функцій, котрі повинна виконувати інтегральна схема функціональні електроніки. Функціональні приклади РЕ можуть бути: ліній генератор, танка, генератор на ефекті Рісера.

Функціональна інтеграція має такі позитивні риси.  
 • можливість виконувати не лише передачу а й перетворення сигналів інформації що збільшує продуктивність елементів борони інформації

Прото на поверху вѣ микроинстру-  
менту се освѣтлюе светъ группой  
для выемки вѣтвеной кривоты  
функции  $f$  тоду вычислительна  
зрѣливого для анализа вѣтвеной  
кривоты.

Рисункомъ показана структура вычислитель-  
наго устройства изъ разнородныхъ частей  
функции  $f$  вѣтвеной кривоты вычислитель-  
наго устройства, которыя вычислительнаго  
функции  $f$  вычислительнаго устройства  
функции  $f$  вычислительнаго устройства  
функции  $f$  вычислительнаго устройства.



$f(\omega)$  при преобразовании  $f$  в  $\omega$ ,  
все вычислительнаго устройства.



Примованими прикладів РЕ є ПЗЗ акретивні лінії затримки, модулятори світлових променів.

Примови РЕ використовують наступні фізичні явища:

- взаємодія електромагнітних хвиль і електронів з речовиною,
- взаємодія ерм-хвиль з макіотниме координативним
- взаємодія координативних і некоординативних ерм-хвиль з макіотниме координативним середовищем
- взаємодія світла з молекулами ерм-лінійного типу
- електричні зв'язки з електричними урядом основних ісів ерм-лінійного типу.

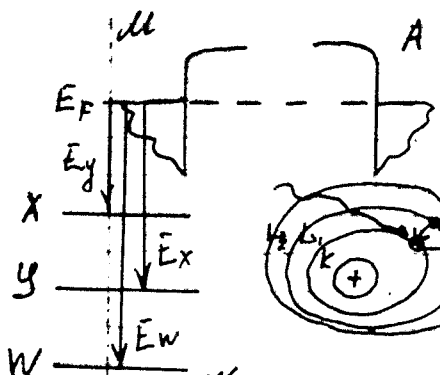
- дисконтинентальності кінькості атомектронного зедіань сучо здуьаще надійність приладу в сче
- Використання зупового матоду вимовлення спектра що зодіань гурьвіи с внашотной штар роні зведівній штаректроніки
- можливість використання нових іудіань-нашних мотодів сучо електронних спектра
- використання штаректроніки штаректроніки та ЗРІ що сче матоду вимовлення

10

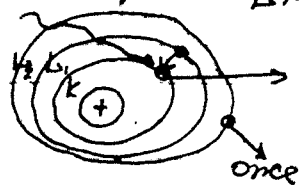
#### 4. Запропонуйте алгоритм обробки експериментальних даних на прикладі електронної спектроскопії.

При взаємодії електронного пучка з поверхнею зразка виділяють різні типи сигналів що відносяться вимовленням електронним (сучо зведівній електронним зони провідності), відбитим електронним, отже - електронним, характеристичним і гальмівним рентгенівським випромінюванням, аотонами з різним енергіями ці сигнали можуть бути використані для дослідження об'єкта характеристичних

Тодіаненько приклад електронної отже спектроскопії, в основі якої лежать такі процеси, як гоніауше внутрішніх атомних рівней первинним електронним пучком безвипромінювання. Отже - перехід з вихід отже - електрона у вакуум де він реєструється за допомогою електронного спектрометра. Найбільш гітко отже - піки виділяються на кривій енергетичного розподілу  $M(E)$  після електронного диференціювання же ліквідує великий доок випромінювання розсієнимий наоад первинним е і кепутнього розсієнимий отже - електронним.



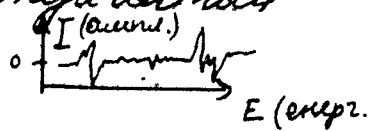
Найбільш вираженнями є  
отсе - переходи між сусідніми  
орбітальними, тобто сусідні КЛ,  
ЛММ тощо.



Форма ший: найбільш  
ймовірна енергія суттєво  
залежить від кінетичного  
отосення.

Кінетична енергія отсе-електронів зале-  
жить від атомного номера атомару. При  
зміні електронної густини спостерігається  
зміна форми отсе-пків.

Розширюється спектр  
 $E_{wxy}(z) \neq f(E_F)$ ,  $E_{wxy}(z) \approx f(z)$ .



Білет №6

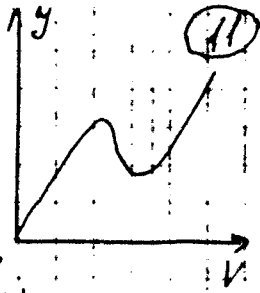
1. Обґрунтуйте можливість застосування  
тунельованні для подоби активних еlemen-  
тів ІМС.

У тунельних р-п переходах із швидко  
зростаючим р та n обидвома створюється  
дуже вузький р-п перехід, у якому навіть  
при помірних напругах виникають  
сильнішні зливи для шоттського тунельо-  
ванні, за допомогою якого можна отрим-  
вати стабільну вольт-амперну характе-  
ристику тунельного діода з р-п перехо-  
дом.

Нездатність стабільної ВАХ свідчить  
про появу великого диференціального  
опору, що дозволяє використовувати цей  
ефект для компенсації активних витрат  
в електронних коливальних колах а  
також для створення активних елементів:  
підсилювачів, генераторів.

Таким чином тунельованні широко  
використовується в ІМС (див.) оскільки

1. такі прилади дуже легко створювати урівноважені методами, вони є технічно легко реалізуєми і з'являються елементами ІІІ
2. з характеристик цих приладів виходить дійсно, що дійсний ефект виходить із двох факторів ІІІ прикладів:  $\frac{1}{2} \mu_f \sim \frac{E - E_1}{h}$  (300 ГГц)



3. Існує можливість розміру одноелектронних еволу

2. Проаналізуйте необхідні умови для експериментального спостереження класичного розмірного ефекту. Чому він майже не спостерігається в напівпровідниках?

Якщо один із розмірів зразка  $a \approx l_s$ , то ефектвна довжина вільного електрона починає змінюватися від розміру зразка

$$\frac{1}{l_{ef}} = \frac{1}{l_s} + \frac{1}{a} \quad (s - \text{поверхнева, } v - \text{об'ємна}).$$

За умови  $l_s < a < l_s$  спостерігається класичний розмірний ефект.

Возьмемо однорідний одноелектронний нитку у вигляді тонкої півки товщиною  $a$ , на границях якої носії струму розносяться дюрівією  $(R \pm 1)$ . При  $l_s > a$  ефектний час релаксації:

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_a} \approx \frac{1}{\tau_s} \left(1 + \frac{l_s}{a}\right), \quad a$$

якою  $\tau_{ef}$  можна визначити  $\mu_{ef}(a)$  та  $\sigma(a)$

$$\mu_{ef} = \frac{e}{m} \tau_{ef} = \mu_0 \left(1 + \frac{l_s}{a}\right)^{-1}, \quad \text{де } \mu_0 = \frac{e \tau_s}{m} - \text{рухливість}$$

в об'ємі зразка. Класичний розмірний ефект має місце коли фактор здержаності  $R \pm 1$ ,  $l_s < a$  та  $l_s > l_D$ . Нерівність  $l_s > l_D$  об'єднує різновиди напівпровідників, в яких може

мати місце класичний розмірний ефект.  
При умові  $v/\lambda_D > 1$  з урахуванням  $v = \mu m v_e$ ,  
 $\lambda_D = h/mv$  маємо

$$1 < \frac{v}{\lambda_D} = \frac{e h \mu m^2 v_e^2}{c h} \approx \frac{e h \mu m^2 3 \text{ кВТ}}{c h} \text{ або}$$

$\mu m_{e,300} > 100 \frac{\text{то}}{\text{м}} [\text{см}^2 \cdot 13^{-2} \cdot \text{с}^{-2}]$ , де  $m_0$  - вакуумна

маса електрона. Існування приповерхневого  
висуну зон укладяє спостереження кнРЕ в нн/нф.

3. Обґрунтуйте необхідність використання  
оптичного каналу зв'язку в сучасній  
обчислювальній техніці.

Усі елементи ІМС взаємодіють ділять собою  
через такі процеси як їх розрив, розрив  
інтелектуальних зв'язків, передачі зв'язку,  
взаємодія елементів вивикає генер існуван-  
ня гальванічних електрик і індуктивних  
зв'язків. Ці зв'язки можна зменшувати за  
допомогою ізоляції окремих елементів, обра-  
ючи оптимальні відстані між елементами  
та зведенням оптичного каналу зв'язку,  
котрий розриває гальванічні зв'язки та змен-  
шує електрик та індуктивні зв'язки.

Оптоелектронні системи використовують  
процеси взаємодії світла з речовиною для  
приймання, напичення, обробки та передачі  
сигналів в оптичному діапазоні довжин хвиль.

Найбільш оптимальні ланки забезпечує  
такі позитивні якості систем обробки інфор-  
мації з оптичним каналом:

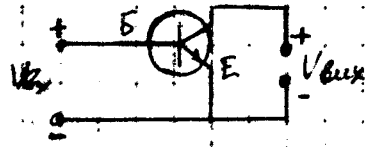
- розрив гальванічних зв'язків елементів схеми;
- односторонність сигналів від входу до виходу;
- можливість обробки довільних і три-  
видічних сигналів (замість від координат)
- велика роздільна здатність та інформа-

- велика ємність, яка пропорційна  $\sim \frac{1}{\lambda^2}$ , де  $\lambda$  - довжина хвилі
- паразитну і пошкодую обробку м-шт
- можливість використання при обробці сигналів з великою амплітудою, частотою і формою м-шт і пошкодую хвилі
- висока пропусковідомість оптичних мікз'єднань
- застосування інтерференції та дифракції
- Технологічна інтеграція оптоелектронних систем

(12)

4. Як зміниться відношення струму колектора до струму бази в n-p-n транзисторі з спільною базою і шириною бази  $w_b$  збільшиться

Схема включення n-p-n транзистора з спільною базою має вигляд:



Пот  $I_B = I_e - I_k$   
 $\beta = I_k / I_B = I_k / (I_e - I_k) = \frac{\alpha}{1 - \alpha} > 1$   
 коефіцієнт передачі струму бази

Формуємо  $\alpha$  - коефіцієнт підсилення, або повний коефіцієнт передачі, який

$\alpha = \gamma \cdot \beta \cdot \alpha^*$ , де  $\gamma$  - коефіцієнт інжекції або ефективність емітера, який визначає яка частина струму носіїв, що інжектують у базу, бере участь у емітерному струмі.

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_p w_b}{\sigma_n L_n}} \approx 1 - \frac{\sigma_p w_b}{\sigma_n L_p}$$

де  $\sigma_p, \sigma_n$  - електропровідність емітерної частини ( $\sigma_n$ ) і бази ( $\sigma_p$ );  $w_b$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дрок.

$\beta$  - визначає яка частина інжектованих у базу носіїв досягає колекторного переходу

$\beta = (I_{nE} - I_{r2}) / I_{nE}$ , де  $I_{nE}$  - струм нескованих носіїв у базі,  $I_{r2}$  - струм рекомбінації.

(13)

$$\beta = 1 - \frac{W_0^2}{2L_n^2} - \frac{W_0^2}{2L_n^2} \frac{\Sigma \tilde{\epsilon}_n}{d} \frac{\Sigma}{S E}, \text{ де}$$

$L_n$  - довжина дрейору електронів;  
 $S$  - швидкість поверхневої рекомбінації;  
 $\Sigma / S_e$  - відношення площ на якій відбувається поверхнева рекомбінація та емітерного переходу.  
 $d^*$  - ефективність колектора замінить від внеску електронно-діркових пар у формування струму колектора.  
 $d^* \neq f(W_0)$ .

Тоді вином  $d_2 = \gamma_2 \beta_2 d^*$   $W_2$   
 $d_2 = \gamma_2 \beta_2 d^*$   $W_2 = 2W_1$

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_2} \approx \frac{1 - \frac{\sigma_p W_0^2}{\sigma_n L_p}}{1 - \frac{\sigma_p W_0^2}{\sigma_n L_p}} \approx \frac{\sigma_n L_p - \sigma_p W_0^2}{\sigma_n L_p - \sigma_p W_0^2} \quad \gamma_2 < \gamma_1$$

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{1 - \frac{W_0^2}{2L_n^2} - \frac{W_0^2}{2L_n^2} A}{1 - \frac{W_0^2}{2L_n^2} - \frac{W_0^2}{2L_n^2} A} = \frac{2L_n^2 - W_0^2(1+A)}{2L_n^2 - W_0^2(1+A)} \quad \beta_2 < \beta_1$$

$\Rightarrow d_2 < d_1$ , отже  $\beta_2 \frac{d_2}{1-d_2} < \beta_1$ .

Задача 12.7  $\frac{I_C}{I_E} = \frac{dN}{1-dN}$ ;  $dN \approx \gamma \beta d^* \approx A$   
 $\approx 1 - AW$

$dN_1 = 1 - AW_1$

$dN_2 = 1 - A2W_2$

$$\frac{I_{C1}/I_{E1}}{I_{C2}/I_{E2}} = \frac{dN_1(1-dN_2)}{dN_2(1-dN_1)} =$$

При  $dN_1 = 0,9$ ;  
 $dN_2 = 0,8$ ;  $\beta = 2,25$   
 $dN_2 = 0,8$ ;

### 7.1 Проаналізуйте умови, що необхідно виконати для створення ефективних біполярних транзисторів

Біполярні транзистори<sup>1</sup> складаються із двох включених назустріч один одному взаємодіючих n-p переходів. Їх взаємодія забезпечується тим, що вони розташовані на відстані один від одного меншій за дифузійну довжину носіїв струму ( $w_b < L_{Dn,p}$ ). За цих обставин неосновні носії струму мають змогу інжектувати в базу, проходити крізь її товщу протяжністю  $w_b$  і надходити до емітерної частини транзистора. Принцип дії біполярних транзисторів заснований на управлінні потоком неосновних носіїв заряду, котрі рухаються крізь базу. При цьому використовуються такі явища:

- інжекція неосновних носіїв крізь емітерний перехід у середню базову область транзистора,
- перенесення неосновних носіїв крізь базу внаслідок їх дифузії та дрейфу,
- витягування (екстракція) носіїв із бази в колектор електричним полем колекторного переходу.

Розглянемо *параметри* біполярних транзисторів. Вони умовно розділяються на *зовнішні*, до яких відносяться основний коефіцієнт передачі емітерного струму або коефіцієнт підсилення струму  $\alpha$ , і *три внутрішні*, а саме: *ефективність емітера*  $\gamma$ , *коефіцієнт переносу*  $\beta$  і *ефективність колектора*  $\alpha^*$ .

$$\alpha \equiv \left| \frac{\partial I_C}{\partial I_E} \right|_{V_C} \quad (12.10)$$

За допомогою формули  $I_C = \alpha_N I_E + I_{C0}$ , можна показати, що в моделі Еберса-Молла *коефіцієнт підсилення*  $\alpha$  збігається з коефіцієнтом передачі струму з емітерного переходу в колекторний у нормальному режимі роботи

#### *Коефіцієнт інжекції або ефективність емітера $\gamma$*

В формулі використані такі позначення:  $w_b$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дірок

Аналізуючи вираз для коефіцієнта інжекції  $\gamma$ , можна стверджувати, що для збільшення  $\gamma$  потрібно:

- *забезпечити* більшу електропровідність емітерної частини  $\sigma_n$  по відношенню до електропровідності бази  $\sigma_p$  ( $\sigma_n > \sigma_p$ ), тому емітерна частина транзистора сильно легується і на практиці здебільшого використовують  $n^+$ -p-n транзистор, тим більше, що донорна домішка - фосфор значно краще розчиняється в кремнії, що полегшує виготовлення  $n^+$  емітера;
- *зменшувати ширину бази*, щоб виконувалась необхідна умова  $w_b/L_p \ll 1$ ;
- *зменшувати час прольоту неосновних носіїв у базі*, який обернено пропорційний їх рухливості; оскільки  $\mu_n > \mu_p$ , то  $t_n = w_b/\mu_n E < t_p = w_b/\mu_p E$ , і тому базу бажано робити із кремнію p-типу;

За цих обставин на практиці при виготовленні транзисторів перевагу віддають  $n^+$ -p-n транзисторам, у яких  $\gamma$  має значення близьке до одиниці.

#### *Коефіцієнт переносу носіїв струму крізь базу*

(12.22a)

Для того, щоб реальний транзистор наближався до ідеального, потрібно, щоб коефіцієнт передачі струму  $\beta$  наближався до 1. Для цього з аналізу виразу (12.22a) потрібно:

- використовувати *великі рухливості носіїв у базі*, тому, зокрема, у кремнієвих транзисторах вигідно використовувати базу p-типу, в якій  $\mu_n > \mu_p$  ( $D_n > D_p$  і  $L_n > L_p$ ) і коефіцієнт переносу електронів крізь базу  $\beta_n > \beta_p$ ;
- *зменшувати швидкість поверхневої рекомбінації*  $s$ ;



- *вибирати оптимальні геометричні розміри транзистора*, при яких відношення площі поверхні, на якій відбувається поверхнева рекомбінація, до площі емітера були меншими за одиницю ( $\Sigma/S_e < 1$ );
- зменшувати ширину бази. Насамперед вона повинна бути меншою за дифузійну довжину неосновних носіїв у базі ( $w_B < L_{Dn}$ ) та більшою ширини збіднених областей емітерного ( $\lambda_E$ ) та колекторного ( $\lambda_C$ ) переходів ( $w_B > \lambda_E + \lambda_C$ ), тому що поле просторових зарядів збіднених областей впливає на просторовий розподіл потенціалу в області бази і замість  $w_B$  потрібно використовувати ефективну ширину бази  $w_{Bef}$

***Ефективність колектора  $\alpha^*$***

## 7.2

**Акустоелектроніка** є розділом електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електронами провідності в конденсованих середовищах. Ця взаємодія використовується в роботі акустоелектронних пристроїв. Загальна схема роботи акустоелектронних пристроїв подібна до схем інших пристроїв функціональної електроніки. Спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал надходить в звукопровід є середовищем, в якому акустичні хвилі розповсюджуються та взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Ця взаємодія перетворює вихідний акустичний сигнал у вихідний. На останньому етапі вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить у електричний пристрій для подальшої обробки. Тому до складу акустоелектронних пристроїв входять: генератори акустичних хвиль, генератори керуючих сигналів, акустичне середовище (звукопровід), та система для зворотного перетворення акустичних коливань після їх взаємодії з динамічними неоднорідностями в електричний сигнал. Для генерації акустичних хвиль, створення динамічних неоднорідностей в звуководі та зворотного перетворення акустичних хвиль в електричний сигнал використовується такі фізичні процеси: прямий та зворотний п'єзоелектричні ефекти, електрострикцію, електроакустичні ефекти - взаємодію акустичних хвиль з електронами провідності (електрон - фононну взаємодію), деформаційний потенціал - зміну енергії електронів з зони провідності або дірок у валентній зоні при деформації, магніострикцію тощо. При цьому використовують як лінійну, так і нелінійну взаємодію. На основі цих явищ створено велика кількість різноманітних акустоелектронних приладів: резонаторів, фільтрів, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзерів, функціональних елементів, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери, лінії затримки, модулятори, кодери, корелятори, ковайлери тощо, котрі працюють в області частот  $10^5 - 10^9$  Гц.

Застосування акустоелектронних пристроїв дозволило значно зменшити габарити та масу пристроїв, призначених для обробки інформації.

Наприклад, всі п'єзоелектричні генератори дозволяють здійснювати внутрішню модуляцію акустичних коливань за допомогою електричного сигналу в колі їх збудження. Крім того вони являють собою єдину жорстку конструкцію перетворювача і звуководу з природнім контактом між ними. Ця особливість зменшує втрати і полегшує технологію їх виготовлення. Вони використовуються для збудження акустичних хвиль в різноманітних лініях затримки, інших функціональних пристроях та системах обробки інформації.

Дисперсія ліній затримки залежить від взаємодії акустичних хвиль з їх матеріалом звукопроводу та його границями. Змінюючи інтенсивність поглинання або створюючи відповідний дифракційний просторовий розподіл акустичної хвилі, можна змінювати дисперсію лінії. Ця властивість використовується в дисперсійних лініях затримки. Прикладом дисперсійної лінії затримки є смужкова лінія, товщина якої менша половини довжини акустичної хвилі. Для збільшення поглинання на одну із її бокових поверхонь наноситься тонкий шар металу, наприклад, алюмінію. Замість металевого шару можна використати акустичну дифракційну ґратку. Дисперсійні лінії пропускають окремі частотні складові вхідного сигналу з різними швидкостями. Це успішно використовується в системах обробки сигналів, коли потрібно змінювати їх форму, наприклад, стискувати або розтягувати.

### 7.3 Обґрунтуйте чому тепловий баланс ІМС обмежує мінімальний розмір її окремих елементів.

Одним з важливих процесів взаємодії елементів ІМС між собою є їх розігрів та розігрів міжелементних з'єднань.

Причиною розігріву елементів та з'єднань є енергія, що виділяється при роботі елементів та проходження струму у з'єднаннях. Хоча при перемиканні одного елемента виділяється мало енергії, проте елементів багато і сумарна потужність може бути значною. Коли окремі елементи рівномірно розподілені в об'ємі, то енергія, котра виділяється в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$ , може бути обрахована за формулою:

$$W = P\tau\nu N_I \quad (1.25)$$

де  $P$  - потужність розсіювання при перемиканні одного елемента,  $\tau$  - час його перемикання,  $\nu$  - тактова частота,  $N_I = \lambda^{-3}$  - кількість елементів в  $1 \text{ см}^3$ .

розглянемо пластинку товщиною  $h$ , в об'ємі якої рівномірно розподілені елементи з густиною  $N_I = \lambda^{-3}$ . В одиниці об'єму цієї пластинки згідно (1.25) виділяється за одиницю часу енергія  $W$ .

Рівняння теплового балансу за рахунок теплопровідності має такий вигляд

$$c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_T \Delta T + W \quad (1.26)$$

де  $c$  - теплоємність [ $\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ ],  $\gamma$  - густина речовини [ $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ ],  $\lambda_T$  - коефіцієнт теплопровідності [ $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ ],  $T$  - температура,  $t$  - час. Якщо створити на границях  $z = \pm h/2$  такі умови, що їх температура  $T = T_0 = \text{Const}$ , то, розв'язуючи рівняння (1.26), отримаємо в стаціонарних умовах температуру в центрі пластини  $T_{z=0}$  при  $z = 0$  із співвідношення

$$\frac{8(T_{z=0} - T_0)\lambda_T}{h^2} = W \quad (1.27)$$

Підставимо в (1.27) вираз для  $W$  із формули (1.25), тоді

$$\frac{8(T_{z=0} - T_0)\lambda_T}{h^2} = P\tau\nu N_I = P\tau\nu \frac{1}{l^3} \quad (1.28)$$

Із (1.28) можна записати вираз для  $\lambda$

$$l^3 \geq \frac{P\tau\nu h^2}{8\lambda_T \Delta T} \quad (1.29)$$

котрий дає можливість у цьому випадку оцінити мінімальний розмір елемента  $\lambda$ .

Величина допустимого перегріву  $\Delta T = T_{z=0} - T_0$  визначається матеріалом платівки і явищами, що використовуються в роботі ІМС, тобто  $T_{z=0}$  визначається критичною температурою, а  $T_0$  - інтенсивністю охолодження поверхні. Величина  $P$  вибирається значно більшою за  $P_{\min}$ . Здебільшого для оцінок  $P_{\min} \cdot \tau$  користуються для величиною  $10 k_B T$  ( $P_{\min} \cdot \tau = 10 \cdot k_B T$ ), де  $k_B$  - стала Больцмана. Для резистивних елементів мінімальна потужність переключення  $P_{\min}$  рівна:

$$P_{\min} = \frac{V_{\min}^2}{R} \quad (1.30)$$

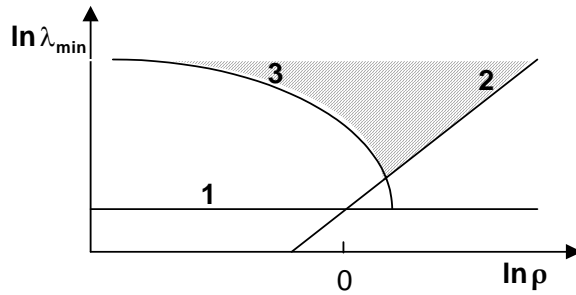
де  $R$  - опір елемента, а  $V_{\min} = (10k_B T)/e$ , а  $e$  - елементарний заряд.

$$R = \rho \frac{l}{l^2} = \frac{\rho}{l} \quad (1.31)$$

де  $\rho$  - питомий опір матеріалу, із якого виготовлені елементи схеми. Комбінуючи (1.29), (1.30) та (1.31), одержимо таку формулу для оцінки мінімального розміру резистивного елемента

$$l_{\min}^2 \geq \frac{(10k_B T)^2 \tau \nu h^2}{e^2 \rho \lambda_T \Delta T} \quad (1.32)$$

із якого видно, що  $\lambda_{\min}$  залежить від допустимого перегріву  $\Delta T=(T_{z=0}-T_0)$ , часу перемикання  $\tau$ , тактової частоти  $\nu$ , температуропроводності  $\lambda$  та питомого опору  $\rho$ . Таким



**Рис.1.8.** Залежність мінімального розміру елемента ІМС від питомого опору матеріалу для 3-х випадків: 1 - крайового розмиття, 2 - флуктуацій домішок, 3 - перегріву елемента.

чином,  $\lambda_{\min}$ , котре визначається допустимим перегрівом елемента, зменшується при зростанні  $\rho$ , як показано на рис.1.8.

При малих  $\rho < 1$  Ом·см мінімальний розмір елемента ( $\lambda_{\min}$ ) обмежується, головним чином, тепловим ефектом (перегрівом елементів).

Безперечно, що зміна граничних умов, наприклад, примусове охолодження, дасть інші залежності. *Примусове охолодження збільшує можливий перегрів  $\Delta T$ , що призводить до зменшення величини  $\lambda_{\min}$ .* Проте розглянутий приклад показує, що тепловий режим роботи ІМС суттєво впливає на мінімальний розмір схеми.

7.4 Умова крайового розмиття  $\frac{\xi\lambda}{\sqrt{2\sigma}} > \sqrt{1,7 \lg N}$

Воно повинно бути меншим або рівним розмиттю внаслідок дифузії  $\lambda_D \approx \sqrt{D_{AAu} t} \approx \lambda$ .

$$\lg N \approx \frac{\xi^2}{2\sigma^2 \cdot 1,7} D_{Au1,2} t = \begin{cases} 5 \\ 0,005 \end{cases};$$

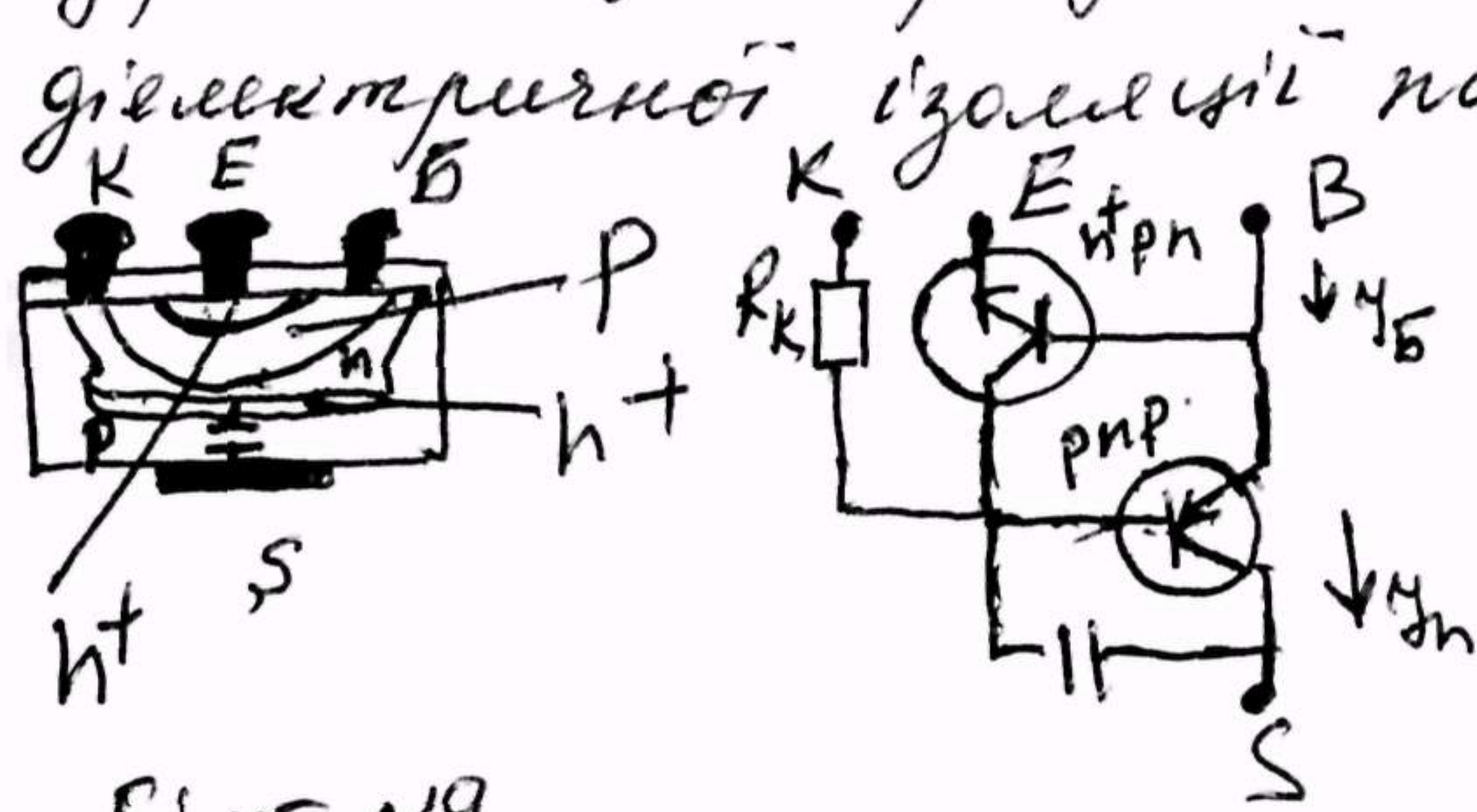
**Відповідь**  $N = \begin{cases} 10^5 \\ 10^{0,005} = 1 \end{cases}$

---

8.3, 8.4 у Саши Сороки



активному режимі ( $V_K < 0$ ), то паразитний рпр транзистор працює в режимі відсіжки ( $V_E < 0$ ) і струм через паразитний транзистор наближається до нуля. В цьому випадку основну роль відіграють сітк. При роботі основного транзистора в інверсному режимі ( $V_E > 0$ ) паразитний транзистор працює в активному режимі і крізь нього в підсилювальну іде струми, наявність якого погіршує параметри основного.  $I_n = \alpha_{pnp} I_1$  де  $I_1$  - частинна базового струму. Для зменшення коефіцієнта передачі  $\alpha_{pnp}$  треба збільшувати час релаксації дірок в базі паразитного транзистора. У випадку



діелектричної ізоляції паразитний транзистор відсутній, але паразитна ємність  $C$  замикається.

Білет №9

1. Проаналізуйте умови, що дозволяють збільшувати коефіцієнти підсилення потужності та підсилення струму в схемах з біполярними транзисторами. Оцініть змінювану граничну частоту транзистора якщо замість Si з рухливістю носіїв  $50 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  на Si з рухливістю носіїв  $500 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

Біполярні транзистори являють собою два включених на зустріч один одному p-p переходи, що взаємодіють. Важливою лінійним переходом забезпечується тим, що ширинка бази є меншою дією зривної довжини основних носіїв заряду. Робота біполярного транзистора описується за допомогою коефіцієнта передачі (підсилення) струму  $\alpha$



(зовнішній) і тріох внутрішніх параметрів: корективності емітера  $\beta$ , коефіцієнту переносу  $\beta$  і корективності колектора  $\alpha^*$ .

Збільшити коефіцієнт підсилення  $\alpha = \beta \alpha^*$ . Він залежить від струму емітера, напруги колектора та температури. Таким чином, для того, щоб збільшити  $\alpha$  необхідно: збільшувати значення коефіцієнтів  $\beta$ ,  $\beta$  і  $\alpha^*$  (див. 7.1. бак). Таким чином для збільшення коефіцієнта інжекції  $\beta$ :

$\beta \approx 1 - \frac{\beta_p W_B}{\beta_n L_p}$ , де  $W_B$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дірок,  $\beta_p = D_p p_0$ ,  $\beta_n$  - коефіцієнт дифузії носіїв,  $p_0, n_0$  - концентрації рівноважних носіїв.

- зменшувати ширину бази  $(n + p n \rightarrow \beta_n > \beta_p)$
- зменшувати ширину бази  $W_B / L_p < 1$
- зменшувати час прольоту неосновних носіїв у базі  $t_n < t_p \Rightarrow \frac{W_B}{L_n} < \frac{W_B}{L_p}$

Для збільшення коефіцієнту переносу  $\beta$ :  $\beta = 1 - \frac{W_B^2}{2L_n^2} - \frac{S \sum_n \sum_p W_B^2}{2L_n^2 d S}$ , де  $S$  - швидкість поверхневої рекомбінації.

- використовувати великі рушійності носіїв у базі  $\mu_n > \mu_p \rightarrow D_n > D_p$ .
- зменшувати ширину бази  $L_n > W_B > l_E + l_K$ ,  $l_E$  і  $l_K$  - ширини збіднених областей.
- зменшувати швидкість поверхневої рекомбінації;
- Обрати такі оптимальні розміри транзистора, при яких відношення площі поверхні на якій відбувається рекомбінація до площі емітера буде  $< 1$ .

Задача. Оскільки границя частота транзистора визначається часом прольоту неосновних носіїв крізь базу, тому  $\frac{W_{d2}}{W_{d1}} \sim \frac{M_{d2}}{M_{d1}} = \frac{500}{50} = 10$



8.2. Проаналізуйте, за яких умов введемо елементарні квантовий розмірний ефект в морях просторового заряду у  $n/p$  Як експериментально показати його існування. (Находкин. с. 31 - 37)

Квантові ефекти виявляються коли основні носії струму рухаються розмірами меншими за довжину хвилі де Бройля

$$d < \lambda$$

В цьому випадку складово квантовий носіїв заряду вдовж осі, по якій відбувається рух розмір заряду має певну величину

$$\Delta p > \hbar / d$$

Енергетичний спектр квантовитаносіїв має вигляд дискретних рівнів заряду.

Енергетичний спектр носіїв для об'єкта мікропотону іного заряду, розібавшись по сфері окремих підзон, енергія цих зон лежить від квантового числа  $\nu$  Енергетичний спектр для прямокутної потенціальної ями

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m_0} (k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{d^2} \nu^2)$$

$k_x, k_y, \nu = p_x, p_y$  - складові квантовитаносіїв заряду.

Сувідність зношення енергій  $E_n$ , що виникли квантовий числом  $\nu$ ; двельною константою квантовитаносіїв  $p_x, p_y$  позначимо  $n_x, n_y$  позначимо  $\nu$  позначимо  $n_z$ . Дозволені значення розділені забороненими підзонами. Відстань між дозволеними підзонами залежить від  $n_x$  і  $d$

$$\Delta E_{n, n+1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 d^2} (2\nu + 1)$$

\* Три малих мобильних воно може стати більшою за теплову енергію  $kT$ . Коли тоді спостерігається «випадковий» розмірний ефект.

### Необхідні умови спостереження КРЕ

1) Відстань між розмірними підзонами певного бунду більшою за тепловий розкид «вогне носителів» по енергіях

$$\Delta E_{D, D+1} > kT \quad \left( \begin{array}{l} \text{у н/мр при } 300^\circ \text{K} \\ \text{уя умова виконується} \\ \text{для } d < 10^5 \text{ см} \end{array} \right)$$

2)  $\Delta E_{D, D+1}$  повинна бути більшою за суму ширину розмірної підзони

$$\Delta E_{D, D+1} > \delta \Sigma$$

$\delta \Sigma > h/\tau$   $\tau$  - середній час життя по даному енергетичному рівню  $\tau = \text{нм}^2/\text{e}$

$$\Delta E_{D, D+1} > h/\tau = \frac{hc}{\mu \text{нм}^2}$$

у н/мр  $\mu > 10^5 \text{ В см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  уя умова виконується для  $d < 5 \cdot 10^6 \text{ см}$ .

3) концентрація носіїв невелика, щоб за виводомоси мали період підзони

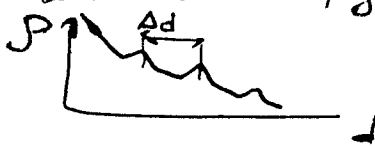
$$n < V_1 = \frac{3\pi}{2d^3} \quad \left( \begin{array}{l} n < 10^{16} \\ d \sim 10^{-5} \text{ см} \end{array} \right)$$

$V_1 = 3\pi/2d^3$  - густина станів у першій підзоні.

4) Точний зрозуміти пов'язані бунди однорідним. Розкид товщин в межах зрозуміти «довжини» хвилі де-Бройля

Прояви КРЕ: зміна енергетичного спектру, зміна густини електронних станів та її залежності від енергії; зміну концентрації носіїв заряду  $n(d)$ ; залежність часу релаксації від товщини зрозуміти.

① Перодичні зміни ширини смуги певних мур. в поновленням в СВ тов. в залежності від товщини чи незмінної структури шибки



$$\Delta d = \frac{\pi \hbar}{\sqrt{2m^* E_F}}$$

② особливості ВАХ кривих тунельного струму сандвіча з товстою мурю оксидного В; товщ. d, що покриття РВ δ- товщ. шибки В; (менше λ де Бройля)

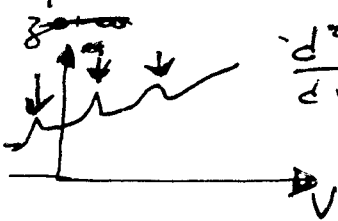


через шибку оксидного  
виглядають тунельно елікса  
при полярних полярних

Енергетичний спектр носіїв заряду в В.

ліній; розбивається на розмірні підзони

При деяких полярних ~~структурах~~ розподіліть на  
зони ~~структури~~ зони зони



$$\frac{d^2 J}{dV^2}(V)$$

смон в, по преледі  
ліній розмірні підзони  
ві мон по одностру  
рівні з рівнем незай-  
нотих мон в РВ => пер

мо розмірно підзони В. стоне вище ніж  
рівень фермі РВ. => Тунельний струм  
зростає ~~и то~~ на ВАХ з'являється  
особливість (↓).

③ Пошво розмірних підзон з'являється  
існують КРЕ спостерігається  
в спектрах вєршини світла в  
інверсійних зонах провідності

### Білет № 9.1

Здебільшого використовують три схеми включення n-p-n транзисторів:

- зі спільною базою (ССБ),
- зі спільним емітером (ССЕ),
- зі спільним колектором (ССК).

В схемі зі спільною базою (ССБ) задається струм емітера. Вона має малий вхідний опір емітерного переходу, і не забезпечує підсилення струму, тому що лише частина емітерного струму передається до колекторної частини ( $I_k = \alpha I_e$ ), а частина носіїв рекомбінує в базовій області. Проте вона може забезпечити значний коефіцієнт підсилення напруги та потужності.

Позначимо через  $M_p$ ,  $M_v$ ,  $M_I$  - коефіцієнти підсилення потужності, напруги й струму відповідно. Тоді

$$M_p = \frac{P_{\text{вих}}}{P_{\text{вхід}}} = \frac{I_{\text{вих}}^2 R_{\text{вих}}}{I_{\text{вхід}}^2 R_{\text{вхід}}} = M_I^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вхід}}} = M_v^2 \frac{R_{\text{вхід}}}{R_{\text{вих}}} = M_I M_v \quad (9.27)$$

де  $M_I$  і  $M_v$  - коефіцієнти підсилення струму й напруги

$$M_I = I_{\text{вих}} / I_{\text{вх}} \cong \partial I_k / \partial I_e |_{V_k = \text{Const}} = \alpha_N$$

Тут, як і раніше,  $\alpha_N \cong \alpha$  - коефіцієнт передачі або підсилення струму, котрий визначається при умові  $R_{\text{навантаження}} = R_{\text{вих}}$ . Комбінуючи (9.10) і (9.11), знайдемо

$$M_p = M_I^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вхід}}} = \alpha^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вхід}}} \quad (9)$$

$$M_v = M_p / M_I = \alpha \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вхід}}}$$

У схемі зі спільною базою (ССБ) колекторна частина працює в інверсному, а емітерна - у прямому режимах роботи, тому  $R_k/R_e = R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}} > 1$  і коефіцієнти підсилення потужності й напруги будуть більші за одиницю  $M_p > 1$  і  $M_v > 1$ .

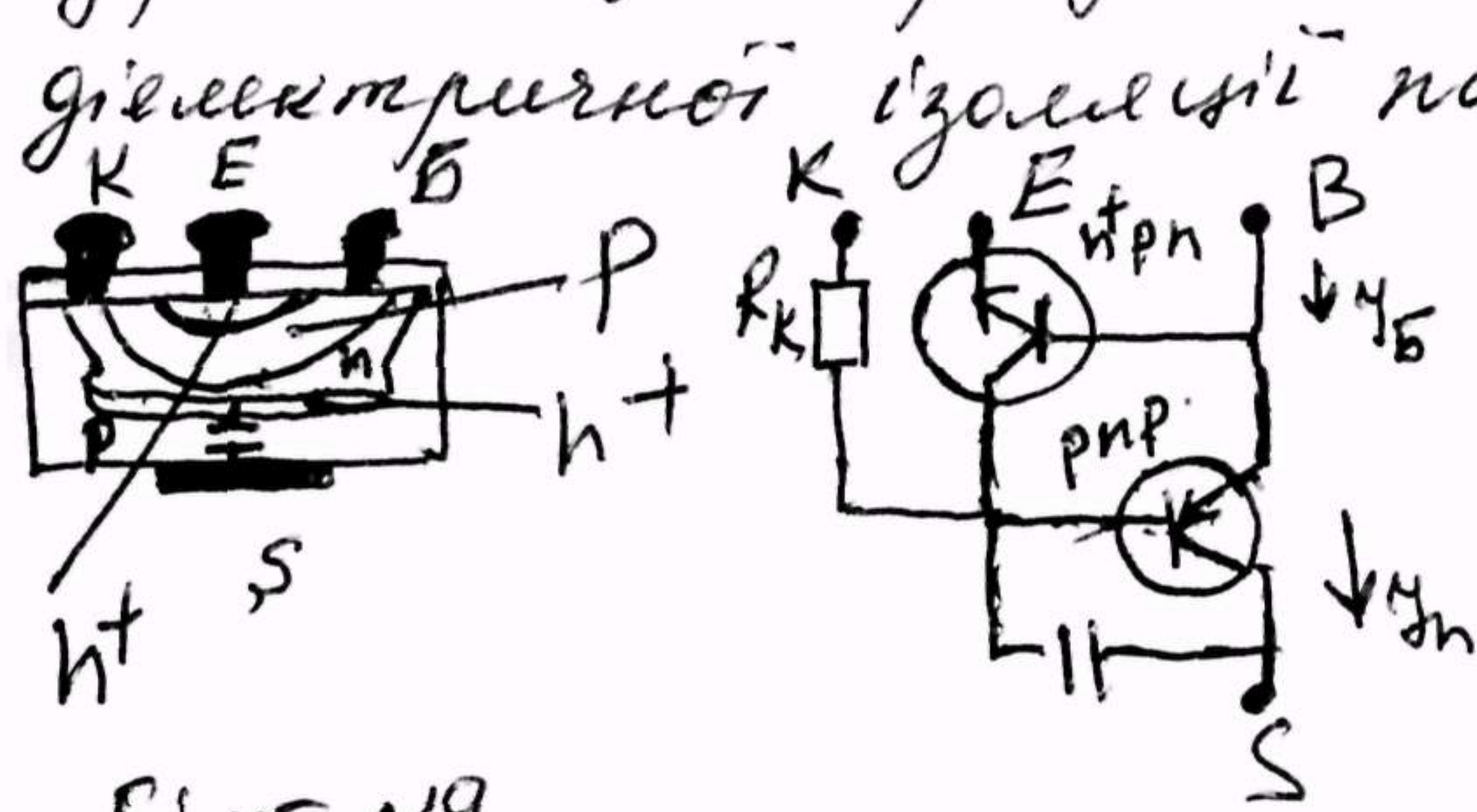
В схемі зі спільним емітером (ССЕ) задається величина струму бази  $I_B$ . Ця схема має великі значення коефіцієнта передачі струму та відношення опорів  $R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}} > 1$ . Тому ця схема має великі значення всіх трьох коефіцієнтів підсилення. Схема зі спільним колектором (ССК) має також значний коефіцієнт підсилення струму, що забезпечує стабільні значні коефіцієнти підсилення напруги та потужності. Схема ССК відрізняється від схеми ССЕ невеликим вхідним та великим вихідним опором. Здебільшого останні дві схеми включення використовуються для узгодження каскадів радіотехнічних схем.

**Таблиця 9.1. Параметри різних випадків включення транзистора**

Параметри	схема ССБ	схема ССЕ	схема ССК
$\alpha$ - коефіцієнт передачі струму	$< 1$		
$M_I$ - коефіцієнт підсилення струму	$I_k/I_e = \alpha < 1$	$I_k/I_B = B = \alpha/(1-\alpha) \sim 10 \dots 100$	$I_e/I_B = B' = 1/(1-\alpha) \sim 10 \dots 100$
$M_v$ - коефіцієнт підсилення напруги	$\alpha R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}} \sim 10 \dots 1000$	$B(R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}}) \sim 10 \dots 1000$	$B'(R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}}) < 1$
$M_p$ - коефіцієнт підсилення потужності	$M_p = \alpha^2 R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}} \sim 10 \dots 1000$	$B^2(R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}}) > 10^3 \dots 10^4$	$(B')^2(R_{\text{вих}}/R_{\text{вх}}) > 10^3$
$R_{\text{вхідне}}$ Ом	$10 \dots 100$	$> 100$	$> 10^4$
$R_{\text{вихідне}}$ Ом	$> 100$	$> 10$	$10 \dots 100$



активному режимі ( $V_K < 0$ ), то паразитний рпр транзистор працює в режимі відсіжки ( $V_E < 0$ ) і струм через паразитний транзистор наближається до нуля. В цьому випадку основну роль відіграють сітк. При роботі основного транзистора в інверсному режимі ( $V_E > 0$ ) паразитний транзистор працює в активному режимі і крізь нього в підсилювальну іде струми, наявність якого погіршує параметри основного.  $I_n = \alpha_{pnp} I_1$  де  $I_1$  - частка базового струму. Для зменшення коефіцієнта передачі  $\alpha_{pnp}$  треба збільшувати час релаксації дірок в базі паразитного транзистора. У випадку



діелектричної ізоляції паразитний транзистор відсутній, але паразитна ємність  $C$  замінюється.

Білет №9

1. Проаналізуйте умови, що дозволяють збільшувати коефіцієнти підсилення потужності та підсилення струму в схемах з біполярними транзисторами. Оцініть змінювану граничну частоту транзистора якщо замість Si з рухливістю носіїв  $50 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  на Si з рухливістю носіїв  $500 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

Біполярні транзистори являють собою два включених на зустріч один одному np переходи, що взаємодіють. Взаємодія між переходами забезпечується тим, що шेरена бази є середньо діючою доблесення основних носіїв заряду. Робота біполярного транзистора описується за допомогою коефіцієнта передачі (підсилення) струму  $\alpha$



**Білет №9.**

9.1 Проаналізуйте умови, за яких можна збільшувати коефіцієнти підсилення потужності та струму в схемах з біполярними транзисторами.

**9.4.1.6. Параметри транзистора**

Розглянемо тепер основні параметри біполярних транзисторів. Вони умовно розділяються на зовнішні, до яких відносяться коефіцієнт підсилення струму  $\alpha$ , і три внутрішніх, а саме: ефективність емітера  $\gamma$ , коефіцієнт переносу  $\beta$  і ефективність колектора  $\alpha^*$ .

$$\alpha \approx |\partial I_{ik} / \partial I_e|_{V_k} \quad (9.10)$$

За допомогою формули (9.7), можна показати, що в моделі Еберса-Молла коефіцієнт підсилення  $\alpha$  збігається з коефіцієнтом передачі струму із емітерного переходу в колекторний у нормальному режимі роботи

$$\alpha = \alpha_N \quad (9.11)$$

**Ефективність емітера  $\gamma$  або коефіцієнт передачі інжекції визначається**

$$\gamma \approx |\partial I_{ne} / \partial I_e|_{V_k} \quad (9.12)$$

**Коефіцієнт переносу струму крізь базу  $\beta$  визначається**

$$\beta \approx |\partial I_{ik} / \partial I_{ne}|_{V_k} \quad (9.13)$$

**Ефективність колектора або коефіцієнт множення струму колектора  $\alpha^*$  визначається**

$$\alpha^* \approx |\partial I_k / \partial I_{ik}|_{V_k} \quad (9.14)$$

В формулах (9.12 ÷ 9.14) індексом  $n$  позначено електронний компонент струму у випадку  $n^+$ - $p$ - $n$  транзистора. Для  $p$ - $n$ - $p$  транзистора індекс  $n$  потрібно замінити індексом  $p$ . Оскільки  $|I_{nk}| < |I_{ne}| < |I_{nk} + I_{np}|$ , завжди  $\alpha < 1$ . Для типових транзисторів  $\alpha = 0,990 \div 0,998$ .

Оцінимо, як залежать параметри транзистора від параметрів напівпровідників, котрі використовуються в транзисторах.

**Коефіцієнт інжекції або ефективність емітера  $\gamma$  легко оцінити таким чином**

$$\gamma \approx (\partial I_{ne} / \partial I_e)_{V_k} \approx I_{ne} / (I_{ne} + I_{pe}) \quad (9.15)$$

де індексами  $n$  і  $p$  позначають електронну та діркову складові струму. Електронний струм у базі і дірковий в емітерній частині в дифузійному наближенні теорії транзистора мають такий вигляд

$$I_{ne} \propto S_e e D_n \frac{\Delta n}{\Delta x} \approx (e S_e D_n / w_B) n_0 e^{eV_e / k_B T} \quad (9.16)$$

$$I_{pe} \propto S_e e D_p \frac{\Delta p}{\Delta x} \approx (e S_e D_p / L_p) p_0 e^{eV_e / k_B T} \quad (9.17)$$

де  $S_e$  - площа емітерного переходу. Підставимо (9.16) і (9.17) в (9.15), тоді

$$\gamma = \frac{1}{(1 + D_p p_0 w_B / D_n n_0 L_p)} = \frac{1}{(1 + \sigma_p w_B / \sigma_n L_p)} \approx 1 - \frac{\sigma_p w_B}{\sigma_n L_p} \quad (9.18)$$

В формулі (9.18) використані такі позначення:  $D_{n,p}$  - коефіцієнти дифузії носіїв,  $w_B$  - ширина бази,  $L_p$  - довжина дифузії дірок,  $p_0$ ,  $n_0$  - концентрації рівноважних носіїв, а також використано співвідношення Ейнштейна для термодинамічно рівноважного стану (4.32)  $\mu_{n,p} / D_{n,p} = e / k_B T$ .

Аналізуючи вираз (9.18) для коефіцієнта інжекції  $\gamma$ , можна стверджувати, що для збільшення  $\gamma$  потрібно:

- **забезпечити** більшу електропровідність емітерної частини  $\sigma_n$  аніж бази  $\sigma_p$  ( $\sigma_n > \sigma_p$ ), тому емітерна частина транзистора сильно легується і на практиці здебільшого використовують  $n^+$ - $p$ - $n$  транзистор, тим більше, що донорна домішка - фосфор значно краще розчиняється в кремнії, що полегшує виготовлення  $n^+$  емітер;
- **зменшувати ширину бази** так, щоб  $w_B / L_p \ll 1$ ;
- **зменшувати час прольоту неосновних носіїв у базі**, який обернено пропорційний їх рухливості; оскільки  $\mu_n > \mu_p$ , то  $t_n = w_B / \mu_n E < t_p = w_B / \mu_p E$ , і тому базу бажано робити із кремнію  $p$ -типу.

За цих обставин на практиці при виготовленні транзисторів перевагу віддають  $n^+$ - $p$ - $n$  транзисторам, у яких  $\gamma$  має значення близьке до одиниці.

**Коефіцієнту переносу носіїв струму крізь базу  $\beta$**

$$\beta \approx (\partial I_{ik} / \partial I_{ne})_{V_k} \approx (I_{ne} - I_r / I_{ne}) \quad (9.19)$$

де  $I_{ne}$  - струм інжектіваних в базу неосновних носіїв,  $I_r$  - струм їх рекомбінації. Їх знаходять розв'язку задачі про перенесення нерівноважних носіїв у напівпровідниках (глава 4). Наближе їх можна записати таким чином

$$I_{ne} \approx (e S_e D_n / w_B) n_0 \exp(eV_e / k_B T) \quad (9.20)$$

$$I_r \approx (e S_e w_B / 2 \tau_n) n_0 \exp(eV_e / k_B T) \quad (9.21)$$

Підставимо (9.20) і (9.21) у формулу (9.19), тоді

$$\beta \approx 1 - \frac{I_r}{I_{ne}} = 1 - \frac{w_B^2}{2 L_n^2} \quad (9.22)^1$$

Для врахування поверхневої рекомбінації у формулу (9.22) потрібно підставити замість ефективного часу рекомбінації  $\tau_{ef}$

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{s}{d} = \frac{1}{\tau_n} \left( 1 + \frac{s \tau_n}{d} \frac{\Sigma'}{S_e} \right) \quad (9.23)$$

де  $s$  - швидкість поверхневої рекомбінації, а  $\Sigma' / S_e$  - відношення площ, на якій відбуваєть поверхнева рекомбінація, та емітерного переходу. Це означає,  $L_n^2$  у (9.22) потрібно замінити  $L_{nef}^2 = D_n \tau_{ef}$ , що дає

$$\beta \approx 1 - \frac{w_B^2}{2 L_{nef}^2} = 1 - \frac{w_B^2 s \tau_n \Sigma'}{2 L_n^2 d S_e} \quad (9.22^*)$$

Для того щоб реальний транзистор наближався до ідеального, потрібно, щоб коефіцієнт перед струмом  $\beta$  наближався до 1. Для цього з аналізу виразу (9.22<sup>\*</sup>) потрібно:

- використовувати великі рухливості носіїв у базі, тому зокрема в кремнієвих транзистор

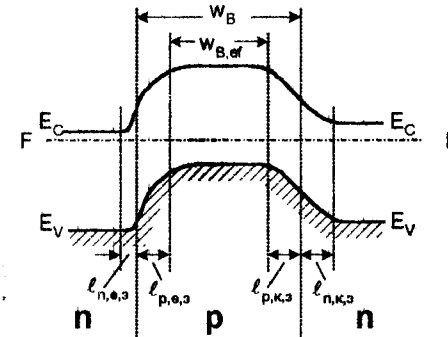


Рис.9.5. Енергетична схема  $n$ - $p$ - $n$  гомопереходу, із якої видно визначення  $w_{B,ef}$ .

вигідно використовувати базу  $p$  - типу, в якій  $\mu_n > \mu_p$  ( $D_n > D_p$  і  $L_n > L_p$ ) коефіцієнт переносу електронів крізь базу  $\beta_n > \beta_p$ ;

- зменшувати швидкість поверхневої рекомбінації  $s$  та забезпечити умови, при яких  $\Sigma' / S_e < 1$ ;
- зменшувати ширину бази. Насамперед вона повинна бути меншою за дифузійну довжину неосновних носіїв у базі ( $w_B < L_n$ ). Проте вона повинна бути більшою ширини з'єднаних областей емітерного ( $l_{e,s}$ ) та колекторного ( $l_{k,s}$ ) переходів ( $w_B > l_{e,s} + l_{k,s}$ ), тому що по просторових зарядів з'єднаних областей впливає на просторовий розподіл потенціалу області бази і замість  $w_B$  потрібно використовувати ефективну ширину бази ( $w_{B,ef}$ ) (рис.9.5)

$$w_{B,ef} = w_B - l_{e,s} - l_{k,s} \quad (9.24)$$

де

<sup>1</sup> Більш точно  $\beta$  знаходять із розв'язку рівняння  $d^2(\frac{n-n_0}{L_n^2} + \frac{p-p_0}{L_p^2}) = -\frac{n-p}{L_n L_p}$  з граничними умовами при  $x=0$   $n_0 = (n-p_0) \exp(eV_e / k_B T)$ ; при  $x=w_B$   $n-p_0=0$ , тоді  $\beta = [Ch(w_B / L_n)]^{-1}$ .

$$\epsilon_{e,h,k,1} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{кн}} |V_{e,h}| (N_D + N_A)}{2\pi e N_D N_A}} \quad (9.24^*)$$

**Ефективність колектора**  $\alpha^*$  залежить від внеску електронно-діркових пар у формування струму колектора. Іноді це призводить до  $\alpha^* > 1$  за таких причин:

- по-перше, електрони, котрі надходять до області колектору, через умову збереження нейтральності збільшують потік дірок із нього в базу, тому  $\alpha^*_1 = (j_{nk} + j_{pk}) / j_{pk} = 1 + r_{k\mu p} / r_{k\mu n}$  (9.25)
- по-друге, при прискоренні електронів в електричному полі колектора може відбуватись розмноження носіїв ударною іонізацією та збільшення струму колектора і  $\alpha^*_2$

$$\alpha^*_2 = \frac{1}{1 - (V_k / V_{\text{проб}})^m} \quad (9.26)$$

де  $V_{\text{проб}}$  - пробивна напруга, при якій виникає лавинне розмноження носіїв, прискорення електричним полем у колекторній частині транзистора,  $m < 2$ . Тоді

$$\alpha^* = \alpha^*_1 \alpha^*_2 = \left(1 + \frac{r_{k\mu p}}{r_{k\mu n}}\right) \frac{1}{1 - (V_k / V_{\text{проб}})^m} \quad (9.26^*)$$

**Повний коефіцієнт підсилення або коефіцієнт передачі** згідно (9.13) рівний добутку  $\gamma$ ,  $\beta$  і  $\alpha^*$

$$\alpha = \gamma \beta \alpha^*$$

Він залежить від струму емітера, як це показано на рис. 9.6, і здебільшого в робочих режимах досягає значень 0,93÷0,99.

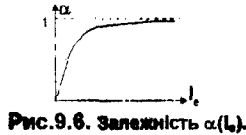


Рис.9.6. Залежність  $\alpha(I_c)$ .

**9.4.1.в. Схеми включення**

Здебільшого використовують три схеми включення п-р-п транзисторів:

- зі спільною базою (ССБ),
- зі спільним емітером (ССЕ),
- зі спільним колектором (ССК).

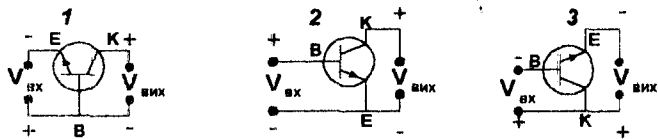


Рис.9.7. Схеми включення п-р-п транзистора:

- 1 - (ССБ)  $V_{eB} = V_{eB} < 0, V_{вк} = V_{кв} > 0; \alpha = I_c / I_e = \gamma \beta \alpha_k < 1;$
- 2 - (ССЕ)  $V_{eB} = V_{eB} > 0, V_{вк} = V_{кв} < 0; I_e = I_e - I_c, \beta = I_c / I_e = I_c / (I_e - I_c) = \alpha / (1 - \alpha) > 1;$
- 3 - (ССК)  $V_{eB} = V_{eB} < 0, V_{вк} = V_{eB} < 0; \beta = I_c / I_e = I_c / (I_e - I_c) = 1 / (1 - \alpha) > 1.$

Ці схеми зображені на рис.9.7 і потребують додаткових пояснень. Їх параметри наведені в таблиці 9.1. Еї схемі зі спільною базою (ССБ) задається струм емітера. Вона має малий вхідний опір емітерного переходу, і не забезпечує підсилення струму, тому що лише частина емітерного струму передається до колекторної частини ( $I_k = \alpha I_e$ ), а частина носіїв рекомбінує в базовій області. Проте вона може забезпечити значний коефіцієнт підсилення напруги та потужності. Дійсно розглянемо транзистор у режимі лінійного підсилення як активний чотирьохполюсник, зображений на рис. 9.8.

Позначимо через  $M_p, M_v, M_i$  - коефіцієнти підсилення потужності, напруги й струму відповідно. Тоді

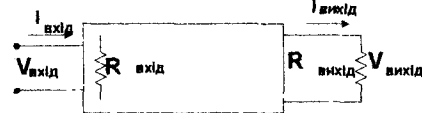


Рис.9.8. Схема чотирьох-полюсника.

$$M_p = \frac{P_{\text{вих}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{I_{\text{вих}}^2 R_{\text{вих}}}{I_{\text{вх}}^2 R_{\text{вх}}} = M_i^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = M_v^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = M_i M_v \quad (9.27)$$

де  $M_i$  і  $M_v$  - коефіцієнти підсилення струму й напруги

$$M_i = I_{\text{вих}} / I_{\text{вх}} \approx \partial I_c / \partial I_e | V_{k\mu} = \text{const} = \alpha_{\text{н}} \quad (9.28)$$

Тут, як і раніше,  $\alpha_{\text{н}} \approx \alpha$  - коефіцієнт передачі або підсилення струму, котрий визначається при умові  $R_{\text{навантаження}} = R_{\text{вих}}$ . Комбінуючи (9.10) і (9.11), знайдемо

$$M_p = M_i^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}} = \alpha^2 \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}}$$

$$M_v = M_p / M_i = \alpha \frac{R_{\text{вих}}}{R_{\text{вх}}}$$

У схемі зі спільною базою (ССБ) колекторна частина працює в інверсному, а емітерна - прямому режимах роботи, тому  $R_k / R_e = R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}} > 1$  і коефіцієнти підсилення потужності й напруги будуть більші за одиницю  $M_p > 1$  і  $M_v > 1$ .

В схемі зі спільним емітером (ССЕ) задається величина струму в базі  $I_B$ . На відміну від схеми ССБ вона має великий вхідний опір ( $R_{\text{вх}} / R_{\text{вх}} < 1$ ) та коефіцієнт підсилення струму  $\beta = I_c / I_B \approx \alpha / (1 - \alpha)$  через те, що  $\alpha \leq 1$ . Схеми зі спільним колектором (ССК) має також великий вхідний опір коефіцієнт підсилення струму  $\beta' = I_c / I_B \approx 1 / (1 - \alpha)$  (див. таблицю 9.1). Здебільшого останні дві схеми включення використовуються для узгодження каскадів радіотехнічних схем.

Таблиця 9.1. Параметри різних випадків включення транзистора

Параметри	схема ССБ	схема ССЕ	схема ССК
$\alpha$ - коефіцієнт передачі струму	$< 1$		
$M_i$ - коефіцієнт підсилення струму	$I_c / I_e \approx \alpha < 1$	$I_c / I_B = \beta \approx \alpha / (1 - \alpha) \sim 10 \dots 100$	$I_c / I_B = \beta' \approx 1 / (1 - \alpha) \sim 10 \dots 100$
$M_v$ - коефіцієнт підсилення напруги	$\alpha R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}} \sim 10 \dots 1000$	$\beta (R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}}) \sim 10 \dots 1000$	$\beta' (R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}}) < 1$
$M_p$ - коефіцієнт підсилення потужності	$M_p = \alpha^2 R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}} \sim 10 \dots 1000$	$\beta^2 (R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}}) > 10^3 \dots 10^4$	$(\beta')^2 (R_{\text{вих}} / R_{\text{вх}}) > 10^3$
$R_{\text{вх}} \text{ вхідне Ом}$	$10 \dots 100$	$> 100$	$> 10^3$
$R_{\text{вих}} \text{ вихідне Ом}$	$> 100$	$> 10$	$10 \dots 100$

Звичайно необхідно подумати про вихідні з вихідю  $M_i$  та  $M_p$  (в таблиці 9.1) вони збільшуються із збільшенням  $\alpha$ , а  $\alpha = \beta \beta \alpha^*$ . Тоді потрібно проаналізувати умови підвищення  $\beta, \beta'$  і  $\alpha^*$ . Ці умови наведемо вище. Звичайно, вони й будуть умовами покращення тих коефіцієнтів, що потрібні в умови (вище струму та потужності).

Handwritten notes and scribbles at the bottom right of the page.

### Велика рухливість носіїв в каналах провідності отримується за таких умов:

- А) використовуються напівпровідники  $A_{III}B_V$ , за допомогою яких вдається створювати гетеропереходи без дефектів граїки;
- Б) гетеропереходи занурюються в об'єм напівпровідника для того, щоб усунути розсіяння носіїв на поверхні;
- В) в каналах провідності створюють умови для сильної інверсії носіїв, що зменшує глибину екранування та потенціал розсіяння заряджених частинок, що час їх релаксації;
- Г) зменшують температури для зменшення концентрації фононів.

В НЕМТ транзистори називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor або скорочено НЕМТ). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою. Такий контакт називається *гетероконтактом* на відміну від *гомоконтакту*, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони. Для того щоб уникнути утворення механічних напружень та дислокацій на контакті, використовують напівпровідники з майже однаковими кристалічними ґратками але різними ширинами заборонених зон. Для цього здебільшого використовують напівпровідникові сполуки  $A^{III}B^V$  та  $A^{IV}B^{VI}$  та їх тверді розчини, наприклад, GaAs.

Гетероконтакт виготовляють за допомогою молекулярно-променевої епітаксії. Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту.

На гетеропереході здійснюється *просторове розділення зарядів* іонізованих домішок (в даному випадку іонізованих донорів) та 2D електронного газу.

Додаткове просторове розділення іонізованих домішок та 2DEG вдається здійснювати за допомогою створення прошарку товщиною  $d$  із малою концентрацією домішок у напівпровіднику біля гетеропереходу. Цей прошарок виготовляється за допомогою спеціальних методів легування .

Прошарок просторово відокремлюється від області іонізованих донорів на відстань ширини прокладки  $d$  . Просторове відокремлення носіїв заряду від іонізованих домішок , необхідних для заповнення каналу провідності , зменшує потенціал їх кулонівської взаємодії, що збільшує рухливість носіїв.



Білет №9.

9.2 Проаналізуйте умови утворення каналів провідності із великою рухливістю носіїв заряду. Приклади.

3.9. УНІПОЛЯРНІ НЕМТ ТРАНЗИСТОРИ

В НЕМТ транзистори називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor або скорочено НЕМТ). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою. Такий контакт називається *гетероконтактом* на

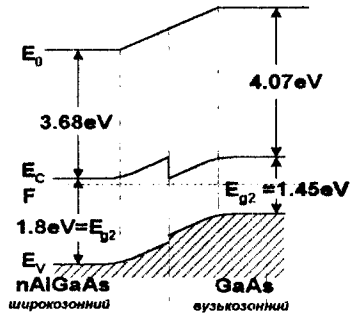


Рис.3.27. Енергетична діаграма гетеропереходу на основі GaAs/AlGaAs.

відміну від *гомоконтакту*, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони. Для того щоб уникнути утворення механічних напружень та дислокацій на контакті, використовують напівпровідники з майже однаковими кристалічними ґратками але різними ширинами заборонених зон. Для цього здебільшого використовують напівпровідникові сполуки  $A^{III}B^V$  та  $A^{IV}B^{VI}$  та їх тверді розчини, наприклад, GaAs,  $Al_xGa_{1-x}As$  та AlAs, InP та  $InGa_{1-x}P_xAs_{1-y}$ , GaSb та  $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$  а також Si та SiGe Тверді розчини на основі сполук  $A^{III}B^V$  перекривають діапазон ширин заборонених зон від 0,2 до 2,5 eV при дуже незначній зміні параметрів кристалічних ґраток. Гетероконтакт виготовляють за допомогою молекулярно-променевої епітаксії. Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту. Значний внесок у вирішення проблеми виготовлення гетеропереходів зробив нобелівський лауреат академік РАН Ж.І. Альферов.

Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.27) широкозонного напівпровідника  $n^+ Al_xGa_{1-x}As$  (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8 \text{ eV}$ ) та вузькозонного напівпровідника і-типу GaAs (з забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45 \text{ eV}$ ). Зобразимо енергетичну схему такого гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1=F_2$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша роботи виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле вигинає зони вузькозонного напівпровідника "вниз", а у широкозонному - "вверх", як це видно на рис.3.27. На гетеропереході утворюється *розрив зон* і в зоні провідності утворюється стрибок потенціалу. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар'єр, а в широкозонному - збіднений носіями шар. В потенціальній ямі вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися носії з інверсним знаком заряду. Таким чином на гетеропереході здійснюється *просторове розділення зарядів* іонізованих домішок (в даному випадку іонізованих донорів) та 2D електронного газу. Додаткова різниця потенціалів на гетеропереході від зовнішнього джерела напруги відповідного знаку збільшує вигин зон та поглиблює потенціальний бар'єр у вузькозонному напівпровіднику. Це дозволяє створювати на гетеропереході 2D канал провідності та керувати за допомогою зовнішньої напруги його параметрами.

Канал провідності в цій структурі утворюється в об'ємі напівпровідникової структури на глибині ( $\sim 150 \text{ \AA}$ ) від поверхні. Тому на електрони в 2D каналі слабо впливають такі різновиди розсіяння:

- іонізованими донорами, бо вони знаходяться на певній відстані ( $d \neq 0$ ) від каналу ,
- нерівностями поверхні напівпровідників, бо його границя віддалена від каналу;
- дефектами, котрі часто важко усунути, коли канали провідності створюються в приповерхневих шарах напівпровідників;
- нерухомими зарядами на границі з оксидними шарами тощо.

Ці особливості 2D каналу на гетеропереході дозволяють отримувати в ньому *велику рухливість носіїв*. Наприклад, у каналі між GaAs та  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  при кімнатній температурі 2D електронний газ м рухливість  $\mu_n(300K) \sim 8000 \text{ cm}^2/V\cdot\text{c}$ , а при температурі рідкого азоту  $\mu_n(78K) \sim 10^5 \text{ cm}^2/V\cdot\text{c}$ , що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори називаються НЕМТ транзисторами (High Electron Mobility Transistor - транзистор з великою рухливістю електронів). Вони мають час перемикання при кімнатній температурі  $< 56 \text{ пс}$ , а при 78K -  $17 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ . В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах 78K працюють на частотах сумірних з частотами контакт Джозефсона, котрі працюють при температурах 4,2K.

Структура НЕМТ транзистора на основі GaAs зображена на рис.3.28.

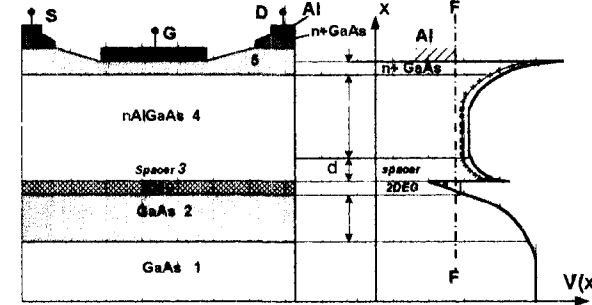


Рис.3.28. Переріз польового транзистора з гетеропереходом AlGaAs-GaAs та зона діаграма. 1 – підкладника із напівізолюючого GaAs, 2 – вузькозонний GaAs, 3 – прокладка із не легovanого GaAs, 4 – широкозонний nAlGaAs, 5 – сильно легований n+AlGaAs.

На підкладинці із напівізолюючого GaAs вирощувався нелегований буферний шар вузькозонний напівпровідникової сполуки GaAs з концентрацією акцепторів  $N_a \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . На ньому нарощував тонкий ( $d_s \sim 20 \text{ nm}$ ) шар прокладки (spacer) з нелегованого широкозонного напівпровідника n-AlGaAs ( $\sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). На прокладку наносився шар сильно легованої напівпровідникової сполуки  $n^+ Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  ( $N_D \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) товщиною  $d \sim 20 \text{ nm}$ , на яку наносився металевий шар затвору (G). На контакт металевого затвору з  $n^+ Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  утворювався бар'єр Шотткі. Омичні контакти витоку (S) та сток (D) створювалися за допомогою додаткового сильноного легування області під металевими контактами  $n^+ GaAs$ . Енергетична (зона) діаграма такої системи схематично зображена на рис.3.28. Видно, що гетеропереході, що знаходиться між широкозонною прокладкою та вузькозонним шаром GaAs, з двох боків утворюється дві області з різними властивостями. З одного боку гетеропереходу в широкозонній прокладці утворюється вузька ( $\sim 20 \text{ nm}$ ) збіднена носіями заряду область. З другого боку гетеропереходу вузькозонному шарі GaAs утворюється потенціальна яма. В ній можуть накопичуватися електрони, ко находяться із прокладки. В потенціальній ямі утворюється електронний канал провідності, котрий може стати каналом двовимірного електронного газу (2DEG). Таким чином, на гетеропереході здійснюється просторове розділення іонізаційних донорів, що локалізуються в прокладці, від 2DEG, що локалізують у потенціальній ямі вузькозонного напівпровідника біля гетеропереходу. Просторове розділення електронів та іонів, як було вже показано, забезпечує значну рухливість 2DEG в каналі. Вона залежить і концентрації домішок в матеріалі нелегованого широкозонного напівпровідника GaAs. Виникають сприятливі умови для значної провідності 2DEG в каналі. Транзистори з такими каналами, при зменшенні довжини затвору до 0,1  $\mu\text{m}$  можуть працювати з граничними частотами до 200 ГГц, що значно більш за граничні частоти звичайних МОН транзисторів, виготовлених на основі Si. Ці корисні властивості польових транзисторів з гетеропереходами стимулювали їх подальше вдосконалення та виробництво, якому крім молекулярно-променевої епітаксії використовується селективне легування та іонізація напівпровідників.

Селективне легування та молекулярно-променева епітаксія дозволяють виготовляти напівпровідникові системи з іншими енергетичними діаграмами зони провідності. Ці структури використовуються при створенні польових транзисторів на гетеропереходах не лише на основі GaAs/AlGaAs, але й з використанням інших напівпровідникових сполук та їх твердих розчинів. Зокрема система InP/InGaAs/InAlAs дозволила збільшити граничну частоту до 340 ГГц.

Білет №9.

9.4 Наведіть приклад реалізації квадратичного детектора. Яку форму має спектр на виході такого детектора.

Прикладом квадратичного детектора може слугувати звичайний діодний детектор. Робота таких детекторних пристроїв базується на нелінійності вольт-амперної характеристики напівпровідникових діодів. Нехай мала напруга з частотою  $\omega$  та амплітудою  $U_m$  прикладена до переходу діода, вольт-амперна характеристика якого описується рівнянням

$$I = I_s (e^{eU/(nkT)} - 1)$$

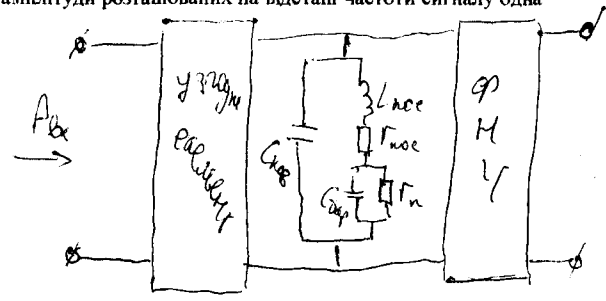
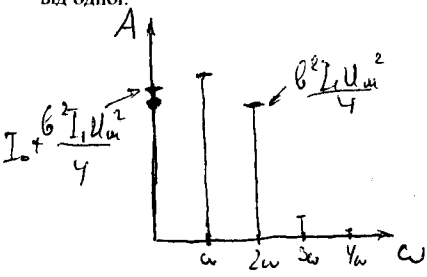
де  $n=2$  безрозмірне число, яке залежить від типу діода;  $U = U_0 + U_m \sin \omega t$ . Розкладаючи експоненту в ряд, отримаємо

$$I(U) = I_0 + \frac{b^2 I_1 U_m^2}{4} + I_1 b U_m \sin \omega t - \frac{b^2 I_1 U_m^2}{4} \cos 2\omega t$$

де  $b = e/(nkT)$ ;  $I = I_0 + I_s$ .

Звідси видно, що на частоті сигналу активний опір переходу  $r_n = 1/(bI_1) = nkT/[e(I_1 + I_s)]$ , а випрямлений струм, що обумовлений вхідним сигналом, пропорційний квадрату напруги  $U_m$  на переході, тобто детектування є квадратичним:  $\Delta I_0 = b^2 I_1 U_m^2 / 4 = b P_n / 2$ , де  $P_n = 0,5 U_m^2 / r_n$  - потужність, що поглинається на переході.

Видно, що сигнал на виході детектора складається із гармонічних складових із частотами кратними частоті сигналу (якщо не обривати ряд Тейлора то номера гармонік прямують в нескінченність), амплітуда яких сильно спадає із номером, тому спектр на виході квадратичного детектора повинен мати вигляд нескінченного набору ліній спадячої амплітуди розташованих на відстані частоти сигналу одна від одної.



величини перших трьох зривок ( $n=0-2$ ) залежать від постійних  $I_0$  (або  $I_s$ ) та  $U_m$ . Оскільки, що нульова складова на  $I_0$  може зрости, а сивідзначення між 1 гармонікою та іншими двома залежить від значення  $U_m$ .

$\epsilon \approx 2.2 \times 9 \text{ kV} \cdot \text{E}$

9.3 Обґрунтуйте вплив на поверхневу іонізацію роботи виходу поверхні і потенціалу іонізації атомів.

Поверхнева іонізація відбувається тоді коли атом знаходиться на відстані від поверхні сумірній і довжиною хвилі де-Бройля. Тоді при наявності вільних станів у поверхневих атомів електрони вільного атома можуть тунелювати на поверхню, утворюючи позитивно заряджений іон.

Процес іонізації характеризується ступінню іонізації:

$$\alpha_i = \frac{n_1^+}{n_2^0}$$

або коефіцієнтом іонізації.

$$\beta_i = \frac{n_2^+}{n_2^0 + n_2^+}$$

де,  $n_2^0$  - кількість атомів, що не іонізувались після взаємодії з поверхнею,  $n_2^+$  - кількість атомів, що іонізувались. Очевидно, що ступінь іонізації деякою мірою має залежати від роботи виходу поверхні, потенціалу іонізації атомів та температури. Дослідимо цю залежність якісно. Для цього розглянемо випадки різного співвідношення роботи виходу поверхні  $\phi$  потенціалу іонізації  $v_i$  та температури  $T$ .

1)  $v_i < \phi$ .

У цьому випадку енергії електрона в атомі відповідає деякий енергетичний рівень в зоні провідності на поверхні. При  $T=0$  цей рівень, звичайно незайнятий (бо знаходиться вище рівня Фермі), тобто електрон може вільно тунелювати на поверхню. Через це ступінь іонізації буде прямувати до нескінченності, оскільки усі атоми, що взаємодіють із поверхнею, будуть іонізовані. Із підвищенням температури вищі рівні займаються електронами з нижчих рівнів і імовірність того, що для електрона, що тунелює буде вакансія, зменшиться. Тому, звичайно, зменшиться й ступінь іонізації.

2)  $v_i > \phi$ .

Цей випадок виявляється оберненим до попереднього оскільки енергії електрона в атомі відповідає енергетичний рівень що знаходиться нижче рівня Фермі. Через це при  $T=0$  імовірність тунелювання електрона нульова, оскільки цей стан при такій температурі зайнятий. Таким чином і ступінь іонізації буде дорівнювати нулю. Але із підвищенням температури зростає імовірність того, що цей рівень звільниться (електрон з цього рівня перейде на вищий рівень). Отже, ступінь іонізації із підвищенням температури збільшується.

3)  $v_i > E_a$  ( $E_a$  - дно валентної зони).

Імовірність тунелювання (і іонізації) нульова, оскільки енергії електрона в атомі відповідає енергетичний рівень який не звільнюється навіть при підвищенні температури.

Такий якісний розгляд можна підтвердити математично. Запишемо вираз для кількості іонізованих атомів:

$$n_2^+ = AD(E)\omega_i = AD(E, \phi)W = AD(E, \phi)(1 - f(E)),$$

де  $\omega_i$  - імовірність іонізації,  $D(E, \phi)$  - прозорість бар'єру,  $W$  - імовірність наявності вакансії,  $f(E)$  - функція Фермі,  $A$  - коефіцієнт пропорційності. Кількість неіонізованих атомів відповідно:

$$n_2^0 = AD(E, \phi)f(E),$$

тоді ступінь іонізації матиме вигляд:

$$\alpha_i = \frac{n_2^+}{n_2^0} = \frac{1 - f(E)}{f(E)} = f(E)^{-1} - 1 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{\max}}{kT}\right)} - 1.$$

Підставляючи  $E = -v_i$ ,  $E_{\max} = -\phi$ , отримаємо:

$$\alpha_i \sim \exp\left(\frac{\phi - v_i}{kT}\right)$$

що дійсно узгоджується із якісним розглядом (при  $T=0$  та  $v_i < \phi$   $\alpha_i \rightarrow \infty$ , а при  $T=0$  та  $v_i > \phi$   $\alpha_i = 0$ .)

### 10.1 Паразитні параметри транзистора

До складу структури  $n^+ - p - n$  транзистора ІМС, зображеної на рис.9.14, входить ще й паразитний транзистор  $p - n - p$  між базою, колектором і підкладкою основного транзистора.

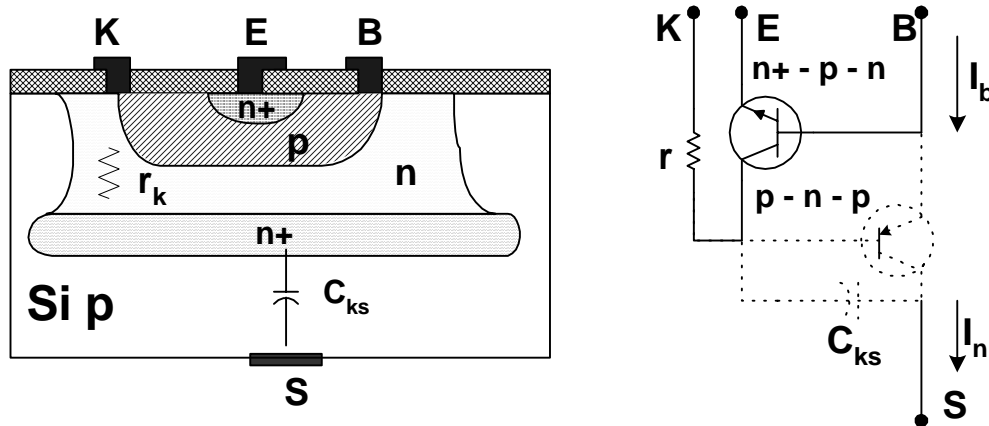


Рис.9.14. Поперечний розріз і схема транзистора  $n^+ - p - n$ , на якій зображено паразитний  $p - n - p$  транзистор, утворений базою, колектором і підкладкою.

Якщо  $n^+ - p - n$  транзистор працює в нормальному активному режимі ( $V_k < 0$ ), то паразитний  $p - n - p$  транзистор працює в режимі відсічки ( $V_e < 0$ ) і струм крізь паразитний транзистор наближається до нуля. В цьому разі основну роль грає паразитна ємність  $C_{ks}$  і послідовно включений опір колекторної частини  $r_k$ , які складаються із зовнішнім опором навантаження (вихідним опором) і ємністю колектора  $C_k$ . Ефективна стала часу визначиться

$$\tau_{\alpha,ef} = \tau_{\alpha} + (C_k + C_{ks})(r_k + R_{вих}) \quad (9.50)$$

Навіть при  $\tau_{\alpha} = C_k = R_{вих} = 0$ ,  $\tau_{\alpha,ef} = C_{ks}r_k$ . Наявність захованого шару суттєво зменшує  $r_k$  від  $\sim 10^3$  до  $\sim 10$  Ом, що зменшує  $\tau_{\alpha,ef}$ .

При роботі основного  $n^+ - p - n$  транзистора в інверсному режимі ( $V_e > 0$ ) паразитний транзистор знаходиться в активному режимі роботи ( $V_{e,паразит} < 0$ ). За цих обставин крізь нього в підкладку йде струм

$$I_n = \alpha_{p-n-p} I_1 \quad (9.51)$$

де  $I_1$  - частина базового струму. Наявність цього струму погіршує параметри основного транзистора. Для зменшення коефіцієнта передачі  $\alpha_{p-n-p}$  паразитного транзистора колекторну частину легують домішками золота. Атоми золота служать пастками для дірок у колекторній частині транзистора, що збільшує швидкість рекомбінації дірок, тобто зменшує їх час життя. Зменшення часу життя дірок у базовій області паразитного транзистора зменшує його коефіцієнт передачі  $\alpha_{p-n-p} = \gamma\beta\alpha^*$ , тому що коефіцієнт переносу носіїв крізь базу ( $\beta_{n-p-n} = 1 - w_B^2/2L_p^2 = 1 - w_B^2/2D_p\tau_p$ ) зменшується при збільшенні  $\tau_p$ .

Парзитні параметри транзистора залежать від типу його ізоляції. У випадку діелектричної ізоляції паразитний транзистор відсутній, але паразитна ємність присутня. Вона залежить від товщини діелектрика, що ізолює, й може бути меншою, ніж у паразитного транзистора.

Проаналізувати, що буде обмежувати граничну частоту  $S_i$  транзистора при  $\mu_n = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Ширина бази  $1 \text{ мкм}$   
 $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Розв'язок:

Потрібно порівняти час прольоту неосновних носіїв крізь базу  $\tau_d$  і час зарядки ємностей  $m$ -ра  $\tau_c$ , тому що обмежувати буде найменший час:

$$\tau_{\text{ef}}^{-1} = \tau_d^{-1} + \tau_c^{-1}$$

$$\tau_d = \frac{W_B^2}{2D_n} = \frac{W_B^2 e}{2\mu_n k_B T};$$

$$\tau_c = C_{\text{ef}} \cdot \tau_c \cong \frac{\epsilon_s S}{4\pi \Lambda_c} \mu_B \frac{W_B e V_c}{(1-\beta) k_B T \Lambda_c}$$

$$\frac{\tau_c}{\tau_d} = \frac{\epsilon_s S \Gamma E V_c}{2\pi (1-\beta) \Lambda_c^2} \cdot \frac{\mu_n}{W_B} \propto 1000$$



# Білет № 10

1

Проаналізуйте від чого залежить ефективність вимітера, коефіцієнт перекосу неосновних носіїв заряду, ефективність збору колектора біполарного транзистора, що використовується в ІМС.  
(див. бак 7.1 та 7.2).

2. Проаналізуйте причини, що обмежують мінімальний розмір елемента ІМС.  
див. 7.1 та бак 7.3.

Причини, що обмежують мінімальний розмір елементів ІМС можна поділити на:

- 1) на технологічні аберации:
  - а) дисорієнтація збірка, нерівності розсіювання квантів
  - б) розбиття країв при виготовленні
  - в) флуктуації зольності
  - г) дубоуця (дубоуця розширення)
- 2) обмеження пов'язані з електричними параметрами - їх розраховують
- 3) розмірні ефекти - обмеження пов'язані з дією фізичних властивостей речовин в малих шарах.

3. Обґрунтуйте вибір матеріалів для детекторів електромагнітних хвиль різних діапазонів. Наведіть приклади. (див. бак 9.1).

Ретродетектори призначені для перетворення оптичного сигналу в електричний. Вони використовують такі явища, що виникають в речовині під дією світла:

- 1) фотопровідність,
- 2) фотопотенціальний ефект,
- 3) фотоелектричний та розширення тієї при їх нагріванні світлом.
- 4) зовнішній та внутрішній фотоелектричний ефект



технологію виготовлення

- утворюють викривлені поверхні, вузли і нерівності
  - камери (наповнювачі)
  - суміші з іншими елементами
- Туті мають меншій коєфіцієнт розширення;

### Білет №2.

1. Які приклади обмежують зменшення розмірів елементів інтегрованих мікросхем? (див 10.8) та Бак 7.3)

- Приклади, що обмежують мінімальний розмір елемента ІМС мають мех. характер:
- дифракційні явища, розсіювання квантів світла, сферична аберація;
  - розмиття країв елементів що викликається дифузійною в технологічному процесі виготовлення
  - дифузійна концентрація домішок
  - дифузійна (дифузійна розмиття).

Розширено їх більш детально:

1) За допомогою літографії можна отримати елементи достатньо малих розмірів із роздільною здатністю, яка краще визначається дифракційною та сферичною аберацією. З одного боку, для збільшення дифракційної роздільної здатності, треба зменшувати довжину хвилі і використовувати їх використовувати в літографії, оскільки  $\alpha \sim \lambda / d$ ,  $d$  - апертура,  $\alpha$  - радіус дифракційного розмиття з іншого боку зменшення  $\lambda$  збільшує вплив сферичної аберації. Розсіювання внаслідок впливу сферичної аберації зменшує від кута апертурного кута. Тому існує оптимальне значення для апертури.



# Білет №3

1. Як залежить ступінь інтеграції від розмірних ефектів? (б.з.)

Основними ступеня інтеграції ІПС через розмірні ефекти є обмеження пов'язаними із зміною особливостей фізичних ефектів переважно в точках маржа.

Змінюючи елементарні розміри окремих елементів змінює їх робочі характеристики, оскільки структура мінливого параметра від повільно. В точках маржа переважно мають місце різні розмірні ефекти:

1) Нисхідний, коли розміри зразка стають меншими за довжину світлової довжини носіїв

2) КРЕ, коли розміри елемента стають меншими за довжину зв'язу де Бройля, при чому змінюється екстремальна ст-ра частоти електронного станів та інші властивості

3) Зростаючий надпровідності якщо розміри зразка  $d$  стають меншими за  $\lambda_L$ .

4) інтенсивні тунелювання.  
Розмірні ефекти змінюють особливості оптичних властивостей елементів, змінюють еквілібрію координатів і обмежують рівень мікроліїтормізації електронних примесей. Це величезне створення нових примесей мають (каже) розміри які втрачаються і використовуються розмірні ефекти.

3)  $d < \lambda_L = \sqrt{\frac{m \cdot E_F}{4 \pi n_s e^2}}$ , де  $n_s$  - концентрація надпровідних електронів  
4)  $d < \frac{h}{e} (2m(\psi - E))^{-1/2}$ , де  $\psi$  - висота пот. бар'єра, а  $E$  - енергія ел., що тунелює.



Гауссово распределение часто используется как модель шума в системе, поскольку существует *центральная граничная теорема* [3], утверждающая, что при весьма общих условиях распределение вероятностей суммы  $j$  статистически независимых случайных переменных подчиняется гауссовому распределению при  $j \rightarrow \infty$ , причем вид отдельных функций распределения не имеет значения. Таким образом, даже если отдельные случайные процессы будут иметь негауссово распределение, распределение вероятностей совокупности многих таких процессов будет стремиться к гауссовому распределению.

### 1.5.5.1. Белый шум

Основной спектральной характеристикой теплового шума является то, что его спектральная плотность мощности *одинакова* для всех частот, представляющих интерес для большинства систем связи; другими словами, источник теплового шума на всех частотах излучает с равной мощностью на единицу ширины полосы — от постоянной составляющей до частоты порядка  $10^{12}$  Гц. Следовательно, простая модель теплового шума предполагает, что его спектральная плотность мощности  $G_n(f)$  равномерна для всех частот, как показано на рис. 1.8, а, и записывается в следующем виде:

$$G_n(f) = \frac{N_0}{2} \text{ Вт/Гц.} \quad (1.42)$$

Здесь коэффициент 2 включен для того, чтобы показать, что  $G_n(f)$  — *двусторонняя* спектральная плотность мощности. Когда мощность шума имеет такую единообразную спектральную плотность, мы называем этот шум *белым*. Прилагательное “белый” используется в том же смысле, что и для белого света, содержащего равные доли всех частот видимого диапазона электромагнитного излучения.

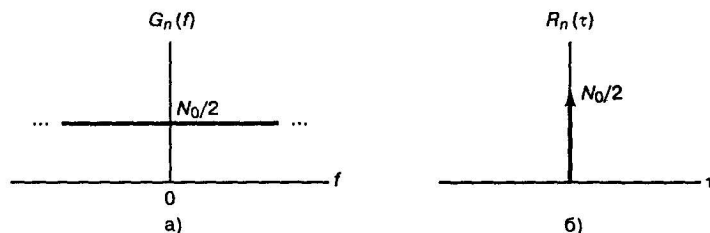


Рис. 1.8. Белый шум. а) спектральная плотность мощности; б) автокорреляционная функция

Автокорреляционная функция белого шума дается обратным преобразованием Фурье спектральной плотности мощности шума (см. табл. А.1) и записывается следующим образом:

$$R_n(\tau) = \mathfrak{F}^{-1}\{G_n(f)\} = \frac{N_0}{2} \delta(\tau). \quad (1.43)$$

Таким образом, автокорреляционная функция белого шума — это дельта-функция с весом  $N_0/2$ , находящаяся в точке  $\tau=0$ , как показано на рис. 1.8, б. Отметим, что  $R_n(\tau)$  равна нулю для  $\tau \neq 0$ , т.е. две различные выборки белого шума не коррелируют, вне зависимости от того, насколько близко они находятся.



Средняя мощность  $P_n$  белого шума *бесконечна*, поскольку бесконечна ширина полосы белого шума. Это можно увидеть, получив из уравнений (1.19) и (1.42) следующее выражение:

$$P_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_0}{2} df = \infty. \quad (1.44)$$

Хотя белый шум представляет собой весьма полезную абстракцию, ни один случайный процесс в действительности не может быть белым; впрочем, шум, появляющийся во многих реальных системах, можно предположительно считать белым. Наблюдать такой шум мы можем только после того, как он пройдет через реальную систему, имеющую конечную ширину полосы. Следовательно, пока ширина полосы шума существенно больше ширины полосы, используемой системой, можно считать, что шум имеет бесконечную ширину полосы.

Дельта-функция в уравнении (1.43) означает, что случайный сигнал  $n(t)$  абсолютно не коррелирует с собственной смещенной версией для любого  $\tau > 0$ . Уравнение (1.43) показывает, что *любые* две выборки процесса белого шума не коррелируют. Поскольку тепловой шум — это гауссов процесс и его выборки не коррелируют, выборки шума также являются независимыми [3]. Таким образом, воздействие канала с *аддитивным белым гауссовым шумом* на процесс детектирования состоит в том, что шум *независимо* воздействует на каждый переданный символ. Такой канал называется *каналом без памяти*. Термин “аддитивный” означает, что шум просто накладывается на сигнал или добавляется к нему — никаких мультипликативных механизмов не существует.

Поскольку тепловой шум присутствует во всех системах связи и для большинства систем является заметным источником шума, характеристики теплового шума (аддитивный, белый и гауссов) часто применяются для моделирования шума в системах связи. Поскольку гауссов шум с нулевым средним полностью характеризуется его *дисперсией*, эту модель особенно просто использовать при детектировании сигналов и проектировании оптимальных приемников. В данной книге мы будем считать (если не оговорено противное), что система подвергается искажению со стороны *аддитивного белого гауссового шума с нулевым средним*, хотя иногда такое упрощение будет чересчур сильным.

## 1.6. Передача сигнала через линейные системы

После того как мы разработали набор моделей для сигнала и шума, рассмотрим характеристики систем и их воздействие на сигналы и шумы. Поскольку систему с равным успехом можно охарактеризовать как в частотной, так и во временной области, для обеих областей были разработаны методы, позволяющие анализировать отклик линейной системы на произвольный входной сигнал. Сигнал, поданный на вход системы (рис. 1.9), можно описать либо как временной сигнал,  $x(t)$ , либо через его Фурье-образ,  $X(f)$ . Использование временного анализа дает временной выход  $y(t)$ , и в процессе будет определена функция  $h(t)$ , *импульсная характеристика*, или *импульсный отклик*, сети. При рассмотрении ввода в частотной области мы найдем для системы *частотную передаточную функцию*  $H(f)$ , которая определит частотный выход  $Y(f)$ . Предполагается, что система линейна и инвариантна относительно времени. Также предполагается, что система не имеет скрытой энергии на момент подачи сигнала на вход.

## Б – 11.1

Подання електронного приладу у вигляді еквівалентної схеми - метод, який повсюдно застосовується для розрахунків радіоелектронних кіл. При цьому реальний електронний прилад замінюється деякою ідеалізованою електричною схемою, що складається з традиційних електротехнічних елементів: джерел струму і напруги, ключів, резисторів, індуктивностей та ємностей. Умови еквівалентності (тобто рівноцінності) полягають у тому, що ця схема, подана як чотириполіусник, повинна мати що до змінних входних та вихідних струмів і напруг такі ж властивості і параметри, як і реальний електронний прилад.

При цьому еквівалентна схема необов'язково повинна відображати внутрішню будову електронного приладу та фізичні процеси, що в ньому відбуваються. Її завдання відтворити зовнішні (феноменологічні) електротехнічні властивості електронного приладу. Подання реального електронного приладу у вигляді еквівалентної схеми дозволяє найкращим способом вписати його у принципальну схему радіоелектронного пристрою і далі провадити розрахунок останнього звичайними методами теорії електричних кіл.

Аналіз роботи транзисторів зручно здійснювати за допомогою еквівалентних схем. Вони складаються з лінійних елементів схем ( $R, C$  та  $L$ ) й повинні вірно відображати похідні від залежностей  $I(V)$ , котрі зв'язують між собою малі зміни струмів і напруг. Таким чином, еквівалентна схема є моделлю схеми, яка за своїми властивостями передачі змінного сигналу повинна не відрізнятися від реального транзистора. В залежності від величини та частотного діапазону сигналу та схеми включення транзистора розрізняють декілька еквівалентних схем. Наведемо два приклади низькочастотних малосигнальних еквівалентних схем транзистора при включенні його зі спільною базою (ССБ) (рис.12.9) та спільним емітером (ССЕ) (рис.12.10).

Еквівалентну схему транзистора зі спільною базою (ССБ) (рис.12.9) легко отримати з моделі Еберса-Молла, зображеної на рис.12.2, заміною емітерного і колекторного переходів їх диференціальними опорами

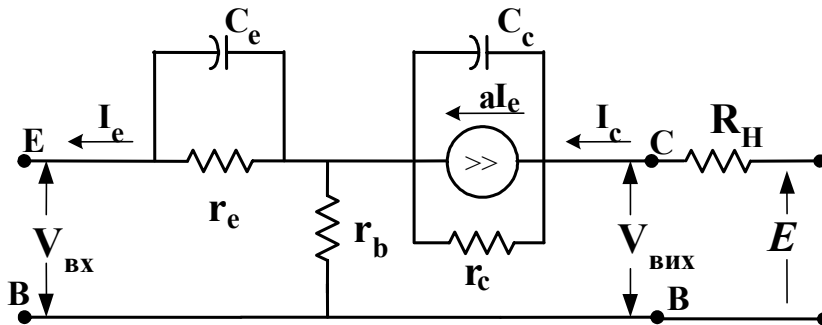


Рис.12.9. Еквівалентна малосигнальна схема транзистора зі спільною базою (ССБ).

$$z_e = \partial V_e / \partial I_{e|V_c} = r_e / (1 + j\omega C_e r_e) \quad \text{та}$$

та знехтувавши джерелом  $\alpha_j I_2$ , тому що у нормальному робочому режимі можна знехтувати струмом носіїв  $I_2$ , що інжектують із колектора в базу. При малих частотах, коли  $\omega C_{e,c} r_{e,c} < 1$ , диференціальні опори  $z_e$  та  $z_c$  можна розглядати як активні опори. В цій схемі задається струм емітера  $I_e$  і обраховуються або вимірюються всі останні її параметри. Коефіцієнт підсилення струму в схемі ССБ визначається прямим

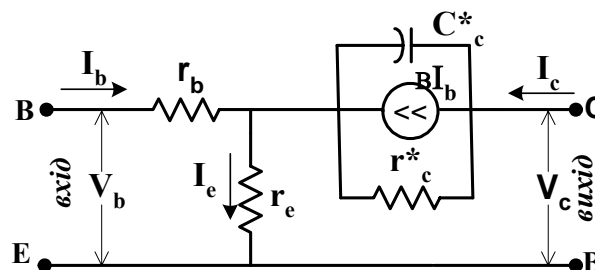


Рис.12.10. Еквівалентна схема включення транзистора зі спільним емітером,

$$\beta = \alpha / (1 - \alpha).$$

коефіцієнтом передачі  $\alpha = \alpha_N$  ( $M_I = i_2/i_1 = i_c/i_e = \alpha$ ), а його вхідний та вихідний опори рівні  $R_{\alpha} = r_{be} = r_e + r_b$ ,  $R_{\alpha}^{-1} \cong r_c^{-1} + R_H^{-1}$ , де  $R_H$  – опір навантаження колектора. При визначенні вихідного опору ми знехтували впливом на нього опору  $r_b$ , котрий менший за  $r_c$  ( $r_b < r_c$ ).

Еквівалентна малосигнальна схема транзистора в схемі зі *спільним емітером* зображена на рис. 12.10. В цій схемі задається струм бази  $I_b$  та нехтується, як і в попередній схемі ССЕ, впливом колекторного переходу на емітерний перехід, тобто нехтуємо членом  $\alpha_j I_2$  моделі Еберса-Молла. Коефіцієнт передачі струму  $B$  бази згідно (12.8а) залежить від  $\alpha$  й, коли  $\alpha = 0.99$ , то  $B = \alpha/(1-\alpha) = 99$ . Опір колекторного переходу  $r_c^*$  цієї схеми відрізняється від опору  $r_e$  схеми ССЕ ( $r_c^* \neq r_e$ ), тому що ці еквівалентні схеми мають різні джерела струму  $B i_b$  та  $\alpha i_e$  відповідно. Співвідношення, що зв'язує ці опори, можна отримати з умови еквівалентності схем ССБ та ССЕ. Вони рівноцінні тоді, коли в режимі холостого ходу  $i_e = i_b$  та  $B i_b r_c^* = \alpha i_e r_e$ , тобто, коли

$$r_c^* = (1-\alpha)r_e \quad (12.30)$$

Оскільки  $\alpha \leq 1$ , то  $r_c^* < r_e$ .

При високих частотах сигналів потрібно враховувати вплив опору базової області та відповідних реактивних складових елементів схем. Одна з еквівалентних схем біполярного транзистора для області

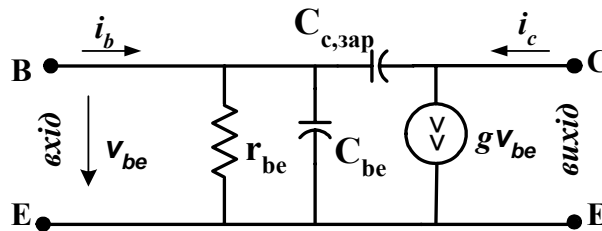


Рис.12.11. Еквівалентна ССЕ схема транзистора для області високих частот.

високих частот зображена на рис.12.11. В цій схемі  $C_{c,q}$  - зарядна (бар'єрна) ємність колекторного переходу,  $C_{C,dif}$  - дифузійна ємність колекторного переходу, зв'язана із інжекцією носіїв (12.40),  $C_{BE} = C_{BE,dif} + C_{BE,q}$  - ємність база-емітер,  $g = \partial I_C / \partial V_{BE}$ ;  $i_c / |v_T|$  - крутизна,  $r_{BE} = \partial V_{BE} / \partial I_B = gB$  - опір база-емітер,  $C_{Bef}$ ;  $C_{BE,dif} \cong w_B^2 I_E / 2D_n V_T$ , а гранична частота  $\omega_m$ ;  $\left[ r_{be} (C_{be,dif} + C_{c,зар}) \right]^{-1}$ .

#### 12.4.а.5. Параметри еквівалентних схем транзистора

Звернемося до аналізу зображеної на рис.12.9 еквівалентної схеми  $n^+ - p - n$  транзистора, включеною за схемою ССБ, і за її допомогою оцінимо опори і ємності. Цю схему можна аналізувати за допомогою теорії електричних кіл. Для цього потрібно лише вдало вибрати її параметри  $r_E$ ,  $r_C$ ,  $r_B$ ,  $C_E$  і  $C_C$ .

$$r_E = \frac{\partial V_E}{\partial I_E} \quad (12.31)$$

Скориставшись формулою (12.7) для емітерного струму, знайдемо

$$r_E = \frac{1}{\frac{\partial I_E}{\partial V_E}} = \frac{1}{\frac{\partial}{\partial V_E} \left( \alpha_i I_C + I_{E0} \left( \exp \left\{ \frac{eV_E}{k_B T} \right\} - 1 \right) \right)} \cong \frac{k_B T}{e I_E} \quad (12.32)$$

Величини  $r_E$  здебільшого за порядком величини рівні  $20 \div 30$  Ом.

Для оцінки колекторного опору  $r_c$  скористаємося тим, що  $I_C \cong \alpha I_E$ , і підставимо в нього повний коефіцієнт передачі  $\alpha = \gamma \beta \alpha^*$ . Обмежимося розглядом випадку, коли  $\beta \gamma \rightarrow 1$  і  $\alpha \cong \beta$ . Тоді

$$r_c = \frac{1}{\frac{\partial I_C}{\partial V_C}} = \frac{1}{I_E \frac{d\alpha}{dV_C}} = \frac{-1}{I_E \frac{w_B}{L_n^2} \frac{dw_B}{dV_C}} \quad (12.33)$$

Ефективна ширина бази залежить від ширини області легування (у нашому випадку  $p$  – типу) та від колекторного потенціалу  $V_c$ , тому що потенціал колектора змінює розмір області просторового заряду колекторного  $p$ - $n$  переходу:

$$w_B = w_{B1} + \Lambda_C = w_B + \sqrt{\frac{\varepsilon_s (\varphi_C - V_c) (N_a + N_d)}{2\pi e N_a N_d}} \quad (12.34)$$

де  $\Lambda_C$  – протяжність просторового заряду в області колекторного  $p$ - $n$  переходу.

Тоді

$$\frac{dw_B}{dV_c} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_s (N_d + N_a)}{2\pi e N_a N_d (\varphi_c - V_c)}} = -\frac{1}{2} \frac{\Lambda_C}{(\varphi_c - V_c)} \propto -\frac{1}{2} \frac{\Lambda_C}{|V_c|} \quad (12.35)$$

де  $N_d, N_a$  – концентрація донорів у колекторній частині й акцепторів у базовій області,  $\varphi_c$  – контактна різниця потенціалів,  $|V_c|$  – модуль зворотної напруги на колекторі. Підставляючи (12.35) у (12.33), отримаємо вираз для опору колекторної частини транзистора, обумовлену ефектом Ерлі

$$r_C = 2 \frac{|V_c| L_n^2}{I_E w_B \Lambda_C} = \frac{|V_c|}{I_E (1 - \beta)} \frac{w_B}{\Lambda_C} \quad (12.36)$$

Підставимо у формулу (12.36) вираз для  $I_e$  із формули для  $r_e$  (12.33), тоді

$$\frac{r_C}{r_E} = \frac{e V_c w_B}{k_B T \Lambda_C (1 - \beta)} \quad (12.36a)$$

який дає для цього опору значення  $r_C > 10^4$  Ом.

Опір бази складається із двох частин: з опору матеріалу бази  $r_{B0}$  та дифузного опору  $r_{bB}$ , обумовленого зміною концентрації неосновних носіїв у базі при зміні напруги на колекторі. Складова опору бази  $r_{B0}$  залежить від геометричних розмірів бази й ступені легування матеріалу бази. Складова  $r_B$  оцінюється таким самим чином, як і опір колекторної частини, проте вирази при цьому більш складні, тому що потрібно враховувати опір активної й пасивної частин бази і складний характер траєкторій базового струму. Типові параметри для опору бази такі:  $r_B = 50 \div 200$  Ом.

Ємності  $C_{eE}$  і  $C_C$  виникають тому, що на  $n$ - $p$  переходах з'являються просторові заряди. Для грубої оцінки ємностей можна використати час зарядки цих конденсаторів

$$\tau_E = r_E C_E \quad (12.37) \quad \tau_B = r_B C_C \quad (12.38)$$

Величини часу зарядки цих конденсаторів становлять  $\tau_E \sim 0,1$  нс;  $\tau_B \sim 1,0$  нс, тоді  $C_E \sim 20 \div 100$  пФ;  $C_C \sim 1$  пФ.

Для більш точного розгляду ємностей потрібно взяти до уваги, що колекторному й емітерному переходам притаманні ємності, котрі умовно можна розділити на *зарядну ємність*, зв'язану з наявністю зарядних струмів, і *дифузійну ємність*, зв'язану з інжекцією носіїв струму.

Розглянемо спочатку ємність емітерного переходу. Його *зарядна ємність*  $C_{Eq}$  наближено визначається таким чином

$$C_{Eq} = \frac{\varepsilon_s S}{4\pi \Lambda_{Ee,exp}} = \frac{\varepsilon_s S}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi e N_a N_d}{\varepsilon_s (N_a + N_d) (V_E \pm \varphi_c)}} = S \sqrt{\frac{e N_a \varepsilon_s}{8\pi (V_E \pm \varphi_c)}} \quad (12.39) \text{ Для емітерної області } N_d > N_a, \text{ тому}$$

$\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \approx N_a$ . Контактна різниця потенціалів  $\varphi_c$  визначається матеріалами і становить за порядком

величини  $0,3 \div 0,4$  В.

Крім зарядної ємності емітерний перехід має ще *дифузійну ємність*  $C_{Edif}$ . Вона виникає тому, що при зміні напруги на переході змінюється кількість нерівноважних носіїв заряду, котрі інjektують у базу. Дифузійна ємність прямо пропорційна струму емітера і середньому часові існування нерівноважних зарядів у базі  $\tau$ . Значення  $\tau$  визначається середнім часом дифузії носіїв струму від емітера до колектора крізь базу  $\tau = w_B^2 / 2D_n$ . За цей час на ємності накопичується заряд  $Q = I_{E0} \tau$ . Величина дифузійної ємності визначиться за формулою  $C_{Edif} = Q / (k_B T / e)$ . Скориставшись виразом для  $Q$ , а також формулою (12.32) остаточно маємо

$$C_{Edif} = \frac{e}{k_B T} I_{E0} \tau = \frac{1}{r_E} \frac{w_B^2}{2D_n} \quad (12.40) \text{ Емітерний перехід зміщений у прямому напрямі, тому його}$$

ємність визначається, головним чином, дифузною ємністю  $C_{Edif} > C_{Eq}$ , тобто  $C_E \sim C_{Edif}$ . При  $I_{E0} = 1 \text{ мА}$  вона за порядком величини становить  $C_{Edif} = 200 \text{ нФ}$ . Колекторний перехід також має зарядову й дифузійну ємність 1. Проте він зміщений у зворотному напрямку і його дифузійна ємність менша за зарядову ( $C_{cdif} < C_{cq}$ ), тому сумарна ємність визначатиметься зарядовою ємністю колектора, яка визначається формулою

$$C_{cqzap} = S \sqrt{\frac{\epsilon_s e N_a N_d}{8\pi(N_a + N_d) |V_C|}} \cong S \sqrt{\frac{\epsilon_s e N_a}{16\pi |V_C|}} \quad (12.41)$$

де використано, що  $\varphi_c < V_C$  та  $N_a \sim N_d$ . В формулі (12.43)  $N_a$  – концентрація домішок у базі. Ця ємність менша емітерної і становить  $\sim 1 \div 50 \text{ нФ}$ .

### Б.11.3

Вторинно-електронна емісія (ВЕЕ) - це випускання електронів тілом при його бомбардуванні потоком первинних електронів.

Процес вторинної емісії дещо нагадує процес фотоелектронної емісії. Первинні електрони потрапляючи у речовину збуджують там електрони і передають їм частину своєї енергії. Набувши енергію збуджені електрони дифундують до поверхні, частково розтрачуючи на цьому шляху свою енергію. Якщо дійшовши до поверхні вони зберігають енергію достатню для подолання роботи виходу, вони зможуть вийти назовні і стати таким чином вторинно-емітованими електронами.

Енергетичний спектр вторинних електронів дозволяє розділити їх за природою на три групи (рис.6.9):

1. Пружно відбиті електрони, які мають ту ж енергію  $\approx \epsilon_0$ , як і первинні;
2. Не пружно відбиті електрони, які втратили частину своєї енергії на збудження електронних станів атомів речовини;
3. Справжні вторинні електрони.

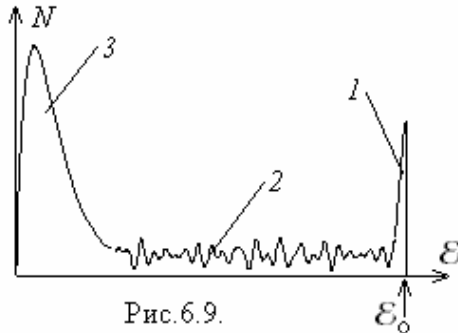


Рис. 6.9.

У відповідності до цього коефіцієнт  $\sigma$  вторинної електронної емісії можна розділити на три компоненти:

$$\sigma = \frac{i_2}{i_1} = r + \eta + \delta$$

де  $i_1$  та  $i_2$  - струми первинних та вторинних електронів;  $r, \eta, \delta$  - коефіцієнти для пружно, не пружно відбитих електронів та справжніх вторинних електронів.

Енергетичний спектр недружно відбитих електронів (область 2 на рис.6.9) являє собою складну немонотонну залежність. Цей спектр несе на собі “відбиток” структури електронних енергетичних рівнів атомів речовини, що складають її поверхню. По ньому можна судити про природу емітуючого тіла і електронні стани атомів поблизу його поверхні. Такий спосіб фізичних досліджень речовини являє собою новий науковий напрямок під назвою “Іонізаційна спектроскопія”.

1 Дифузійна ємність колектора рівна  $C_{cdif} = I_C \frac{w_B \Delta w_B}{D \Delta V_C}$ . Комбінуючи цю формулу з (12.35) та (12.37), отримаємо

$$C_{cdif} = I_C (w_B / D) \sqrt{\epsilon_s (8\pi e N_d |V_C|)^{-1}} = \tau_c / r_c$$

Залежність коефіцієнтів  $\sigma$  і  $\delta$  від енергії первинних електронів має вигляд характерної кривої з

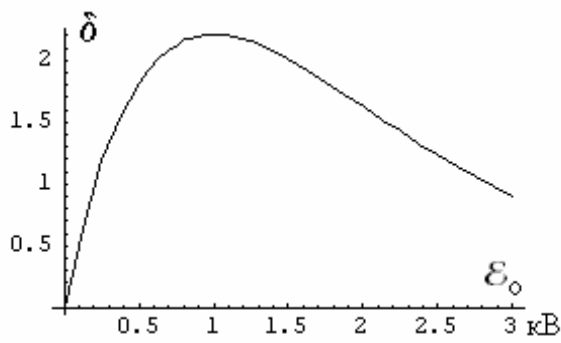


Рис. 6.10.

максимумом (рис.6.10), який припадає для металів на енергії порядку 0.5 - 1.5 кеВ. Такий вигляд цієї кривої пояснюється тим, що із зростанням енергії первинних електронів  $\epsilon_0$  у об'ємі речовини утворюється, природно, все більша і більша кількість збуджених електронів. Але, з іншого боку, із збільшенням  $\epsilon_0$  первинні електрони все далі проникають у глибину речовини, і збудженим там електронам стає все складніше дійти до поверхні, зберігши енергію достатню для виходу у вакуум. Розтрачують же вони свою енергію переважно на співударяннях із

вільними електронами речовини.

Для металів глибина проникнення первинних електронів  $\lambda$  при  $\epsilon_0$  порядку кількох сотень або тисяч еВ складає кілька десятків ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  та  $\delta_{\max}$  лежать у межах від 0.5 до 2.0.

Діелектрики та напівпровідники також здатні до вторинно-електронної емісії. У діелектриках відсутні вільні електрони і тому виниклі у об'ємі збуджені електрони можуть дістатися до поверхні майже не витративши свою енергію. У діелектриках  $\lambda$  складає

сотні  $\text{Å}$ , а  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків.

Здавалося б, діелектрики можуть бути ефективними вторинно-електронними емітерами, Але у стаціонарному режимі ВЕЕ діелектриків ускладнюється зарядженням їх поверхні. (рис.6.11). Коли величина  $\delta < 1$  і діелектрик заряджається негативно, бо кількість електронів, що падають на нього більша від кількості тих, що його облишають. Утворюється гальмівне поле і енергія первинних електронів, що досягають поверхні емітера, знижується до нуля.

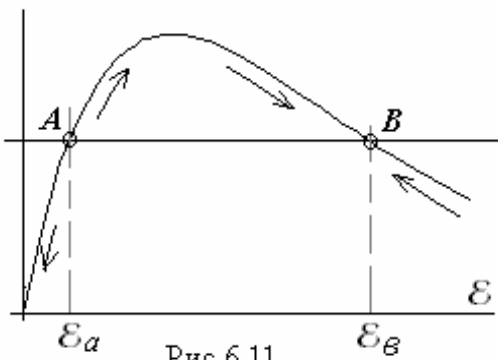


Рис. 6.11.

Коли величина  $\delta > 1$  і поверхня заряджається позитивно аж до потенціалів, що відповідають  $\epsilon_0$  для  $\delta = 1$ . При  $\delta < 1$

поверхня заряджається первинними електронами до тих пір, доки їх енергія при потраплянні на поверхню не знизиться до  $\epsilon_0$ . Таким чином, точка А на рис.6.11 є нестійкою, а точка В ї стійкою. Отже, величина  $\sigma$  у діелектриках у стаціонарному режимі завжди буває рівною одиниці.

У напівпровідниках зарядження поверхні проявляється у слабшій мірі і в них  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Такі речовини мають назву ефективних вторинних емітерів (напр. складний напівпровідник  $GaP-O-Cs$ ). Цікаво відмітити, що усі речовини, які є ефективними фотоемітерами, є також ефективним вторинно-електронними емітерами. Це досить зрозуміло, бо в них втрати енергії збуджених електронів на шляху до поверхні є малими, а також малими є зовнішня і загальна роботи виходу. Ефективним вторинними емітерами бувають також деякі сплави металів (напр.  $Mg + Li5\%$ ).

Ефективні вторинно-електронні емітери знаходять широке практичне застосування у приладах, що мають назву вторинно-електронних помножувачів (ВЕП) (рис.6.12). Такий помножувач являє собою систему з  $n$  електродів покритих шаром ефективного вторинно-електронного емітера і мають назву динодів. До кожного наступного диноду прикладається напруга дещо вища від попереднього. Потік первинних електронів  $i_1$  потрапляю на перший динод  $a_1$  і вибиває з нього потік вторинних електронів  $i_1\sigma$ , котрий потрапляє далі на другий динод  $a_2$  і виходить з нього підсиленим ще у  $\sigma$  разів. Отже, пройшовши через  $n$  динодів електронний потік на колектор виявляється підсиленим у  $\sigma^n$  разів порівняно з вхідним. При кількості динодів порядку 15 - 20 коефіцієнт підсилення може досягати  $10^9 - 10^{11}$  разів.

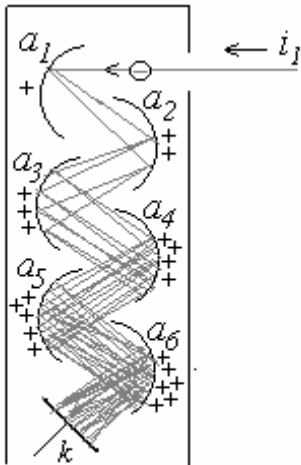


Рис. 6.12.

Якщо первинний потік електронів утворюється фотокатодом, то такий прилад має назву фотоелектронного помножувача (ФЕП).

ВЕП та ФЕП є чудовими приладами і вони знаходять як найширшого застосування у техніці фізичного експерименту для реєстрації і вимірювання слабких потоків заряджених частинок або світлових потоків. Окрім надзвичайно великої чутливості, яка обмежується лише флюктуаційними явищами при емісії, ВЕП та ФЕП мають дуже малу інерційність (порядку кількох наносекунд) і дозволяють підсилювати і реєструвати слабкі імпульси струму і світла утворювані навіть окремими поодинокими електронами або фотонами.

При бомбардуванні електронами аморфних або полікристалічних тіл напрямок виліту вторинних електронів підкоряється закону косинуса. Якщо ж мішенню є монокристал, то для електронів з малими енергіями потік відбитих електронів стає вже сильно залежним від напрямку. Це відбувається за рахунок дифракції повільних електронів на приповерхневому шарі мішені. Картина напрямків розсіяння таких дифрагованих електронів дозволяє судити про структуру поверхні і плівок адсорбованих на ній атомів. Дифракція повільних електронів (ДПЕ) є могутнім методом вивчення структури і стану поверхні монокристалічних тіл.

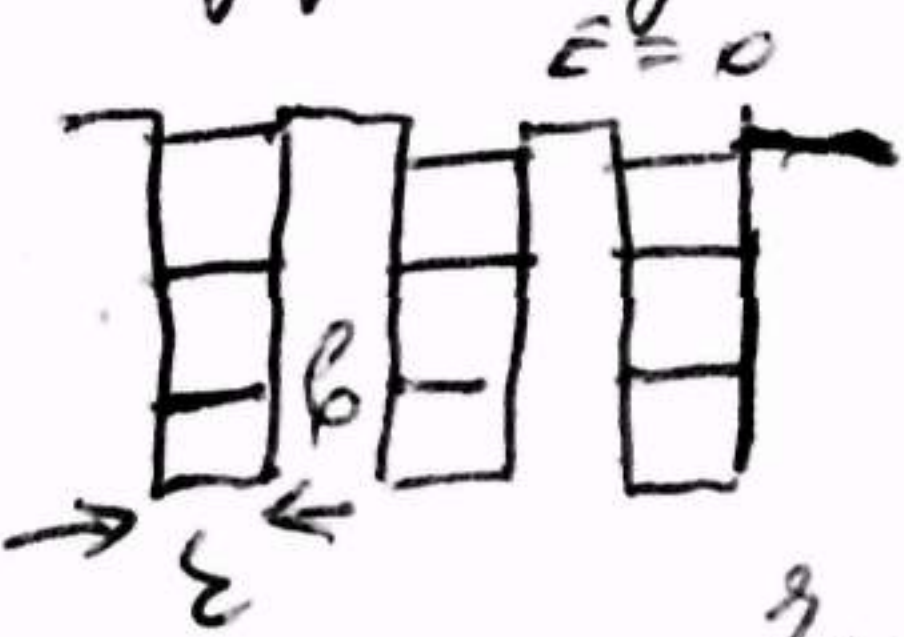


11.2 есть в методе Находкина (спросить у Ксанки)



Знайдіть радіус металевих сферичних островків, енергетичний спектр у яких при кімнатній температурі буде дискретним. Стала Больцмана  $k = 1,38 \times 10^{-16}$  ерг  $\cdot$  град $^{-1}$ ,  $h = 6,53 \times 10^{-27}$  ерг  $\cdot$  с.

Розв'язок:  
Коли радіус металевих сферичних островків  $r \sim \lambda_D$ , то спектр буде дискретним.

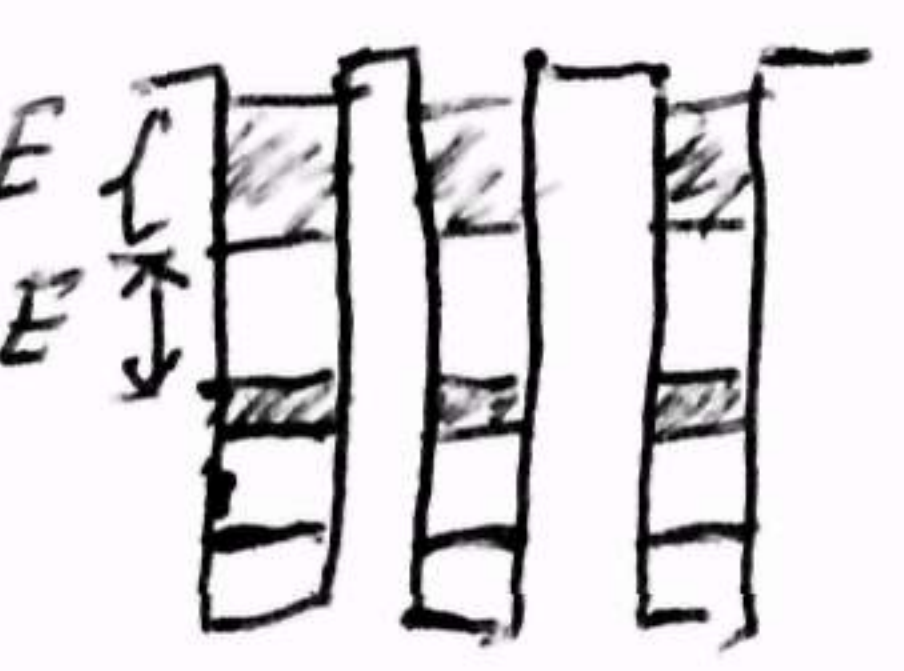


(це в ідеальному випадку)

$$E_n = \frac{h^2}{8m} \frac{n^2}{r^2}$$

$$\lambda_D = \frac{h}{m v_F}$$

Іммі бачимо, то виконуються співвідношення Рейзенберга  $\delta t \cdot \delta E \sim h$ , коли  $n \uparrow \delta t \downarrow \Rightarrow \delta E_n \downarrow$



Виглядає лінійно рівнянням:

$$\Delta E_{n,n+1} = \frac{h^2}{8m} \frac{(n+1)^2 - n^2}{r^2} = \frac{h^2}{8m} \frac{1}{r^2} (2n+1)$$

Спектр монотонно

зростає дискретним якщо:

$$\Delta E_n = \frac{h^2}{8m r^2} (2n+1) \geq kT$$

Знайдемо  $r_{кр}$ . при якому спектр буде дискретним.

$$r_{кр} \leq \sqrt{\frac{h^2 (2n+1)}{kT \cdot 8m}}, \quad m = 9,8 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

Візьмемо випадок, що при нормальних електрон знаходиться на основному рівні, тобто  $n=1$ :

- $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$
- $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ ерг} \cdot \text{град}^{-1}$
- $h = 6,53 \cdot 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1}$

$$r_{кр} \leq \sqrt{\frac{(6,627 \cdot 10^{-27})^2 \cdot 3 \cdot (e^2/c^2) / 4 \cdot 2 \cdot e^2}{300 \cdot 8 \cdot 9,8 \cdot 10^{-28} \cdot 1,38 \cdot 10^{-16}}} \approx 10^{-6} \text{ см} = 100 \text{ \AA}$$

При  $r \leq r_{кр}$  - спектр дискретний.



## Білет №12.

### 1. Запропонуйте технологічну схему виготовлення інтегральних мікросхем з біполярними транзисторами.

ІМС із біполярними транзисторами виготовляються, здебільшого, за допомогою двох різновидів технологій: *планарно-дифузійної та планарно-епітаксіальної*. В першому випадку планарно-дифузійної технології (рис.12.14) області *n*- і *p*- типів у приповерхневому шарі напівпровідникової підкладки створюються за допомогою локальної термодифузії донорів та акцепторів у кремнієву підкладку. У другому випадку

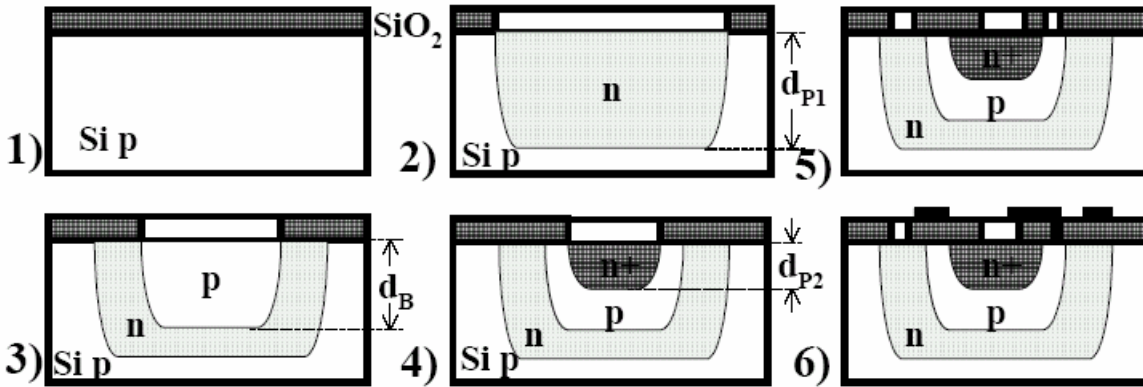


Рис.12.14. Етапи планарно-дифузійної технології виготовлення *n+p-n* транзисторів: 1 - окислення, 2 - дифузія донорів (P), 3 - окислення та дифузія акцепторів (B), 4 - окислення та дифузія донорів (P), 5 - окислення та виготовлення отворів для металізації, 6 - металізація. планарно-епітаксіальної технології області *n*- і *p*- створюються за допомогою епітаксіального нарощування кремнієвих шарів *n*- і *p*-типів.

*Планарно-дифузійна технологія складається з таких технологічних етапів.*

На першому її етапі ретельно очищену кремнієву підкладку рівномірно окислюють у сухому кисні (рис.12.14.1).

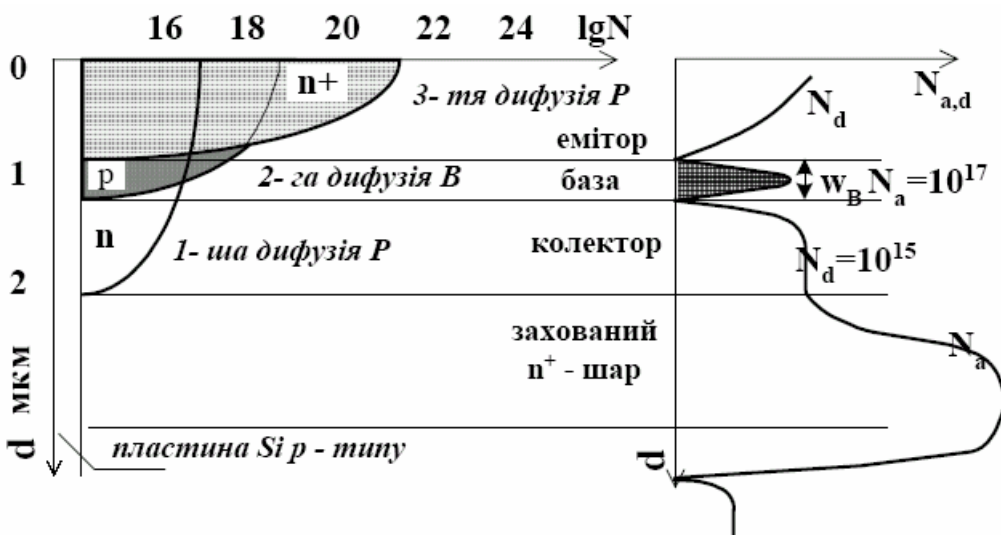


Рис.12.15. Розподіл концентрації домішок у транзисторі.

На другому етапі за допомогою незмінної (руйнівної) маски методом фотолітографії створюються вікна в оксиді кремнію, крізь які відкривається вільний доступ до не окисленої поверхні підкладки. Розмір та форма вікон визначається топологією ІМС. Крізь вікна здійснюється термодифузія донорних домішок фосфору на глибину  $\langle dP \rangle \sim (DPt)^{1/2}$ , де  $DP$  - коефіцієнт дифузії фосфору,  $t$  - час проведення процесу дифузії. Після закінчення цієї операції в об'ємі підкладки утворюється область, в якій переважають донорні домішки. Її глибина визначається глибиною дифузії фосфору  $\langle dP1 \rangle$ , а поперечні розміри - розмірами вікна в шарі  $SiO_2$ , який служить руйнівною маскою для дифузії фосфору. Так створюється *колекторна область n*-типу *n+p-n* транзистора (рис.12.14.2). Розподіл концентрації домішок фосфору в цій області наводиться на рис.12.15 (крива 1).

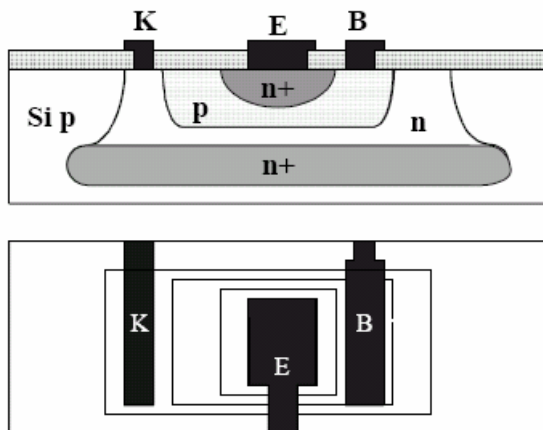
На третьому етапі підкладинку знову окислюють. В новому шарі  $\text{SiO}_2$  за допомогою фотолітографії витравлюють нові вікна меншого розміру. Крізь ці вікна здійснюється дифузія акцепторних домішок бора на глибину  $\langle d_B \rangle = (DBt)^{1/2}$  меншу за глибину попередньо проведеної дифузії бору  $d_{P1} < d_B$ . Бор компенсує донорні домішки фосфору й при  $N_B > N_p$  утворюється  $p$ -область, котра може виконувати функції бази транзистора (рис.12.14.3).

На четвертому етапі знову ще раз окислюють підкладинку. В шарі нового  $\text{SiO}_2$  витравлюють вікна ще меншого розміру. Крізь нові вікна здійснюють термодифузію акцепторної домішки - фосфору на глибину  $\langle d_{P2} \rangle$  меншу глибину дифузії донорної домішки – бору, дифузія якої здійснювалась на попередньому етапі технології ( $\langle d_B \rangle > \langle d_{P2} \rangle$ ). За допомогою цієї операції створюється область із великою концентрацією акцепторів (рис.12.14.4). Концентрація акцепторів у цій області більша за концентрацію донорів ( $N_a = N_{P2} \gg N_B = N_d$ ). Акцептори не тільки компенсують, але й “перекомпенсують” донори. Унаслідок “перекомпенсації” донорів утворюється область  $n+$ -типу, котра є емітерною частиною транзистора  $n+-p-n$  типу. Просторовий розподіл домішок у цій області транзистора наведений на рис.12.15.

На п'ятому етапі поверхня знову окислюється. В шарі  $\text{SiO}_2$  витравлюються нові отвори, крізь які наносяться металеві контакти до різних областей транзистора, як це показано на рис.12.14. Після цієї технологічної операції утворюється транзистор  $n+-p-n$  типу.

Іноді під колекторним шаром додатково виготовляють *скритий (або захований) шар  $n+$ -типу* з концентрацією домішок  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Поперечний переріз біполярного транзистора із захованим шаром  $n+$ -типу наведений на рис.12.16. Скритий шар  $n+$ -типу виконує такі функції:

- сповільнює рух неосновних носіїв струму в колекторі (у даному випадку дірок), що інжектують із бази, бо сильно легований шар призводить до появи внутрішнього електричного поля, направлено в напрямку від скритого шару до бази,



**Рис.12.16. Поперечний переріз і план транзистора із захованим  $n+$  шаром.**

- вирівнює потенціал колекторної частини транзистора, тому що сильно легований захований (скритий) шар зменшує електричний опір колекторної частини від декількох кілоомів до сотень омів,
- збільшує коефіцієнт передачі  $\beta_i$ , тому що, коли колектор зміщений у прямому напрямку, то скритий шар  $n+$ -типу сприяє рекомбінації дірок, що інжектують із бази, і тим самим зменшує шкідливу складову струму колектора при інверсному включенні.

У випадку *планарно-епітаксіального виготовлення транзисторів ІМС* у шарі  $\text{SiO}_2$  на  $\text{Si}$  підкладинці методом фотолітографії і хімічного травлення, як і в попередньому випадку, створюються відповідної форми й розмірів вікна, крізь які відкривається  $\text{Si}$  підкладинка (Рис.14). Крізь вікна в шарі  $\text{SiO}_2$  у кремнії витравлюються заглибини, які заповнюються методом епітаксіального нарощування шарами  $n$ - або  $p$ -типів відповідно.

У практиці виготовлення біполярних транзисторів використовується також *поєднання планарно- дифузійної та епітаксіальної технологій*. Наприклад, на першому її етапі здійснюється дифузія донорів для утворення колекторного шару  $n$ -типу. На другому етапі крізь спеціально створені вікна епітаксіально вирощують шар напівпровідника  $p$ -типу для бази транзистора. На третьому етапі за допомогою термодифузії донорів крізь спеціально виготовлені вікна у новому

шарі  $\text{SiO}_2$  створюють колекторний шар  $n$ - типу. На четвертому етапі, як і раніше, наносять металеві контакти до емітера, бази та колектора.

Розглянуті приклади створення активних елементів ІМС не вичерпують різновидів існуючих технологій їх виготовлення - існує більше 1000 різноманітних технологій і виникають нові. Кожний різновид технології складається з десятків або сотень окремих технологічних операцій. Ці операції можна розділити на 8 великих груп □

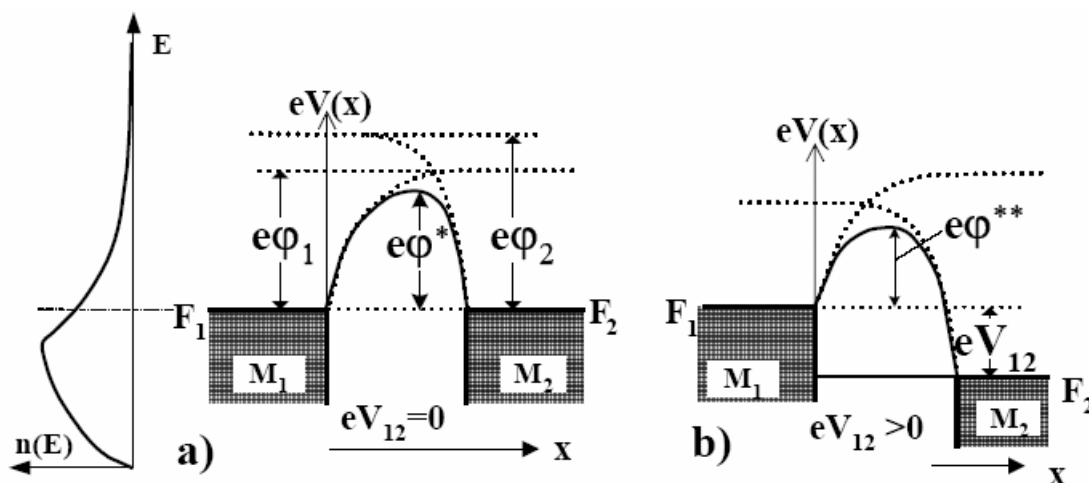
1. вилучення матеріалу підкладки або нанесеного шару (механічна обробка, хімічне, плазмохімічне та іонне травлення тощо) □
2. нанесення матеріалу (створення плівок на підкладці, епітаксіальне нарощування шарів речовини тощо) □
3. формування геометричних конфігурацій плівок елементів та вікон у плівках, інші обробки) □
4. формування на підкладці областей з різними електрофізичними характеристиками (дифузія, іонне легування тощо) □
5. термообробка для зміни властивостей матеріалу (відпал плівок, перекристалізація, впікання контактів тощо) □
6. заварка, пайка, герметизація корпусів тощо □
7. контрольні та підганяльні операції □
8. допоміжні операції.

## 2. Проаналізуйте особливості феромагнітних плівок, що використовують для запису та обробки сигналів.

## 3. Особливості та застосування термоелектронної емісії. Чи має вона загальні риси з надбар'єрною емісією в напівпровідникових структурах?

Надбар'єрної емісії, це явище є аналогічним термоелектронній емісії, котра досить інтенсивно вивчалась як фізичне фундаментальне явище та як явище, котре знайшло широке застосування для одержання потоків вільних електронів у різноманітних електровакуумних приладах.

*Надбар'єрною або термоелектронною емісією* називається явище подолання носієм заряду бар'єра на гетеропереході завдяки енергії його теплового руху. Носії заряду, котрі за рахунок теплової енергії збуджуються на енергетичні рівні, енергія яких більша висоти потенціального бар'єра гетеропереходу, долають цей бар'єр й переходять з одного металевого



електрода в інший або з металевого електрода в напівпровідник (діелектрик).

Рис.6.2. Енергетична схема сандвіча з металів  $M_1$  і  $M_2$ , розділених вакуумним проміжком, при двох напругах  $V_{12}$ : а)  $V_{12}=0$ ; б)  $V_{12}>0$ .

Спочатку розглянемо систему метал-діелектрик-метал (МДМ сандвіч) із товщиною діелектрика  $d$  меншою за довжину вільного пробігу носіїв струму в діелектрику  $l$ , коли електрони у діелектрику рухаються балістично – без зіткнень. Позначимо роботи виходу металів  $M_1$  і  $M_2$  через  $e\phi_1$  та  $e\phi_2$ , а їх рівні Фермі через  $F_1$  та  $F_2$  відповідно. Нехай у діелектрику відсутні пастки і його

можна наближено вважати ідеальним. Найкращою моделлю ідеального діелектрика є вакуумний проміжок. На рис.6.2а та 6.2б. зображені енергетичні схеми такого сандвіча для двох напруг між електродами:  $V_{12} = 0$  та скінченої напруги  $V_{12} \neq 0$ . Крізь такий сандвіч буде йти струм  $i = i_1 - i_2$ , де  $i_{1,2}$  – струми термоелектронної емісії носіїв із металу 1 або 2 у діелектрик відповідно. Ці струми визначаються за допомогою формул Річардсона-Дешмана для термоелектронної емісії

$$i_{1,2} = S_{1,2} A_{1,2} T^2 \bar{T}_{1,2} e^{-\frac{e\phi_{1,2}}{k_B T}} \quad (6.1)$$

де  $S_{1,2}$  - площі,  $A_{1,2} = 4\pi k_B T m_{1,2}/h$  - константи Річардсона,  $\bar{T}_{1,2}$  - середні коефіцієнти прозорості потенціальних бар'єрів 1-го та 2-го гетеропереходів відповідно,  $T$  - температура,  $k_B$  - стала Больцмана. Після підстановки (6.1) у вираз для струму крізь перехід отримуємо

$$i = i_1 - i_2 = S_1 A_1 \bar{T}_1 T^2 e^{-\frac{e\phi^{**}}{k_B T}} \left( 1 - \frac{S_2 A_2 \bar{T}_2}{S_1 A_1 \bar{T}_1} e^{-\frac{eV_{12}}{k_B T}} \right) \quad (6.2)$$

де  $e\phi^{**}$  - висота бар'єра системи двох гетеропереходів, показана на рис.6.2. Його величина  $e\phi^{**}$  ( $e\phi^{**} = e\phi^{**}(V_{12}=0)$ ) залежить від напруженості електричного поля  $E$  між електродами M1 та M2 і визначається максимумом потенціальної енергії електрона  $eV(x)$  в області діелектрика з урахуванням потенціалу сил зображення (див. задачу 6.10)

$$eV(x) \cong e\phi_1 - eEx - \frac{e^2}{4\varepsilon_d x} - \frac{e^2}{4\varepsilon_d (d-x)}$$

де  $d$  та  $\varepsilon_d$  - товщина та діелектрична проникність діелектрика. В залежності від  $d$  та величини напруженості електричного поля

$$e\phi^{**} \cong e\phi_1 - \begin{cases} \frac{e^2}{4\varepsilon_d d} + \left[ \left( \frac{e^2}{2\varepsilon_d d} \right)^2 + \frac{e^3 E}{\varepsilon_d} \right] & \text{для } d > \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{\varepsilon_d E}} \\ \frac{1}{2} eEd + \frac{e^2}{\varepsilon_d d} + \frac{1}{16} \varepsilon_d E^2 L^3 & \text{для } d < 2 \sqrt{\frac{e}{\varepsilon_d E}} \end{cases} \quad (6.3)$$

Для великих полів, коли  $E \gg (e/\varepsilon_d d^2)$ ,

$$e\phi^{**} \cong e\phi_1 - \left( e^{2/3} / \sqrt{\varepsilon_d} \right) \sqrt{E} \quad (6.4)$$

висота потенціального бар'єра має такий вигляд, як і для поверхні металу в електричному полі (ефект Шотткі).

Із формули (6.2) видно, що *основною рисою надбар'єрної емісії є експоненціальна залежність надбар'єрного струму від температури*. Проте слід зауважити, що у формулі (6.2) повинні бути враховані такі особливості:

- *по-перше*, залежність сталої Річардсона  $A$  від структури зон, котра частково може бути врахована за допомогою введення ефективної маси  $m$ , тому що

$$A = \frac{4\pi k_B^2 e m}{h^3} = 120 \frac{m}{m_0} \left[ \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} \right]$$

, де  $m_0$  - маса електрона у вакуумі;

- *по-друге*, залежності середньої прозорості потенціального бар'єра від температури та енергетичного розподілу електронів, тому що

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\infty} T(E_x) \nu(E_x) dE_x}{\int_0^{\infty} \nu(E_x) dE_x}$$

де  $\nu(E_x)$  - густина потоку носіїв, що надходять із глибини зразка до границі;

- *по-третє*, у випадку системи метал-напівпровідник-метал проникнення електричного поля в напівпровідник. Для його наближеного врахування у формулі (6.3) для висоти бар'єра замість товщини діелектрика треба використовувати довжину екранування просторового заряду  $L_e$ , яка знаходиться за допомогою рівняння Пуассона (5.19). Для  $n$ -типу напівпровідника вона дорівнює (товщина шару Шотткі, див. (2.71))

$$L_e = \left( \frac{\epsilon_s (e\phi_s \pm eV_{12})}{2\pi N_d e^2} \right)^{1/2} \quad (6.5)$$

де  $N_d$  - концентрація донорів. При малому викривленні зон у власному напівпровіднику з рівноважною концентрацією носіїв  $n_i$ , коли  $e\phi_s \ll eV_{12}/k_B T \ll 1$ , глибина проникнення електричного поля  $L_e$  прямує до (див.(2.63))  $LD \approx (\epsilon_s k_B T / 4e^2 n_i)$ , яка називається глибиною проникнення Дебая. Коли  $L_e$  менша за відстань між електродами  $L$  ( $L_e < L$ ), в формулі (6.3) для напівпровідника  $n$ - типу доцільно для наближеної оцінки замість  $L$  використовувати саме  $L_e$ . Тоді в (6.3) з'являється величина, котра залежить від  $(V_{12})^{1/2}$ . Таким чином, *напруженість електричного поля в напівпровіднику по іншому, ніж у вакуумі, залежить від різниці потенціалів:*

$$E = V_{12}/L_e = V_{12}/V_{12}^{1/2} = V_{12}^{1/2} \quad (6.6)$$

Якщо тепер вираз (6.6) підставити у формулу (6.2) для струму в сандвічі, то

$$i = i_0(T) \left( 1 - \beta e^{-\frac{eV_{12}}{k_B T}} \right) \quad (6.7)$$

$$\text{де } \beta = \frac{S_2 \bar{T}_2 A_2}{S_1 \bar{T}_1 A_1}, \text{ а } i_0(T) = S_1 A_1 \bar{T}_1 T^2 e^{-\frac{e\phi^{**}}{k_B T}} \quad (6.8)$$

При збільшенні електричного поля, коли  $e^3 E / \epsilon \epsilon_0 > (e^2 / 2 \epsilon \epsilon_0 d)^2$  або  $V_{12} > e / 4 \epsilon d d$

$$\ln \frac{i}{i_0} \approx -\frac{e\phi^{**}}{k_B T} \approx -\frac{e\phi_1}{k_B T} + \frac{e^{3/2} \sqrt{E}}{k_B T} \propto \frac{B V_{12}^{1/4}}{\epsilon_d^{1/2} k_B T} \quad (6.9)^3$$

де  $B$  - розмірний коефіцієнт. З формули (6.9) видно, що *логарифм надбар'єрного струму у напівпровідниках прямо пропорційний кореню четвертого ступеня від напруги.*

- По-четверте, в реальних зразках майже завжди існують рівні прилипання, котрі захоплюють носії й змінюють величини струмів інжекттованих носіїв.
- По-п'яте, при великих рівнях інжекції струм обмежується просторовим зарядом.

#### 4. Обґрунтуйте вибір типу резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою?

##### Система накачки

Система накачки напівпровідникових лазерів створює інверсію населеності активного середовища за допомогою таких механізмів збудження:

- електричного пробую в сильному полі,
- оптичного збудження,
- інжекції нерівноважних носіїв заряду тощо.

Здебільшого в напівпровідникових лазерах використовують *інжекцію нерівноважних носіїв заряду в прямо зміщених  $p$ - $n$  переходах, коли крізь них перпендикулярно до площини  $p$ - $n$  переходу протікає струм*. В залежності від напрямку струму накачки по відношенню до напрямку розповсюдження електромагнітної хвилі розрізняють два випадки інжекційних лазерів: з поперечною (рис.7.4.а) та поздовжньою (рис.7.4.б) накачкою. Такі лазери називаються *інжекційними лазерами з поперечною або поздовжньою накачкою*. Чим більший струм накачки  $I$ , тим більший рівень інжекції і більша ступінь інверсії. Тому в таких лазерах за допомогою модуляції

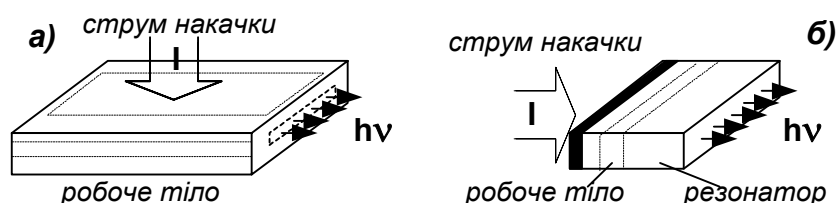


Рис.7.4. Лазери з поперечною (а) та поздовжньою накачкою.



струму накачки досить просто здійснюється *модуляція* рівня інжекції, від якої залежить потужність *випромінювання лазера*.

### Оптичний резонатор

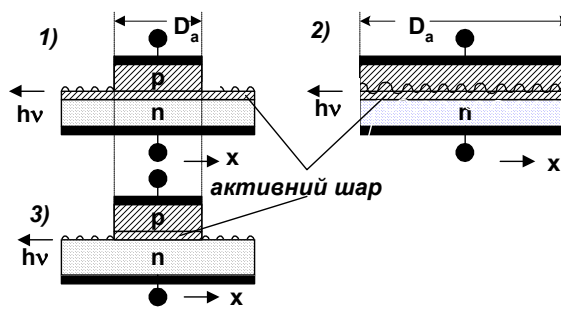
Оптичний резонатор є системою, що має дискретний набір власних хвильових мод з певними хвильовими векторами  $K_i = 2\pi/\lambda_i$  (певними довжинами хвиль  $\lambda_i$ ), амплітуди коливання яких залежать від його параметрів - його добротності. Розрізняють оптичні резонатори з *розподіленими і зосередженими оптичними параметрами*. Вони використовуються для утворення позитивного зворотного зв'язку в напівпровідникових лазерах.

Типовим прикладом оптичного резонатора з зосередженими параметрами є резонатор Фабри-Перо. Він складається із двох паралельних дзеркал. Інтерференція багаторазового відбивання світлового променя від дзеркал перерозподіляє інтенсивність електромагнітної хвилі і створює когерентні промені з сталою різницею ходу  $\Delta = 2n_a L \cos\theta$ , де  $n_a$  - показник заломлення речовини, що знаходиться між дзеркалами,  $L$  - відстань між ними,  $\theta$  - кут падіння світла на поверхню дзеркал. Оптичний резонатор можна розглядати, як резервуар дискретних власних мод стоячих світлових хвиль з хвильовими векторами, нормальними до поверхні дзеркал. Частотні інтервали між модами залежать від відстані між дзеркалами і фазової швидкості світла  $\Delta\nu = c/(n_a 2D)$  (або  $\lambda = 2D$ ).

В напівпровідникових лазерах дзеркалами його резонатора служать бокові спеціально відполіровані або сколоті поверхні напівпровідникового кристалу, перпендикулярні до площині p-n переходу лазера (див. рис.7.1). Резонатор Фабрі-Перо не завжди використовується в лазерах, котрі входять до складу інтегральних оптичних схем, тому що їх дзеркала не вдається виготовляти за технологією виготовлення ІМС. В лазерах, що входять до складу інтегральних оптичних схем, використовуються резонаторами з *розподіленими оптичними параметрами*. В цих резонаторах використовується *брегівська дифракція світла* на дифракційних ґратках з періодом  $\Lambda$ , кратним цілому числу  $N$  напівхвиль в активному середовищі з показником заломлення  $n_a$ ;  $\Lambda = N\lambda_0/2n_a$ , де  $\lambda_0$  - довжина хвилі лазерного випромінювання у вакуумі.

На рис. 7.5 зображені схеми двох різновидів дифракційних брегівських резонаторів *розділених і суміщених* з активним середовищем лазера. В розділених брегівських резонаторах брегівське відбиття відбувається поза межами активного середовища, тоді як в суміщених резонаторах воно відбувається одночасно з підсиленням світла. Резонатори з розподіленим зворотним зв'язком мають високу спектральну селективність і стійкість одномодового режиму генерації до змін температури. Дифракція світла використовується також для виводу світла із лазера, що збільшує його потужність і направленість. Смужки такого середовища є діелектричним світловодом, котрий може з'єднуватись з іншими елементами інтегральних схем.

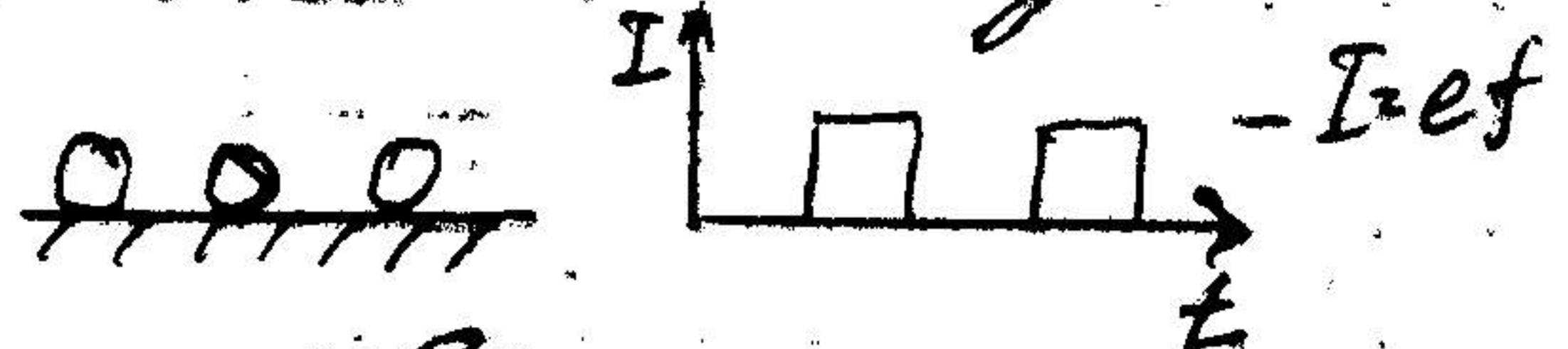
Дифракційні ґратки брегівських резонаторів виготовляються методом періодичної просторової модуляції домішкового складу, тобто показника заломлення  $n(r) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(2\pi/\Lambda r)$  або рельєфу поверхні за допомогою технологій, що використовуються при виготовленні ІМС. Саме це визначає широке практичне використання напівпровідникових лазерів з брегівськими резонаторами, що входять до складу ІМС.



**Рис. 7.5. Схема брегівських резонаторів напівпровідникових лазерів розділених (1,2) і суміщених (3,4) з активним середовищем.**

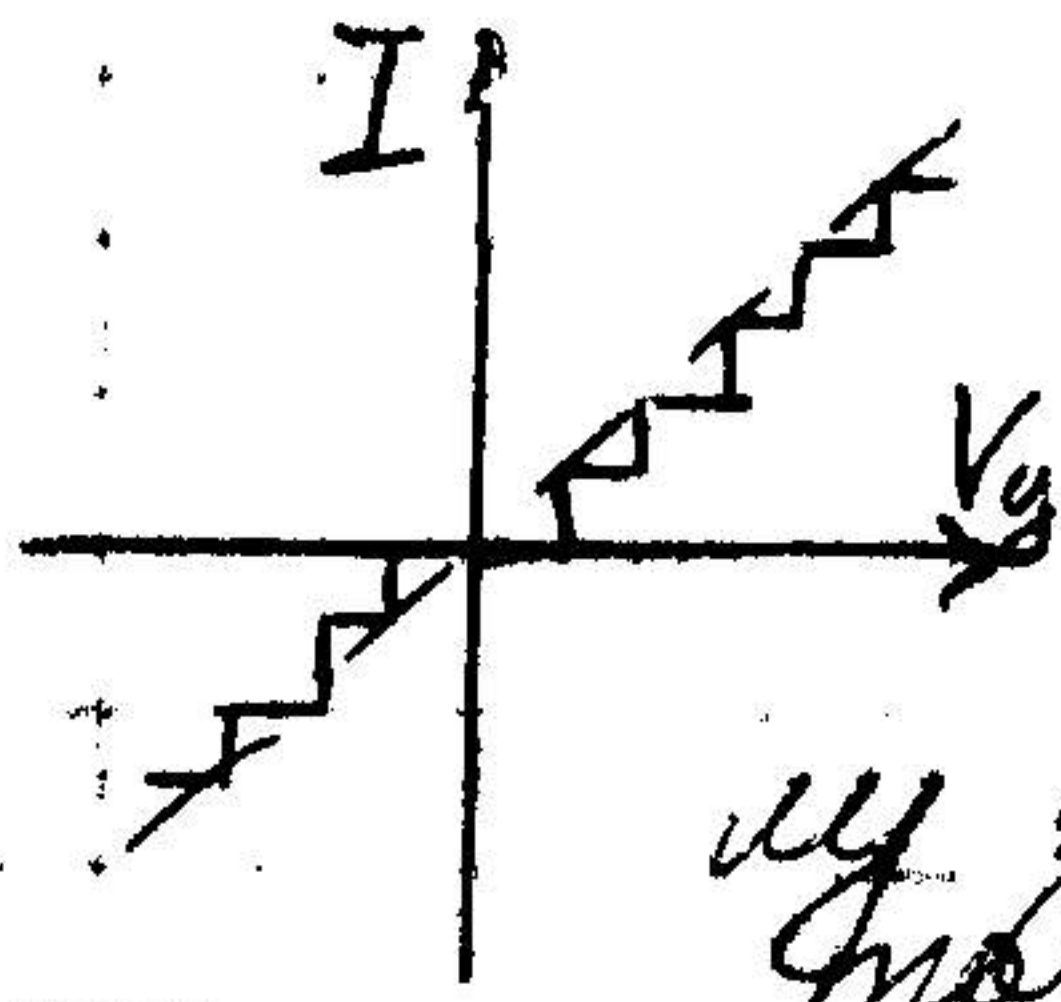


Отже, виникають одноелектронні коливання струму, які складаються з серії неперервної дельта-функції електричного переходу та серії пачок імпульсів через перехід.  $f$  - частота зміни пачок.

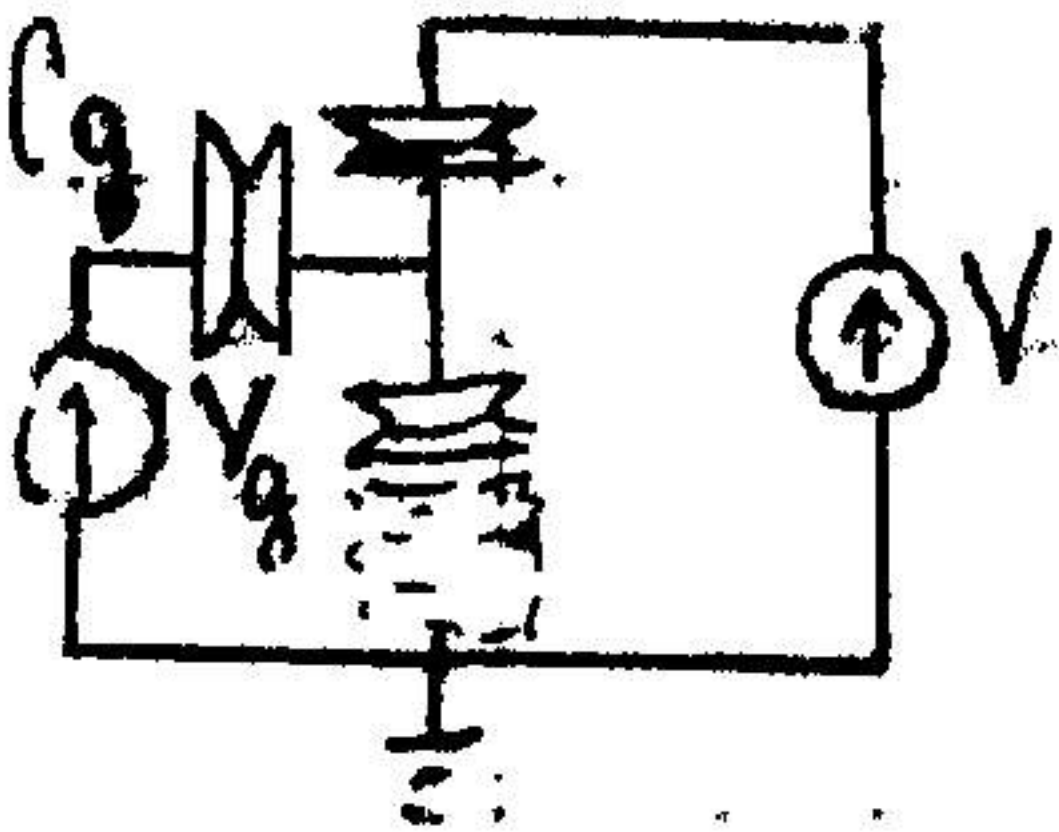


Частота одноелектронних коливань може сягати  $\sim 1$  ГГц, але вона обмежується наявністю паразитних ємностей. Збільшено декілька зрештою послідовно:

$C_{ex} = \frac{z}{c}$ , таким чином  $C_{ex} > C_{par}$  створює протилежну дію на дельта-функції та збільшується негативний заряд, який блокує подальше тунелювання. Ця зростаюча кількість продовжує збільшуватися і знову відбувається тунелювання. Внаслідок цієї одноелектронної дії проксів на ВАХ з'являються сходишки. Така ВАХ називається "кумівською драбинею".



Використовуючи одноелектронне тунелювання можна створити одноелектронний транзистор. При неперервній зміні потенціалу затвору  $V_g$ , кумівська блокада по виникає, то зникає і таким чином відбувається керування струмом в ланцюжку перехідів.

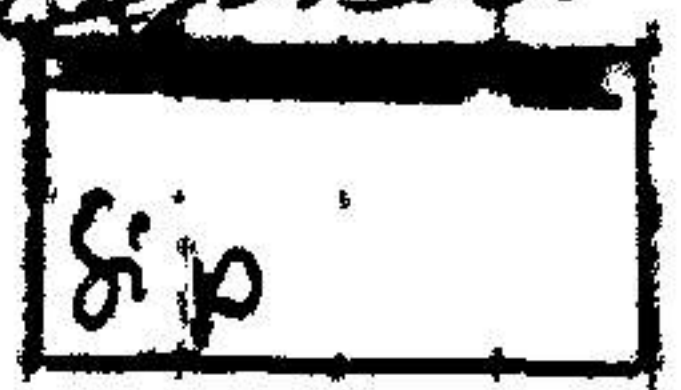


#### 4. Технологія виробництва біполарних транзисторів

ТМС з біполарними транзисторами виробляються здебільшого за допомогою планарно-дифузійної та планарно-епітаксійної технологій. У першому випадку області  $n$  і  $p$  типів створюються за допомогою окислювальної періодичної дифузії та окиснення у кристалічну підкладку.



Цей процес складається з таких етапів  
 1) Ошліфлення (створення на поверхні шару SiO<sub>2</sub>)



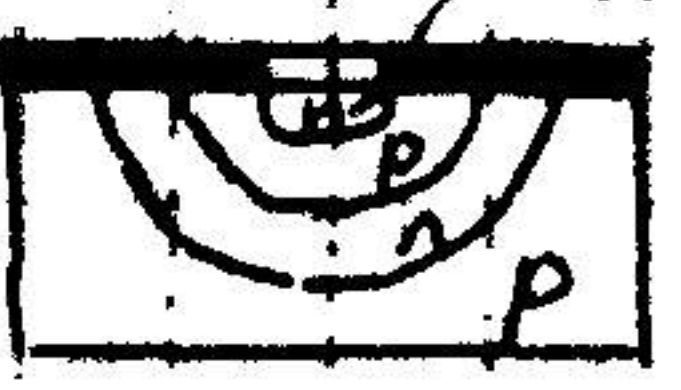
2) методи фотолітографії та фотолітної резки масив створюються вікна кризу які з створюється термодифузійна дифузія домішок (докорич), так створюється колекторна область n-типу p



3) шари окислюють повсюди створюють вікна, кризу які здійснюється дифузія акцепторних домішок (база p-типу) Вг



4) аналогічним чином створюють акцепторні домішки p які утворюються внаслідок того створюється область n+



5) нанесення металевих контактів  
 Якщо під колекторною шаром створюють ще акцепторний шар n+ типу, який зменшує опір колекторної частини, особливо в основних части, що зменшує час переміщення транзистора і збільшує швидкодію.

Методом планарно-епітаксійного виготовлення біполярних транзисторів відрізняється від планарно-дифузійного тим, що на поверхню епіттаксійного епіттаксійного шару кризу вікна у шарі крайове випробовується за допомогою, як заповнюється методом епітаксійного настилу шарів n або p шарів.

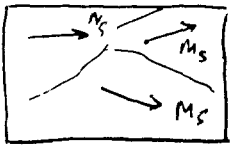
Використовується також позначки цих технологій.



Билет 12.

2) Проаналізуйте особливості феромагнітних півнів, що використовуються для захисту та обробки сигналів

1) Півень є одноосовим, при цьому  $\mu \sim L$ , де  $\mu$  - товщина півня, а  $L$  - розмір поляна



$\rightarrow$  - ось напрям ка магнетизації (ВАН) (за рахунок анізотропії)

При виготовленні таких півнів роблять так, щоб ВАН летало не лише в площині а й мала певний нахил

2) Петля гистерезису має форму яка є схожою на прямокутник

R

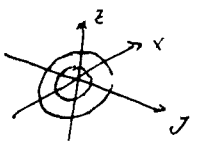
Подати на ① струм  $n$  мачок величини, щоб отримати  $n > n_0$  то ми найменшого м'явку (кільце), що  $B \rightarrow +B$ .

Якщо на ② подати  $-I$  то  $n > n_0$  і  $B \rightarrow -B$

$$\frac{dB}{dt} \sim E \cdot ds \rightarrow I \text{ згінювання.}$$

(Якщо в ③ масив  $+B$  то на вих. може не дуж)

З метою зменшення розмірів з'явимо м'явку проведено перевірки

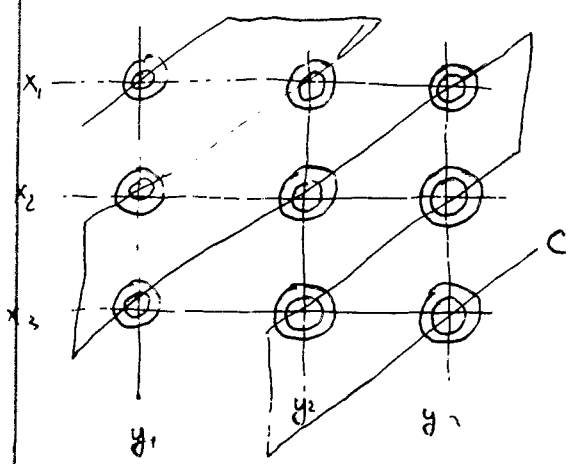


$$I_x = I_0/2, \quad I_y = I_0/2$$

При записі по  $x, y$  пропускать  $I$  в одному напрямку

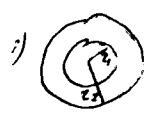
При отриманні на  $x, y$   $-I_0$

Реалізація схеми



$x, y$  запис і отшту. ванно  
в згінювання

Недошки

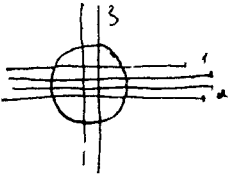


$r_1 \approx 0,15 \text{ мм}$   
 $r_2 \approx 0,3 \text{ мм}$   
темно зростає

2) темно активізувати



Характеристики можно вычислить по формуле, 80  
наступают с илу



- 1, 2, 3 - металлические плавки
- 2 - нанесены на 1-ю и 3-ю плавки
- 1 - затис
- 2 - опий ванна
- 3 - змитування

Тут отові різні форми, менші  
жирні переміщення, загально  
масиві, і можливість автоматизації  
 $\tau \sim 10^9$  с

**7.4 Обґрунтуйте вибір типу резонатора, що використовується в інжекційних квантових генераторах (лазерах) оптичного діапазону довжин хвиль. Як зв'язані геометричні параметри резонатора з резонансною частотою? До складу кожного лазера, входять три елементи, а саме:**

- активне середовище (робоче тіло) спроможне збуджуватись до стану інверсії населеності, необхідного для підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання частинок, що рекомбінують;
- система накачки для переведення активного середовища в стан інверсної населеності,
- оптичний резонатор, забезпечує відбір резонансних мод, позитивний зворотний зв'язок та вивід світла із тіла лазера і перетворює підсилювач світла в генератор. Резонансні моди синфазно складаються між собою, утворюючи направлений когерентний світловий потік. Якщо активне середовище лазера збуджене до стану інверсної населеності, то такий світловий промінь підсилюється за рахунок вимушеного випромінювання. Коли підсилення компенсує втрати підсилювач перетворюється в генератор світла.

Оптичний резонатор є системою, що має дискретний набір власних хвильових мод з певними хвильовими векторами  $K_i = 2\pi/\lambda_i$  (певними довжинами хвиль  $\lambda_i$ ), амплітуди коливання яких залежать від його параметрів - його добротності. Розрізняють оптичні резонатори з *розподіленими і зосередженими оптичними параметрами*. Вони використовуються для утворення позитивного зворотного зв'язку в напівпр-вих лазерах.

Типовим прикладом оптичного резонатора з зосередженими параметрами є резонатор Фабрі-Перо. Він складається із двох паралельних дзеркал. В напівпр-вих лазерах дзеркалами служать бокові спеціально відполіровані або сколоті поверхні напівпровідникового кристалу, перпендикулярні до площині р-п переходу лазера (див. рис.). Резонатор Фабрі-Перо не завжди використовується в лазерах, котрі входять до складу інтегральних оптичних схем, тому що їх дзеркала не вдається виготовляти за технологією виготовлення ІМС. В лазерах, що входять до складу інтегральних оптичних схем, використовуються резонаторами з *розподіленими оптичними параметрами*.

На рис. зображені схеми двох різновидів дифракційних бреггівських резонаторів *розділених і суміщених* з активним середовищем лазера. В розділених бреггівських резонаторах бреггівське відбиття відбувається поза межами активного середовища, тоді як в суміщених резонаторах воно відбувається одночасно з підсиленням світла. Резонатори з розподіленим зворотним зв'язком мають високу спектральну селективність і стійкість одномодового режиму генерації до змін температури. Дифракція світла використовується також для виводу світла із лазера, що збільшує його потужність і направленість. Смужки такого середовища є діелектричним світловодом, котрий може з'єднуватись з іншими елементами інтегральних схем.

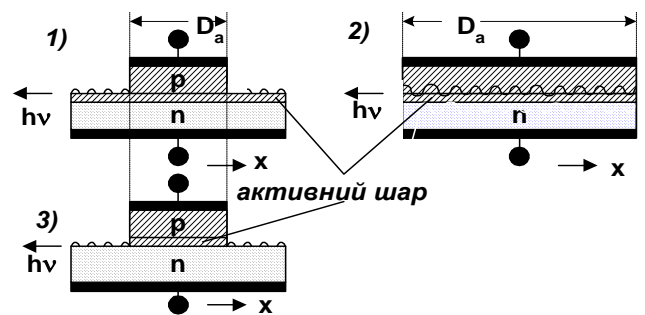
Дифракційні ґратки бреггівських резонаторів виготовляються методом періодичної просторової модуляції домішкового складу, тобто показника заломлення  $n(r) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(2\pi/Lr)$  або рельєфу поверхні за допомогою технологій, що використовуються при виготовленні ІМС. Саме це визначає широке практичне використання напівпровідникових лазерів з бреггівськими резонаторами, що входять до складу ІМС.

**В лазерах на вузькозонних напівпровідниках можливе керування довжиною хвилі випромінювання в ІЧ області спектру.**

**Набір довжин хвиль** в межах спектральної смуги рекомбінаційної люмінесценції визначається шириною забороненої зони ( $\lambda[\text{мкм}] = 1,2398/Q [\text{eV}]$ )

Якщо робоче тіло, виготовляється з більш вузькозонного напівпр-ка (має найбільший показник заломлення), бо він згідно правила Моса  $n^2 \propto E_g^{-1}$  майже обернено пропорційний ширині забороненої зони  $E_g$ . Мінючи таким чином показник заломлення можна міняти ширину забороненої зони, а отже і резонансну частоту.

**Друга половина питання потребує корегування!**



**Схема бреггівських резонаторів напівпр-вих лазерів розділених (1,2) і суміщених (3,4) з активним середовищем.**

Вісвіт 51.

1. Порівняйте основні властивості біполярних та польових транзисторів з ізаляованими затвором.

Приналежність до польового транзистора пояснює в тому, що подаючи на р-n перехід затворі зворотню напругу і здійснюючи її все, можемо змінювати товщину каналу провідності  $w$ , а отже, і товщ стір. Таким чином відбувається керування струмом літ витоком і стоком.

Затвор електрично ізаляований від каналу провідності збільшенням шару, або діелектричного. (подіє  $\epsilon$   $\epsilon_{\text{дн}}$   $\text{тр-іст}$ )

Польовий транзистор є напівпровідниковим приладом у каналі провідності якого відбувається рух (транспорту) рівновалентних носіїв заряду. Таким чином підсилюючі властивості польових транзисторів обумовлені транспортом основних носіїв у каналі провідності, котрий керується електричним полем, створеним потенціалом затвору.

Пале вештовує носії з поверхні  $n/p$  у шиб, таким чином під затвором утворюється збільшений шар, а при дуже великих напругах відбувається інверсія і виникає область провідності.

\* Важливим достоїнством польових транзисторів є велика стабільність характеристик в часі і малі рівень власних шумів. Єдиним несуттєвим шумом, властивим каналу, є тепловий шум.



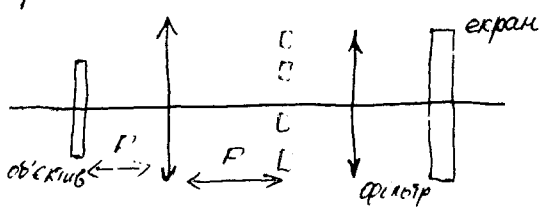
### Білет №13.

①

1. Фізичні основи роботи польових транзисторів з ізольованим затвором
2. Проаналізуйте особливості використання когерентних хвиль для обробки інформації
3. Обґрунтуйте умови практичного використання явища тунелювання Шундта.
4. Порівняйте, що дає більший внесок чи зміна відстані між вистрєм і поверхнею в тунельному мікроскопі, чи зміна роботи виходу струму може утримуватись сталим з відносною похибкою 1%. Середня робота виходу 4.0 еВ, відстань від вистрє до поверхні 10А.

2. Оптикоелектронні системи використовують оптичну ланку, в якій для обробки сигналів використовуються процеси взаємодії світла з речовиною та допомогою цих процесів здійснюється завданнями прийому, накопичення, обробки та передачі сигналів в оптичному діапазоні довгих хвиль. Наявність оптичної ланки забезпечує обробку сигналів зосереджену на дисперсійних та інтерференційних явищах когерентних світлових хвиль, що відкриває нові шляхи для використання електромагнітної та микродинамічних аналогових методів числової обробки інформації.

Ми можемо використати когерентні системи для обробки (оптичної) інформації.



Якщо є спектр об'єкта, то з ним виконують операції фільтрації:  
На екрані ми бачимо відфільтроване зображення

Принцип фільтрації просторових частот оптимальним способом виконують на основі аналізу процесу утворення зображення, який у когерентній оптичній системі можна подати як процес повільної дифракції Фраунгофера.  
Застосування когерентного оптичного Фур'є-аналізу (для обробки сигналів) використовують для

розпізнавання і класифікація образів, вимірювано розмір рів частинок, частотний аналіз низькочастотного сигналу.

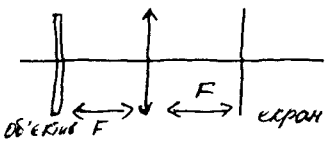
Відзначимо деякі особливості опрацьованні просторової фільтрування в когерентному світлі. Вихідні змінні системи просторової фільтрування, так само як і змінні в машині фільтра та у вихідні площині є комплексними величинами.

Теоретично для цих комплексних змінних немає обмежень, що дозволяє:

- 1) Обробляти подану на вхід збілку, використовуючи при цьому всю інформацію, яка в ній зберігається.
- 2) здійснювати з нею будь-яку оптичну за допомогою просторових фільтрів з додатними, від'ємними або комплексними модульними характеристиками, які можна практично здійснювати
- 3) Отримати на виході будь-які потрібні функції

Це дозволяє реалізувати довголінійні оптичні просторові фільтри, які передбачає математика. Практично вони обмежуються лише великими експериментатора представляти математичні величини за допомогою існуючих матеріалів.

Використовується когерентні системи оптичного обробки інформації



На екрані ми спостерігаємо Фур'є-перетворення, якщо ми поставимо фільтр  $\Phi(k_x, k_y)$ , а потім як одну мітку для оберненого перетворення, то

одержимо на екрані спектр об'єкту даної системи на  $\Phi$ , тобто  $H(k_x, k_y)\Phi(k_x, k_y)$  таким чином можна вважати необхідні нам частоти.

Всю інформацію ми можемо отримати, як в когерентному так і в некогерентному світлі, тільки в когерентному ми це можемо зробити набагато швидше і простіше.

Ми використаємо когерентний хвиль при обробці інформації у нас залишається ефект, а коли ми

### 13.3 СКАНУЮЧИЙ ТУНЕЛЬНИЙ МІКРОСКОП

В 1981 році швейцарські вчені Герд Бінінг та Генріх Роер використали тунельну емісію для створення унікального фізичного приладу скануючого тунельного мікроскопа (СТМ). СТМ виявився зручним приладом для дослідження атомної будови поверхні твердих тіл. Він знайшов широке застосування, а його автори в 1986 році були відзначені Нобелівською премією. В цьому приладі загострений металевий електрод з малим радіусом кривизни підводився за допомогою спеціального пристрою - позиціонера до зразка на відстань  $d \sim 1$  нм (в сучасних скануючих тунельних мікроскопах використовують не лише металеві але й напівпровідникові вістря). На таких відстанях хвильові функції електронів в атомах вістря і зразка перекривається. При появі в такій системі напруги  $V$  від зовнішнього джерела, більшої за висоту ефективного потенціального бар'єра  $e\phi$ , ( $V > \phi$ ), в системі починає йти тунельний струм, густина якого залежить від різниці потенціалів  $V$  і відстані між вістрям і зразком  $d$

$$j \cong \frac{ek_0}{8\pi^3hd} eVe^{-2k_0d} \quad (6.57)$$

де  $k_0 = (2me\phi/\hbar^2)^{1/2}$  - стала затухання густини хвильових функцій електронів в тунельному зазорі,  $e\phi$  - ефективний потенціальний бар'єр, наближено рівний середньому арифметичному робота виходу вістря  $e\phi_s$  та локальної ділянки зразка  $e\phi_{zp}$  ( $e\phi \cong e(\phi_s + \phi_{zp})/2$ ). Для типових значень робота виходу  $e\phi \sim 4,5$  eV,  $k_0 \sim 0,9$  нм<sup>-1</sup>. На відстанях  $d \sim 1$  нм при напругах  $V=0,1$  В густина тунельного струму за порядком величини становить  $j \sim 5 \cdot 10^{-7}$  А·см<sup>-2</sup>. Такої величини струми досить добре вимірюються сучасними комерційними приладами. Зміна відстані  $d$  на  $\Delta d$  призводить до зміни тунельного струму на величину  $\Delta j$ . Скориставшись формулою (6.57), оцінимо величину  $\Delta j$

$$\frac{\Delta j}{\Delta d} = -j \left( \frac{1}{d} + 2k_0 \right) \quad (6.58)$$

Якщо використовувати режимом сталого струму, коли  $j = \text{Const}$  підтримується з точністю  $\sim 2\%$ , то згідно (6.58)  $\Delta d/d = |\Delta j/j(1+2k_0d)| \sim 1\%$  при  $d=1$  нм, а при менших  $d \sim 0,1$  нм  $\Delta d$  можна утримувати сталим і оцінювати на рівні  $\sim 0.001$  нм.

За допомогою тривимірного п'ездвигуна можна здійснювати просторовий рух вістря.

Тривимірний п'ездвигун складається із трьох взаємно перпендикулярних лінійних п'ездвигунів, кожний із яких управляється своєю напругою  $V_{x,y,z}$ . Напруга  $V_z$  управляє рухом вістря вздовж осі  $z$ , перпендикулярній поверхні зразка, що досліджується. Таким чином, при  $j = \text{Const}$  напруга  $V_z$  визначає відстань між вістрям і поверхнею, що досліджується. Сканування вздовж осей  $x$  і  $y$  дає змогу знайти топографію поверхні  $z(x,y)$  тобто зображення її рельєфу. Треба пам'ятати, що тунельний струм залежить не тільки від відстані, але і від робота виходу поверхні. Для того, що розділити вплив цих змінних, спочатку в режимі  $\Delta(\lg j)/\Delta d = \text{Const}$  визначають просторовий розподіл сталої затухання  $k_0(x,y) = (2me\phi(x,y)/\hbar^2)$ , а потім із сукупності даних, що були отримані двома методами при  $j = \text{Const}$  і  $\Delta(\lg j)/\Delta d = \text{Const}$ , реконструюють топографію поверхні зразка, що досліджується. Проте розшифровка СТМ зображень є складним процесом, тому що згідно формулі (6.39) тунельний струм залежить від густин початкових та кінцевих станів, ступені їх заповнення та ймовірностей переходів. Тому струм СТМ відображає просторовий розподіл електронної густини, що утворюється в проміжку вістря - поверхня при вибраних напругах зміщення.

Схематично скануючий тунельний мікроскоп зображений на рис.6.24. Його роздільна здатність по осі  $z$  визначається експоненціальною залежністю тунельного струму від  $d$  (формули (6.57) та (6.58)) і досягає значень  $\Delta z < 0.01$  нм. Латеральна роздільна здатність в площині  $x,y$  визначається, здебільшого, якістю вістря. Для вольфрамового вістря, на кінці якого знаходиться лише один атом, вона може бути

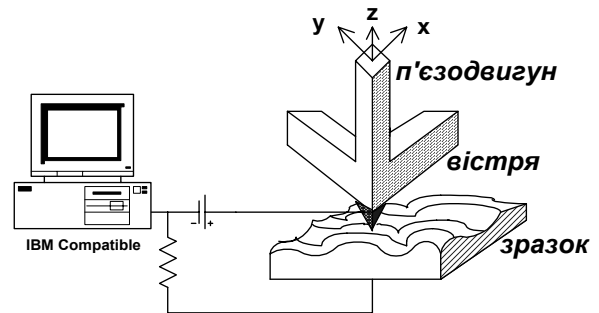
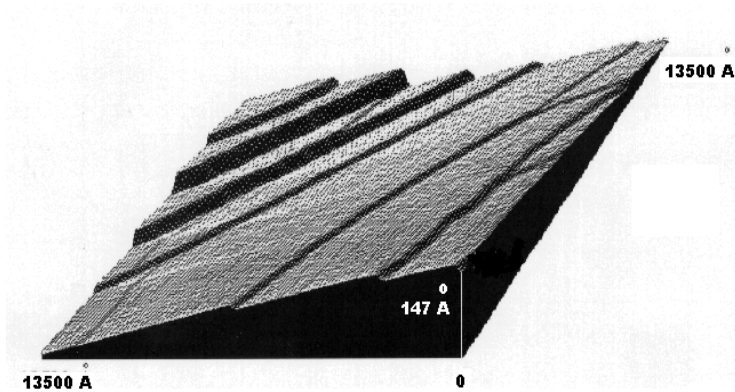


Рис.6.24. Схема скануючого тунельного мікроскопа (СТМ).



меншою за  $0,3 \text{ нм}$  ( $\Delta x, \Delta y < 0,3 \text{ нм}$ ). Таким чином, СТМ дозволяє досліджувати поверхню твердого тіла з атомною роздільною здатністю.<sup>1</sup>

Малі відстані від вістря до об'єкту дослідження, менші за довжину

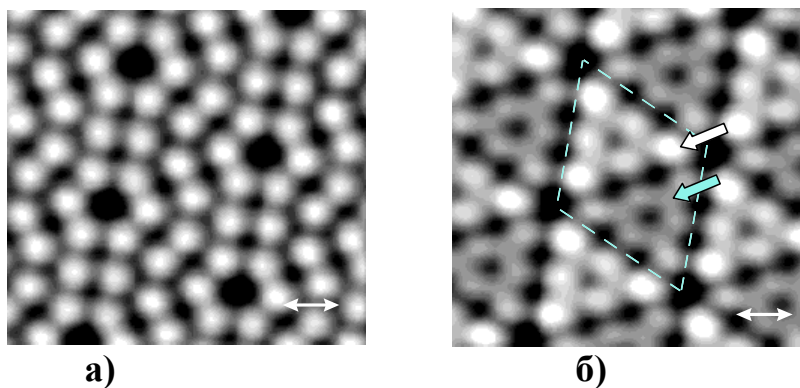


**Рис.6.25.** Зображення ділянки  $1350 \text{ нм} \times 1350 \text{ нм}$  поверхні Si(111) в СТМ. Вона являє собою набір атомно-гладких терас, які обмежені сходишками висотою від 1 до 4 атомних шарів. ( Висота шару для Si(111) становить  $0,3 \text{ нм}$ ).

вільного пробігу електронів в атмосфері ( $d < \lambda$ ), дозволяють вважати цей проміжок “ефективним” вакуумним проміжком і проводити дослідження в атмосфері або в рідкому гелії. Проте фізичні дослідження поверхні твердих тіл необхідно проводити в надвисокому вакуумі для того, щоб запобігти неконтрольованому впливові адсорбції атомів і молекул.

СТМ можна також використовувати не тільки як мікроскоп, але й як електронний спектрометр, який дозволяє в кожній точці поверхні, що досліджується, вимірювати вольтамперну криву тунельного струму. Це дає можливість локально в кожній точці зразка знаходити електронні стани поверхні за допомогою методів тунельної спектроскопії. СТМ знайшов досить широке практичне застосування. Наприклад, за допомогою СТМ досліджено атомну структуру граней поверхні кремнію та інших напівпровідників чистих і з адсорбованими на них субмоноатомними атомами і молекулами інших речовин. Показано зміни в розташуванні атомів при реконструкціях поверхні. Знайдено особливості розподілу адсорбованих атомів на поверхнях твердих тіл при різних умовах адсорбції та наступної обробки поверхні з адсорбованим шаром речовини. На

поверхнях дефекти у вигляді рис.6.25 для наведено поверхні Si(111). крім того  $0,6 \div 2 \text{ нм}$ , які атомно-гладенькі атомна зберігається до тераси (див. структура поверхні поверхневій зображена на елементарну комірку з довжиною сторони  $2,7 \text{ нм}$ , в якій знаходиться 12 атомів кремнію.



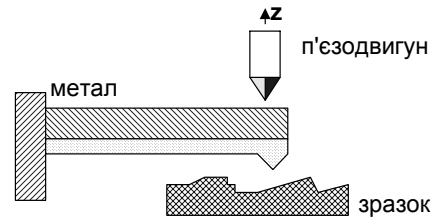
**Рис.6.26.** СТМ зображення поверхні Si(111)  $7 \times 7$  з великою роздільною здатністю: а) - при позитивному і б) - негативному потенціалі на зразку. Стрілкою  $\leftrightarrow$  зображений масштаб  $1 \text{ нм}$ . Показані межі елементарної комірки.

спостерігаються вакансії. На прикладу зображення На ньому видно, сходишки висотою обмежують тераси, проте реконструкція  $7 \times 7$  самого краю рис.6.25). Атомна грані Si (111) при реконструкції  $7 \times 7$  рис.6.26. Вона має

<sup>1</sup> На практиці для отримання зображень з атомною роздільною здатністю необхідно зменшити або компенсувати вібрації, котрі є джерелом хаотичних шумів.

Крім рельєфу поверхні та густини електронних станів на зразках, що мають електропровідність, СТМ дозволяє отримувати і іншу інформацію, якщо замінити металеве вістря на силовий зонд. Схема силового зонда зображено на рис.6.27. Відхилення пружної консолі під дією сил Ван-дер-Ваальса між зондом і локальною точкою зразка вимірюється за допомогою СТМ при  $j=Const$ . Це дає змогу досліджувати рельєф поверхні діелектриків.

На базі СТМ зараз створено сімейство растрових мікроскопів: атомно-силових, магніто-силових, лазерно-силових тощо, котрі знаходять широке застосування для лабораторних досліджень поверхні твердих тіл. Крім того СТМ використовується для направлених змін на поверхні зразка для створення певних поверхневих структур.



**Рис.6.27.** Схема силового скануючого зонда.

використовуємо некогерентне світло, то графік втрапляється. В когерентному світлі ми при обробці замінили наші відомі амплітуду, частоту, фазу та поляризацію і ми можемо отримати збільшений ефект, тобто відтворити той образ, який був. У некогерентному світлі ми це зробити не можемо, адже у нас втрапляється фаза, а якщо і зможемо то це буде складний процес.

Тришлях: проходження поверхнею світла через міжвуздя є зупин перетворення.

3) Обґрунтуйте умови практичного використання явища тунелювання Шригера.

Тунелювання - це ефект, який полягає у проходженні квантової частинки через область потенціального бар'єру, де її повна енергія менша за висоту потенціала бар'єру.

Вісно основні властивості з опису квантової механіки: повна енергія частинки не змінюється при проходженні її через бар'єр, і також незалежно від форми бар'єру, якщо він має скінченну висоту, існує ненульова ймовірність як проходження частинки крізь бар'єр, так і відбиття від нього.

Тришлях: явище тунелювання використовується у СТМ тобто для СТМ базується на тунельному ефекті, який є проявом квантової природи електрона. Тоді між зразком і вистрел відбувається тунелювання, якщо між ними немає проміжних з'єднань різного потенціалу (або тунельної напруги).

Так, наприклад, в МДМ структурах явище тунелювання у системі з двома металевими електродів  $M_1$  та  $M_2$ , розділених діелектриком  $d$ , відбувається при умові  $\mu < d$ , електрон тунелює із одного металу в інший крізь потенціальний бар'єр між метал електродами. Прозорість бар'єра  $D(E)$  залежить від його форми та енергії електрона, іно тунелюють.

$$j = e \int D(E) [Q(E_1 - E_2) - \Phi(E_2 - E_1 + eV)] dE_x$$



$$E_x = \frac{p_x^2}{2m} ; p_x - \text{квадратично}$$

Густина струму визначається головним чином коєфіцієнтом прозорості  $D(E_x)$ . Тунелювання не потребує витрат енергії для просування електронів крізь потенціальної бар'єр, тому не відбувається зміни температури шматка, оскільки при тунелюванні відбувається коєфіцієнт і зміна температури шматка під дією тепла, що використовується у збільшенні нашого явища).

Але ми повинні враховувати, що в випадках при  $T \neq 0$  є електрони з енергіями  $E_x > E_1$ , які можуть із більшою імовірністю тунелювати крізь бар'єр, ніж електрон із рівня Фермі.

Також враховувати закон дисперсії  $E(p)$  бо коєфіцієнт прозорості  $D(E_x)$  залежить від ефект маси електрона.

- розглядати трохвимірну задачу і враховувати реальний вигляд  $V(x)$ .
- враховувати можливі зміни густини станів в електродях
- наявність зворотної зони в напівпровіднику
- відбивання електронів, що тунелювали, і більшою мірою та відбитих електронних хвиль.

4 Порівняти, що дає більший внесок чи зміна відстані між вистрjami i поверхнею в тунельному мікроскопі, чи зміна роботи виходу. Струм може утримуватись сталим з відносного похибкою  $\pm 1\%$ . Середня робота виходу  $4.0 \text{ eV}$ , відстань від вистрја до поверхні  $10 \text{ \AA}$ .

Запишемо струм 
$$j = \frac{e^2 V k_0}{4\pi^2 d} \exp(-2k_0 d),$$
 (загальна формула для тунельного струму)

де  $j$  - густина тунельного струму  
 $V$  - напруга  
 $d$  - відстань від вистрја до поверхні.  
 $k_0$  - хвильове число,  $k_0 = (2m\phi)^{1/2}$   
 $\phi$  - середня робота виходу.  
 $m$  - маса електрону

Як змінюється струм при роботі виходу:

похідні струму по роботі виходу  $\left| \frac{\Delta j}{j \phi} \right| = (1 + 2k_0 d) \left( \frac{\Delta d}{d} \right)$

при зміні відстані  $\left| \frac{\Delta j}{j d} \right| = 3k_0 d \left( \frac{\Delta \phi}{\phi} \right)$  похідні струму по відстані

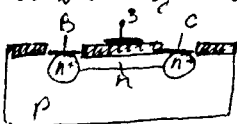
Тоді  $\left| \frac{\Delta j}{j \phi} / \frac{\Delta j}{j d} \right| = \frac{1}{3} k_0 d \gg 1$

Отже, зміна товщини впливає більше на тунельний струм, ніж зміна роботи виходу при  $k_0 d \gg 1$

∴ Різні основи роботи напівних транзисторів з ізованими каналами.

Існує два види напівних транзисторів:

- MOC з ізованими каналами



можуть працювати при якійсь напругі напруги на затворі. При позитивній напрузі області каналів збагачуються

13) Порівняти, що дає більший внесок: зміна відстані між виступами і поверхнею в з'явленому мікроканалі, чи зміна роботи виходу. струми може утримуватись сталим із відносною похибкою 1%.

Замінемо струм  $j = \frac{e^2 V k_0}{4\pi^2 d} \exp(-2k_0 d)$  - зал. ф-ла для тунельн. струму.

$$k_0 = \left( \frac{2}{\hbar} \right) (2m\phi)^{1/2}$$

ли змінюється струм при роботі виходу:  $\left| \frac{\Delta j}{j\phi} \right| = (1 + 2k_0 d) \left( \frac{\Delta d}{d} \right)$   
 при зміні відстані  $\left| \frac{\Delta j}{j d} \right| = 3k_0 d \left( \frac{\Delta \phi}{\phi} \right)$  - похідні по відстані та  
 роботі виходу.

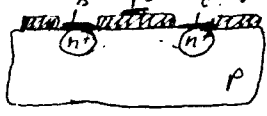
$$\left| \frac{\Delta j}{j\phi} / \frac{\Delta j}{j d} \right| = \frac{1}{3} k_0 d > 1$$

Отже зміна товщини впливає більше на тунельний струм, ніж зміна роботи виходу при  $k_0 d > 1$



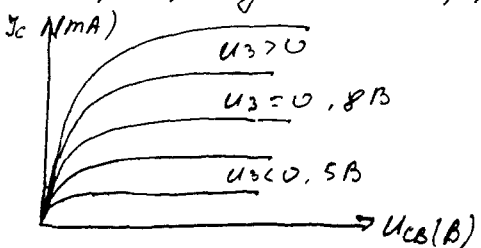
електронами і його опір зменшується, а при негативній напрузі навпаки опір збільшується ступеню, ніж  $V_i$ .

--  $I_c$  індуктованим каналом  
прямиме при відсутності напруги на затворі



~~прямиме при відсутності напруги на затворі~~  
область  $p$  і струм  $I_c$  іде тільки на протікання якщо напруга на затворі

негативна по концентрації струм збільшується, і при достатньому  $V_{GS}$  біля поверхні шокли стани більше, ніж дірок, пройде інверсія електронпровідності  $n/p$  провідника



Вихідні  $x$ -м:  
 $I_c = 10^{-4} \frac{mA}{V} = S = \frac{\partial I_c}{\partial U_{GS}}$  - крутизна  
 $R_i = \frac{\partial U_{GS}}{\partial I_c}$  - вхідний опір =  $10^3 - 10^4 \Omega$

$R_{GS} = 10^4 - 10^5 \Omega$

Основна конструкція напівового МОП (чи МОН) транзистора складається з  $n/p$  підмаренки (наприклад  $p$ -типу), в якій сформовані дві високоелектропровідні  $n^+$  стік та витік. Інтенсивній електричній відсутності біля підмаренки шаром оксиду чи діелектрика зветься затвором

Кали напруга на затворі відсутня, електричне поле витік-стік зовні собою зва  $p-n$  переходу, що звичайно несутність струм каналу. Якщо до затворна прикласти достатньо велику додатню напругу, то чашки з діелектриком утвориться інверсійний шар або канал, що з'єднує стік або витік з провідником інверсійного каналу. Можливість змінювати напругу на затворі. Типовий контакт до підмаренки може знаходитись або під ним чи торчком потенціалом, що і витік, або під ним чи торчком ~~напругою~~ напругою, що відтворює зворотню змішаному переходу витік підмаренки. Напруга зворотнього змішанки підмаренки також впливає на провідність інверсійного  $x$ -лу. Моноліт оформили поверхню  $n/p$ , так щоб канали вте існував без

примієлемо напруж тоді примієлемо від'ємної  
 напруж вистікласнас електрони і каналу, заліцаючи  
 транзистор

Принцип роботи заснований на тому, що і  
 поверхні, коли до затворя примієлемо напруж, і  
 тоді до області оксиду чи діелектрика і шибини  
 надрходять заряди і тоді вони утворюють білі  
 поверхні шар - це у індукованим каналом  
 Коли вбудованій канал, то перекривають  
 області білі яких є заряди і тоді тил струм.

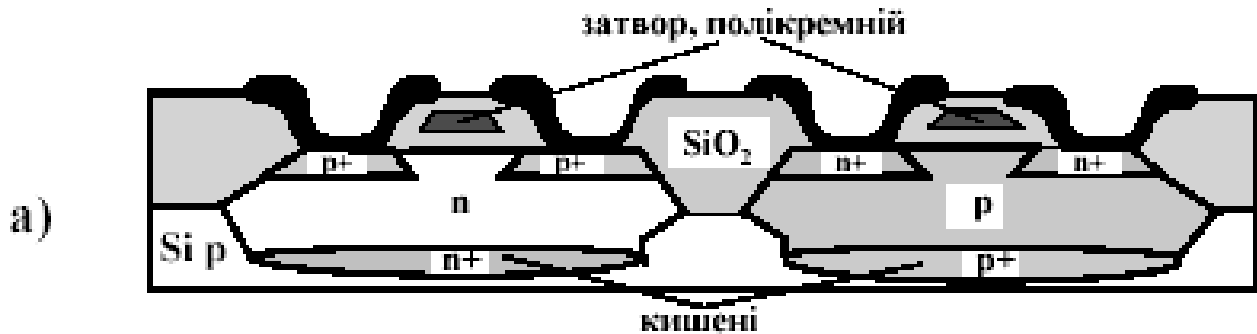


14 билет у Ксюхи !!!!!

### 15.1. Обґрунтуйте вибір технології виготовлення інтегральних мікросхем , в яких

Уніполярні МОН транзистори є активними елементами ІМС, у яких поперечне електричне поле затвора керує провідністю основних носіїв струму між витоком та стоком. У 3-й главі було показано, що МОН транзистори мають велике відношення вхідного та вихідного опорів ( $R_{in}/R_{out} > 1$ ) у схемах включення з загальним витоком та з загальним стоком. Тому вони забезпечують підсилення потужності слабких сигналів

$$M_p = (V_{max}^2 / V_{in}^2) (R_{in} / R_{out}) \quad (12.62)$$



використовуються польові транзистори з ізолюваним затвором. Як впливає ступінь легування його окремих областей на його параметри



Коефіцієнт підсилення менший за коефіцієнт підсилення біполярних транзисторів, але МОН транзистори мають переваги по зрівнянні з біполярними транзисторами, а саме:

- дуже великий вхідний опір,
- низький коефіцієнт шуму,
- використовують при переключенні меншу потужність,
- займають меншу площу на підкладинці,
- технологічно більш прості, бо використовують у три рази меншу кількість технологічних операцій при виготовленні по зрівнянні з біполярними транзисторами,
- дозволяють використовувати короткі та вузькі канали нанометрових розмірів, тобто дозволяють конструювати прилади наноелектроніки,
- технологічно сумісні з біполярними транзисторами, що дозволяє, коли виникає необхідність використовувати більші коефіцієнти підсилення, створювати ІМС, до складу яких входять як МОН транзистори, так і біполярні транзистори.

Все це обумовлює широке практичне використання МОН транзисторів у цифрових ІМС, особливо у великих ІМС з пристроями пам'яті. Найбільш економічний режим роботи має місце при використанні систем із двох об'єднаних МОН транзисторів в КМОН системі. На рис.12.20 зображена типова структура КМОН транзистора із зануреним затвором, виготовленим із полікристалічного кремнію (полі-Si). Принцип роботи та основні особливості МОН та КМОН транзисторів уже розглядався в 3-тій главі. Зауважимо, що для МОН транзисторів, особливе значення має підзатворний діелектрик. Ізоляція між окремими МОН транзисторами має менше значення тому що витік та стік є самоізолюваними від напівпровідникової підкладинки зворотно зміщеними р-п переходами (глава 3). Ця обставина є позитивною рисою МОН транзисторів. Вона забезпечує більшу ступень інтеграції ІМС на КМОН транзисторах по відношення до схем на біполярних транзисторах. Потрібно лише ретельно зменшити поверхневі гальванічні зв'язки. Для цього, як показано на рис.12.21, створюють додаткові ізолюючі області із  $\text{SiO}_2$ .

Негативною рисою КМОН транзисторів є «ефект заскакування». Він полягає в тому, що паразитні при та рпр транзистори утворюють паразитний рпррр - тиристор, який при певних напругах між  $S_1$  та  $D_2$  пропускає значний струм (§3.5.а). Вивести транзистор із цього стану вже неможливо до тих пір, поки не вимкнута джерело живлення КМОН транзистора (тобто поки  $V_{D_2} - V_{S_1}$  не стане рівним нулеві). Для усунення ефекту «заскакування» зменшують паразитні опори підкладинки, наприклад, за допомогою високолегованих областей p+ та r+, зображених на рис.12.20.б, або навпаки використовують КМОН транзистори типу кремній на ізоляторі, які розглядалися у 11-й главі.

Крім МОН транзисторів із полікремнієвим затвором використовуються МОН транзистори з керованою пороговою напругою. Зміна порогової напруги затвора ( $V_{T0}$ ) здійснюється за допомогою величини накопиченого заряду в діелектричній плівці за-

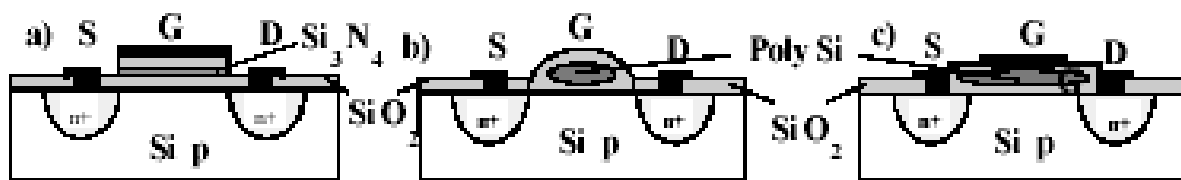
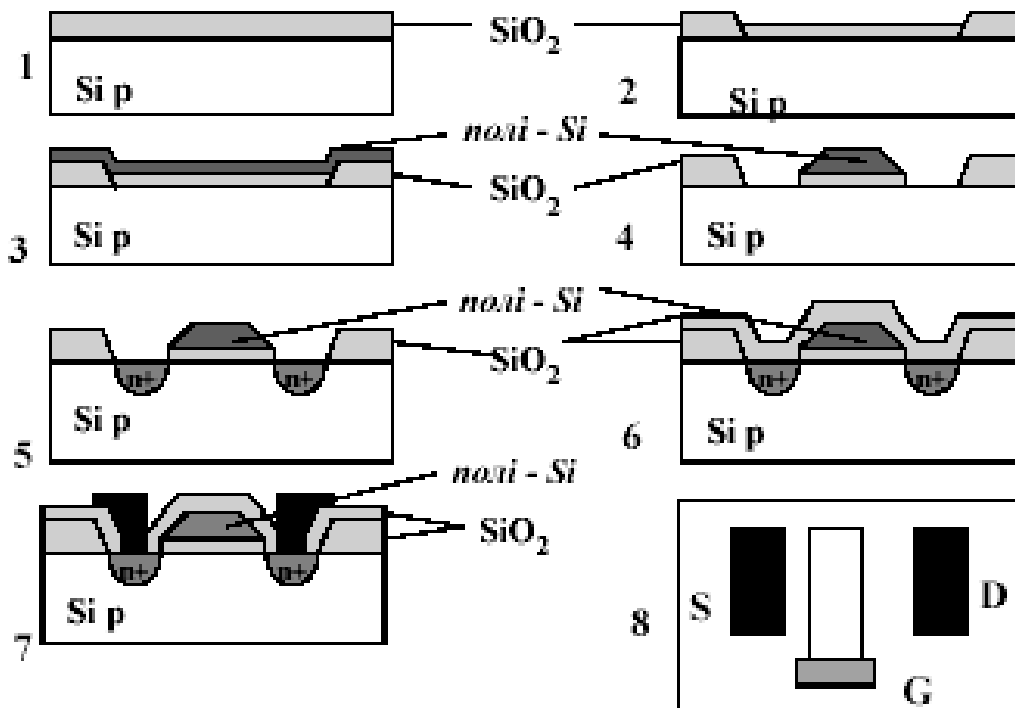


Рис.12.21. Транзистори з керованою пороговою напругою а) МНОП - структура б) МОН транзистор з плаваючим затвором в) МОН транзистор із самозвиченим плаваючим затвором.

твора. Типові приклади структур із змінною (керованою) величиною  $V_{T0}$  представлені

на рис. 12.22. У транзисторі, зображеному на рис. 12.22.а, порогову напругу затвора регулюють за допомогою тунельної інжекції носіїв заряду на границі розділу  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  крізь тонку плівку  $\text{SiO}_2$ . Оксенітрид кремнію використовується для накопичення заряду. Цей різновид транзистора називається метал-нітрид-оксид-напівпровідниковою структурою (МНОН). У двох інших модифікаціях транзисторів, зображених на рис. 12.21.б і с, використовується ізольований діелектричною плівкою затвор. Він може довгий час утримувати заряд і називається плаваючим затвором. Порогова напруга керується за допомогою зворотної напруги, що прикладається до  $p-n$  переходу між стоком та підкладкою. Її величина вибирається достатньою для лавинного розмноження електронно-діркових пар. Частина високо енергетичних носіїв інжектує в плаваючий затвор, що змінює його порогову напругу. Зміна  $V_{T,off}$  дозволяє створювати програмовані постійні запам'ятовуючі пристрої на основі нормально відкритих і нормально закритих транзисторів. Вони знаходять застосування, насамперед, при конструюванні складних об'ємних мікросхем статичної оперативної пам'яті, логічних вентилів та переписуючих пристроїв. Позитивні риси затворного конденсатора знайшли також широке практичне застосування для конструювання та виготовлення спеціальних пристроїв функціональної електроніки, так званих, пристроїв із зарядовим зв'язком (ПЗЗ – структури) (див. [9]). Вони будуються у вигляді послідовності близько розташованих МОН структур. Напругами на їх затворах можна передавати зарядовий пакет із однієї потенціальної ями під затвором у сусідню яму. ПЗЗ структури знайшли широке застосування як цифрові пристрої (реєстри зсуву, динамічні пристрої пам'яті), як аналого-цифрові пристрої (лінії затримки та смугові фільтри), як оптоелектронні пристрої (передаючі телекамери, томографи, детектори слабких світлових сигналів) тощо [9].



**Рис. 12.22.** Етапи виготовлення МОН транзистора 1 - окислення  $\text{Si}$ , 2 - створення вікна в  $\text{SiO}_2$  за допомогою фотолітографії та хімічного травлення, нанесення підзатворного шару  $\text{SiO}_2$ , 3 - нанесення шару полікремнію, 4 - створення вікон у полі- $\text{Si}$ , 5 - легування іонами  $\text{P}^+$  областей витoku та стоку, 6 - окислення, 7 - створення вікон й нанесення металевих контактів витoku й стоку, 8 - план розташування електродів.

На рис. 12.23 наведена спрощена технологічна схема виготовлення КМОН структур на основі  $\text{Si}$  з полікристалічним затвором. Вона подібна до технології виготовлення МОН транзисторів типу кремній на ізоляторі, яка розглядалась у попередній главі.



На першому та другому етапах (рис.12.22.1 та 2) після окислення ретельно очищеної поверхні Si (100) на ній утворюють тонкі шари підзатворного оксиду. На третьому етапі наносять шар полікристалічного кремнію, який використовується в технології, як маска для створення областей витoku й стоку. На четвертому етапі формують полі-Si затвори й покривають поверхню оксидом. На п'ятому етапі легують області під стоком та витоком за допомогою іонної імплантації крізь тонких шар оксиду відповідних іонів, наприклад, іонів фосфору. Такий метод виготовлення, коли роль маски виконує сам затворний шар полікристалічного кремнію, називається *самоузгодженням*, тому що дозволяє більш точно виготовляти ці області. Шар полікремнію може використовуватися як міжз'єднання. Канал провідності можна змінювати іонною імплантацією. На шостому та сьомому етапах виготовляють контакти до областей витoku, стоку та затвору. Видно, що для виготовлення МОН транзисторів потрібно використовувати меншу кількість технологічних операцій, ніж при виготовленні біполярних транзисторів, а також можна не використовувати процеси дифузії, що відбуваються при температурах  $\sim 1000$  C, тоді як при виготовленні біполярних транзисторів використовується не менше 4-х процесів термодифузії.

Таким чином МОН транзистор технологічно простіший біполярного транзистора, потребує для роботи значно менше енергії та дозволяє збільшувати ступень інтеграції ІМС. Крім того, на відміну від біполярних транзисторів, котрі забезпечують точне перетворення аналогових сигналів та мають значні керуючі струми, КМОН транзистори мають низьку енергію, що витрачається, керуються напругою та ефективно використовуються в запам'ятовуючих пристроях.

## 2. Проаналізуйте, в яких випадках найбільш доцільно використовувати плівкову електроніку.

Поки що плівкова електроніка знайшла практичне застосування для виготовлення в основному пасивних елементів напівпровідникових ІМС, гібридних та сумішених твердотільних напівпровідникових ІМС, магнітних або надпровідних елементів. Основною причиною, чому до цього часу плівкова мікроелектроніка менш широко використовується для виготовлення активних напівпровідникових елементів полягає в тому, що технологія виготовлення плівок ще не зовсім досконала. У плівках виникає значно більша концентрація дефектів та домішок по зрівнянню з тим, що має місце у твердих тілах. Дефектність плівок призводить до розсіяння носіїв струму, зменшення їх рухливості та погіршення параметрів активних елементів, виготовлених за допомогою плівкової технології. Проте надія створення досконалих плівок і плівкових ІМС не згасла. Зокрема, з'ясувалось, що використання активних напівпровідникових елементів типу КМОН КНІ (SOI) дозволяє створювати елементи з дуже короткими, нанометрових розмірів та тонкими ізольованими каналами провідності, зменшення довжини каналів яких частково компенсує зменшення робочих частот через зменшення рухливості носіїв у плівкових зразках, та дозволяє здійснювати перехід до виготовлення трьохвимірних ІМС. Тому в багатьох країнах досить інтенсивно досліджуються особливості явищ, що відбуваються в плівках, структура плівок та інтенсивно досконалюється технологія виготовлення плівкових елементів і систем із них.

## 3. Яку роль відіграють дифузійні процеси в мікроелектроніці?

Дифузійні процеси в мікроелектроніці відіграють дуже велику роль. З розвитком сучасної радіоелектроніки та електронної техніки з'явилася потреба у мініатюризації.

Дифузія є одним з найбільш важливих чинників що викликають технологічні обмеження мінімальних розмірів елементів ІМС. Вона впливає на різкість краю, тому що середня глибина дифузії  $x_d$ , яка

$$x_d = (2Dt)^{1/2}$$

визначається таким співвідношенням

Іноді стає сумірною із краєвим розмиттям елемента. Тут  $D$  – коефіцієнт дифузії при данній температурі виготовлення елемента ІМС, а  $t$  – час плинності цього процесу.

Дуже велике значення має дифузія у р-п переході, бо саме завдяки їй утворюється збіднений шар, без

При малих полях, коли

$$E_x' \ll 2L_{D_n}^{-1} \quad (5.29)$$

$$a_1 = 1/L_{Dn} \quad (5.30)$$

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-x/L_{D_n}) \quad (5.31)$$

Таким чином, носії, що інjektують у точці  $x=0$  із концентрацією  $n'_0$ , дифундують у глибину зразка й у стаціонарному стані встановлюється експоненціальний розподіл концентрації вздовж осі  $x$ . На глибині  $x = L_{D_n}$  концентрація зменшується в  $e$  разів. Ця глибина називається *глибиною дифузії*  $L_{D_n} = \sqrt{D_n \tau_{fn}}$ . Розглянемо ще раз нерівність (5.29), яка визначає умову, коли дифузія переважає дрейф носіїв. Скориставшись співвідношенням Ейнштейна, яка встановлює зв'язок між коефіцієнтом дифузії та рухливістю носіїв у невідродженому напівпровіднику поблизу стану термодинамічної рівноваги (див. задачу 5.6)

$$\frac{\mu_{n,p}}{D_{n,p}} = \frac{e}{k_B T}, \quad (5.32)$$

отримаємо такий вигляд для нерівності (5.29) і з урахуванням (5.23а)

$$eE_x L_{D_n} \ll 2k_B T, \quad (5.33)$$

або

$$\ell_{dr} \ll L_{D_n}, \quad (5.33a)$$

де введена величина  $\ell_{dr}$ , котра чисельно дорівнює довжині шляху, який проходять носії за час життя із швидкістю дрейфу

$$\ell_{dr} = \mu_n E \tau_{fn} \quad (5.33b)$$

Вона називається довжиною дрейфу. Таким чином, згідно (5.33b), *дифузія має місце, коли енергія, що її набувають носії струму на дифузійній довжині, менша за  $k_B T$ , або інакше, коли довжина дифузії більша за довжину дрейфу (5.33b).*

нього використання діодів та транзисторів було б неможливе.

Крім того на основі дифузійних процесів побудован дифузійний резистор який досить широко застосовується при виготовленні ІМС.



1. *вбудований канал провідності*, котрий створюється додатковим легуванням приповерхневого шару кремнієвої пластинки. В цьому випадку напруга на затворі  $V_G$  збіднює канал провідності носіями заряду і тому такі транзистори називаються *збідненими МОН транзисторами*.

13) Порівняти, що дає більший внесок: зміна відстані між внутрішніми поверхнями в цугановому мікрозоні, чи зміна розотти виходу. струми може утримуватись сталим із відносною похибкою 1%.

Замінемо струм  $j = \frac{e^2 V k_0}{4\pi^2 d} \exp(-2k_0 d)$  - зал. ф-ла для тунельн. струму.

$$k_0 = \left(\frac{2}{\hbar}\right) (2m\phi)^{1/2}$$

ли змінювати струм при роботі виходу:  $\left|\frac{\Delta j}{j\phi}\right| = (1+2k_0 d) \left(\frac{\Delta d}{d}\right)$

при зміні відстані  $\left|\frac{\Delta j}{j d}\right| = 3k_0 d \left(\frac{\Delta \phi}{\phi}\right)$  - похідні по відстані та роботі виходу.

$$\left|\frac{\Delta j}{j\phi} / \frac{\Delta j}{j d}\right| = \frac{1}{3} k_0 d > 1$$

Отже зміна товщини впливає більше на тунельний струм, ніж зміна роботи виходу при  $k_0 d > 1$

15) Спробуйте оцінити відстані між сусідніми повздовж. модами або кут розділності вихідних променів в імпедційному квантовому генераторі оптичного ділазону хвіста.

$$V_m = \frac{c m}{2 n a \lambda_n}$$

$$\Delta V = V_{m-1} - V_m = \frac{c}{2 n a \lambda}$$

$$n a \approx 3,52$$

$$\Delta V \approx \frac{3 \cdot 10^{10}}{5 \cdot 10^{-2} \cdot 3,52} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ Гц.}$$

Кут розділності вихідного променя буде в основному визн. процесами дифракції, оскільки розміри апертури - малі

$$\theta_{\perp} \sim \frac{\lambda}{d_a}$$

$$\theta_{\parallel} \sim \lambda / W$$

$$\lambda \sim 10^{-4} \text{ м.}$$

Для лазерів з оптичними та електронними об'ємними ділазонами (якоб підсилювача та генерувача мимч одна попер. мода)

$$W \sim 10^{-4} \text{ м.}, 10^{-3} \text{ м.}$$

$$\text{Тому } \theta_{\perp} \sim \frac{180}{\sqrt{10}} = 57^{\circ}$$

$$\theta_{\parallel} \sim \frac{90}{\pi} \approx 28^{\circ}$$



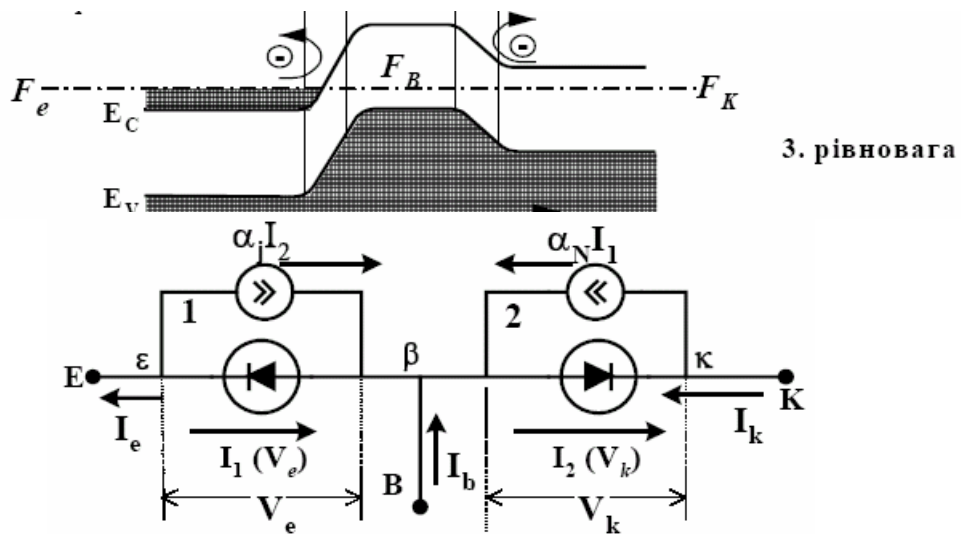
**Білет №16.**

**1. Користуючись еквівалентною схемою біполярних транзисторів інтегральних мікросхем, проаналізуйте вплив паразитних параметрів на його роботу.**

**Відповідь.**

Розглянемо найпростішу і найбільш популярну статичну модель *n-p-n* транзистора Еберса-Молла. Її еквівалентна схема наведена на рис.12.2. На ньому стрілками зображені струми емітера *I<sub>E</sub>*, колектора *I<sub>C</sub>*, бази *I<sub>B</sub>*, інжекттованих носії з колектора в базу *I<sub>2</sub>* та інжекттованих електронів з емітера в базу *I<sub>1</sub>*. Взаємодія *n-p* переходів транзистора враховується за допомогою нормального й інверсного коефіцієнтів передачі струмів  $\alpha_N$  і  $\alpha_I$ , які визначають відповідні частини струмів *I<sub>1</sub>* та *I<sub>2</sub>*, (тобто ті частини струму, який протікає в одному переході, що передаються в другий перехід). Зовнішнє джерело напруги зміщує *n-p* перехід у прямому або зворотному напрямках. Пряма напруга зменшує висоту бар'єра на *p* - шарі, що сприяє інжекції електронів у *p*-шар, тоді як зворотна напруга зменшує ймовірність їх інжекції.

**Рис.12.2. (3) - рівноважний режим  $V_{EB} = V_{BK} = 0$  □ Модель транзистора Еберса-Молла.**



Розглянемо випадок активного режиму роботи транзистора, коли емітерний перехід зміщений у прямому напрямку, а колекторний у зворотному напрямку, як показано на рис.12.2.(3) та рис.12.2. При зміні полярності напруги на переході від прямого до зворотного напрямку у всіх формулах, котрі описують струми крізь перехід, потрібно змінити знак напруги *V*.

Скористаємося тепер законами Кірхгофа для електричного кола. За законом Кірхгофа для вузлів  $\epsilon\beta$  можна записати такі співвідношення для струмів, що позначені на рис.12.2

$$I_E = I_1 - \alpha_I I_2 \tag{12.1}$$

$$I_C = -I_2 + \alpha_N I_1 \tag{12.2}$$

$$I_B = I_E - I_C = I_1(1 - \alpha_N) + I_2(1 - \alpha_I) \tag{12.3}$$

**Еквівалентні схеми**

Аналіз роботи транзисторів зручно здійснювати за допомогою еквівалентних схем. Вони складаються з лінійних елементів схем, та *RC L* й повинні вірно відображати похідні від залежностей *I(V)*, котрі зв'язують між собою малі зміни струмів і напруг. Таким чином, еквівалентна схема є моделлю схеми, яка за своїми властивостями передачі змінного сигналу повинна не відрізнятися від реального транзистора. В залежності від величини та частотного діапазону сигналу та схеми включення транзистора розрізняють декілька еквівалентних схем. Наведемо два приклади *низькочастотних малосигнальних* еквівалентних схем транзистора при включенні його зі спільною базою (ССБ) (рис.12.9) та спільним емітером (ССЕ) (рис.12.10).

Еквівалентну схему транзистора зі *спільною базою* (ССБ) (рис.12.9) легко отримати з моделі Еберса-Молла, зображеної на рис.12.2, заміною емітерного і колекторного переходів їх диференціальними опорами

$$z_e = \partial V_e / \partial I_{e|V_c} = r_e / (1 + j\omega C_e r_e) \quad \text{та} \quad z_c = \partial V_c / \partial I_{c|V_e} = r_c / (1 + j\omega C_c r_c^*) \cdot \text{та}$$

знехтувавши джерелом  $\alpha jI_2$ , тому що у нормальному робочому режимі можна знехтувати струмом носіїв  $I_2$ , що інжектують із колектора в базу. При малих частотах, коли  $\omega C_{e,c,e,c} < 1$  диференціальні опори  $z_e$  та  $z_c$  можна розглядати як активні опори.

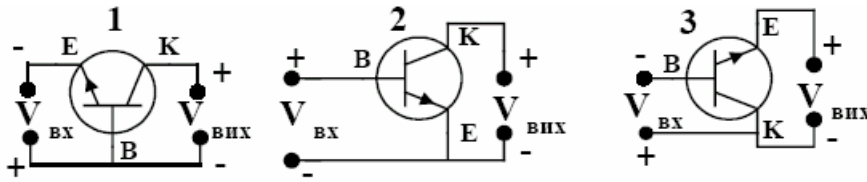


Рис.12.7. Схеми включення n-p-n транзистора:

- 1 - (ССБ)  $V_{BX} = V_{EB} < 0, V_{ВНХ} = V_{KB} > 0; \alpha = I_C/I_E = \gamma \beta \alpha_c \leq 1;$
- 2 - (ССЕ)  $V_{BX} = V_{BE} > 0, V_{ВНХ} = V_{CE} < 0; I_B = I_E - I_C, B = I_C/I_B = I_C/(I_E - I_C) = \alpha/(1-\alpha) > 1;$
- 3 - (ССК)  $V_{BX} = V_{BC} < 0, V_{ВНХ} = V_{EC} < 0; B = I_C/I_B = I_C/(I_E - I_C) = 1/(1-I_C/I_E) = 1/(1-\alpha) > 1.$

Рис.12.9. Еквівалентна малосигнальна схема транзистора зі спільною базою (ССБ).

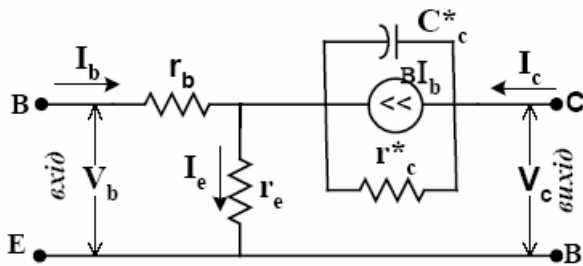


Рис.12.10. Еквівалентна схема включення транзистора зі спільним емітером,  $\beta = \alpha/(1-\alpha)$ .

В цій схемі задається струм емітера  $I_e$  і обраховуються або вимірюються всі останні її параметри. Коефіцієнт підсилення струму в схемі ССБ визначається прямим коефіцієнтом передачі  $\alpha = \alpha_N$  ( $M_1 = i_2/i_1 = i_c/i_e = \alpha$ ), а його вхідний та вихідний опори рівні  $R_{ex} = r_{be} = r_e + r_b, R_{eux}^{-1} \cong r_c^{-1} + R_H^{-1}$ , де  $R_H$  – опір навантаження колектора. При визначенні вихідного опору ми знехтували впливом на нього опору  $r_b$ , котрий менший за  $r_c$  ( $r_b < r_c$ ).

Еквівалентна малосигнальна схема транзистора в схемі зі спільним емітером зображена на рис. 12.10. В цій схемі задається струм бази  $I_b$  та нехтується, як і в попередній схемі ССЕ, впливом колекторного переходу на емітерний перехід, тобто нехтуємо членом  $\alpha jI_2$  моделі Еберса-Молла. Коефіцієнт передачі струму  $B$  бази згідно (12.8а) залежить від  $\alpha$ , коли  $\alpha = 0.99$ , то  $B = \alpha/(1-\alpha) = 99$ . Опір колекторного переходу  $r_c^*$  цієї схеми відрізняється від опору  $r_e$  схеми ССЕ ( $r_c \neq r_c^*$ , тому що ці еквівалентні схеми мають різні джерела струму  $\beta I_b$  та  $\alpha I_e$  відповідно. Співвідношення, що зв'язує ці опори, можна отримати з умови еквівалентності схем ССБ та ССЕ. Вони рівноцінні тоді, коли в режимі холостого ходу  $i_e = i_b$  та  $\beta I_b r_c^* = \alpha I_e r_c$ , тобто, коли  $r_c^* \cong \alpha r_c$  (12.30)

Оскільки  $\alpha \leq 1$ , то  $r_c^* < r_c$ .

При високих частотах сигналів потрібно враховувати вплив опору базової області та відповідних реактивних складових елементів схем. Одна з еквівалентних схем

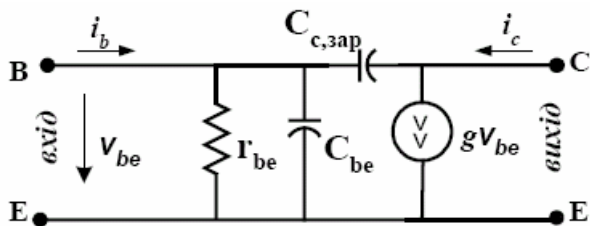


Рис.12.11. Еквівалентна ССЕ схема транзистора для області високих частот.

біполярного транзистора для області високих частот зображена на рис.12.11. В цій схемі  $C_{Cq}$  - зарядна (бар'єрна) ємність колекторного переходу,  $C_{Cdif}$  - дифузійна ємність колекторного переходу, зв'язана із інжекцією носіїв (12.40),  $C_{BE} \cong C_{BE} dif C_{BE} q$  - ємність база-емітер,  $g$



$$\omega_m \approx [r_{be}(C_{be,dif} + C_{c,зар})]^{-1}$$

$\partial IC/\partial VBE \approx iC/V_T$  - крутизна,  $r_{BE} \approx \partial VBE/\partial IB \approx gB$  - опір база-емітер,  $C_{Bef} \approx C_{Bedif} \approx w^2 BIE / 2DnVT$ , а гранична частота

#### 12.4.a.5. Параметри еквівалентних схем транзистора

Звернемося до аналізу зображеної на рис. 12.9 еквівалентної схеми  $n+p-n$  транзистора, включеною за схемою ССБ, і за її допомогою оцінимо опори і ємності. Цю схему можна аналізувати за допомогою теорії електричних кіл. Для цього потрібно лише вдало вибрати її параметри  $rE$ ,  $rC$ ,  $rB$ ,  $cE$  і  $cc$ .

Опір бази складається із двох частин: з опору матеріалу бази  $rB0$  та дифузного опору  $rbB$ , обумовленого зміною концентрації неосновних носіїв у базі при зміні напруги на колекторі. Складова опору бази  $rB0$  залежить від геометричних розмірів бази й ступені легування матеріалу бази. Складова  $rbB$  оцінюється таким самим чином, як і опір колекторної частини, проте вирази при цьому більш складні, тому що потрібно враховувати опір активної й пасивної частин бази і складний характер траєкторій базового струму. Типові параметри для опору бази такі:  $rB = 50 \div 200$  Ом.

Ємності  $CE$  і  $CC$  виникають тому, що на  $n-p$  переходах з'являються просторові заряди. Для грубої оцінки ємностей можна використати час зарядки цих конденсаторів

$$\tau E = rECE \quad (12.37)$$

та

$$\tau B = rBCC \quad (12.38)$$

Величини часу зарядки цих конденсаторів становлять  $\tau E \sim 0,1$  нс;  $\tau B \sim 1,0$  нс, тоді  $CE \approx 20 \div 100$  пФ;  $CC \approx 1$  пФ.

Для більш точного розгляду ємностей потрібно взяти до уваги, що колекторному й емітерному переходам притаманні ємності, котрі умовно можна розділити на *зарядну ємність*, зв'язану з наявністю зарядних струмів, і *дифузійну ємність*, зв'язану з інжекцією носіїв струму. Розглянемо спочатку ємність емітерного переходу. Його *зарядна ємність*  $CEq$  наближено визначається таким чином

$$C_{Eq} = \frac{\epsilon_s S}{4\pi \Lambda_{Ee,exp}} = \frac{\epsilon_s S}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi e N_a N_d}{\epsilon_s (N_a + N_d) (V_E \pm \phi_c)}} = S \sqrt{\frac{e N_a \epsilon_s}{8\pi (V_E \pm \phi_c)}} \quad (12.39)$$

Для емітерної області  $Nd > Na$ , тому

$$\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \approx N_a$$

Контактна різниця потенціалів  $\phi_k$  визначається матеріалами і становить за порядком величини  $0,3 \div 0,4$  В.

Крім зарядної ємності емітерний перехід має ще *дифузійну ємність*  $CEdif$ . Вона виникає тому, що при зміні напруги на переході змінюється кількість нерівноважних носіїв заряду, котрі інjektують у базу. Дифузійна ємність прямо пропорційна струму емітера і середньому часові існування нерівноважних зарядів у базі  $\tau$ . Значення  $\tau$  визначається середнім часом дифузії носіїв струму від емітера до колектора крізь базу значається середнім часом дифузії носіїв струму від емітера до колектора крізь базу  $\tau = w_B^2 / 2Dn$ . За цей час на ємності накопичується заряд  $Q = IE0\tau$ . Величина дифузійної ємності визначиться за формулою  $CEdif \approx Q / (kBT_e)$ . Skorиставшись виразом для  $Q$ , а також формулою (12.32) остаточно маємо

$$C_{Edif} = \frac{e}{k_B T} I_{E0} \tau = \frac{1}{r_E} \frac{w_B^2}{2D_n} \quad (12.40)$$

Емітерний перехід зміщений у прямому напрямі, тому його ємність визначається, головним чином, дифузійною ємністю  $CEdif \approx CEq$ , тобто  $CE < CEdif$ . При  $IE0 = 1$  мА вона за порядком величини становить  $CEdif = 200$  пФ. Колекторний перехід також має зарядову й дифузійну ємність. Проте він зміщений у зворотному напрямку і його дифузійна ємність менша за зарядову ( $CCdif < CCq$ ), тому сумарна ємність визначатиметься зарядовою ємністю колектора, яка визначається

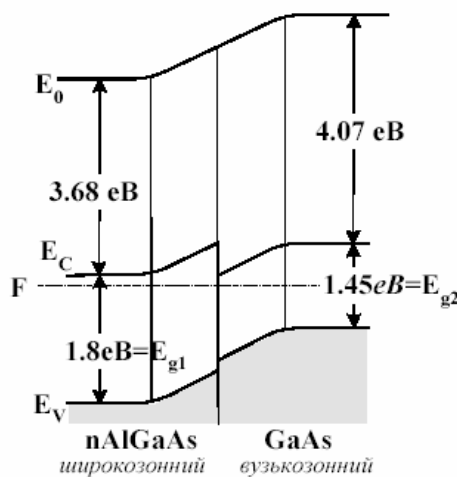
$$C_{cззар} = S \sqrt{\frac{\epsilon_s e N_a N_d}{8\pi (N_a + N_d) |V_C|}} \approx S \sqrt{\frac{\epsilon_s e N_a}{16\pi |V_C|}} \quad (12.41)$$

формулою

де використано, що  $\varphi_s \propto \sqrt{VC}$  та  $Na \sim Nd$ . В формулі (12.43)  $Na$  – концентрація домішок у базі. Ця ємність менша емітерної і становить  $\sim 1 \div 50$  пФ

## 2. Проаналізуйте, яку роль грають гетероструктури в мікроелектроніці. Наведіть приклади гетероструктур, що використовуються.

Контакт з різною зонною структурою (різною шириною забороненої зони) називається гетероконтактом на відміну від гомоконтакту, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони.



Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту. Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.28) широкозонного напівпровідника  $n+$  AlGa $_{1-x}$ As (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8$  eV) та вузькозонного напівпровідника  $i$ -типу GaAs (із забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45$  eV). Зобразимо енергетичну схему такого гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1 = F_2$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша за роботу виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле (йому відповідає потенціальна енергія  $E_0$ ) вигинає зони вузькозонного напівпровідника „униз”, а у широкозонному – „уверх”, як це видно на рис.3.28. На гетеропереході утворюється *розрив зон* і в зоні

провідності утворюється стрибок потенціальної енергії. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар’єр, а в широкозонному - збіднений носіями шар. У потенціальній ямі власного вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а у випадку, коли замість власного вузькозонного напівпровідника використовується вузькозонний напівпровідник  $p$ -типу, у його потенціальній ямі накопичуються носії з інверсним знаком заряду. **Таким чином, на гетеропереході здійснюється просторове розділення зарядів іонізованих домішок (у даному випадку іонізованих донорів у широкозонному напівпровіднику) та 2D електронного газу в каналі провідності, локалізованому у вузькозонному напівпровіднику.**

Таким чином 2D канал на гетеропереході дозволяє отримувати в ньому великі рухливості носіїв. Наприклад, у каналі між GaAs та Al $_{0,3}$ Ga $_{0,7}$ As при кімнатній температурі рухливість електронів дорівнює  $\mu(300K) \sim 8000$  см $^2$ /Вс, а при температурі рідкого азоту  $\mu(78K) \sim 10^5$  см $^2$ /Вс, що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори називаються НЕМТ транзисторами (High Electron Mobility Transistor - транзистор із великою рухливістю електронів). Вони мають час перемикання при кімнатній температурі менше 56 нс, а при 78К –  $17 \cdot 10^{-12}$  сек. В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах 78К працюють на частотах сумірних із частотами контактів Джозефсона, котрі працюють при температурах 4,2К.

## 3. Які фізичні явища використовуються для побудови модуляторів світлового променя?

Внутрішня модуляція.

Для здійснення внутрішньої або безпосередньої модуляції використовують залежність випромінювання світла джерелами від напруг або струмів, що протікають в них, або від параметрів їх резонаторів. Наприклад, інтенсивність світла, що випромінюється світловипромінюючими діодами та лазерами, або їх потужність випромінювання залежать згідно формул (11.9) та (11.17) від струмів їх збудження. Це означає, що зміну інжекційного струму в  $p$ - $n$  переході СВД або струму накачки лазера за заданим законом можна модулювати інтенсивність світла, що вони випромінюють. Модуляційні характеристики джерел світла описуються модуляційними характеристиками - частотними залежностями модульованої потужності (інтенсивності) світла



Внутрішню модуляцію лазера вдається здійснювати також за допомогою модуляції параметрів резонатора.

Зовнішня модуляція.

Для здійснення зовнішньої модуляції використовують фізичні явища взаємодії світла з речовиною різної природи: *механічні, електричні та магнітні* (рис.11.3). До механічних явищ відноситься відбиття світла від дзеркал, що рухаються, фотопружність та акустооптичні явища.

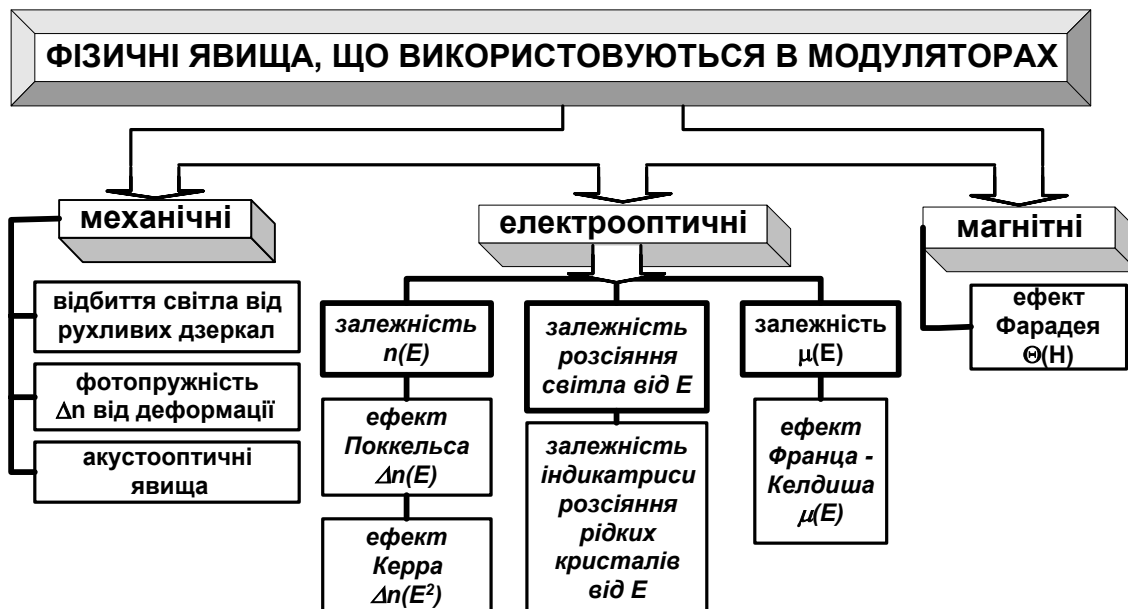


Рис.11.3. Фізичні явища, що використовуються в роботі зовнішніх оптичних модулаторів.

Зміна напрямку розповсюдження світла за допомогою рухливих дзеркал не потребує додаткових пояснень. Фотопружність та акустооптичні явища розглядалися в 4-й главі. Вони використовуються в оптоелектроніці для конструювання здебільшого дискретних об'ємних модулаторів, котрі не дуже просто використовувати в інтегральній оптоелектроніці. Серед *магнітних* явищ для модуляції світла використовується ефект Фарадея. Ефектом Фарадея називається зміна кута обертання площини поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла  $\theta$ , що проходить крізь прозору речовину,

$$\theta = bHI \quad (11.9)$$

де  $b$  - стала Верде,  $l$  - довжина оптичного шляху в замагніченій речовині,  $H$  - напруженість магнітного поля. Малі значення сталої Верде та непрозорість або незначна прозорість магнітооптичних матеріалів у видимій та інфрачервоній областях спектру обмежує широке застосування магнітооптичних явищ в інтегральній оптоелектроніці.

До електричних або електрооптичних явищ в широкому розумінні можна віднести такі зміни оптичних властивостей речовини в електричному полі:

- лінійну та не лінійну залежності показника заломлення від напруженості електричного поля, із яких лінійна залежність називається ефектом Поккельса, а квадратична - ефектом Керра,
- залежність показника заломлення в р-п переходах через зміну концентрації носіїв під дією різниці потенціалів на переході,
- залежність  $\mu$  - коефіцієнта поглинання поблизу краю поглинання світла в напівпровідниках від напруженості електричного поля, яка називається ефектом Франца - Келдиша,
- зміна розсіювання світла під дією електричного поля в рідких кристалах, яка викликається зміною їх структури.

Здебільшого для побудови модулаторів знайшли акустооптичні та електрооптичні явища. Фізичні основи роботи акустооптичних модулаторів були розглянуті в 4-й главі і тому немає потреби для повторного їх розгляду. В цій главі ми обмежимося розглядом електрооптичних модулаторів, в яких використовуються ефект Поккельса, тому що він має такі позитивні риси:

- безінерційність до  $10^{-12}$  с,

- лінійність,
- сумісність з хвилеводами та іншими елементами інтегральних оптичних систем, що дозволяє виготовляти їх в єдиному циклі.

Ефект Поккельса є проявом подвійного променезаломлення світла в анізотропному середовищі, анізотропія якого створюється або змінюється під дією електричного поля. Анізотропним оптичним середовищем називається кристал, в якому показник заломлення або фазова швидкість світла залежать від напрямку його розповсюдження. Електричне поле змінює розподіл електронів в кристалі. Відбувається електронна поляризація кристалу, що призводить до зміни власних частот кристалу, тобто до зміни дисперсії світла в кристалі. Електричне поле змінює складові показника заломлення ( $n_i$ ) вздовж різних осей кристалу прямо пропорційно його напруженості  $E$ . Ці зміни залежить від напрямку осей в кристалі. Анізотропний кристал в електричному полі змінює свої подвійнозаломні властивості, а ізотропний кристал може стати анізотропним і почне виявляти подвійнозаломні властивості.

Ефект Поккельса притаманний кристалам, що не мають центру симетрії. Ці кристали називаються *п'єзоелектриками*. Їх оптичні властивості прийнято описувати за допомогою поверхні, яка характеризує залежність показника заломлення від напрямку розповсюдження світла. Вона називається *оптичною індикатрисою* або еліпсоїдом хвильових нормалей. Коли головні осі еліпсоїда оптичної індикатриси збігаються з напрямком осей системи координат, оптична індикатриса має такий вигляд

$$\mathbf{a}_{1,0}\mathbf{x}^2 + \mathbf{a}_{2,0}\mathbf{y}^2 + \mathbf{a}_{z,0}\mathbf{z}^2 = 1 \quad (11.10)$$

де  $\mathbf{a}_{1,0}, \mathbf{a}_{2,0}, \mathbf{a}_{z,0}$  - оберненні квадрати показників заломлення ( $\mathbf{n}_x^2, \mathbf{n}_y^2, \mathbf{n}_z^2$ ) вздовж головних осей або квадратів головних фазових швидкостей світла у відповідних напрямках.

Електричне поле змінює просторовий розподіл електронної підсистеми в кристалі. Відбувається поляризація кристалу, що призводить до зміни власних частот електронної підсистеми кристалу, тобто зміни дисперсії світла в кристалі. Змінюються головні показники заломлення кристалу  $\mathbf{n}_x^2, \mathbf{n}_y^2, \mathbf{n}_z^2$ . Таким чином електричне поле змінює еліпсоїд оптичної індикатриси. Вона повертається та деформується і набуває вигляду, який описується формулою

$$\mathbf{a}_{1,0}\mathbf{x}^2 + \mathbf{a}_{2,0}\mathbf{y}^2 + \mathbf{a}_{z,0}\mathbf{z}^2 + 2\mathbf{a}_4\mathbf{yz} = +2\mathbf{a}_5\mathbf{zx} + 2\mathbf{a}_6\mathbf{xy} = 1 \quad (11.11)$$

В ефекті Поккельса відбувається зміна коефіцієнтів оптичної індикатриси під дією електричного поля з напруженістю  $E$

$$\mathbf{a}_i = \mathbf{a}_{i,0} + \mathbf{r}_{i,j}\mathbf{E}_j; \quad \mathbf{i} = 1, \dots, 6; \quad \mathbf{j} = 1, 2, 3. \quad (11.12)$$

де коефіцієнти  $\mathbf{r}_{i,j}$  утворюють тензор третього рангу, котрий в загальному випадку має 18 компонентів. Симетрія конкретних кристалів обмежує кількість компонентів тензора  $\mathbf{r}_{i,j}$ . Наприклад, якщо електричне поле створює одновісну анізотропію в ізотропному кубічному кристалі  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , то із всіх компонентів тензора залишається лише один  $\mathbf{r}_{41} = \mathbf{r}_{52} = \mathbf{r}_{63} = 3,3 \cdot 10^{-10} [\text{см} \cdot \text{В}^{-1}]$ . Для деяких інших електрооптичних кристалів коефіцієнти Поккельса наведені в [таблиці 11.1](#).

Ефект Покельса практично *безінерційний*, тому що він визначається із змінами, що відбуваються в електронній підсистемі кристалу. Тому можна спостерігати модуляцію за допомогою ефекту Поккельса на частотах до  $10^{12}$  Гц.



Оцінімо зміну фаз, що виникає в кристалі під дією електричного поля через ефект Поккельса. Нехай в кристалі розповсюджується лінійно поляризована світлова хвиля з вектором розповсюдження  $\bar{k}$  під довільним кутом до оптичної осі. Перетин еліпсоїда оптичної індикатрисис з площиною перпендикулярної до вектора розповсюдження  $\bar{k}$  є еліпс. На рис. 5.4 зображено випадок довільного розповсюдження світла в кристалі. Це означає, що електричне поле світлової хвилі можна розкласти на дві складових, направлених вздовж нейтральних осей для даного напрямку розповсюдження хвилі. Вони збігаються з головними осями еліпса  $E_x$  та  $E_y$ . Вздовж кожного з цих напрямків показники заломлення відповідно рівні  $n_{x'}$  та  $n_{y'}$ . У випадку, коли світло розповсюджується вздовж оптичної осі еліпс вироджується в коло, тому що  $n_{x'} = n_{y'}$ . На виході із кристалу ці дві складові векторів  $E_{x'}$  та  $E_{y'}$  набувають різний фазовий зсув рівний

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{x'} \ell$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{y'} \ell$$
(11.13)

де  $\lambda_0$  - довжина світлової хвилі в вакуумі,  $\ell$  - довжина пробігу хвилі в середовищі,  $n_{x'}$  та  $n_{y'}$  - головні показники заломлення. Між хвилями цих поляризацій на виході виникає різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{x'} - n_{y'}) \ell$$
(11.14)

Ці хвилі складаються і замість лінійно поляризованої світлової хвилі утворюється еліптично поляризовану хвилю. Електричне поле змінює показники заломлення (формула (11.12)), що призводить до появи додаткової різниці фаз

$$\delta = \Delta\varphi(\mathbf{E}) - \varphi(0)$$
(11.15)

де  $\Delta\varphi(\mathbf{E})$  та  $\Delta\varphi(0)$  - різниці фаз при наявності та відсутності електричного поля з напруженістю  $\mathbf{E}$ . Комбінуючи (11.12), (11.14) та (11.15), отримаємо

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Pi_{x'} - \Pi_{y'}) \mathbf{E} \ell$$
(11.16)

де  $\Pi_i = \frac{1}{2} r_{ij} n_{i,0}^3 E_j$  - параметр, що характеризує речовину по відношенню до ефекту Поккельса.<sup>1</sup>

Таким чином електричний сигнал  $V(t)$ , що модулює несучу світлову хвилю, створює електричне поле з напруженістю  $\mathbf{E}(V(t))$ , яка через ефект Поккельса модулює фазу несучої світлової хвилі. Фазова модуляція може бути перетворена в амплітудну за допомогою поляризатора на виході модулятора. Інтенсивність світлової хвилі  $I$ , що пройшла крізь аналізатор направлений під кутом  $\pi/2$  до площини поляризації хвилі на вході, визначається (дивися [задачу 11.X](#)) за формулою

$$I = I_0 \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \left( \frac{\delta}{2} \right)$$
(11.17)

де  $I_0$  - інтенсивність хвилі на вході,  $\alpha$  - кут між площиною поляризації хвилі на вході та напрямком нейтральної осі еліпса, що утворюється при перетині площини перпендикулярної до вектору розповсюдження хвилі з оптичною індикатрисою речовини модулятора. При  $\alpha = \pi/2$  пропускання та глибина модуляції будуть максимальними

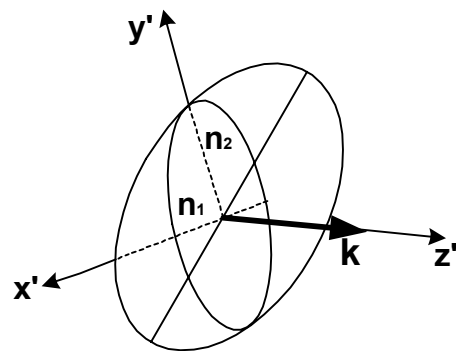


Рис.11.4. Еліпсоїд показників заломлення та нейтральні осі;  $k$  - напрямком розповсюдження світлової хвилі.

<sup>1</sup> Із (11.12)  $n_i^{-2} = n_0^{-2} - 2 + r_{ij} E_j$ ;  $(n_{i,0} - n_i) 2n_0 / (n_i^2 n_0^2) = r_{ij} E_j$ ;  $\Delta n = \frac{1}{2} r_{ij} n_{i,0}^3 E_j$ ;  $\Pi_i = \frac{1}{2} r_{ij} n_0^3 E_j$

$$\gamma = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \text{Sin}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (11.18)$$

Різниця фаз  $\delta$  залежить від здатності речовини модулятора відгукуватися на сигнал, що модулює, яку прийнято характеризувати *напівхвильовою напругою*  $V_0$ . Вона визначається напругою, при якій різниця фаз стає рівною  $\pi$ . За допомогою формули (11.16) знайдемо, що

$$V_0 = \frac{\lambda_0}{2(\Pi_x - \Pi_y)} \quad (11.19)$$

де  $\Pi_x$  та  $\Pi_y$  - параметри речовини, котрі залежать від орієнтації електричного поля в кристалі. У випадку розповсюдження світла вздовж оптичної осі  $V_0 = \lambda_0 / 2n_0^3 r$ .

Розрізняють два різновиди модуляторів світла: *повздовжні та поперечні*. В повздовжньому модуляторі електричне поле, що модулює несучу хвилю, паралельне напрямку її розповсюдження. В цьому випадку  $\ell = h$  і формула (11.16) для різниці фаз набуває вигляду

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Pi_x - \Pi_y) V = \pi \frac{V}{V_0} \quad (11.20)$$

В поперечному модуляторі електричне поле направлене перпендикулярно до напрямку розповсюдження світлової хвилі. Для цих модуляторів різниця фаз залежить від довжини  $\ell$  та ширини  $h$  смужки модулятора

$$\delta = \pi \frac{V \lambda}{V_0 h} \quad (11.21)$$

Таким чином поперечні модулятори потребують менших наруг  $V$  для створення однакої різниці фаз по відношенню до повздовжнього модулятора, тому що відношення  $\ell/h < 1$ . Як видно з [таблиці 5.1](#), значення напівхвильових наруг  $V_0$ , котрі визначаються малими величинами  $g$ , досить значні. Вони становлять від одиниць до десятків кіловольт. Проте в реальних тонких смужкових модуляторах їх ширина може бути за порядком величини рівною довжини хвилі, що згідно формулі (11.21) призведе до зменшення робочої наруги модуляції.

Важливою характеристикою модулятора є критерій якості  $\zeta = P / (\Delta f \cdot (\Delta\phi)^2)$ , який визначає середню потужність, необхідну для модуляції несучої світлової хвилі, віднесена до одиничних інтервалу частот та зсуву фаз. Оцінимо середню потужність електрооптичного модулятора без врахування омичних втрат за формулою

$$P = \frac{1}{2} C V^2 \cdot \Delta\nu \quad (11.22)$$

де  $C$  - ефективна ємність модулятора,  $V$  - наруга,  $\Delta\nu$  - інтервал частот. Скориставшись формулами (11.20) та (11.21) та виразами для ємностей плоского конденсатора, отримуємо такі вирази для критеріїв якості повздовжнього та поперечного модуляторів

$$\begin{aligned} \zeta_{\text{повз}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{h^2}{\lambda} \\ \zeta_{\text{поп}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{h^3}{\lambda^2} \end{aligned} \quad (11.23)$$

Аналіз цих формул показує, що більш ефективними є поперечні модулятори з  $h/\lambda < 1$ . Проте при зменшенні  $h/\lambda$  через дифракцію світловий промінь розбігається. Зменшення кута розбігання променя  $\alpha$  має місце при виконанні такого співвідношення  $\alpha \approx h/\lambda \approx \lambda/h$ . Якщо врахувати цю умову, то для критеріїв якості отримуємо такі співвідношення

$$\begin{aligned} \zeta_{\text{повз}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \lambda \\ \zeta_{\text{поп}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{\lambda}{h} \end{aligned} \quad (11.24)$$

які також вказують, що поперечні тонкі модулятори більш ефективні, тому що в них витрачається менша потужність і забезпечується направлене розповсюдження світла. Ця обставина вказує на те, що плівкові електрооптичні модулятори перспективні для інтегральної оптоелектроніки.

Таблиця 11.1. Властивості електрооптичних кристалів

Речовина	$r \cdot 10^{10}$ [см·В <sup>-1</sup> ]	$V_0$ [кВ]	$n_0$	$n_e$	$\lambda$ [мкм]	
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)	$r_{63}=10,5$					
KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (DKDP)	$r_{63}=26,8$	8,6				
NH <sub>4</sub> H <sub>2</sub> P <sub>4</sub> (ADP)	$r_{41}=24,5$ $r_{63}=8,5$					
GaAs	$r_{41}=0,29$ $r_{41}=1,2$ $r_{41}=1,6$	10	3,6 3,42 3,30		0,9 1,95 5,0	
GaP	$r_{41}=0,5$ 1,06	12	3,495		0,54 0,60	
LiNbO <sub>3</sub>	$r_{13}=8,6$ $r_{33}=30,8$		2,286 2,313	2,22 2,299	1,546 0,633	
K <sub>0,6</sub> Li <sub>0,4</sub> NbO <sub>3</sub>	$n^3 r_{33}=790$		2,217	2,163	0,633	
Кварц	$r_{11}=0,47$					

В оптоелектроніці знаходять застосування хвильвідні смужкові або волоконні модулятори. В них для модуляції використовується залежність оптичних параметрів речовини хвильоводу від електричного поля сигналу, що модулює. Хвильвідні модулятори бувають однохвильові та двоххвильові. Однохвильовий модулятор утворюється смужкою оптично активної речовини на підкладинці або за допомогою гетеропереходів на основі твердих розчинів напівпровідникових сполук A<sub>III</sub>B<sub>V</sub>. Варіації їх складу дозволяють створювати просторовий розподіл показників заломлення за даним законом. Можна підібрати такий склад сполук, що розподіл показника заломлення по товщині смужки буде таким, що  $n_1 < n_2 < n_3$ , де  $n_1, n_2, n_3$  - показники заломлення послідовних шарів 1, 2, 3. Якщо ці показники заломлення будуть задовольняти умові відсічки моди (5.10.14)

$$\Delta n = n_2 - n_1 > m \cdot \frac{\lambda_0}{4d(n_1 + n_2)} \quad (11.25)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

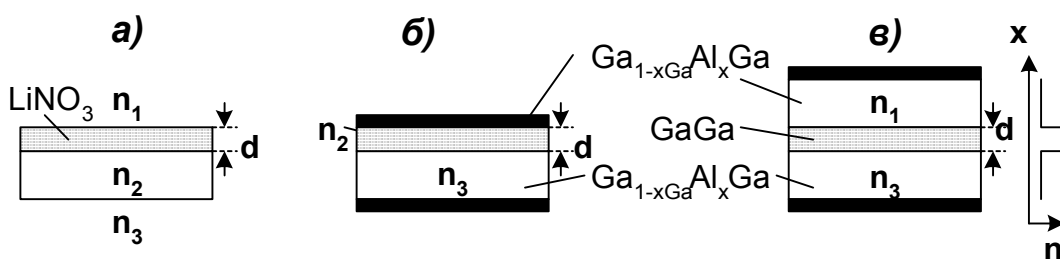


Рис.11.5. Поперечні перерізи смужкових хвильвідних модуляторів.

то в хвильоводі буде розповсюджуватися хвильовідна мода (в даному випадку TE мода). При подачі напруги на р-n перехід зворотного напрямку в ньому зменшується

показник заломлення через зменшення концентрації носіїв в переході та через ефект Поккельса. При цьому перестає виконуватися умова відсічки, внаслідок чого хвильовід стає непровідним для цієї моди і вона перестає розповсюджуватися в хвильоводі. Таким чином напругою на хвильоводі можна керувати інтенсивністю світла, що проходить через хвильовід.

#### 4. Спробуйте оцінити роздільну здатність методу фотолітографії.

*Дифракційні явища, сферична аберація та розсіяння квантів світла та частинок.* У промисловості використовується обмежена кількість методів виготовлення геометричних структур елементів, із яких найбільш часто використовується фотолітографія, рентгенолітографія, електронолітографія тощо. Літографія дає можливість створити конфігурацію елементів певних розмірів, із роздільною здатністю, котра визначається дифракцією та сферичною аберацією. Дифракційна роздільна здатність, котра обернено пропорційна до радіуса дифракційного розмиття променя  $rd$  збільшується прямо пропорційно довжині хвилі  $\lambda$  випромінювання, що використовується в літографії

$$rd \sim \gamma \lambda / \alpha' \quad (1.4)$$



де  $\alpha'$  - апертура ( $\alpha' = 2n \cdot \sin(\alpha/2)$ ), де  $n$  - показник заломлення,  $\alpha$  - апертурний кут,  $\alpha \approx \alpha'$  при малих кутах  $\alpha$ ), а  $\gamma$  - коефіцієнт, що залежить від форми та параметрів середовища. Із формули (1.4) видно, що зменшення  $\lambda$  зменшує кружок дифракційного розмиття  $rd$  тобто збільшує дифракційну роздільну здатність ( $r^{-1}d$ ). Тому для збільшення роздільної здатності треба зменшувати  $\lambda$ , тобто використовувати рентгено- або електронолітографію.

Проте зменшення  $\lambda$  збільшує вплив сферичної аберації. При малих апертурних кутах радіус кружка розсіювання внаслідок впливу сферичної аберації залежить від куба апертурного кута  $\alpha$ . Роздільна здатність, що визначається дифракцією і сферичною аберацією, визначається за формулою

$$r = rd + r_{sa} = \gamma \lambda / \alpha + Csa \alpha^3 \quad (1.5)$$

де  $Csa$  - коефіцієнт сферичної аберації. Із формули (1.5) ми бачимо, що, коли виконується умова  $dr/d\alpha = 0$ , існує оптимальне значення апертури  $\alpha_{opt}$ , при якому  $r$  мінімальне й рівне  $r_{m} = 4/3 \{3(\gamma \lambda)^3 Csa\}^{1/4}$ . Проте не завжди доцільно використовувати такі малі апертури, як  $\alpha_{opt}$ , тому що при цьому збільшується необхідна для літографії експозиція й вартість виготовлення чіпа. Тому на практиці використовують більші апертури, коли можна знехтувати дифракційним розмиттям. В цьому разі

$$r \approx r_{sa} \geq Csa \alpha^3 \quad (1.6)$$

Визначимо тепер, як залежить  $r$  від часу експозиції  $t$ . Відомо, для утворення елемента ІМС потрібна експозиція більша за порогову експозицію  $K$  даного літографського процесу

$$It > (It)_{min} = K \quad (1.7)$$

де  $I$  - інтенсивність світла, рентгенівських променів або електронів, що діють на речовину при літографії, котра залежить від яскравості джерела  $B$  і апертурного кута  $\alpha$

$$I = B \pi \alpha^2 \quad (1.8)$$

Комбінуючи (1.7) і (1.8), знайдемо кут  $\alpha$  і підставимо його у формулу (1.6), тоді

$$r_{sa} \geq Csa \alpha^3 = Csa (K/\pi B t)^{3/2} \quad (1.9)$$

Ця залежність зображена кривою 1 на схематичному рис.1.3. Видно, що  $r_{sa}$  зменшується із зростанням експозиції  $t$ .

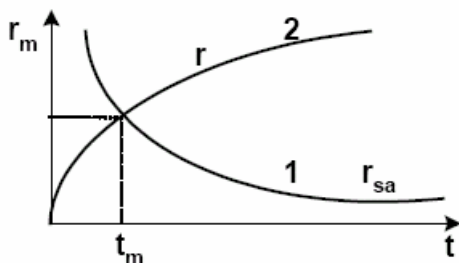


Рис.1.3. Залежність радіуса розмиття електронної плями від експозиції з 2-х причин: 1 - сферичної аберації та 2 - вартості процесу літографії.

Проаналізуємо вплив вартості експонування  $C$ , котра прямо пропорційно часу експозиції й обернено пропорційна квадрату лінійного розміру  $r$  площі, що експонується

$$C \geq (Sch/\pi r^2)qt \quad (1.10)$$

де  $Sch$  - площа чіпу,  $Sch/\pi r^2$  - кількість елементів на чіпі,  $q$  - вартість експонування одного елемента за 1 с. Із (1.10) можна бачити, що

$$r_c > \left( \frac{S_{ch}qt}{\pi C} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

Таким чином, при заданій вартості експонування  $C$  - техніко-економічного процесу, що використовується, розмір елемента  $rC$  зростає (крива 2 на рис.1.3), а ефективний радіус  $r_{sa}$  сферичної аберації зменшується (крива 1 на рис.1.3) при збільшенні часу експозиції  $t$ . Це означає, що існує оптимальна експозиція  $t_{opt}$  й мінімальний ефективний радіус  $r_m$  при заданій вартості процесу літографії  $C$  та коефіцієнта аберації  $Csa$ . Його визначення зрозуміло з рис.1.3.

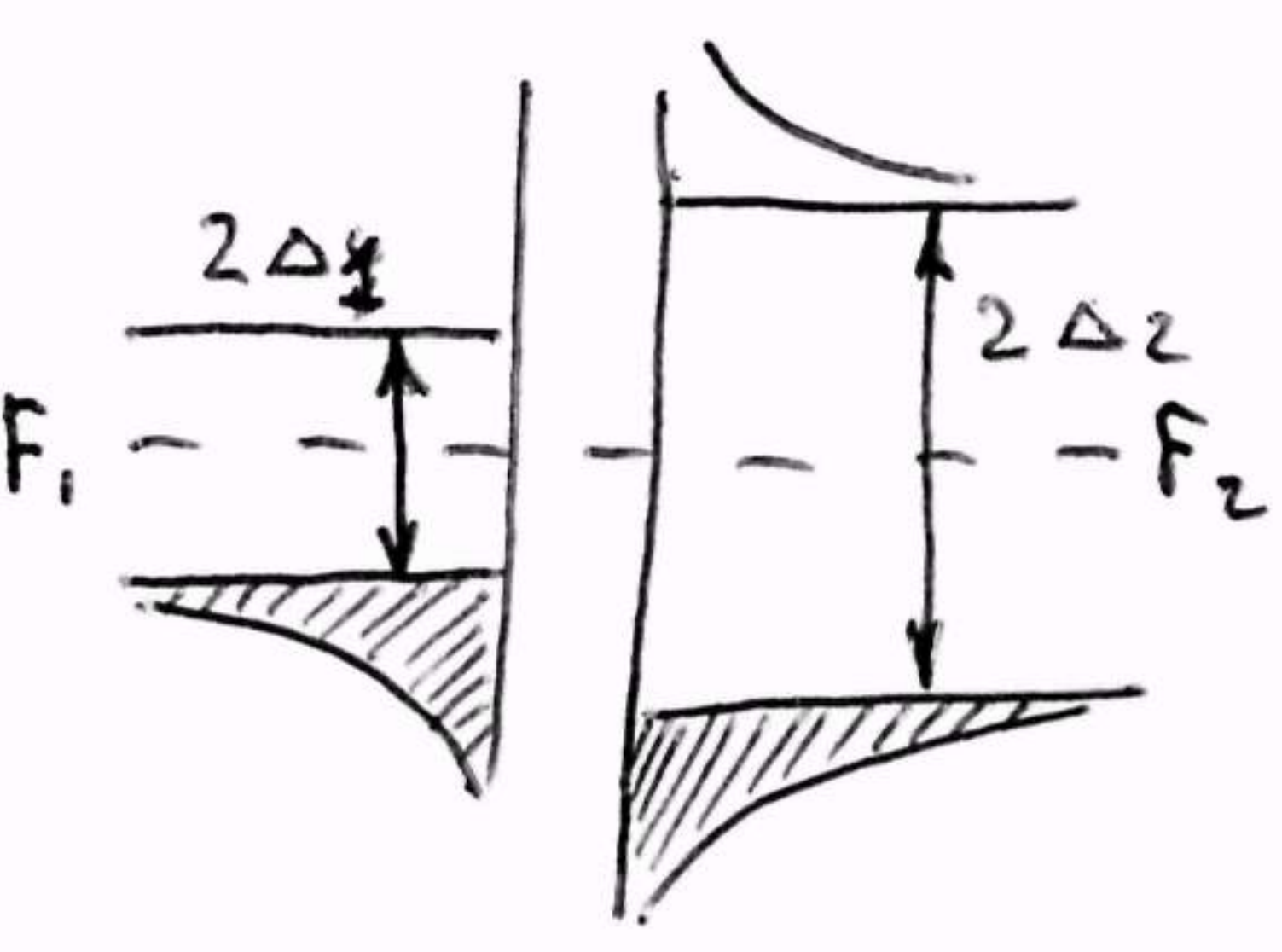
Мені здається що відповідь на це рівняння буде не просто роздільна здатність фотолітографії (мінімальна), а оптимальна яка знаходиться перетином на рис.1.3.



- колектора;
- Від енергетичної структури гетероструктурних центріонів діелектрика
- Від ймовірності керуєних процесів, пов'язаних із збудженням фононів, плазмонів.

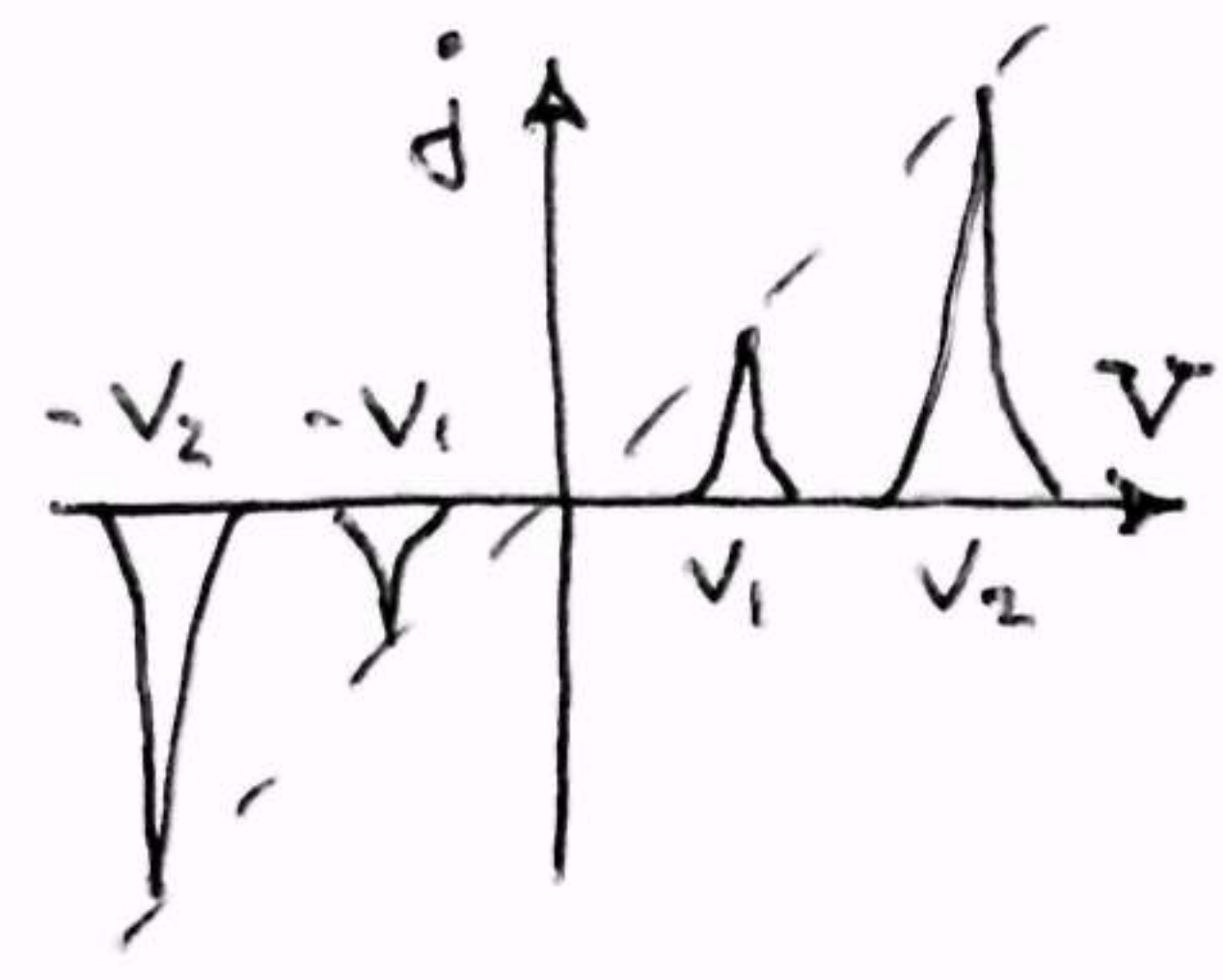
Всі ці шикки впливають на вигляд ВАХ тунельного струму і можуть бути використані в тунельній спектроскопії.

Розглянемо наприклад тунелювання між двома надпровідниками першого роду. Енергетична діаграма цієї системи має вигляд:



При напрузі  $eV_1 = e(\Delta_2 - \Delta_1)$  різниця дозволених станів обох надпровідників виявляються на одному рівні і при  $T \neq 0$  виявляються деякі нормальні електрони, що можуть тунелювати. При  $T \rightarrow 0$  ймовірність такого тунелювання прямує до нуля.

При напрузі  $eV_2 = e(\Delta_2 + \Delta_1)$  енергія заповненого рівня одного надпровідника стає рівною енергії незаповненого рівня другого надпровідника і може відбуватися тунельна емісія.



При  $T \neq 0$  ВАХ тунельного струму розширюється. Якщо ж один з електродів буде мати якийсь енергетичний особливості, то вони також вплинуть на тунельний струм і на ВАХ з'являться горбки, які стають особливо помітними після диференціювання  $dI/dV$ .

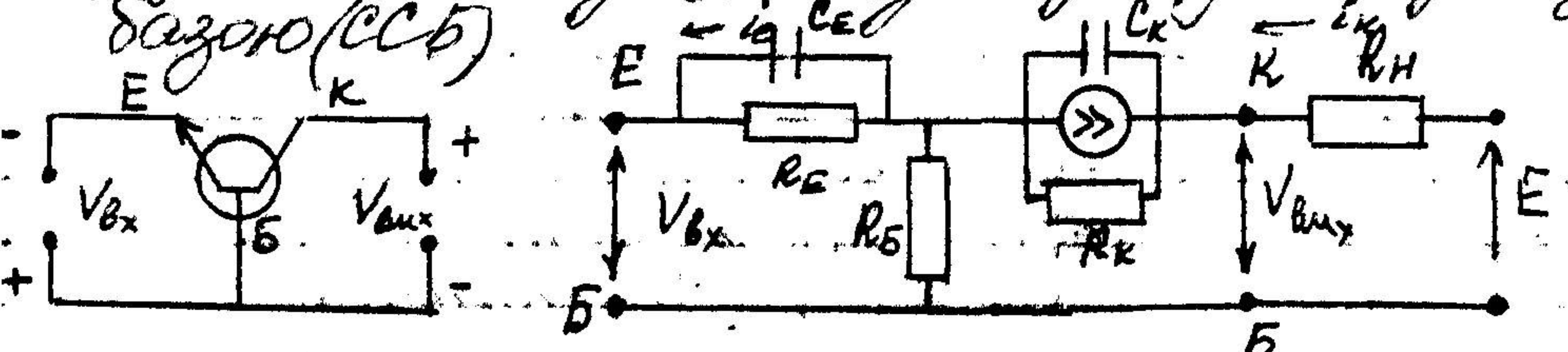
Такою чиною завдяки тунельній емісії можна реалізовувати методи тунельної спектроскопії та досліджувати структуру і електронні стани та розробляти нові електронні прилади нанометрових розмірів.



4. Користуючись еквівалентною схемою біполярних транзисторів в інтервальному мікросхемі, проаналізуйте вплив паразитних параметрів на його роботу

Зручно проводити аналіз роботи транзисторів за допомогою еквівалентних схем, які складаються з лінійних елементів  $R, C, L$ . Ці еквівалентні схеми відрізняються в залежності від схеми включення транзистора та частотної діапазону сигналу.

Для прикладу розглянемо еквівалентну малосигнальну схему транзистора зі спільною базою (СБ).



В цій схемі, як вже зауважили раніше, задаеться струм емітера  $i_E \approx i_C$ ,  $M_E < 1$ ;  $M_V, M_P > 1$ .  
 $\frac{R_{bux}}{R_{bx}} > 1$ ;  $R_{bx} = R_C + R_B$ ,  $(R_{bux})^{-1} \approx R_C^{-1} + R_L^{-1}$ , де  $R_L$  - опір навантажувального колектора, тут ми бачимо, що  $R_B < R_C$ .

Три високочастотні елементи потрібно брати до уваги реактивні складові елементів схеми. Проаналізуємо наявність паразитних параметрів транзистора та їх вплив. Найбільш до складу транзистора входять це лі паразитний транзистор  $r_{rE}$  між базою, колектором та підключеною зовнішньою мережею та паразитна ємність  $C$  з послідовно включеним опором колекторної мережі  $r_{rC}$ , які складаються з звичайним опором навантажувача  $R_L$  ємністю колектора  $C_K$  визначають ефективну атаку часу

$$\tau_{ef} = \tau_L + (C_K + C)(R_C + R_L)$$

Якщо основний транзистор працює в актив-



## Білет 17

### 1. Проаналізуйте за яких умов відбувається генерація світла лазерами.

Крім інжекційних безпорогових напівпровідникових світло випромінюючих діодів (СВД), котрі генерують некогерентне випромінювання, використовуються *напівпровідникові інжекційні лазери, які генерують когерентне випромінювання*. За своєю будовою вони схожі на СВД і складаються із напівпровідникового діода малого розміру  $\sim 250 \times 25 \times 100$  мкм, бокові грані якого утворюють оптичний резонатор (рис.7.1). Лазери збуджуються струмом накачки  $I$ , що протікає крізь р-п перехід, Вони відносяться до порогових приладів. При малих струмах накачки ( $I$ ) рекомбінаційна люмінесценція утворюється спонтанними переходами збуджених в зону провідності електронів на вільні рівні валентної зони. При збільшенні струму накачки зростає кількість інжекттованих електронів та інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції  $L$  (рис.7.2 при  $0 < I < I_c$ ). Коли струм накачки стає більшим деякої критичної величини ( $I < I_c$ ), вимушені переходи призводять до сильного зростання інтенсивності випромінювання  $L$  (рис.7.2.A) і зменшення ширини його спектрального розподілу (рис.7.2.B). За цих умов лазери генерують монохроматичне *когерентне світло* в межах спектральної смуги люмінесценції з довжиною  $\lambda \geq h\nu/Q$  ( $\lambda[\text{мкм}] = 1,2398 \cdot Q^{-1}$ ), де  $Q$  – ширина забороненої зони в eВ.

<sup>1</sup> Гомопереходи (від грецького  $\delta\mu\zeta$  (гомо) – однаковий, рівний) виникають на границі між напівпровідниками з різним типом провідності (р або n) але з однаковими забороненими зонами  $Q_n = Q_p$ .

<sup>1</sup> Інверсія населеності ( від лат. *inversio* - перевертання, перестановка) - нерівноважний стан речовини, в якому для частинок, що входять до її складу, виконується нерівність  $n_2 g_2 > n_1 g_1$ ,  $n_1$  і  $n_2$  - населеності верхнього і нижнього рівнів,  $g_1$  і  $g_2$  - кратності їх рівнів.

Для генерації когерентного світла - *лазерного ефекту*<sup>1</sup> необхідно, щоб його підсилення в активному шарі компенсувало всі можливі втрати, зв'язані з частковим пропусканням і поглинанням світла дзеркалами резонатора, розсіянням і поглинанням світла в тілі лазера.

Нехай зсередини на одне із дзеркал падає світловий потік з потужністю  $L_0$ , де він відбивається і розповсюджується в зворотному напрямку (рис.7.6). На своєму шляху світло взаємодіє з речовиною і його інтенсивність змінюється. До другого дзеркала за один прохід дійде світло з інтенсивністю  $L \neq L_0$ . Враховуючи те, що світло в резонаторі розповсюджується, головним чином, вздовж нормалі до поверхні дзеркал, його інтенсивність може бути записана у вигляді

$$L = L_0 R \cdot \exp\{(\mu_{act} \xi - \mu) D\} \quad (7.1)$$

де  $\mu$  [ $\text{см}^{-1}$ ] - коефіцієнт оптичних втрат на шляху одиничної довжини,  $\mu_{act}$  [ $\text{см}^{-1}$ ] - коефіцієнт підсилення світла на одиниці довжини збудженого активного шару,  $\xi$  - коефіцієнт утримування (обмежування) світла. Він введений для того, щоб врахувати, що через дифракцію поперечний просторовий розподіл світлової хвилі (резонансної поперечної моди) - її поперечний розмір  $d_0$  в резонаторі більший за товщину активного шару  $d_a$  ( $d_0 > d_a$ ) (рис.7.5.b). Це означає, що лише частина фотонів лазерних мод залишиться в межах активного шару, що зменшує коефіцієнт підсилення в  $\xi$  разів. Саме ця частина фотонів  $\xi$  викличе вимушене випромінювання, яке підсилює світло. Тому добуток  $\mu_{act} \xi$  називається *коефіцієнтом підсилення моди резонатора*. Коефіцієнт утримування (обмеження) світла  $\xi$  залежить від  $d_a/d_0$ . При  $d_a/d_0 < 0,1$   $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ , де  $m < 2$ , при  $0,1 < d_a/d_0 < 1$   $\xi \sim d_a/d_0$ , а при  $d_a/d_0 > 1$  залежність насичується і  $\xi$  прямує до 1.

На порозі генерації ефективно підсилювання світла повинно перевищувати його втрати, тобто повинна виконуватись умова  $L \geq L_0$ , або з урахуванням формули (5.10)

$$\mu_{act} \xi \geq \mu + \mu_R \quad (7.2)$$

де  $\mu_R = (1/D) \cdot \ln(1/R)$  [ $\text{см}^{-1}$ ] - коефіцієнт втрат на випромінювання крізь дзеркала резонатора<sup>2</sup>. Таким чином, на порозі генерації коефіцієнт підсилення світла активним шаром прямо пропорційний концентрації електронів (дірок)  $n_e$  в активному шарі

<sup>1</sup> Іноді лазерний ефект називають *суперлюмінесцентним випромінюванням*.

$$\mu_{\text{act}} = \sigma_e(n_e - n_{\text{eg}}) \quad (7.3)$$

$\sigma_e$  - ефективний переріз вимушеного випромінювання,  $n_{\text{eg}}$  - порогова концентрація носіїв, при якій гаситься міжзонне вимушене поглинання і починається підсилення світла. Ефективний переріз вимушеного випромінювання залежить від природи речовини через коефіцієнт Ейнштейна  $A$ , довжини хвилі  $\lambda$  і форми контуру спектральної лінії. Для гаусівської спектральної лінії з довжиною хвилі  $\lambda$  і напівшириною спектрального контуру  $\Delta\nu$

$$\sigma_e = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2 A}{8\pi} = \left( \frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{\text{сп}}} \quad (7.4)^3$$

де  $\tau_{\text{сп}}$  - середній час життя носіїв в даному стані при спонтанних переходах ( $1/\tau_{\text{сп}} = A$ ),  $\lambda$  - довжина хвилі в активному середовищі з показником заломлення активного середовища лазера  $n_a$  ( $\lambda = c/vn_a$ ). Підстановка (7.2) і (7.3) в формулу (7.4) дає таку умову появи лазерного ефекту

$$\sigma_e(n_e - n_{\text{eg}})\xi = \mu + \mu_R \quad (7.5)$$

де концентрація носіїв на порозі генерації  $n_{\text{eg}}$  визначається пороговим струмом накачки  $I_c$ .

$$n_e = \frac{I_c}{ed_a S \tau} = \frac{J_c}{ed_a \tau} \quad (7.6)$$

де  $J_c = I_c/S$  - порогова густина струму накачки,  $S$ -площа р-п переходу, крізь який відбувається інжекція носіїв,  $w$ -ширина смужки активного шару,  $\tau$  - час генерації носіїв. Комбінуючи (7.5) і (7.6) остаточно отримуємо такий вираз для порогової густини струму накачки

$$J_c = \frac{ed_a \tau}{\sigma_e \xi} (\mu + \mu_R + \xi \mu_{\text{in}}) \quad (7.7)$$

де  $\mu_{\text{in}} = \sigma_e n_{\text{eg}}$ .

Порогова густина струму накачки є важливою величиною, яка характеризує втрати в лазері. Із формули (7.7) видно, що вона залежить від товщини активного шару  $d_a$ . Ця залежність має мінімум, тому що при  $d_a/d_0 > 1$  коефіцієнт  $\xi$  прямує до 1 і не залежить від  $d_a$ , а при  $d_a/d_0 < 0,1$  коефіцієнт утримування починає зменшуватись при зменшенні  $d_a$  за формулою  $\xi \sim (d_a/d_0)^m$ . Тому при малих товщинах активного шару порогова густина струму зростає, а при великих - зменшується при зменшенні  $d_a$  (рис.7.7).

## 2. Проаналізуйте вплив паразитних параметрів резисторів інтегральних мікросхем. Еквівалентна схема.

### 12.5.а. Дифузійні резистори

Дифузійні резистори складаються з тонкої приповерхневої області напівпровідникової підкладки певної форми й розмірів. Схема такого резистора зображена на рис.12.24. Резистором є дифузійний шар між контактами А і В. Його опір є рівним

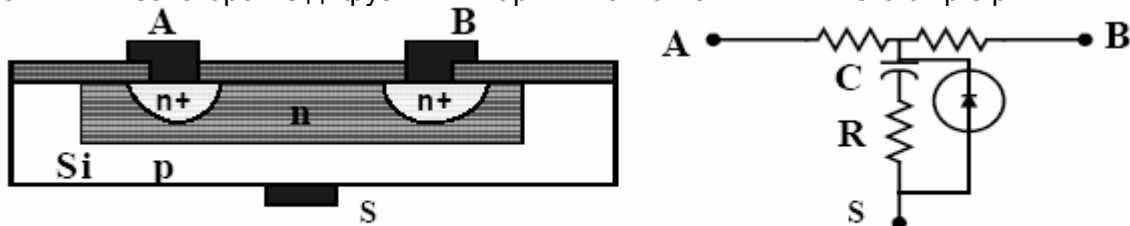


Рис.12.24. Схема дифузійного резистора.

<sup>2</sup> Коефіцієнт втрат при відбитті світла  $\mu_R$  формально вводиться із умови  $L_0 R = L_0 \exp\{-\mu_R D\}$ ,  $(1/D)\ln(1/R) = \mu_R$ , або через часткову прозорість  $T$ , коли  $1-T = (1/D)\ln(1/R) = (1/D)\ln\{1/(1-T)\} \cong (T/D)(1-T/2 + T^3/3 + \dots)$ . При  $R_1 \neq R_2$ ,  $\mu_R = (1/2D)\ln(1/R_1 R_2)$ .

<sup>3</sup> Для контуру Лоренца в формулі (7.4) замість виразу в дужках треба використати вираз  $(0,637/\Delta\nu)$ , тому що

$$\sigma_e = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{\text{сп}}} g_i(\Delta\nu), \text{ де } g_i(\Delta\nu) - \text{ймовірність того, що частота фотона спонтанного випромінювання знаходиться в}$$

інтервалі часто  $\nu \dots \nu + \Delta\nu$ . Для гаусівського контуру  $g_i(\Delta\nu) = (0,939/\Delta\nu)$ , для контуру Лоренца  $g_i(\Delta\nu) = (0,637/\Delta\nu)$ .



$$R = \rho \frac{l_1}{l_2 d} = R_0 \frac{l_1}{l_2} \quad (12.63)$$

де  $l_1$  і  $l_2$  - довжина й ширина. Величини опору  $R_0 = 5\text{—}200 \text{ Ом}/\square$ , тому  $R = 50\text{—}50000 \text{ Ом}$ .

Як видно з рис.12.24, еквівалентна схема резистора досить складна, він узагалі є нелінійним елементом. Його позитивною рисою є те, що він виготовляється за допомогою тієї самої технології, що і транзистори. Ця обставина є причиною, чому він досить широко застосовується при виготовленні ІМС. Проте треба мати на увазі і його недоліки, а саме:

- нелінійність,
- залежність від температури,
- великий розкид значень опорів - 30%.

### 12.5.6. Об'ємні резистори

На відміну від дифузійних резисторів, об'ємні резистори занурюють на глибину підкладки й ізолюють від інших елементів обернено зміщеними  $p$ - $n$  переходами. Поперечний переріз та еквівалентна схема об'ємного резистора зображена на рис.12.25. По зрівнянні з дифузійними резисторами об'ємні резистори краще ізолювані один від одного та від інших елементів ІМС. Об'ємні резистори виготовляються за технологією, котра використовується для виготовлення транзисторів. Ці обставини визначають широке їх застосування при виготовленні ІМС. Проте слід пам'ятати, що вони мають ті ж самі недоліки, що і дифузійні резистори.

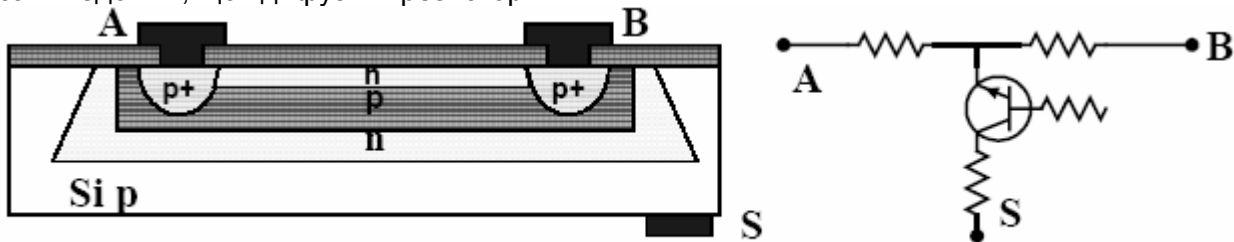


Рис.12.25. Схема об'ємного резистора.

### 3. Яку роль відіграє підкладка ІМС.

Підкладка ІМС є основою, на поверхні якої або в їх приповерхневому шарі формуються елементи ІМС. Вони, як уже вказувалось у главі 11, поділяються на *пасивні* й *активні*.

*Пасивні підкладки* здебільшого виготовляються зі скла, сапфіру, ситалу, шару  $\text{SiO}_2$  на  $\text{Si}$  у випадку (SOI) або інших діелектриків у технології КНІ й виконують дві функції: служать основою для формування на ній ІМС та створення ізолюючих проміжків між окремими її елементами. До пасивних підкладок висувають ті ж самі вимоги, що і до підкладок пліткових ІМС, а саме: відсутність шорсткості ( $< 25 \text{ нм}$ ), плоскосторонність (вигини менші за довжину хвилі випромінювання, що використовується при фотолітографії), великий об'ємний та поверхневий питомі опори ( $> 10^{14} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), електрична міцність  $E > 40 \text{ кВ} \cdot \text{мм}^{-1}$ , велика теплопровідність ( $> 2 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ ), хімічна інертність, механічна міцність, робочі температури без деформацій під дією власної ваги на рівні  $4000 \text{ С}$ , можливість знегажування, низька вартість.

*Активні підкладки* служать напівпровідниковим матеріалом для формування ІМС у їх приповерхневих шарах. Здебільшого активні підкладки виготовляють із кремнію. Він має такі *позитивні якості*:

Активні підкладки служать напівпровідниковим матеріалом для формування ІМС у їх приповерхневих шарах. Здебільшого активні підкладки виготовляють із кремнію. Він має такі *позитивні якості*:

□ велику ширину забороненої зони ( $< 1,1 \text{ eV}$ ), що забезпечує малі зворотні струми в р-п переходах, малі паразитні зв'язки, значний інтервал робочих температур  $-70\text{—}120 \text{ C}$ ;

□ досить велику теплопровідність, що дозволяє розсіювати значну потужність на рівні до  $1,45 \text{ Вт} \oplus \text{град-}1 \oplus \text{см-}2$ , котра виділяється під час роботи схеми;

□ унікальні хімічні та діелектричні властивості насиченого оксиду кремнію ( $\text{SiO}_2$ ), що дозволяє використовувати його як маску при металізації та формуванні елементів ІМС за допомогою термодифузії і як ізолятор у МДН-структурах тощо.

Здебільшого використовують тонкі монокристалльні пластинки кремнію з питомим опором  $\rho = 5 \cdot 10 \text{ Ом} \oplus \text{см}$ , вирізані перпендикулярно осі  $[111]$  або  $[001]$  із точністю орієнтації  $\pm (1 \cdot 2)^\circ$ . Їх товщина коливається між  $0,057 \cdot 0,003$  та  $0,2 \cdot 0,02 \text{ мм}$ , а діаметри від  $40$  до  $120 \text{ мм}$ .

Підкладки шліфуються, механічно й хімічно поліруються. Нерівності їх поверхні повинні бути меншими  $0,1 \text{ мкм}$ . Потім вони промиваються, очищуються ультразвуком в активних рідинах, травляться іонним бомбардуванням і знегажуються у вакуумі. Лише після такої складної обробки підкладки використовуються для створення на ній ІМС.

**4. Уніполярний МОН транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу  $L = 5 \text{ мкм}$ ; ширина  $w = 50 \text{ мкм}$ ;  $x_{\text{ox}} = 0,1 \text{ мкм}$ ; порогова напруга  $V_{T,\text{ef}} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду  $\epsilon = 4$ ; рухливість носіїв  $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Знайдіть струм стоку, активний опір каналу, крутизну, якщо транзистор працює в лінійному режимі при напругах  $V_G = 3 \text{ В}, V_D = 0,1 \text{ В}$ .**

$$I_D = \frac{w \mu_n C_G}{L} (V_G - V_T) V_D; \quad V_D < V_{D_{\text{sat}}} = V_G - V_T$$

$$C_G = \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{4\pi d_{\text{ox}}}$$

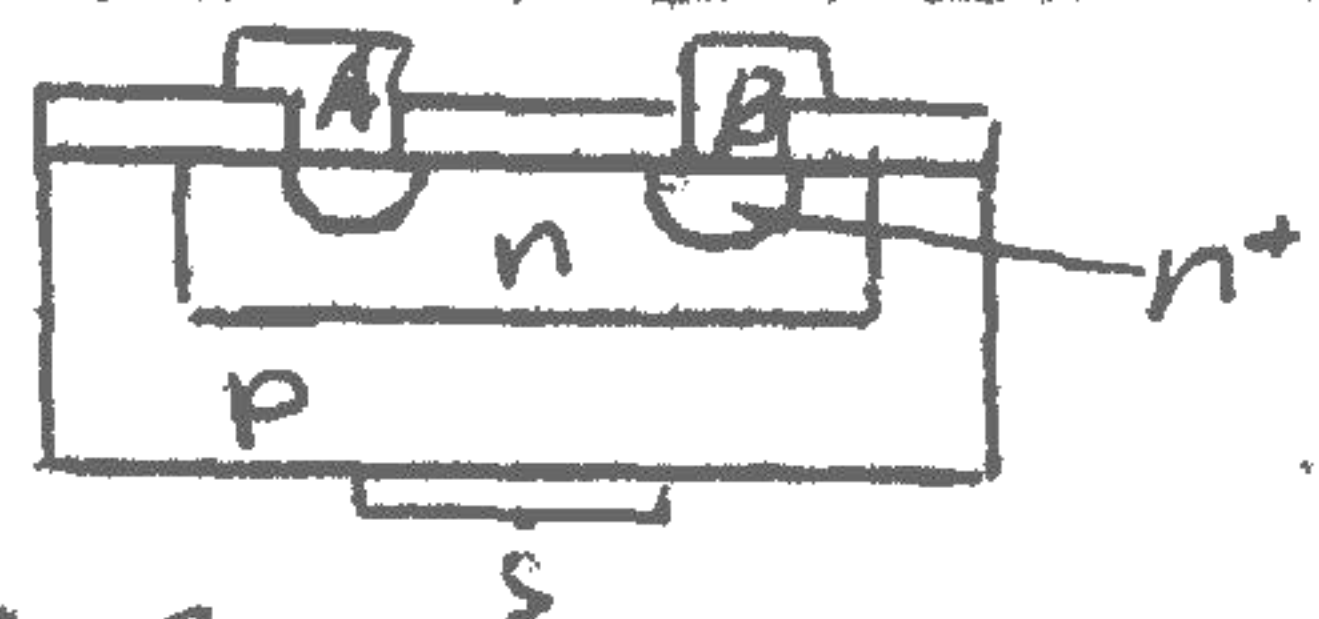
активний опір мабуть  $R_D = \frac{V_D}{I_D}$ , а крутизна  $s = I_D / V_d$



4. Проаналізуйте вищеє паразитне параметричне мережу резисторів інтегральної мікроелектроніки. Еквівалентна схема

Пасивні елементи в ІМС виготовляються в підшарі активної підкладки. Найчастіше використовують дифузійні або об'ємні резистори. Різке

Дифузійний резистор зображений на рисунку, по суті являє собою тонку поверхневу область напівпровідникової підкладки між контактами А і В.

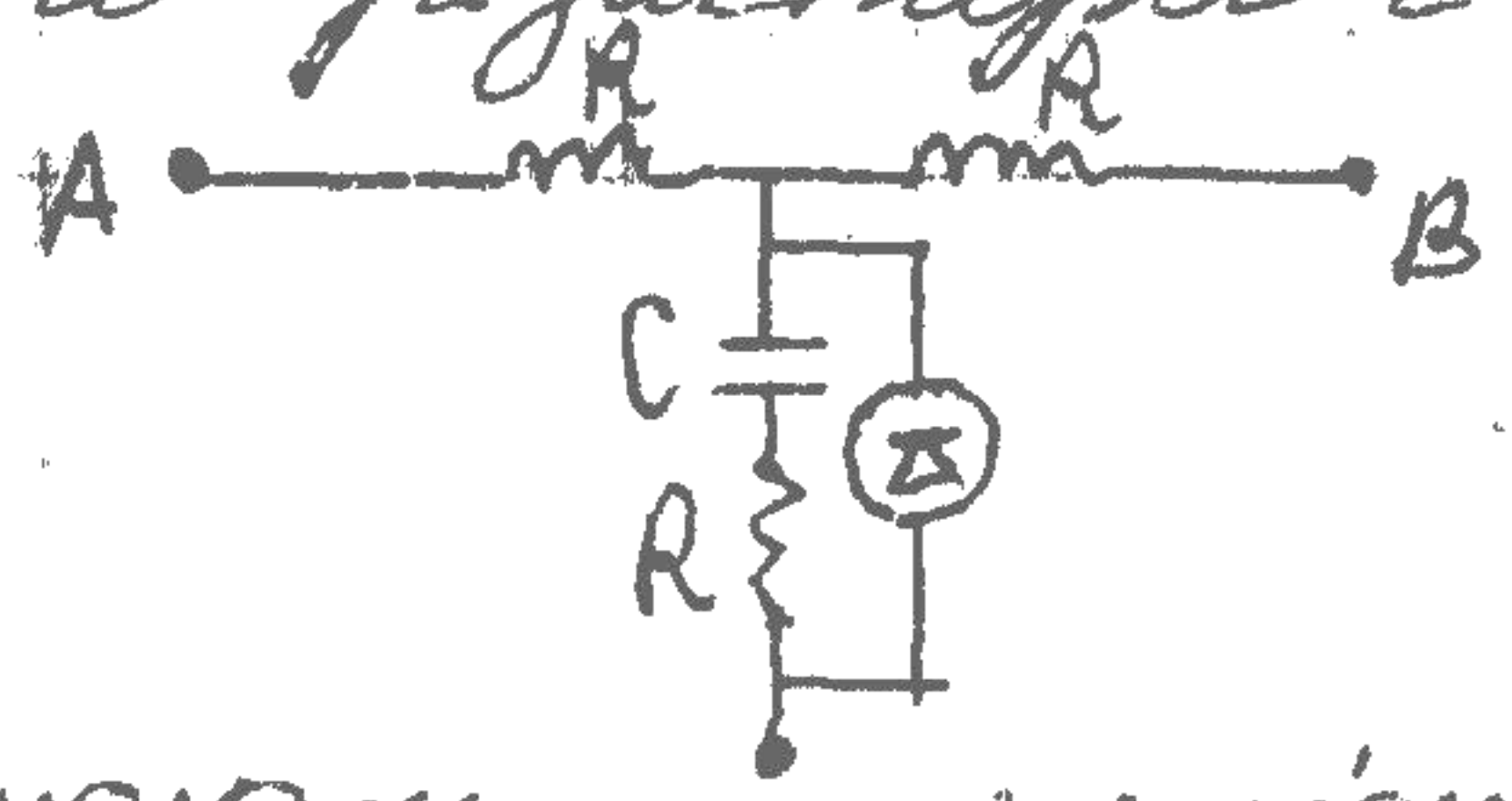


Опір цього шара

$$R = \int \frac{\rho_1}{\rho_2} = R_0 \frac{L_1}{L_2}, \text{ де}$$

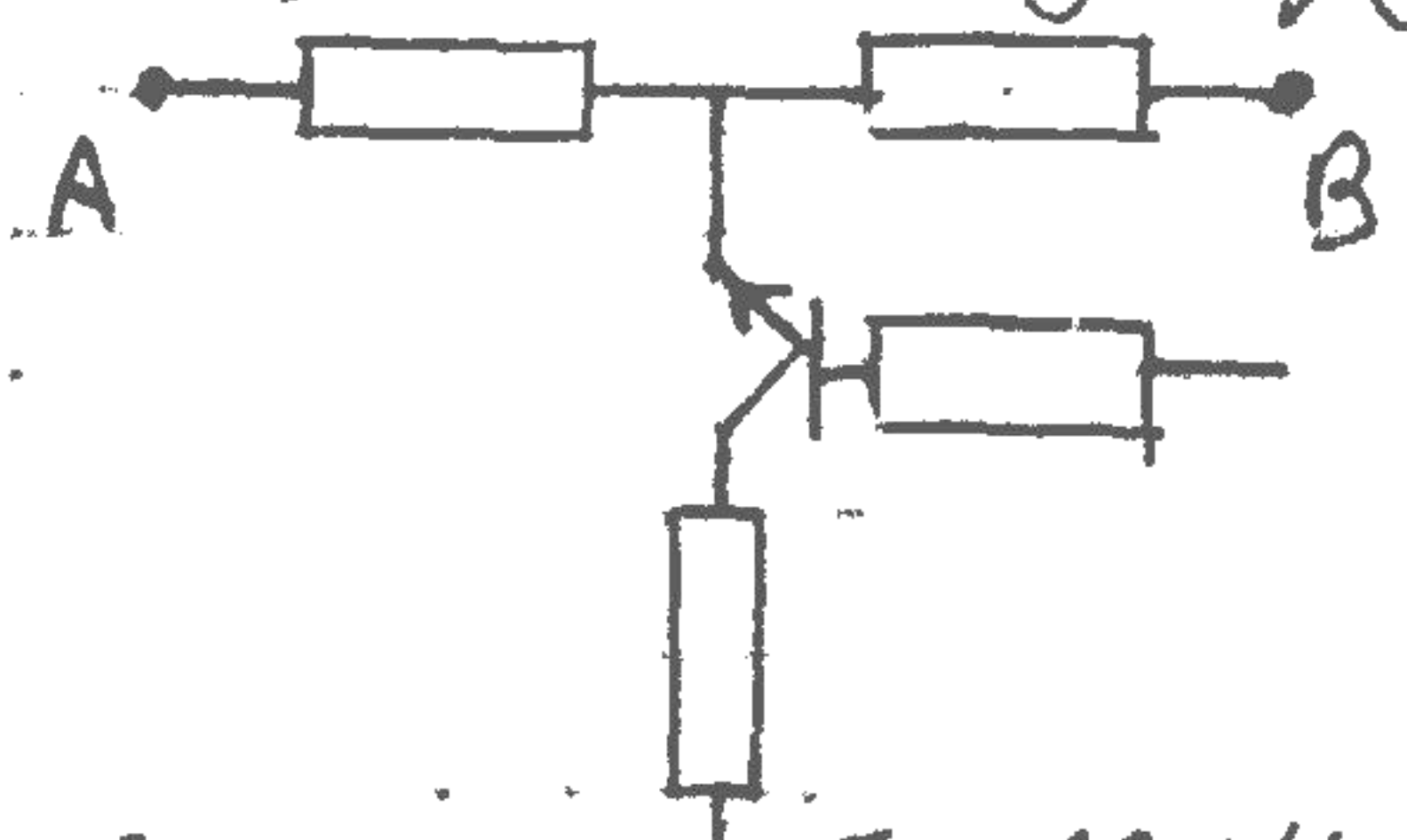
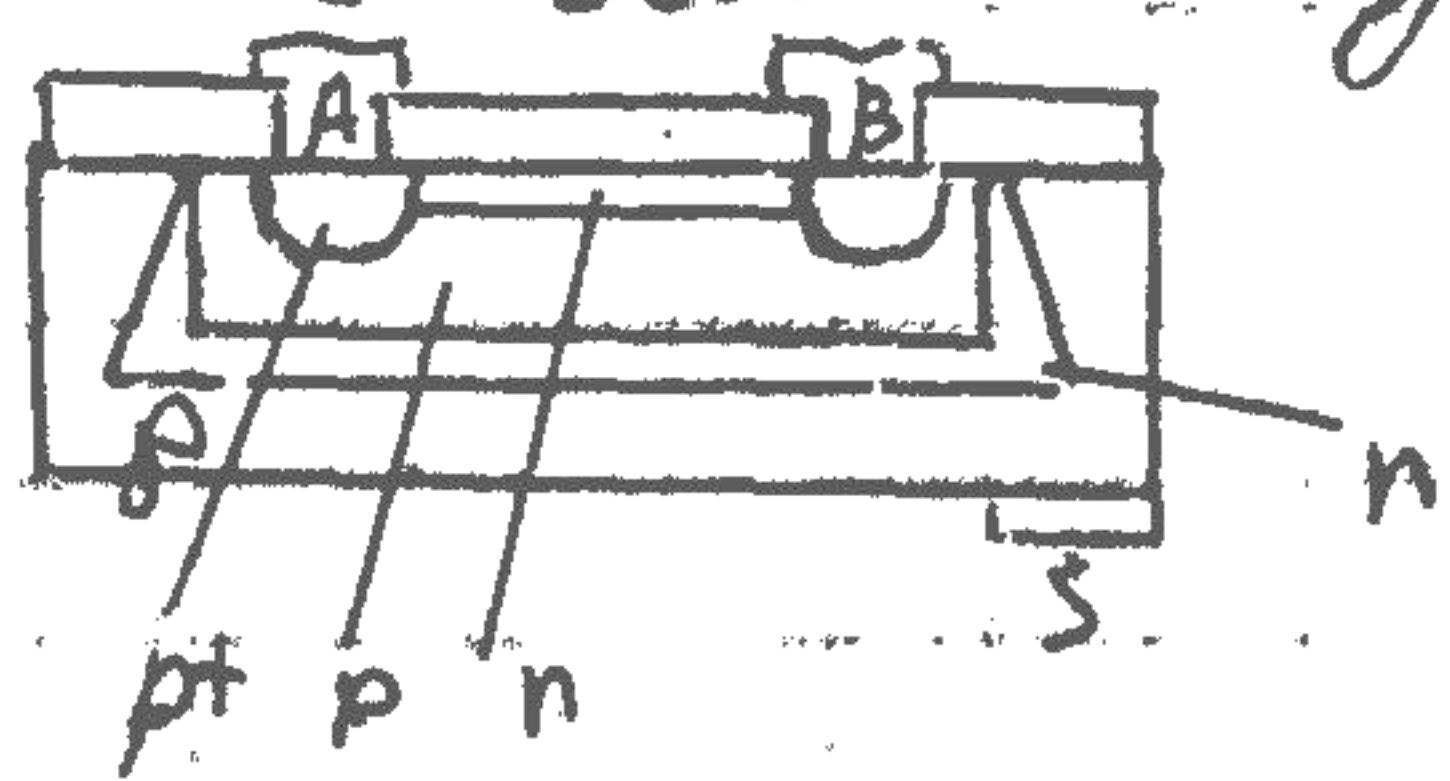
$R_0 = \rho_0$  - опір на квадрат ( $1 \times 1 \text{ см}$ )

Еквівалентна схема цього резистора є досить складною. Цей резистор взаємодіє з навколишніми елементами, опір якого залежить від температури.



Але ці резистори мають суттєву технологію виготовлення з іншими елементами ІМС.

Об'ємні резистори закріплюють на шліфку в підкладці і ізолюють від інших елементів обернено-з'єднаними р-n переходами. Проте він має ті ж самі недоліки, що і дифузійні резистори.



Використовують також жонкові провідники для здійснення гальванічного з'єднання між окремими елементами АІС. Вони реалізують у величезній кількості шукані матеріали, що



Мікроелектроніка використовує також півкові резистори, опір яких залежить від довжини  $L$  та ширини  $w$  смужки.

Для збільшення опору резистори виготовляються у вигляді смужки. Але в режимі змінного струму треба також враховувати паразитні ємності  $C$  і індуктивності  $L$  провідника. Опір провідника стає комплексним і починає залежати від частоти змінного струму  $\omega$ .

Опір високошвидкісних резисторів паразитні зростає частоті

$$R = R_0 \frac{L}{w}; \quad L = 2 \cdot 10^{-10} \left( \ln \frac{2L}{w} + 0,22 \frac{\omega}{f} + 0,5 \right)$$

$$C = 0,024 \frac{\epsilon'}{w} \frac{1}{\ln \frac{2L}{w}}$$

Для зменшення паразитної ємності потрібно зменшувати відношення ширини до довжини то кінчиків великий  $w$ .

### Білет №7

1. Якщо середня концентрація домішних домішок в кристалі становить  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  отримати лінійно-слоний розсір напівпровідникового елементу, якщо середня густина світла  $I$  міськом елементів і кожен з них має площину, котрі не виходять за межі  $\pm 1\%$  злім. мінімовою їх величини.

Позначимо через  $P_1$  ефективність того, що опра борен елемент з  $N$  елементів за ебсе розсіреним виходить за межі, встановлені умовою  $(d - \xi d) < d < (d + \xi d)$  також чиним, якщо врахати, що всі елементи в статистично незалежні, то

$$\sum P_{1i} = N P_1 < 1 \rightarrow P_1 = \epsilon \tau c \left( \frac{\alpha}{\sqrt{2} \sigma} \right), \quad \text{де } \alpha = \xi d$$



Уніполярний МОП - транзистор з n-каналом провідності має такі параметри: довжина каналу  $L = 5 \text{ мкм}$ ; ширина  $W = 50 \text{ мкм}$ ;  $X_{ox} = 0,1 \text{ мкм}$ ; порогова напруга  $V_{T,eff} = +1 \text{ В}$ ; діелектрична стала оксиду  $\epsilon = 4$ ; рухливост носіїв  $\mu_n = 290 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Знайти струм лінійному режимі при напругах  $V_G = 3 \text{ В}$ ,  $V_D = 0,1 \text{ В}$ .

$$I_D = \frac{\mu_n W C_g}{L} \left( (V_G - V_{T,eff}) V_D - \frac{V_D^2}{2} \right)$$

$$C_g = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{X_{ox}} = \frac{4 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{0,1 \cdot 10^{-6}} = 35,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Ф}}{\text{см}^2} = 35,4 \cdot 10^3 \frac{\text{нФ}}{\text{см}^2}$$

$$I_D = \frac{0,029 \cdot 50 \cdot 10^{-6} \cdot 35,4 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-6}} \left( (3-1) \cdot 0,1 - \frac{0,01}{2} \right) = 0,02 \text{ мА}$$

Дифер. опр каналу провідності:

$$2 = \frac{dV_D}{dI_D} = \frac{1}{\frac{dI_D}{dV_D}} = \frac{1}{\frac{\mu_n W C_g}{L} (V_G - V_{T,eff} - V_D)} = \frac{L}{\mu_n W C_g (V_G - V_{T,eff} - V_D)}$$

$$= \frac{5 \cdot 10^{-6}}{0,029 \cdot 50 \cdot 10^{-6} \cdot 1,9 \cdot 35,4 \cdot 10^{-5}} = \frac{1}{0,029 \cdot 1,9 \cdot 35,4 \cdot 10^{-5}} = 5,185 \times 10^5$$

Кривизна

$$S = \frac{dI_D}{dV_G} = \frac{\mu_n W C_g}{L} V_D = 0,1 \frac{0,029 \cdot 50 \cdot 10^{-6} \cdot 35,4 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{-5} \left[ \frac{1}{\text{В}} \right]$$

$$S = \frac{dI_D}{dV_G}$$



### Велика рухливість носіїв в каналах провідності отримується за таких умов:

- А) використовуються напівпровідники  $A_{III}B_V$ , за допомогою яких вдається створювати гетеропереходи без дефектів граїки;
- Б) гетеропереходи занурюються в об'єм напівпровідника для того, щоб усунути розсіяння носіїв на поверхні;
- В) в каналах провідності створюють умови для сильної інверсії носіїв, що зменшує глибину екранування та потенціал розсіяння заряджених частинок, що час їх релаксації;
- Г) зменшують температури для зменшення концентрації фононів.

В НЕМТ транзистори називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor або скорочено НЕМТ). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою. Такий контакт називається *гетероконтактом* на відміну від *гомоконтакту*, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони. Для того щоб уникнути утворення механічних напружень та дислокацій на контакті, використовують напівпровідники з майже однаковими кристалічними ґратками але різними ширинами заборонених зон. Для цього здебільшого використовують напівпровідникові сполуки  $A^{III}B^V$  та  $A^{IV}B^{VI}$  та їх тверді розчини, наприклад, GaAs.

Гетероконтакт виготовляють за допомогою молекулярно-променевої епітаксії. Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту.

На гетеропереході здійснюється *просторове розділення зарядів* іонізованих домішок (в даному випадку іонізованих донорів) та 2D електронного газу.

Додаткове просторове розділення іонізованих домішок та 2DEG вдається здійснювати за допомогою створення прошарку товщиною  $d$  із малою концентрацією домішок у напівпровіднику біля гетеропереходу. Цей прошарок виготовляється за допомогою спеціальних методів легування .

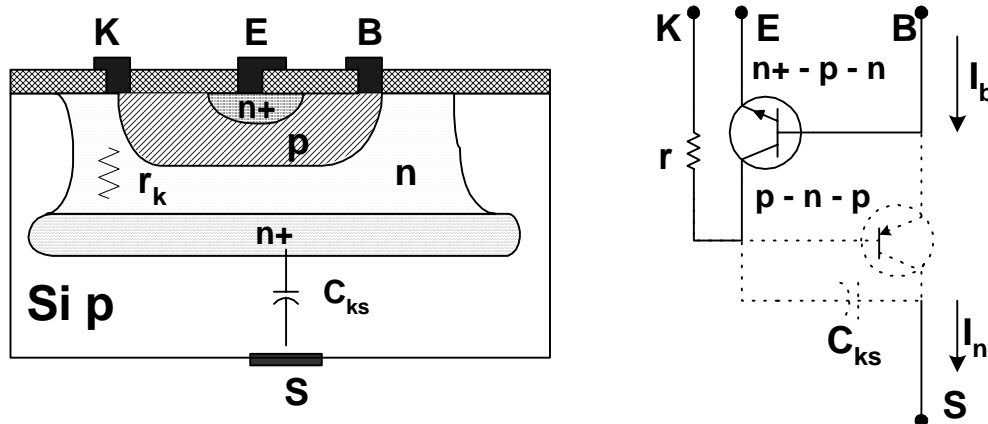
Прошарок просторово відокремлюється від області іонізованих донорів на відстань ширини прокладки  $d$  . Просторове відокремлення носіїв заряду від іонізованих домішок , необхідних для заповнення каналу провідності , зменшує потенціал їх кулонівської взаємодії, що збільшує рухливість носіїв.



вопросы 18.2 18.4 были на консультации.  
18.3 спросить у Славика.

### 10.1 Паразитні параметри транзистора

До складу структури  $n^+ - p - n$  транзистора ІМС, зображеної на рис.9.14, входить ще й паразитний транзистор  $p - n - p$  між базою, колектором і підкладкою основного транзистора.



**Рис.9.14. Поперечний розріз і схема транзистора  $n^+ - p - n$ , на якій зображено паразитний  $p - n - p$  транзистор, утворений базою, колектором і підкладкою.**

Якщо  $n^+ - p - n$  транзистор працює в нормальному активному режимі ( $V_k < 0$ ), то паразитний  $p - n - p$  транзистор працює в режимі відсічки ( $V_e < 0$ ) і струм крізь паразитний транзистор наближається до нуля. В цьому разі основну роль грає паразитна ємність  $C_{ks}$  і послідовно включений опір колекторної частини  $r_k$ , які складаються із зовнішнім опором навантаження (вихідним опором) і ємністю колектора  $C_k$ . Ефективна стала часу визначиться

$$\tau_{\alpha,ef} = \tau_{\alpha} + (C_k + C_{ks})(r_k + R_{вих}) \quad (9.50)$$

Навіть при  $\tau_{\alpha} = C_k = R_{вих} = 0$ ,  $\tau_{\alpha,ef} = C_{ks}r_k$ . Наявність захованого шару суттєво зменшує  $r_k$  від  $\sim 10^3$  до  $\sim 10$  Ом, що зменшує  $\tau_{\alpha,ef}$ .

При роботі основного  $n^+ - p - n$  транзистора в інверсному режимі ( $V_e > 0$ ) паразитний транзистор знаходиться в активному режимі роботи ( $V_{e,паразит} < 0$ ). За цих обставин крізь нього в підкладку йде струм

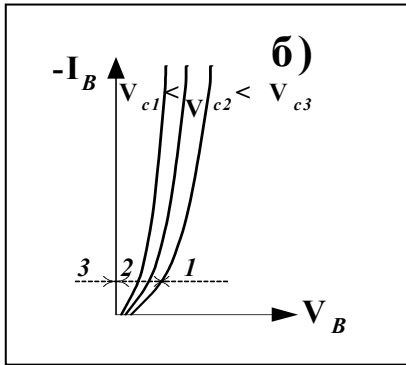
$$I_n = \alpha_{p-n-p} I_1 \quad (9.51)$$

де  $I_1$  - частина базового струму. Наявність цього струму погіршує параметри основного транзистора. Для зменшення коефіцієнта передачі  $\alpha_{p-n-p}$  паразитного транзистора колекторну частину легують домішками золота. Атоми золота служать пастками для дірок у колекторній частині транзистора, що збільшує швидкість рекомбінації дірок, тобто зменшує їх час життя. Зменшення часу життя дірок у базовій області паразитного транзистора зменшує його коефіцієнт передачі  $\alpha_{p-n-p} = \gamma\beta\alpha^*$ , тому що коефіцієнт переносу носіїв крізь базу ( $\beta_{n-p-n} = 1 - w_B^2/2L_p^2 = 1 - w_B^2/2D_p\tau_p$ ) зменшується при збільшенні  $\tau_p$ .

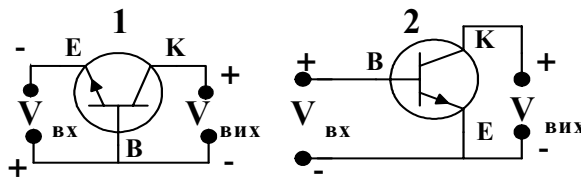
Парзитні параметри транзистора залежать від типу його ізоляції. У випадку діелектричної ізоляції паразитний транзистор відсутній, але паразитна ємність присутня. Вона залежить від товщини діелектрика, що ізолює, й може бути меншою, ніж у паразитного транзистора.



ГОС.№19, питання 1.



**Рис.12.4.** Передаточні криві або входні (емітерні) (б) вольтамперні характеристики транзистора в схемі зі спільним емітером (ССЕ) ( $I_{B1} < I_{B2} < I_{B3} < I_{B4}$ ):  
1 - режим насичення, 2 - активний режим.



**Рис.12.7.** Схеми включення п-р-п транзистора:  
1 - (ССБ)  $V_{вх} = V_{EB} < 0$ ,  $V_{вих} = V_{KB} > 0$ ;  $\alpha = I_c/I_e = \gamma \beta \alpha_c = 1$ ;  
2 - (ССЕ)  $V_{вх} = V_{BE} > 0$ ,  $V_{вих} = V_{CE} < 0$ ;  $I_B = I_e - I_c$ ,

У схемі зі спільною базою (ССБ) задається струм емітера ( $i_1 = i_e$ ), який лише частково передається до колекторної частини транзистора ( $i_c = \alpha i_e$  або  $i_2 = \alpha i_1$ ), тому що  $\alpha \leq 1$  і частина носіїв рекомбінує в базі. Згідно  $\alpha \equiv \left| \frac{\partial I_c}{\partial I_e} \right|_{V_c}$  коефіцієнт передачі струму  $\alpha$  рівний  $M_I$

$$M_P = \frac{P_{вих}}{P_{вх}} = \frac{i_{вих}^2 R_{вих}}{i_{вх}^2 R_{вх}} = M_I^2 \frac{R_{вих}}{R_{вх}} = M_V^2 \frac{R_{вх}}{R_{вих}} = M_I \cdot M_V \quad (12.27)$$

$$\alpha = i_{вих} / i_{вх} \cong \left. \frac{\partial I_c}{\partial I_e} \right|_{V_k = Const} = M_I \quad (12.28)$$

Комбінуючи (12.27) та (12.28) знайдемо для ССБ

$$M_P = M_I^2 \frac{R_{вих}}{R_{вх}} = \alpha^2 \frac{R_{вих}}{R_{вх}} \quad (12.29)$$

$$M_V = M_P / M_I = \alpha \frac{R_{вих}}{R_{вх}}$$

Емітерний перехід транзистора, що працює в нормальному (активному) режимі в схемі ССБ, є прямозміщеним, а колекторний перехід – інверсно (зворотно) зміщений, тому його  $R_{вих}/R_{вх} > 1$ . Унаслідок цього його коефіцієнт підсилення потужності ( $M_P$ ) та напруги ( $M_V$ ) будуть згідно (12.29) більші за одиницю.

У схемі включення транзистора зі спільним емітером (ССЕ) задається струм бази  $i_b = i_1$ . Ця схема згідно має великі значення коефіцієнта передачі струму бази  $\beta = \alpha/(1-\alpha) > 1$  та відношення опорів  $R_{вих}/R_{вх} > 100$ . Тому схема ССЕ має великі значення всіх трьох коефіцієнтів підсилення  $M_P, M_I, M_V > 1$ , що забезпечує їй широке використання у різноманітних підсилювачах.

19.2 Насамперед розміри зразка повинні бути меншими довжини хвилі де Бройля

$$d < \lambda = \frac{h}{m^* v} = \sqrt{\frac{m_0 300}{m^* T}} 23 [\text{нм}].$$

Відстань між підзонами повинна бути більшою за  $kT$

$$\Delta E_{2,1} > kT; \quad \frac{\pi^2 \eta^2}{2m^* d^2} 3 > kT; \quad d < \left( \frac{\pi^2 \eta^2}{2m^* kT} \right)^{1/2} = 10 [\text{нм}].$$

Відстань між підзонами повинна бути більшою за ширину дозволених підзон

$$\Delta E_{2,1} > \delta \varepsilon = \frac{h}{\tau} = \frac{eh}{\mu m^*}; \quad d < \left( \frac{\pi^2 \eta^2 \mu}{2eh} \right)^{1/2} = 15 [\text{нм}].$$



*Акустоелектроніка* є розділом електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електронами провідності в конденсованих середовищах. Ця взаємодія використовується в роботі акустоелектронних пристроїв. Загальна схема роботи акустоелектронних пристроїв подібна до схем інших пристроїв функціональної електроніки. Спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал надходить в звукопровід є середовищем, в якому акустичні хвилі розповсюджуються та взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Ця взаємодія перетворює вихідний акустичний сигнал у вихідний. На останньому етапі вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить у електричний пристрій для подальшої обробки. Тому до складу акустоелектронних пристроїв входять: генератори акустичних хвиль, генератори керуючих сигналів, акустичне середовище (звукопровід), та система для зворотного перетворення акустичних коливань після їх взаємодії з динамічними неоднорідностями в електричний сигнал. Для генерації акустичних хвиль, створення динамічних неоднорідностей в звуководі та зворотного перетворення акустичних хвиль в електричний сигнал використовується такі фізичні процеси: прямий та зворотний п'єзоелектричні ефекти, електрострикцію, електроакустичні ефекти - взаємодію акустичних хвиль з електронами провідності (електрон - фононну взаємодію), деформаційний потенціал - зміну енергії електронів з зони провідності або дірок у валентній зоні при деформації, магнітострикцію тощо. При цьому використовують як лінійну, так і нелінійну взаємодію. На основі цих явищ створено велика кількість різноманітних акустоелектронних приладів: резонаторів, фільтрів, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзерів, функціональних елементів, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери, лінії затримки, модулятори, кодери, корелятори, ковайлери тощо, котрі працюють в області частот  $10^5 - 10^9$  Гц.

Застосування акустоелектронних пристроїв дозволило значно зменшити габарити та масу пристроїв, призначених для обробки інформації.

Наприклад, всі п'єзоелектричні генератори дозволяють здійснювати внутрішню модуляцію акустичних коливань за допомогою електричного сигналу в колі їх збудження. Крім того вони являють собою єдину жорстку конструкцію перетворювача і звуководу з природнім контактом між ними. Ця особливість зменшує втрати і полегшує технологію їх виготовлення. Вони використовуються для збудження акустичних хвиль в різноманітних лініях затримки, інших функціональних пристроях та системах обробки інформації.

Дисперсія ліній затримки залежить від взаємодії акустичних хвиль з їх матеріалом звукопроводу та його границями. Змінюючи інтенсивність поглинання або створюючи відповідний дифракційний просторовий розподіл акустичної хвилі, можна змінювати дисперсію лінії. Ця властивість використовується в дисперсійних лініях затримки. Прикладом дисперсійної лінії затримки є смужкова лінія, товщина якої менша половини довжини акустичної хвилі. Для збільшення поглинання на одну із її бокових поверхонь наноситься тонкий шар металу, наприклад, алюмінію. Замість металевого шару можна використати акустичну дифракційну ґратку. Дисперсійні лінії пропускають окремі частотні складові вхідного сигналу з різними швидкостями. Це успішно використовується в системах обробки сигналів, коли потрібно змінювати їх форму, наприклад, стискувати або розтягувати.

*Акустоелектроніка* є розділом електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електронами провідності в конденсованих середовищах. Ця взаємодія використовується в роботі акустоелектронних пристроїв. Загальна схема роботи акустоелектронних пристроїв подібна до схем інших пристроїв функціональної електроніки. Спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал надходить в звукопровід є середовищем, в якому акустичні хвилі розповсюджуються та взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Ця взаємодія перетворює вихідний акустичний сигнал у вихідний. На останньому етапі вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить у електричний пристрій для подальшої обробки. Тому до складу акустоелектронних пристроїв входять: генератори акустичних хвиль, генератори керуючих сигналів, акустичне середовище (звукопровід), та система для зворотного перетворення акустичних коливань після їх взаємодії з динамічними неоднорідностями в електричний сигнал. Для генерації акустичних хвиль, створення динамічних неоднорідностей в звуководі та зворотного перетворення акустичних хвиль в електричний сигнал використовується такі фізичні процеси: прямий та зворотний п'єзоелектричні ефекти, електрострикцію, електроакустичні ефекти - взаємодію акустичних хвиль з електронами провідності (електрон - фононну взаємодію), деформаційний потенціал - зміну енергії електронів з зони провідності або дірок у валентній зоні при деформації, магнітострикцію тощо. При цьому використовують як лінійну, так і нелінійну взаємодію. На основі цих явищ створено велика кількість різноманітних акустоелектронних приладів: резонаторів, фільтрів, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзерів, функціональних елементів, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери, лінії затримки, модулятори, кодери, корелятори, ковайлери тощо, котрі працюють в області частот  $10^5 - 10^9$  Гц.

Застосування акустоелектронних пристроїв дозволило значно зменшити габарити та масу пристроїв, призначених для обробки інформації.

Наприклад, всі п'єзоелектричні генератори дозволяють здійснювати внутрішню модуляцію акустичних коливань за допомогою електричного сигналу в колі їх збудження. Крім того вони являють собою єдину жорстку конструкцію перетворювача і звуководу з природнім контактом між ними. Ця особливість зменшує втрати і полегшує технологію їх виготовлення. Вони використовуються для збудження акустичних хвиль в різноманітних лініях затримки, інших функціональних пристроях та системах обробки інформації.

Дисперсія ліній затримки залежить від взаємодії акустичних хвиль з їх матеріалом звукопроводу та його границями. Змінюючи інтенсивність поглинання або створюючи відповідний дифракційний просторовий розподіл акустичної хвилі, можна змінювати дисперсію лінії. Ця властивість використовується в дисперсійних лініях затримки. Прикладом дисперсійної лінії затримки є смужкова лінія, товщина якої менша половини довжини акустичної хвилі. Для збільшення поглинання на одну із її бокових поверхонь наноситься тонкий шар металу, наприклад, алюмінію. Замість металевого шару можна використати акустичну дифракційну ґратку. Дисперсійні лінії пропускають окремі частотні складові вхідного сигналу з різними швидкостями. Це успішно використовується в системах обробки сигналів, коли потрібно змінювати їх форму, наприклад, стискувати або розтягувати.



19.4 Еквівалентна схема ємності складається з двох послідовно сполучених ємностей оксидного шару  $C_{ox}$  і  $C_{нп}$  шару просторового заряду в напівпровіднику.  $C^{-1} = C_{ox}^{-1} + C_{нп}^{-1}$ .

$$C_{ox} = \frac{\epsilon}{4\pi x_{ox}} = \frac{4}{4\pi \cdot 10^{-5} 9 \cdot 10^{11}} = 35 \left[ \frac{n\Phi}{cm^2} \right].$$

А) Якщо потенціал від зовнішнього джерела напруги і контактна різниця потенціалів рівні нулеві, то  $C_{нп} \rightarrow 0$ .

При великих різницях потенціалів, коли  $(eV/kT) > 1$ , то

$$C \cong C_{нп} = C_{опз} = \frac{\partial Q_{опз}}{\partial V} = \frac{\epsilon}{4\pi L_D} \frac{dF(u_B, u)}{du} \Big|_{u \rightarrow 0} \rightarrow \infty \text{ і тому } C = C_{оч}.$$

Б) Якщо  $V_e = 0$ ,  $V_k = \varphi_M - \varphi_S \neq 0$ , то виникає вигин зон, тобто виникає просторовий заряд

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{4\pi e p}{\epsilon}, \text{ де } p = p_0 (1 - \exp\{-eV/kT\}) \approx p_0 = N_a^-.$$

Розв'язок рівняння Пуассона при граничних умовах

$$V_{x=L_D} = 0; \quad \frac{dV}{dx} \Big|_{x=L_D} = 0$$

має такий вигляд

$$V(x) = -\frac{4\pi e N_a}{2\epsilon} (x - L_{ek})^2; \quad \varphi_M - \varphi_S = \frac{4\pi e N_a}{2\epsilon} L_{ek}^2; \quad L_{ek} = \sqrt{\frac{2\epsilon(\varphi_M - \varphi_S)}{4\pi e N_a}}$$

Тоді

$$C_{опз} = \frac{\epsilon}{4\pi L_D} = \sqrt{\frac{\epsilon e N_a}{8\pi(\varphi_M - \varphi_S)}} = \frac{10}{9} \left[ \frac{n\Phi}{cm^2} \right] \cdot \sqrt{\frac{12 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} 300 \cdot N_a}{8\pi \cdot 0,4}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \sqrt{N_a} \left[ \frac{n\Phi}{cm^2} \right]$$

При  $N_a > 10^9 \text{ cm}^{-3}$   $C_{нп} > C_{ox}$ , тому  $C \approx C_{ox}$ , яке не залежить від концентрації акцепторів  $N_a$ .

При  $N_a < 10^8 \text{ cm}^{-3}$   $C \sim C_{нп}$ , тому  $C_1/C_2 = \sqrt{N_{a1}/N_{a2}} = \sqrt{(N_{a2} 100/N_{a2})} = 10$ .

**Відповідь.** При  $N_a > 10^9 \text{ cm}^{-3}$  ємність не залежить від  $N_a$ .

При  $N_a < 10^8 \text{ cm}^{-3}$   $C_1/C_2 = 10$ .

## Білет 20.

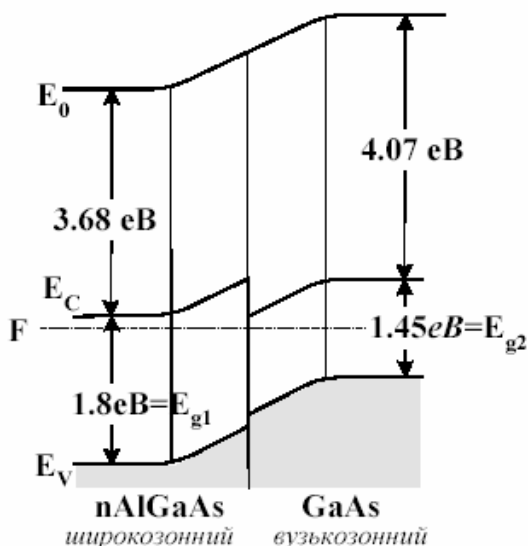
1. Проаналізуйте умови, за яких в каналах провідності виникає велика рухливість носіїв заряду. Приклад.

**(давали на консультації, тетрадка Ромы Душко)**

Здавалося-б завдяки ефектам короткого та тонкого каналу повинна збільшуватись рухливість. Але ні. Там виникає розігрів електронів провідності, а розігрів зменшує рухливість (по якійсь-там формулі). Тому єдине що можна написати про велику рухливість – це **HEMT транзистори, або транзистори на гетеропереходах**

HEMT транзисторами називаються транзистори з великою рухливістю електронів (High Electron Mobility Transistor або скорочено HEMT). У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою (різною шириною забороненої зони). Такий контакт називається гетеро-контактом на відміну від гомоконтакту, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони.

Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту.



Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.28) широкозонного напівпровідника  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8 \text{ eV}$ ) та вузькозонного напівпровідника  $i\text{-GaAs}$  (із забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45 \text{ eV}$ ). Зобразимо енергетичну схему такого гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1=F_2$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша за роботу виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле (йому відповідає потенціальна енергія  $E_0$ ) вигинає зони вузькозонного напівпровідника „униз”, а у широкозонному – „уверх”, як це видно на рис.3.28. На гетеропереході утворюється **розрив зон** і в зоні провідності утворюється стрибок потенціальної енергії. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар’єр,

а в широкозонному - збіднений носіями шар. У потенціальній ямі власного вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а у випадку, коли замість власного вузькозонного напівпровідника використовується вузькозонний напівпровідник  $p\text{-типу}$ , у його потенціальній ямі накопичуються носії з інверсним знаком заряду. **Таким чином, на гетеропереході здійснюється просторове розділення зарядів іонізованих домішок** (у даному випадку іонізованих донорів у широкозонному напівпровіднику) **та 2D електронного газу в каналі провідності, локалізованому у вузькозонному напівпровіднику.**

Таким чином **2D канал** на гетеропереході дозволяє отримувати в ньому **великі рухливості носіїв**. Наприклад, у каналі між  $\text{GaAs}$  та  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  при кімнатній температурі рухливість електронів дорівнює  $\mu(300\text{K}) \sim 8000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , а при температурі рідкого азоту  $\mu(78\text{K}) \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори називаються **HEMT транзисторами** (High Electron Mobility Transistor - транзистор із великою рухливістю електронів). Вони мають час перемикання при кімнатній температурі менше  $56 \text{ нс}$ , а при  $78\text{K}$  –  $17 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ . В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах  $78\text{K}$  працюють на частотах сумірних із частотами контактів Джозефсона, котрі працюють при температурах  $4,2\text{K}$ .



## 2. Де використовуються в мікроелектроніці тунельні явища? Наведіть приклади.

Тунельні явища використовуються в:

- у різноманітних тунельних діодах. Завдяки наявності спадаючої ділянки характеристики вони використовуються як генератори. Розглянемо докладніше.

У тунельних  $p-n$  діодах із сильно легованими  $p$ - та  $n$ - областями, коли концентрація домішок становить  $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$ , створюється дуже вузький  $p-n$  перехід протяжністю  $\sim 10 \text{ нм}$  (рис.6.11). У ньому навіть при помірних напругах утворюються великі електричні поля з  $E \sim 10^6 \text{ В/см}$ , при яких виникають сприятливі умови для міжзонного тунелювання. На схематичному рис.6.11.а зображена енергетична діаграма  $p-n$  переходу. При нульовій різниці потенціалів  $V = 0$  крізь вузький збіднений шар товщиною  $L < 10 \text{ нм}$  ідуть однакові струми обох напрямків і сумарний тунельний струм рівний нулю ( $j = j_{12} - j_{21} = 0$ ).

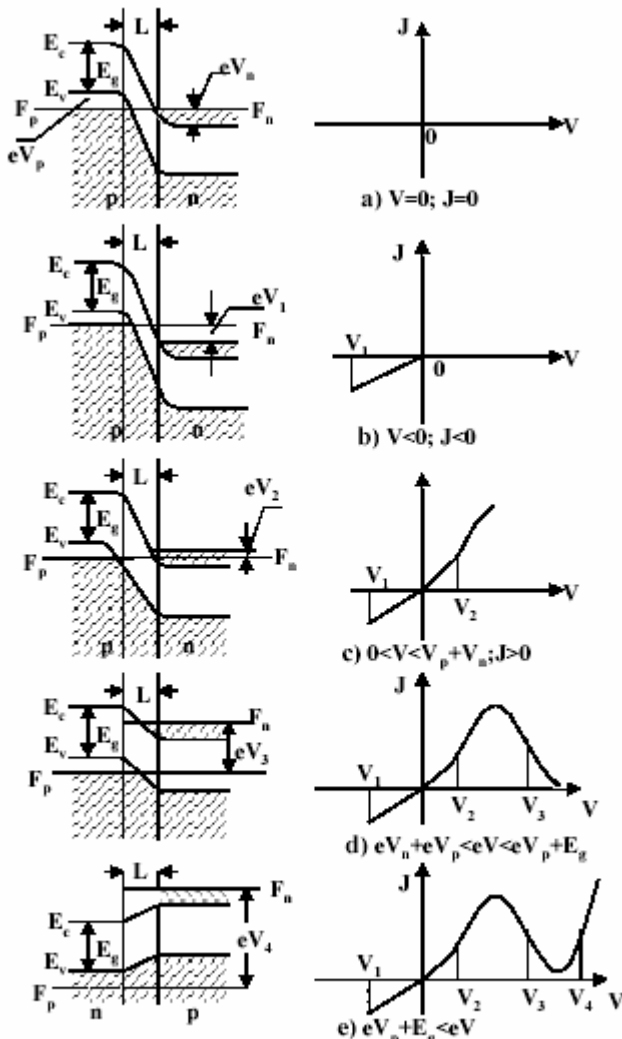


Рис.6.11. Енергетична діаграма  $p-n$  переходу з вузьким шаром просторового заряду.

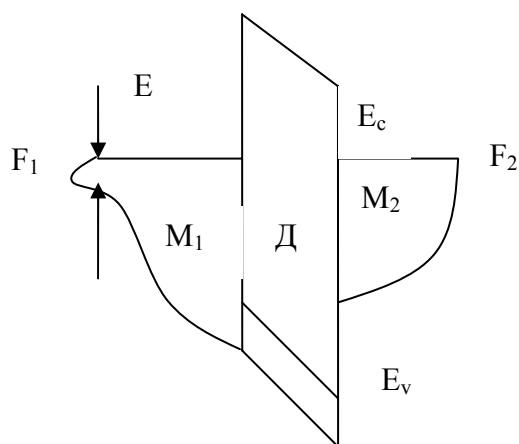
та  $F_p$  - рівні Фермі напівпровідників  $n$ - та  $p$ - типу відповідно) дно зони провідності напівпровідника  $n$ -типу зсувається вище стелі валентної зони напівпровідника  $p$ -типу, як це показано на рис. 6.11.d. У цьому разі електрони не можуть тунелювати із зони провідності напівпровідника  $n$ -типу, тому що попадають у заборонену зону напівпровідника  $p$ -типу; одночасно й електрони валентної зони не можуть тунелювати в напівпровідник  $n$ -типу, тому що вони також попадають у його заборонену зону. Тунелювання в обох напрямках стає малоімовірним. Усе це обумовлює зменшення тунельного струму в зазначеному інтервалі напруг  $eV_n + eV_p < eV < eV_p + E_g$ , як це видно на рис.6.11.d. Коли напруга стає більшою за  $eV_p + E_g$  ( $eV > eV_p + E_g$ ), рівень Фермі напівпровідника  $n$ -типу зсувається вище дна зони провідності напівпровідника  $p$ -типу. За цих умов тунелювання

Якщо прикласти напругу в заперному напрямку, коли  $V < 0$ , рівень Фермі напівпровідника  $n$ -типу зсувається вниз, як це показано на рис.6.11.b. Електрони з валентної зони напівпровідника  $p$ -типу можуть тунелювати в зону провідності напівпровідника  $n$ -типу, тому що в ній є достатня кількість дозволених незайнятих електронних станів на тому ж енергетичному рівні. Крізь  $p-n$  перехід буде йти струм  $j < 0$ , як це показано на вольт-амперній кривій на рис.6.11.b. Подальше збільшення заперної напруги призводить до зростання струму. Зміна полярності зовнішньої напруги від заперної до пропускної ( $V > 0$ ) зсуває рівень Фермі напівпровідника  $n$ -типу вгору по відношенню до його положення в напівпровіднику  $p$ -типу, як це наводиться на рис.6.11.c. З'являється можливість тунелювання електронів із зони провідності виродженого напівпровідника  $n$ -типу у верхню незаповнену електронами частину валентної зони виродженого напівпровідника  $p$ -типу, котра знаходиться вище рівня Фермі  $F_p$ . Крізь  $n-p$  перехід іде струм протилежного напрямку ( $j > 0$ ) по відношенню до напрямку струму в заперному напрямку, як це показано на вольт-амперній кривій, зображеній на рис.6.11.c. При напругах в інтервалі  $(V_p + V_n) < V < (V_p + E_g/e)$  ( $E_g$  - ширина забороненої зони,  $eV_n = F_n - E_c(x \rightarrow +\infty)$ ,  $eV_p = E_v(x \rightarrow -\infty) - F_p$ , де  $F_n$

знову стає ймовірним і тунельний струм знову зростає, як це видно на рис.6.11.е. Таким чином, за допомогою міжзонного тунелювання вдається отримувати спадаючу вольт-амперну характеристику тунельного діода з n-p переходом, котрий знайшов практичне застосування в спеціальних СВЧ приладах із низьким рівнем потужності, а саме: для гетеродинів, схем синхронізації частоти тощо. Граничні частоти визначаються середнім часом тунелювання та паразитними параметрами еквівалентних схем, в якій використовуються тунельні діоди, і можуть бути досить великими – більшими за ТГц (1 ТГц = 1012 Гц).

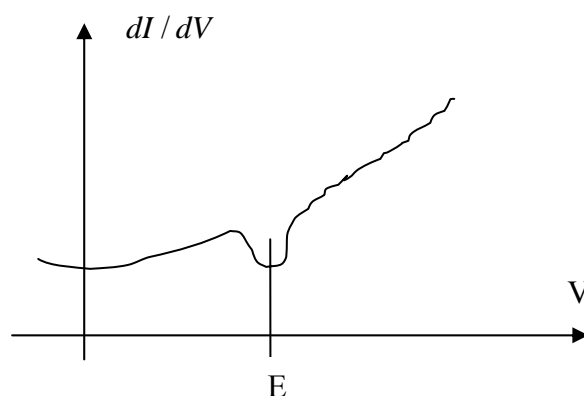
#### - у тунельній спектроскопії.

Тунельний струм залежить від таких факторів: 1. Прозорості потенціального бар'єра  $T$ , 2. Густини початкових станів в емітері  $g_i$ , зайнятих частинками, що тунелюють, 3. Густини не зайнятих кінцевих станів в колекторі  $g_f$ . А також від енергетичної структури та природи домішкових центрів діелектрика (напівпровідника), котрий розділяє емітер від колектора. Розглянемо приклад. Нехай ми хочемо дослідити енергетичну структуру одного з електродів в сандвічі. Є такий сандвіч:



Один з металевих електродів у нього має специфічні риси енергетичного розподілу густини станів. Специфічні особливості біля рівня Фермі виникають здебільшого внаслідок електрон-фононної взаємодії або складної електронної структури, котра змінює дисперсію  $E(k)$ , наприклад через внесок  $d$  та  $s$  зон.

Цю особливість краще всього виявити на залежності  $dI/dV = f(V)$ .



#### - у тунельній мікроскопії.

Щоб згадати як працює тунельний мікроскоп, ось малюнок:

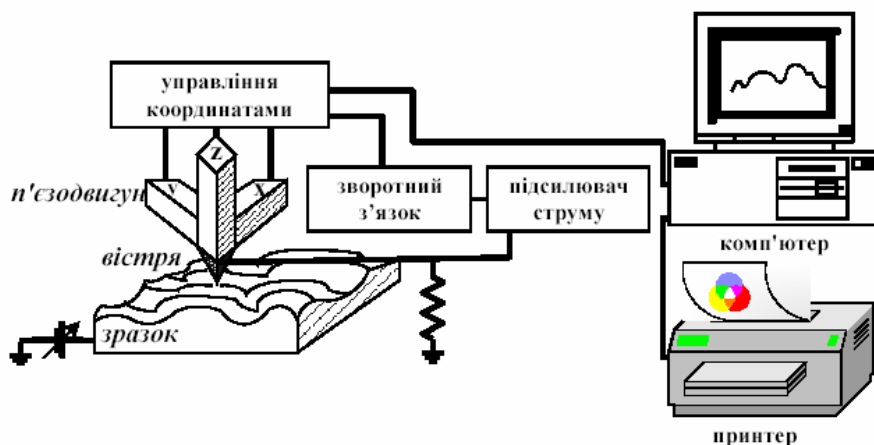


Рис.6.24. Схема скануючого тунельного мікроскопа (СТМ).

Основне що потрібно згадати – цей прилад дозволяє отримувати зображення з атомною роздільною здатністю. А також що існують два режими роботи – сталої відстані і сталої струму.



### 3. Як впливають квантові розмірні ефекти на роботу інжекційних лазерів.

Лазери з квантовими розмірними шарами мають розміри активної речовини сумірні з довжиною хвилі де-Бройля ( $\lambda_D$ ), і тут починається вплив квантових розмірних ефектів. За цих умов збільшується взаємодія світла з середовищем в перерахунку на один оптичний перехід, зростає коефіцієнт підсилення світла, зменшується струм накачки.

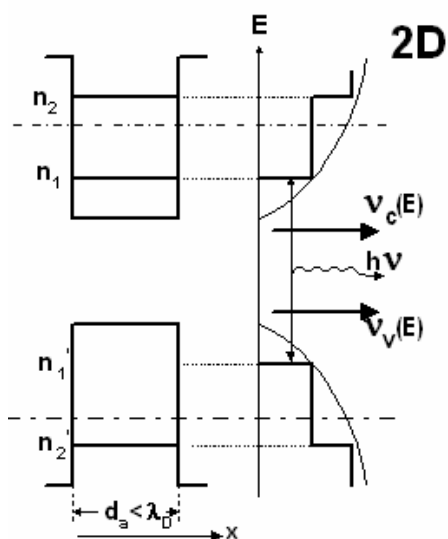
В квантових розмірних системах змінюється енергетична структура - зони розбиваються на розмірні підзони, і змінюється густина станів. Розрізняють три випадки квантових розмірних структур:

- **двовимірний випадок (2D)** або випадок квантових ям, коли зразок має вигляд тонких плівок і квантове обмеження відбувається лише в одному напрямку вздовж однієї із координатних осей, наприклад, осі x ( $d_a < \lambda_D$ ), а вздовж інших осей рух носіїв не обмежений;

- **одновимірний випадок (1D)** або випадок квантових дротів або ниток, коли зразок має вигляд дроту або тонкої смужки і має місце квантове обмеження в двох напрямків вздовж осей x і y - по товщині  $d_a < \lambda_D$  і ширині активного шару  $w < \lambda_D$ , а вздовж третього напрямку - осі z квантове обмеження відсутнє і рух носіїв не квантований;

- **нульвимірний ефект (0D)** або випадок квантових точок, коли в зразку має місце квантове обмеження в трьох напрямках  $d_a, w, < \lambda_D$ .

Спочатку розглянемо квантові ями (2D). Для спрощення обмежимося розглядом глибокої прямокутної потенціальної ями<sup>1</sup>, що утворюється на гетеропереходах між емітерами і активним шаром лазера.



#### А тепер найголовніше:

- В 2D випадку на краях розмірних підзон різко збільшується густина станів і концентрація носіїв, що беруть участь у вимушених переходах. Ця обставина збільшує коефіцієнт підсилення світла і зменшує порогову густина струму накачки з  $10^3$  А/см<sup>2</sup> до 100 А/см<sup>2</sup>, а в кращих лазерах на квантових ямах GaAs густина струму накачки сягає навіть 20 А/см<sup>2</sup>.

- Зменшується напівширина спектральної лінії, що випромінюється.

- Квантові розмірні інжекційні лазери більш стабільні до коливань температури, тому що носії зосереджуються на дні розмірної підзони, якщо потенціальна яма глибока, і потрібна підвищена температура для суттєвої зміни цього розподілу.

Перехід до приладів з використанням систем ще меншої розмірності 1Д і 0Д, коли розміри зразка вздовж двох або трьох координатних осей стають меншими, ніж довжина електронної хвилі де Бройля, призводить до подальшого зменшення протяжності енергетичного розподілу густини станів і концентрації носіїв.

**Висновки:** Лазери з квантовими розмірними шарами, розміри яких  $\sim 10$  нм, мають низькі порогові струми, високу швидкість прямої модуляції, меншу ширину спектральної лінії і знижену температурну залежність порогового струму.

<sup>1</sup> Глибокою ямою називають таку яму, в якій відстань між двома розмірними підзонами більша, ніж  $kT$

$$(\Delta E_{n+1,n} = \frac{\pi^2 \eta^2}{2m * d_a^2} n^2 > kT).$$

**4. Порівняйте два сандвіча однакових розмірів з вакуумним та діелектричним зазорами ( $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 10$ ). У якому із них струм обмежений просторовим зарядом більший та у скільки разів.**

Ця задача поставлена трохи не коректно і не має чисельної відповіді. Тому що для діелектрику струм залежить від напруги по квадратичному закону, а для вакууму – по закону  $3/2$ . І вирази для струмів дуже сильно відрізняються, і якщо знайти відношення одного до іншого то куча величин НЕ поскорочується і фіг ми що порахуємо. Але розв'язок який буде представлено нижче все-ж мабуть правильний, бо Находкін його прочитав і поставив „плюс”.

Просторовий заряд починає утворюватись при великому рівні інжекції неосновних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника.

Розглянемо нескінченний діелектричний сандвіч товщиною  $L$ , виготовленого із однорідного діелектрика без пасток з плоскими зонами. Інжекцію для простоти вважаємо монополярною.

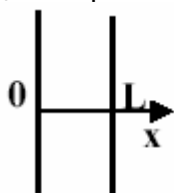


Рис.5.4.

Густина дрейфового струму інжектваного рухливого заряду:

$$j = \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{Q\mu_n V}{L^2}, \text{ де } t_{dr} = L / \mu_n E - \text{ час дрейфу крізь діелектрик. } Q - \text{ інжектований}$$

заряд, віднесений до одиниці площі. Заряд  $Q$  можна пов'язати з питомою ємністю сандвіча:  $Q = CV$ , де  $C = \frac{\epsilon}{4\pi L}$ .  $\epsilon$  - це діелектрична проникливість діелектрика, в

нашому випадку 10. Тепер якщо все це підставити в формулу для густини струму,

$$\text{то отримаємо : } j = \frac{Q\mu V}{L^2} = \frac{CV^2\mu}{L^2} = \frac{\epsilon V^2\mu}{4\pi L^3} \quad (1)$$

А тепер розглянемо той-ж товщини вакуумний проміжок ( $\epsilon=1$ ).

Тут вираз для часу дрейфу інший:  $t_{dr} = \frac{L}{1/2\sqrt{2eV/m}}$ , ну і струм відповідно зміниться:

$$j = \frac{Q}{t_{dr}} = \frac{CV^{3/2}\sqrt{2e/m}}{2L} \quad (2).$$

Далі треба поділити формулу (2) на (1) або навпаки – це і буде співвідношення між струмами. Але видно що багато величин не поскорочується, тому отримати чисельну відповідь не вдасться.



(a) Порівняти два конденсатори однакового розміру з вакуумним та із діелектриком ( $\epsilon = 10$ ) зазором. Знайти, в якому з конденсаторів струм обмінюється просторовим зарядом більший і у скільки разів.

Скор. з прост. зар.

~~Для конденсатора~~  $J_g = \epsilon \mu_0 \frac{V^2}{4\pi L^3}$

Для конденсатора з вакуумом  $J_b = \epsilon \frac{V^{3/2}}{8\pi L^2}$

$J_g = \frac{Q}{T} = \frac{Q \mu_0 V}{L^2}$

$Q = CV = \frac{\epsilon V}{4\pi L}$

у вакуумі дрейф. швидк.  $\sim$  не парувз', а коректо з неї

$t_{dr} = L \left( \frac{1}{2} (2eV/\mu) \right)^{-1}$

$J_b = \frac{Q}{t_{dr}} = \left( \frac{\epsilon}{8\pi L^2} \right) V^{3/2}$

$J_g/J_b = \frac{\epsilon \mu_0 V^2}{4\pi L^3} \cdot \frac{8\pi L^2}{\epsilon V^{3/2}} = \frac{20 \mu_0 \sqrt{V}}{L}$



## Білет 21.

### 1. Проаналізуйте умови роботи різних схем включення МОН транзисторів. Як вони виготовляються в ІМС?

Уніполярний транзистор є чотириполюсником, для якого розрізняють три різновиди схем включення, а саме: із загальним витоком (рис. 3.12), з загальним стоком (рис 3.14) і з загальним затвором (рис 3.15).

Сема включення із загальним витоком та її еквівалентна низькочастотна схема зображені на рис 3.12. Вона характеризується такими параметрами.

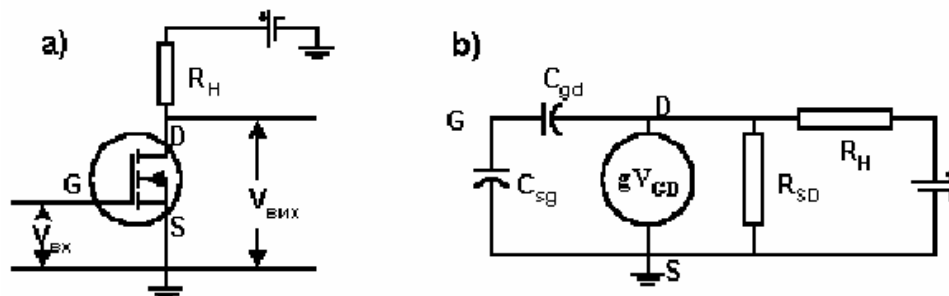


Рис.3.12. Схема включення із загальним витоком.

По-перше великим вхідним опором  $R_{bx} = 10^{11} - 10^{15}$  Ом. Він має ємнісний характер й зменшується при збільшенні частоти сигналу

$$R_{bx}(\omega) = \frac{1}{j\omega[C_{SG} + C_{gD}(1 - M_V(\omega))]}, \text{ де } M_V(\omega) - \text{ коефіцієнт підсилення напруги в залежності}$$

від частоти.

По-друге помірним вихідним опором

$$R_{вих} = \frac{R_H r_{SD}}{R_H + r_{SD}} = \begin{cases} r_{SD}, & R_H \gg r_{SD} \\ R_H, & R_H \ll r_{SD} \end{cases}$$

По-третє, значним коефіцієнтом підсилення напруги  $M_V = \frac{\Delta V_{вих}}{\Delta V_{вх}} \approx \frac{\Delta I_D R_{вих}}{\Delta V_G} = g_G R_{вих}$

У насиченні  $r_{SD,sat} = g_{D,sat}^{-1} \ll 1$  тому  $M_{V,sat} \approx g_{G,sat} r_{SD} = g_{g,sat} / g_{D,sat} > 1$ . Таким чином, здебільшого МОН транзистори в схемах із загальним витоком використовуються в режимі насичення для конструювання підсилювачів напруги та логічних схем. На рис 3.13 зображена передаточна хар-ка такого приладу.

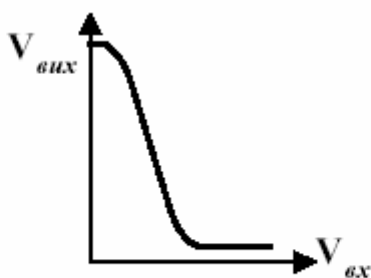


Рис.3.13. Передаточна характеристика МОН транзистора.

Еквівалентні схеми дозволяють врахувати від'ємний зворотній зв'язок за рахунок падіння потенціалу на опорі в області витоку  $R_s$  а також зменшення коефіцієнта підсилення при збільшенні частоти сигналу

$$M_V(\omega) = \frac{g_G - j\omega C_{gD}}{R_H + r_{SD} + j\omega(C_{SD} + C_{gD})}$$

Сема включення із загальним стоком зображена на рис 3.14. Вона має великий вхідний опір.



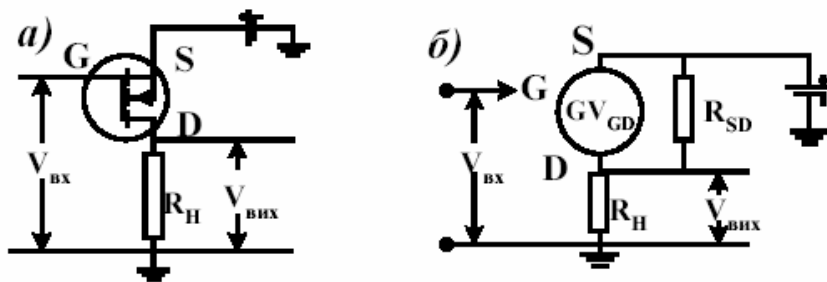


Рис.3.14. Схема включення з загальним стоком.

Її коефіцієнт підсилення напруги менший одиниці, але коефіцієнт підсилення потужності значний через значну величину відношення вхідного та вихідного імпедансів. Вони здебільшого застосовуються як узгоджувальні елементи складних електронних схем.

Схема із загальним затвором зображена на рис 3.15. Вона має малий вхідний опір  $R_{вв} \approx 1/g_G(1 - R_H g_D)$  та низький вихідний і використовується як узгоджувальний елемент.

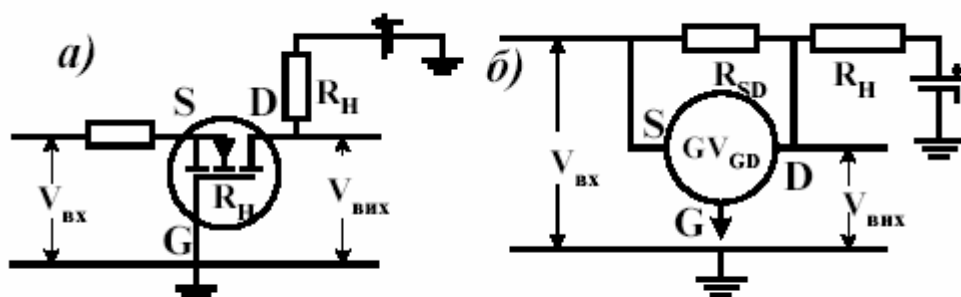


Рис.3.15. Схема включення з загальним затвором.

## 2. Резонансна тунельна емісія. Природа явища. Як відрізнити резонансне тунелювання від не резонансного?

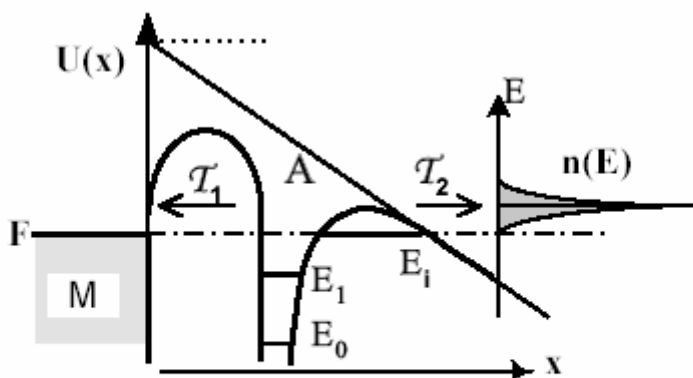


Рис.6.12. Енергетична діаграма металу з адсорбованим атомом. На вставці зображений енергетичний розподіл електронів, що тунелюють.

стає несиметричною. В середині кулонівської ями зображені дозволені дискретні електронні рівні енергії. Штрих пунктиром зображено положення рівня Фермі ( $F$ ) у металі з адсорбованим атомом. Нехай дозволений незаповнений енергетичний рівень в адсорбованому атомі ( $E_i$ ) збігається з рівнем Фермі ( $E_i = F$ ). В цьому випадку електрон, що знаходиться на рівні Фермі в металі, має скінчену ймовірність

Розглянемо енергетичну схему поверхні металу з адсорбованим на його поверхні атомом. Метал знаходиться у вакуумі в електричному полі з напруженістю  $E=U/ex$ . Домішковий центр зображений на-рис.6.12 у вигляді кулонівської потенціальної ями, збуреної зовнішнім електричним полем з урахуванням сил зображення. Збурення змінює вигляд його потенціальної ями – вона

тунелювати на енергетичний рівень  $E_i$  адсорбованого атома. На цьому рівні електрон може знаходитись в середньому  $\tau$  секунд і після цього тунелювати крізь другий потенціальний бар'єр.

Досліди показують, що, коли енергія електронів, що тунелюють, збігається з енергією вакантного дозволеного енергетичного рівня в потенціальній ямі між двома бар'єрами, то ймовірність тунелювання крізь два бар'єри ( $T$ ) зростає. Вона стає більшою за добуток індивідуальних коефіцієнтів прозорості  $T > T_1 \cdot T_2$ , де  $T_{1,2}$  - коефіцієнти прозорості першого та другого бар'єрів відповідно. При певних напругах на вольт-амперній характеристиці тунельного струму з'являється сплеск.

**ОЗНАЧЕННЯ Збільшення коефіцієнта прозорості при проходженні електронами певних енергій ( $E = E_i$ ) квантової двохбар'єрної структури, коли електрон ніби „не помічає” потенціальних бар'єрів, тобто проходить без відбивання від бар'єрів, називається **резонансним тунелюванням**.**

Більш детальний розгляд тунелювання електронів у двохбар'єрній системі можна здійснити за допомогою розгляду когерентного резонансного тунелювання. Розглянемо випадок, коли під час тунелювання не порушується когерентність електронних хвиль і тому можлива інтерференція електронних хвиль, що відбиваються

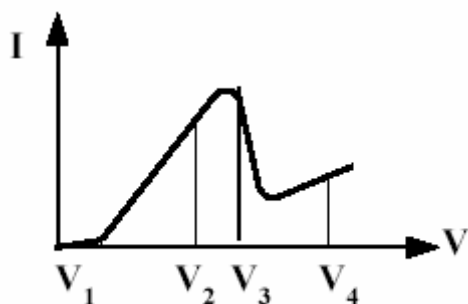
від обох бар'єрів. Зрозуміло, що коли різниця ходу їх  $\delta x = n\lambda/2$ , то внаслідок інтерференційного перерозподілу інтенсивності електронних хвиль різко збільшується коефіцієнт прозорості потоку електронів у такій системі, **бо згасає відбита хвиля**. Коефіцієнт прозорості для такої двохбар'єрної системи має

$$\text{вигляд } T = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4(\sqrt{R_1 R_2} \cos^2 \varphi)}$$

( $\varphi = ka$  - різниця фаз).

Максимум цієї залежності має місце коли  $\varphi = \pi(n + 1/2)$ , удалечині від резонансу  $T \sim T_1 T_2$ , в

$$\text{резонансі } T_{\max} = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}$$



**Важливою особливістю є наявність спадаючої після проходження максимуму ділянки ВАХ (там є від'ємний опір).**

### 3. Що нового в мікроелектроніці відкриває застосування гетеропереходів? Приклади.

Спочатку конкретно по питанню:

В основному використовуються гетеропереходи на основі напівпровідникових сполук, наприклад,  $AlGaAs$ , або напружених сплавів  $SiGe$ . За принципом дії вони схожі на ПТ (Польові транзистори) попередніх груп (а саме – звичайні МОН на основі кремнію та кремній на діелектрику, та гомогенні ПТ), але відрізняються наявністю гетеропереходів та технологією виготовлення. Ця група ПТ поділяється на три окремі підгрупи:

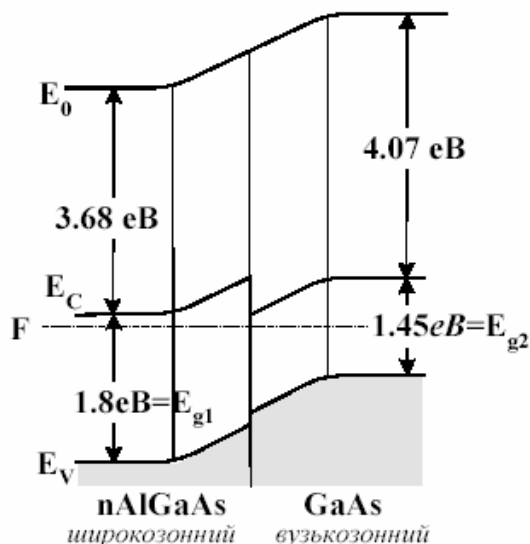
- 1) – гетеропереходних (ГПТ), канал провідності яких формується на границі гетеропереходів за допомогою селективного легування,
- 2) – ГПТ з обмеженим 2D каналом провідності, який формується за допомогою селективного та  $\delta$ -легування, наприклад, описані НИЖЧЕ транзистори з високою рухливістю електронів (НЕМТ) та



3) – ГПТ із легованим каналом провідності, типовим представником яких є ГПТ із структурою метал-діелектрик-напівпровідник з легованим каналом провідності (ГПТ МДП).

### Про НЕМТ транзистори:

НЕМТ транзисторами називаються транзистори з великою рухливістю електронів. У них використовують канали провідності, що утворюються між напівпровідниками з різною зонною структурою (різною шириною забороненої зони). Такий контакт називається гетероконтактом на відміну від гомоконтакту, котрий утворюється між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони. Контактна різниця потенціалів на гетероконтакті між двома напівпровідниками створює контактне електричне поле, котре вигинає зони біля контакту.



Розглянемо приклад типового контакту (рис.3.28) широкозонного напівпровідника  $n+$   $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (з шириною забороненої зони  $E_{g1} = 1,8 \text{ eV}$ ) та вузькозонного напівпровідника  $i$ -типу  $\text{GaAs}$  (із забороненою зоною  $E_{g2} = 1,45 \text{ eV}$ ). Зобразимо енергетичну схему такого гетеропереходу. В рівновазі хімічні потенціали системи знаходяться на одному рівні ( $F_1 = F_2$ ). Робота виходу вузькозонного напівпровідника більша за роботу виходу широкозонного. Тому контактне електричне поле (йому відповідає потенціальна енергія  $E_0$ ) вигинає зони вузькозонного напівпровідника „униз”, а у широкозонному – „уверх”, як це видно на рис.3.28. На гетеропереході утворюється *розрив зон* і в зоні провідності утворюється стрибок потенціальної енергії. З одного боку від стрибка потенціалу на гетеропереході в

широкозонному напівпровіднику утворюється потенціальний бар'єр, а в широкозонному - збіднений носіями шар. У потенціальній ямі власного вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а у випадку, коли замість власного вузькозонного напівпровідника використовується вузькозонний напівпровідник  $p$ -типу, у його потенціальній ямі накопичуються носії з інверсним знаком заряду. **Таким чином, на гетеропереході здійснюється просторове розділення зарядів іонізованих домішок** (у даному випадку іонізованих донорів у широкозонному напівпровіднику) **та 2D електронного газу в каналі провідності, локалізованому у вузькозонному напівпровіднику.**

Таким чином 2D канал на гетеропереході дозволяє отримувати в ньому великі рухливості носіїв. Наприклад, у каналі між  $\text{GaAs}$  та  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  при кімнатній температурі рухливість електронів дорівнює  $\mu(300\text{K}) \sim 8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , а при температурі рідкого азоту  $\mu(78\text{K}) \sim 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , що суттєво покращує параметри МОН транзисторів. Такі транзистори мають час перемикання при кімнатній температурі менше  $56 \text{ ns}$ , а при  $78\text{K}$  –  $17 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ . В перспективі це дозволяє створювати транзистори, котрі при температурах  $78\text{K}$  працюють на частотах сумірних із частотами контактів Джозефсона, котрі працюють при температурах  $4,2\text{K}$ .

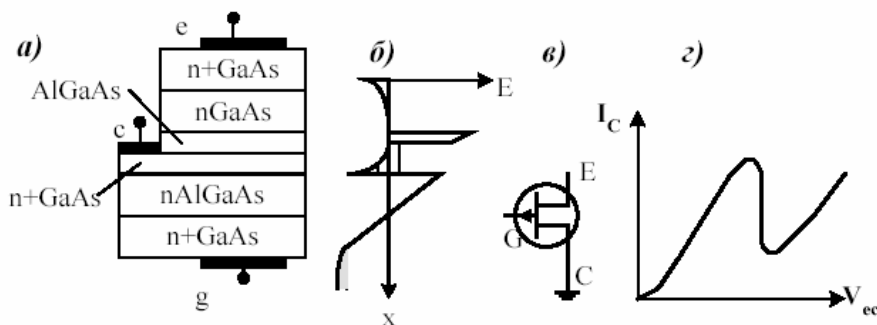


Рис.6.22. Поперечний переріз, енергетична діаграма, схема включення та вольт-амперна характеристика уніполярного транзистора із квантовою ямою.

### Приклад:

Успіхи в розвитку сучасної технології виготовлення тонких пошарових гетеропереходів на основі напівпровідникових сполук дозволили замість МДМ, М-Д-НП та МНП бар'єрів

створювати бар'єри на гетеропереходах. Прикладом є *балістичний уніполярний транзистор з емітерним тунельним бар'єром на гетеропереході*. В такому транзисторі можна зробити товщину базового шару  $\sim 5$  нм. База має вигляд потенціальної ями, яка з обох боків обмежена потенціальними бар'єрами. При малій товщині бази в ній виникають розмірні дискретні енергетичні рівні, які дозволяють здійснювати інжекцію з емітера за допомогою резонансного тунелювання. В такому транзисторі на вольт-амперних характеристиках з'являються спадаючі області, характерні для резонансного тунелювання. Вигляд такої характеристики схематично зображений на цьому ж рис.6.22.

#### 4. Знайти у скільки разів відрізняються мінімальні розміри ємнісних і резистивних елементів, що визначаються їх перегрівом при мінімальній напрузі $10kT/e$ .

1.7. У скільки разів відрізняються допустимі розміри ємнісних і резистивних елементів, що визначаються перегрівом елементів, при мінімальній напрузі  $10k_B T/e$ . Час переключення  $\tau = 10^{-9}$  с.

##### Задача 1.7.

Скориставшись розглядом теплового балансу пластинки в попередній задачі, маємо

$$d_{R,C}^3 \propto \frac{P_{R,C} \tau v h^2}{8 \Delta T \lambda_T}$$

$$P_{mR} = V_m^2 / R = (10k_B T / e)^2 (d^2 / \gamma d_R); \quad P_{mC} = V_m^2 / 2\tau = (10k_B T / e)^2 (\epsilon_s d^2 / 8\pi \tau d_C)$$

$$P_{mR} = V_m^2 / R = (10k_B T / e)^2 (d^2 / \gamma d); \quad P_{mC} = V_m^2 / 2\tau = (10k_B T / e)^2 (\epsilon_s d^2 / 8\pi \tau d)$$

$d_R \propto (10k_B T h / e) \sqrt{\tau v / 8 \gamma \Delta T \lambda_T}$ ;  $d_C \propto (10k_B T h / e) \sqrt{v \epsilon_s / 64 \pi \Delta T \lambda_T}$ ;  $d_R / d_C = \sqrt{\tau 8 \pi / \epsilon \rho} = \sqrt{2\tau / \tau_M}$  де  $\tau_M$  - час максвелівської релаксації.

#### Попередня задача (на яку є посилання):

1.6. Оцінити мінімальний розмір елементу ІМС на пластинці товщиною  $h = 0,1$  мм, коли його розмір обмежується перегрівом ємнісних елементів схеми і не може бути більшим за  $\Delta T_m = 200$ С. Коефіцієнт теплопровідності матеріалу пластинки  $\lambda_T = 10^{-2}$  кал·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>·град<sup>-1</sup>, тактова частота  $\nu = 10^7$  Гц, діелектрична проникність  $\epsilon_s = 10$ , прикладена напруга на елемент не менша за  $V_{min}$ .

Задача 1.6. Розподіл температури визначається рішенням рівняння теплопровідності

$$\gamma c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + W$$

де  $W$  - питома потужність. Припустимо, що  $T$  поверхні платівки стала  $T(z=\pm 0,5h) = T_1 = const$ . У стаціонарному випадку при  $W = const$

$$T(z) = T_0 - \frac{W}{2\lambda_T} z^2, \quad \text{де } T_0 = T(z=0)$$

Тоді максимальному значенню перегріву  $\Delta T$  відповідає  $\Delta T_m = T_0 - T_1$ , звідки  $W_m = 8\Delta T_m \lambda_T / h^2$ . Енергію одного елементу в зарядженому стані оцінимо як  $U = CV^2 / 2 \cong \epsilon_s d \cdot V^2 / 8\pi$ . Тоді  $W \cong U\nu / d^3 = W_m$ ,

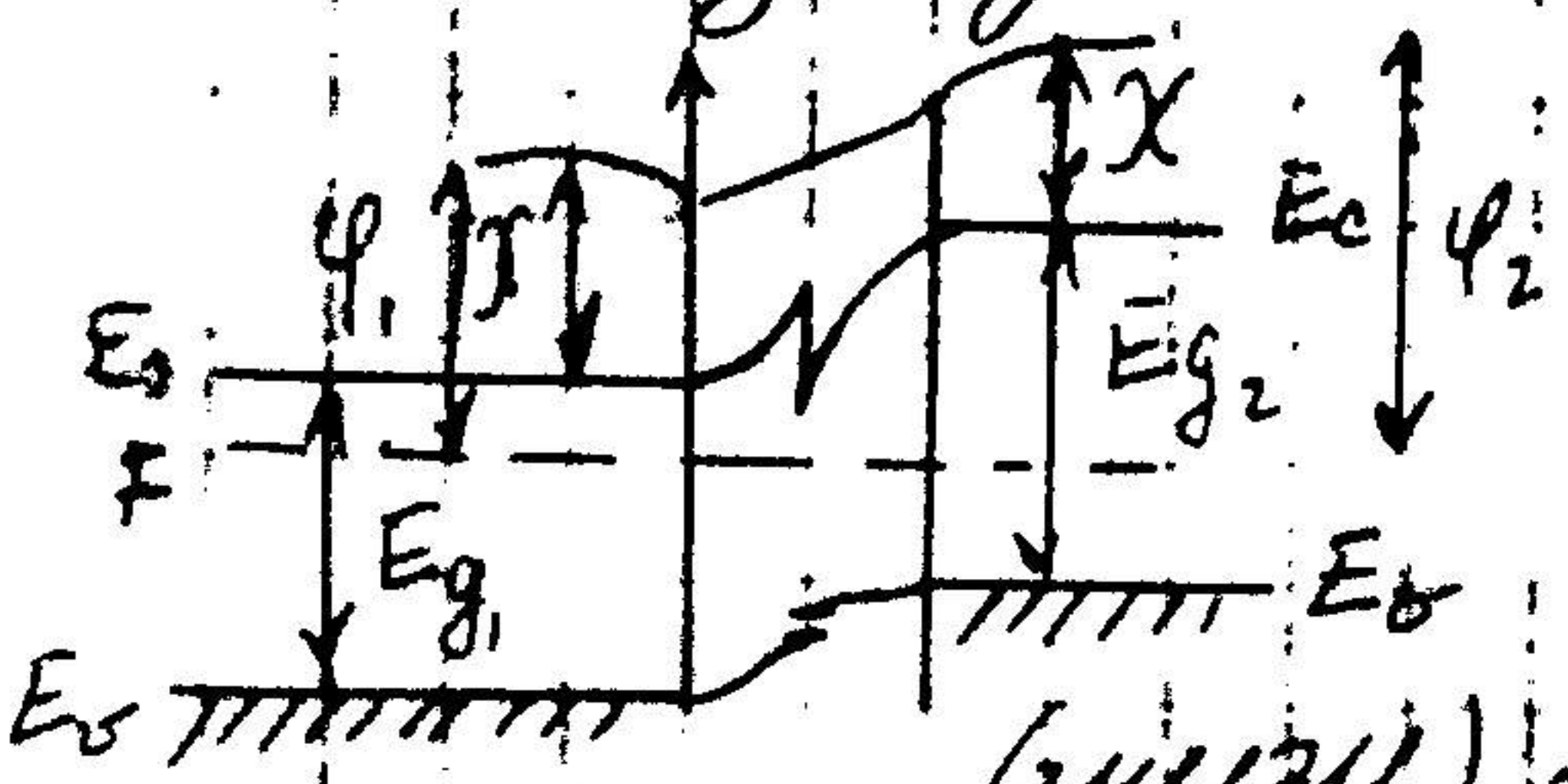
звідки  $d > \frac{V_{min} h}{8} \sqrt{\frac{\epsilon v}{\pi \lambda \Delta T_m}}$ . Для чисельної оцінки виберемо  $V_{min} = 10k_B T$ , тоді  $d > 0,24$  мкм.



1. Дієтей виток і оточу.  $L < L_{min}$  - виходить к.к.

3. Що нового в мікроелектроніці відкриває застосування гетероперіодів? Приклади.

Три виготовлені гетероконтакти виходять товщиною канали провідності, це з'являється між напівпровідниками з різною зонною структурою. Взаємистовують напівпровідники з майже однаковими кристалічними ґратками але різними ширинами забороненої зони.



$E_{g2} < E_{g1}$  Контактна різниця потенціалів призведе до виникнення зон паралельно площі площині різни зони трикутна гетероструктура.

для (зверху) і (знизу) В цій трикутній потенціальної ями може спостерігатися квантова розмірний ефект. У потенціальної ями високое вузькозонного напівпровідника можуть накопичуватися електрони, а якщо замість високое використовувати вузькозонний напівпровідник р-типу, у потенціальної ями накопичуватимуться носії з інверсним знаком заряду, тобто ми отримуємо просторові розділені заряди.

Особливості 2D каналу на гетероперіодах дозволяють отримувати у ньому велику рухливість носіїв, що дозволяє зменшувати час прольоту і збільшувати частоту транзисторів (~ зов 17 ч). До того ж використання гетероперіодів дозволяє зменшувати канали провідності настільки, як і вже можливим найбільш малими (без дітків) транзисторів.



- можливість використання одноступінчастої ланки і резонансного підсилювача
- використання вивести ядерну реакцію і інтерференційні явища як функції з в каналі з АД електричного газу
- Використання для створення приладів із зручними зв'язками ПЗЗ.

#### 4. Особливості великих інтегральних схем.

За ступенем інтеграції розділяють декілька типів ІМС. Для 6-го класу (3-тя ступінь інтеграції) - великі ІМС (ВІМС). Великими інтегральними мікросхемами називають мікросхеми, які складаються з декількох блоків. Найчастіше ВІМС використовуються для обробки цифрових сигналів або для створення спеціалізованих пристроїв.

Використання ВІМС має такі позитивні риси:

- 1) зменшення вартості завдяки технологічній інтеграції;
- 2) збільшення швидкості через зменшення шляхів проходження сигналів;
- 3) підвищення функціональності;
- 4) збільшення надійності за рахунок зменшення зовнішніх з'єднань і зручного методу виготовлення схем.

Але при проектуванні ВІМС необхідно враховувати такі умови:

- 1) проектування, розрахунок топології за допомогою ЕВМ;
  - 2) автоматизоване виготовлення шаблонів масок, схем;
  - 3) стандартизація матеріалів і контроль за надійністю.
- При виготовленні ВІМС часто використовуються два різних способи монтажу



3. Знайти у скільки разів відрізняються лінійні розміри електрик і резистивних елементів, що виконані з цього матеріалу при лінійній нарузі  $10 \text{ кВт}$ .

Рівняння теплового балансу  $c \frac{dT}{dt} = \lambda \Delta T + W$   
 де  $c$  - теплоємність,  $\lambda$  - коефіцієнт теплопровідності,  $T$  - температура,  $t$  - час.

Розглянемо пластинку товщиною  $h$ , в об'ємі якої  $N = \frac{V}{v} = \frac{V}{\frac{1}{\epsilon^3}}$ . Вважаємо, що на поверхні  $Z = \pm h$  температура  $T = T_0 = \text{const}$ .  
 З рівняння теплового балансу  

$$\frac{\partial (T_{z=0} - T_0) \lambda}{h^2} = W = p \epsilon v N = p \epsilon v \frac{1}{\epsilon^3}, \text{ де}$$

$p$  - потужність при перемищенні одного елемента,  $\epsilon$  - час перемищення  $v$  - тактова частота. Тоді для  $\epsilon$  отримаємо  

$$\epsilon^3 \geq \frac{p \epsilon v N}{\lambda \Delta T}, \text{ де } \Delta T = T_{z=0} - T_0 - \text{визначена допустимого перегріву}$$

Потужність, що розсіюється при перемищенні елемента резистивної елемента  
 $P_m = \frac{V_m^2}{R}$ , де  $R$  - опір елемента, а  $V_m = 10 \text{ кВт} / e$ . Також можна

$$P_{mR} = V_m^2 / R = \left( \frac{10 \text{ кВт}}{e} \right)^2 \cdot \left( \frac{d^2}{\epsilon d \epsilon} \right)$$

Для електрик елементів

$$P_{mC} = \frac{V_m^2}{2\tau} = \left( \frac{10 \text{ кВт}}{e} \right)^2 \cdot \left( \frac{\epsilon d^2}{8 \pi \tau d \epsilon} \right)$$

$$\left( P_{mR} = \left( \frac{10 \text{ кВт}}{e} \right)^2 \cdot \left( \frac{d^2}{\epsilon d} \right); P_{mC} = \left( \frac{10 \text{ кВт}}{e} \right)^2 \cdot \left( \frac{\epsilon d^2}{8 \pi \tau d} \right) \right)$$

Також можна, де  $d_R = \left( \frac{10 \text{ кВт} h}{e} \right) \sqrt{\frac{\epsilon v}{8 \pi \Delta T \lambda}}$ ,  
 $d_C = \left( \frac{10 \text{ кВт} h}{e} \right) \sqrt{\frac{v \epsilon}{64 \pi \Delta T \tau}}$

$$d_R / d_C = \sqrt{\frac{v \lambda}{\epsilon \tau}} = \sqrt{\frac{2 \tau}{\epsilon \tau_m}}, \text{ де } \tau_m - \text{час максвелівської релакс.}$$



## Білет 22.

**1. На поверхні кремнію існує р-типу збіднений шар. Концентрацією електронів в цьому шарі можна знехтувати. Знайти товщину області просторового заряду при кімнатній температурі, якщо поверхневий потенціал  $V_s = 0,25 \text{ В}$ , а об'ємна концентрація неглибоких повністю іонізованих акцепторів становить  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .**

Це задача на одну формулу. В загалі-то її треба розв'язувати так: беремо р-ня Пуасона

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi Q, \text{ і розв'язуємо його з граничними умовами } V(x=0) = V_s, \quad V(x \rightarrow \infty) = 0. \text{ Але ми}$$

запишемо відразу результат:  $L = \sqrt{\frac{\epsilon V_s}{2\pi e N_a}}$ . Ну і підставите числа самі.

## 3. Методи управління світловими променями в мікроелектроніці.

Метою управління світловими променями є введення інформації в несучи світлову хвилю шляхом зміни одного або декількох її параметрів. Світлова хвиля характеризується такими параметрами: амплітудою, частотою, фазою, поляризацією та напрямком її розповсюдження. Зміна цих параметрів під дією керуючого сигналу при управлінні світловими потоками називається *модуляцією світла*. В залежності від вибору параметра, що модулюється, розрізняють такі різновиди модуляції: *амплітудна, фазова, частотна, поляризаційна, просторова* та більш складні різновиди, коли змінюються одночасно декілька параметрів світлової хвилі.

коли взаємодія відбувається безпосередньо під час генерації світла, модуляція називається *внутрішньою або безпосередньою*.

Модуляція, що здійснюється під час розповсюдження не модульованої світлової хвилі в оптичному середовищі, в якому керуючий сигнал створює динамічні неоднорідності називається *зовнішньою модуляцією світла*.

Модулятори характеризуються такими параметрами:

- Глибиною модуляції  $\gamma = (I - I_0)/I_0$ , де  $I_0$  та  $I$  - інтенсивності світлових потоків на вході та виході модулятора. Для фазових модуляторів  $\gamma = \sin^2(\Delta\phi/2)$ ,  $\Delta\phi$  - зсув фази світлової хвилі, що пройшла крізь модулятор.
- Смугою пропускання або діапазоном частот, в якому може працювати модулятор. Умовно вважають, в цій смузі частот  $\Delta f$  глибина модуляції зменшується не більш, як до 0,5 її максимального значення. Смуга пропускання зв'язана з часом переключення  $T$  за формулою  $\Delta f = 2\pi T$ .
- Втратами при переключенні  $\mathcal{L} = 10 \log(I_t/I_0)$ , де  $I_0$  та  $I_t$  - інтенсивності сигналів, котрі пройшли крізь модулятор без та з включенням керуючого сигналу.
- Критерій якості  $\zeta = P / (\Delta f \cdot (\Delta\phi)^2)$ , який характеризує необхідну для керування модулятором потужність вхідного сигналу  $P$ , віднесена до одиничного інтервалу частоти та одиничного зсуву фази.

Для здійснення внутрішньої або безпосередньої модуляції використовують залежність випромінювання світла джерелами від напруг або струмів, що протікають в них, або від параметрів їх резонаторів. Наприклад, інтенсивність світла, що випромінюється світловипромінюючими діодами та лазерами, або їх потужність випромінювання залежать від струмів їх збудження. Це означає, що зміну інжекційного струму в р-п переході СВД або струму накачки лазера за заданим законом можна модулювати інтенсивність світла, що вони випромінюють. Внутрішню модуляцію лазера вдається здійснювати також за допомогою модуляції параметрів резонатора.

Для здійснення зовнішньої модуляції використовують фізичні явища взаємодії світла з речовиною різної природи: *механічні, електричні та магнітні*. До механічних явищ відноситься відбиття світла від дзеркал, що рухаються, фотопружність та акустооптичні явища.



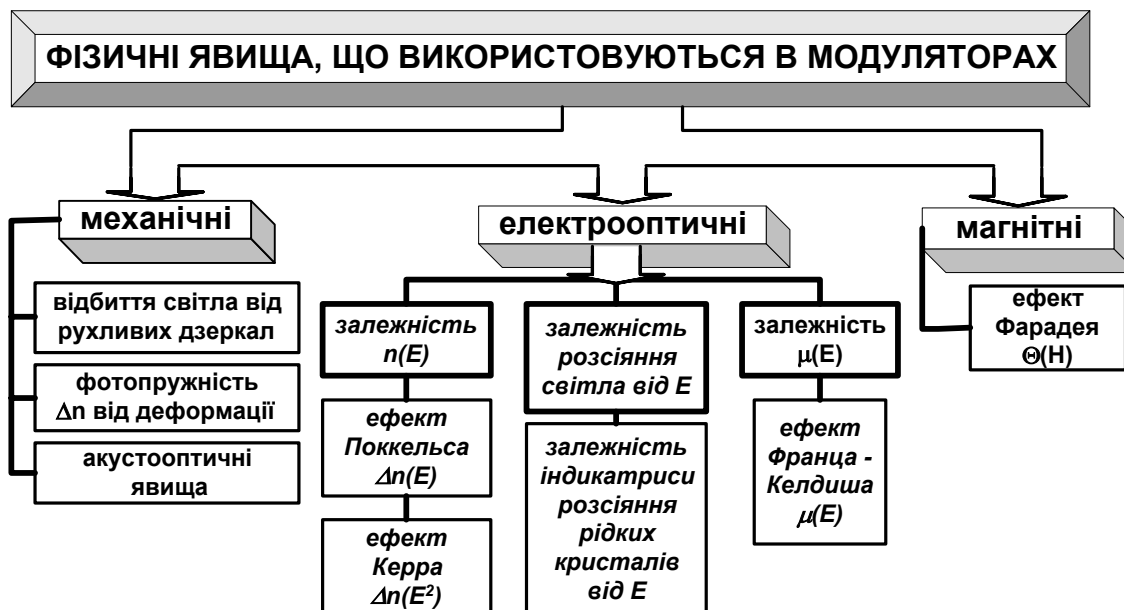
Серед *магнітних* явищ для модуляції світла використовується ефект Фарадея. Ефектом Фарадея називається зміна кута обертання площини поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла  $\theta$ , що проходить крізь прозору речовину,

$$\theta = bHI \quad (11.9)$$

де  $b$  - стала Верде,  $l$  - довжина оптичного шляху в замагніченій речовині,  $H$  - напруженість магнітного поля. Малі значення сталої Верде та непрозорість або незначна прозорість магнітооптичних матеріалів у видимій та інфрачервоній областях спектру обмежує широке застосування магнітооптичних явищ в інтегральній оптоелектроніці.

До електричних або електрооптичних явищ в широкому розумінні можна віднести такі зміни оптичних властивостей речовини в електричному полі:

- лінійну та не лінійну залежності показника заломлення від напруженості електричного поля, із яких лінійна залежність називається ефектом Поккельса, а квадратична - ефектом Керра,



- залежність показника заломлення в р-п переходах через зміну концентрації носіїв під дією різниці потенціалів на переході,
- залежність  $\mu$  - коефіцієнта поглинання поблизу краю поглинання світла в напівпровідниках від напруженості електричного поля, яка називається ефектом Франца - Келдиша,
- зміна розсіяння світла під дією електричного поля в рідких кристалах, яка викликається зміною їх структури.

Здебільшого для побудови модуляторів знайшли акустооптичні та електрооптичні явища. Ми обмежимося розглядом електрооптичних модуляторів, в яких використовуються ефект Поккельса, тому що він має такі позитивні риси:

- безінерційність до  $10^{-12}$  с,
- лінійність,
- сумісність з хвилеводами та іншими елементами інтегральних оптичних систем, що дозволяє виготовляти їх в єдиному циклі.

Ефект Поккельса є проявом подвійного променезаломлення світла в анізотропному середовищі, анізотропія якого створюється або змінюється під дією електричного поля. Ефект Поккельса притаманний кристалам, що не мають центру симетрії. Ці кристали називаються п'єзоелектриками. В ефекті Поккельса відбувається зміна коефіцієнтів оптичної індикатриси під дією електричного поля з напруженістю  $E$

$$a_i = a_{i,0} + r_{i,j} E_j; \quad i = 1, \dots, 6; \quad j = 1, 2, 3.$$

Ефект Поккельса практично *безінерційний*, тому що він визначається із змінами, що відбуваються в електронній підсистемі кристалу. Тому можна спостерігати модуляцію за допомогою ефекту Поккельса на частотах до  $10^{12}$  Гц.

Важливою характеристикою модулятора є критерій якості  $\zeta = P / (\Delta f \cdot (\Delta\phi)^2)$ , який визначає середню потужність, необхідну для модуляції несучої світлової хвилі, віднесено до одиничних інтервалу частот та зсуву фаз.

Розрізняють два різновиди модуляторів світла: *повздовжні та поперечні*. В повздовжньому модуляторі електричне поле, що модулює несучу хвилю, паралельне напрямку її розповсюдження.

В поперечному модуляторі електричне поле направлене перпендикулярно до напрямку розповсюдження світлової хвилі

Оцінімо середню потужність електрооптичного модулятора без врахування омичних втрат за формулою

$$P = \frac{1}{2} C V^2 \cdot \Delta\nu \quad (11.22)$$

де  $C$  - ефективна ємність модулятора,  $V$  - напруга,  $\Delta\nu$  - інтервал частот. Скориставшись формулами (11.20) та (11.21) та виразами для ємностей плоского конденсатора, отримуємо такі вирази для критеріїв якості поздовжнього та поперечного модуляторів

$$\zeta_{\text{позд}} = \frac{\epsilon \cdot V_0^2 \cdot h^2}{8\pi^3 \cdot \lambda}$$

$$\zeta_{\text{поп}} = \frac{\epsilon \cdot V_0^2 \cdot h^3}{8\pi^3 \cdot \lambda^2} \quad (11.23)$$

Аналіз цих формул показує, що більш ефективними є поперечні модулятори з  $h/\lambda < 1$ . Проте при зменшенні  $h/\lambda$  через дифракцію світловий промінь розбігається. Зменшення кута розбігання променя  $\alpha$  має місце при виконанні такого співвідношення  $\alpha \approx h/\lambda \approx \lambda/h$ . Якщо врахувати цю умову, то для критеріїв якості отримуємо такі співвідношення

$$\zeta_{\text{позд}} = \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \lambda$$

$$\zeta_{\text{поп}} = \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{\lambda}{h} \quad (11.24)$$

які також вказують, що поперечні тонкі модулятори більш ефективні, тому що в них витрачається менша потужність і забезпечується направлене розповсюдження світла.

Крім модуляторів, котрі змінюють сигнал у часі, також використовуються просторові модулятори світла або *дефлектори*.



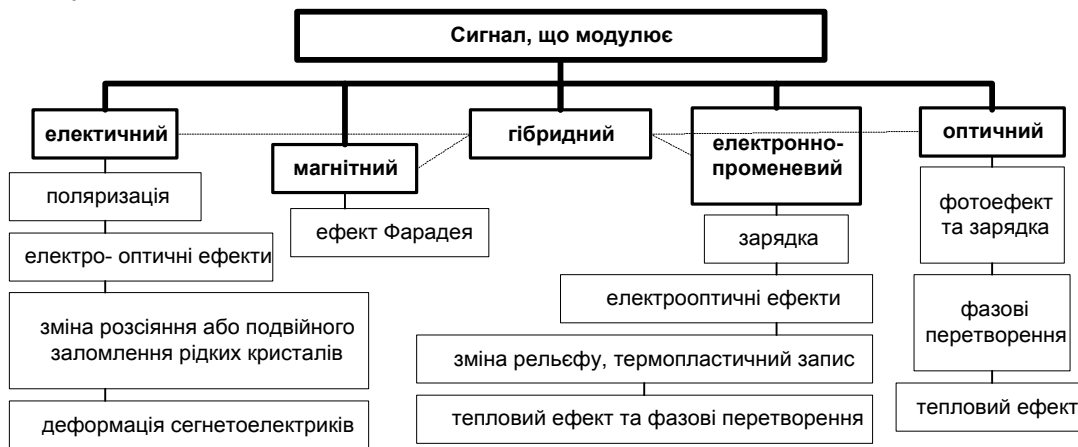
Дефлектори призначені для зміни просторового положення тобто для неперервної або дискретної зміни напрямку розповсюдження. Основними характеристиками є такі:

- граничний кут відхилення променя  $\varphi_m$ ,
- швидкість відхилення, потужність  $P$ , необхідна для відхилення,
- спектральний діапазон роботи, роздільна здатність  $(N = \varphi_m / \delta\theta = \varphi_m D / \beta\lambda)$ , яка визначається відношенням максимального кута відхилення до кутової ширини променя, котра визначається дифракцією  $\delta\theta = \beta\lambda / D$ , де  $D$  - апертура. Фізичні явища, котрі використовуються в дефлекторах такі самі, як і в модуляторах. Найбільш розповсюдженим дефлекторами є акустооптичні або електрооптичні дефлектори. В акустооптичних дефлекторах світло дифрагує на дифракційній ґратці, створеній акустичним





Одноразові оптично-активні середовища служать стаціонарною постійною пам'яттю, стаціонарними транспарантами, типовими прикладами яких є перфокарти або стаціонарні фотографічні фільтри. Циклічні або багаторазові оптично-активні середовища дозволяють багаторазово проводити повний цикл запису та стирання двовимірному масиву інформації бажано в реальному часі з числом циклів значно більшим  $10^4$ .



ПЧМС характеризують за допомогою таких залежностей та параметрів:

- модуляційної характеристики ПЧМС - залежність параметра, що модулюється, від рівня сигналу, який модулює,
- передаточної функції - функції відгуку на точковий сигнал, що модулює,
- відношенням сигнал/шум при зчитуванні рівня модуляції (записаного сигналу),
- інерційністю - часом відгуку,
- циклічністю, кількістю можливих циклів запису та стирання без суттєвої деградації ПЧМС,
- роздільною здатністю, яка характеризується кількістю одиниць інформації на одиниці площі ПЧМС,
- чутливістю - мінімальним сигналом, що може бути записаний, часом надійного збереження записаної інформації. максимальна чутливість  $\xi$  і роздільна здатність  $\ell^{-1}$  зв'язані між собою таким співвідношенням:

$$\xi_{hv} = n \frac{h\nu}{\lambda^2} \left[ \frac{\text{мДж}}{\text{мм}^2} \right]$$

$$\xi_e = n \frac{e}{\lambda^2} \left[ \frac{\text{Кл}}{\text{мм}^2} \right]$$

(глава 11 функціональна електроніка)



## 2. Кварцовий резонатор

Кварцовий резонатор є одним із резонансних приладів функціональної акустоелектроніки, що найбільш широко використовуються на практиці. Він являє собою однорідну пластинку кварцу, в якій змінне електричне поле викликає змінні пружні механічні коливання внаслідок дії п'єзоелектричного ефекту. Вздовж оптичної осі Z п'єзоелектричні властивості не спостерігаються. На рис.3.4.b схематично зображено поперечний переріз перпендикулярний до осі Z, на якому видно розподіл атомів кремнію і кисню. Зміщення атомів, що викликається напруженнями або деформаціями в цій площині, призводить до появи перерозподілу зарядів тобто до появи

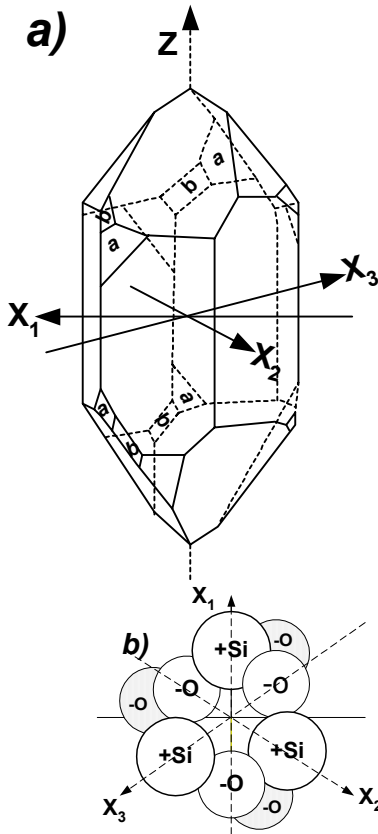


Рис.3.4. Кристал кварцу а) і схема розподілу атомів в площині п'єзовісей.

поляризації. Тому кварцові пластинки вирізають з кристала так, щоб площини її зрізів були перпендикулярними до однієї з полярних осей кристала кварцу (на рис.3.5 полярні осі розташовані в площині XY). Запишемо зв'язок між поляризацією P, що виникає при появі напружень  $T_{ij}$  на пластинці з кристалу кварцу, зображеній на рис.3.5. Полярні осі розташовані в площині XY. Вісь X є електричною віссю, а перпендикулярна до осі X вісь Y - механічною віссю.

$$P_x = e_{11}(T_{xx} - T_{yy}) + e_{14}T_{xy}$$

$$P_y = -e_{11}(T_{xz} - 2T_{xy})$$

$$P_z = 0$$

Перший індекс вказує напрямком зовнішньої нормалі площини, до якої прикладена сила натягнення, а другий - напрямком координатної осі, на яку проектується сила. Якщо  $T_{xx} \neq 0$ , а  $T_{xz} = T_{xy} = 0$ , то сили прикладені паралельно осі X стискають або розтягують зразок і викликають поляризацію вздовж лише цієї осі, тобто лише  $P_x \neq 0$ . Тому ця вісь називається електричною віссю. В тих випадках, коли крім розтягальних або стискаючих сил є ще зсувові сили  $T_{xz} \neq 0$  і  $T_{xy} \neq 0$ , то  $P_x \neq 0$  і  $P_y \neq 0$ , тобто виникають заряди в площинах ZX і ZY. П'єзоэффект кварцу визначається лише двома п'єзоелектричними модулями  $e_{11} = 6,99 \cdot 10^{-8} \text{ дН}^{-1/2} \cdot \text{см}$  і  $e_{14} = -2,0 \cdot 10^{-8} \text{ дН}^{-1/2} \cdot \text{см}$ .

Ці модулі визначають два значення швидкості розповсюдження пружних (акустичних) хвиль в кварці. Якщо електричне поле прикладемо вздовж осі X, то виникають лише коливання густини. Коли є складові сил і в іншому напрямку, то виникають більш складної форми, які включають також коливання зсуву. Таким чином тип коливання та п'єзоелектричні сталі навіть для одного і того ж кристала суттєво залежать від зрізу, який використовується в даному випадку, і від форми п'єзоелемента.

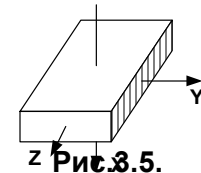


Рис.3.5.

Найбільш легко збуджувати об'ємні коливання кварцової пластинки на резонансній частоті, котра визначається її товщиною  $d$  і швидкістю звука  $v_a$  в кварці. Резонансна частота визначається за формулою

$$v_p = v_a / \lambda = v_a / 2d \quad (3.5)$$

Кожному зрізу притаманна своя частотна стала. Для даного зрізу і форми п'єзоелементу при сталій температурі резонансна частота кварцового резонатора фіксована. Частотна стала для кварцу знаходиться в межах  $v_p \cdot d = 0,4 \div 6,3 \text{ МГц} \cdot \text{мм}$ .

Зміна температури призводить до зміни розмірів і

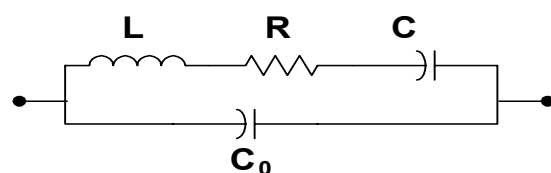


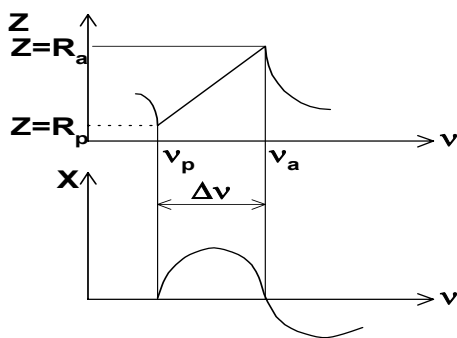
Рис.3.6. Еквівалентна схема кварцового резонатора.

п'єзоелектричних модулів, тому резонансна частота залежить від температури. В залежності від зрізу температурний коефіцієнт частоти  $\Delta f/f$  змінюється в межах від  $\pm 10^{-7} \text{ град}^{-1}$  до  $\pm 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ . В об'ємі кварцової пластинки не вдається виділити окремих областей, котрі виконують функції індуктивності ємності або опору. Кварцовий резонатор в цілому еквівалентний зображеному на рис.3.6 резонансному контуру. Видно, що в еквівалентному контурі має місце як послідовний резонанс напруг в гілці LRC, так і паралельний резонанс струму в контурі LRCC<sub>0</sub>, де C<sub>0</sub> -статична ємність резонатора, а LCR-динамічні параметри резонатора. Послідовний резонанс має місце на частоті

$$\omega_p = 2\pi\nu_p \cong (LC)^{-1/2} \quad (3.6)$$

а паралельний на частоті

$$\omega_a = 2\pi\nu_a \cong [C_{\text{еф}}L]^{-1/2} = [(C+C_0)/LCC_0]^{-1/2} \quad (3.7)^1$$



**Рис.3.7. Залежність імпедансу Z і його реактивної складової X від частоти для кварцового резонатора.**

Типові залежності імпедансу резонатора і його реактивної складової від частоти зображені на схематичному рис.3.7. Видно, що в частотному інтервалі  $\Delta\nu = \nu_a - \nu_p$ , коли має місце резонанс, опір контуру носить індуктивний характер, а при інших частотах - характер ємності<sup>2</sup>. На частотах  $\nu_p$  і  $\nu_a$  опір активний ( $Z_a = R_a$ ,  $Z_p = R_p$ ). Величина добротності Q - відношення реактивної потужності  $P_r$  до активної  $P_a$  визначається величинами L і C

$$Q = P_r/P_a = (L/C)^{1/2}/R \quad (3.8)$$

Для кварцового резонатора вона має більші значення  $10^4 \dots 10^6$  по відношенню до керамічних резонаторів, для яких вона становить  $10^2 \dots 10^4$ .

Кварцові резонансні п'єзоперетворювачі широко використовуються для стабілізації частот та частотної селекції, а також як

п'єзоелектричні перетворювачі різних фізичних величин, наприклад, генератори та приймачі звуку та ультразвуку, п'єзоелектричні термометри, датчики сили або тиску, п'єзоелектричні двигуни, датчики вібрацій, малих переміщень, маси тощо.

<sup>1</sup>  $\nu_a \cong \frac{1}{2\pi} (LC_{\text{ef}})^{-1/2}$ , де  $\frac{1}{C_{\text{ef}}} = \frac{1}{C} + \frac{1}{C_0}$

<sup>2</sup> Для індуктивної схеми  $X_L = L\omega$ , а для ємнісної -  $X_C = 1/C\omega$ .



22.1 Розглянемо одновимірний випадок, для якого розв'яжемо рівняння Пуассона

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} [p - p(x)] = -\frac{4\pi e p}{\epsilon} \left[ 1 - e^{-\frac{eV}{kT}} \right] \text{ при таких граничних умовах}$$

$$\begin{cases} V = 0 \\ \frac{dV}{dx} = 0 \end{cases} \text{ при } x \rightarrow \infty \quad \text{і } V = V_s \text{ при } x = 0. \text{ Введемо нову змінну } u = dV/dx, \text{ тоді}$$

$$\int_{eV/kT}^{eV_s/kT} [u - 1 + e^{-u}]^{-1/2} du = \frac{x\sqrt{2}}{L_D}, \quad \text{де } L_D = \left( \frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 p} \right)^{1/2}$$

При умові  $u = \frac{eV}{kT} \ll 1$  об'ємний заряд малий, а при  $u = \frac{eV}{kT} \gg 1$  він сталий і рівний  $ep$ . В цьому разі ширина області просторового заряду визначиться таким чином

$$\delta = x_m = \frac{L_D}{\sqrt{2}} \int_1^{\frac{eV_s}{kT}} \frac{du}{[u - 1 - e^{-u}]^{1/2}} = \left( n p u \quad e^{-u} \ll u \right) \cong \frac{L_D}{\sqrt{2}} \int_1^{\frac{eV_s}{kT}} \frac{du}{[u - 1]^{1/2}} = L_D \sqrt{\frac{2eV_s}{kT}} = 5,7 \cdot 10^{-5} [\text{см}]$$

Відповідь.  $\delta = 0,54 \text{ мкм}$

задача 22.4 у Олега



23.1 смотри 22.1

23.3 смотри 22.3

23.4 смотри 22.4