

ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

Лекція 11

Тунельні прилади

Анатолій Євтух

*Інститут високих технологій
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

НВЧ діапазон

НВЧ діапазон – 0,1 ГГц – 1000 ГГц (300 см – 0,3 мм).

30-300 ГГц – діапазон міліметрових хвиль (10 – 1 мм).

Назви діапазонів і смуг частот

Назва діапазона	Смуга частот, ГГц
A	0,100-0,250
B	0,250-0,500
C	0,500-1,000
D	1,000-2,000
E	2,000-3,000
F	3,000-4,000
G	4,000-6,000
H	6,000-8,000
I	8,000-10,000
J	10,000-20,000
K	20,000-40,000
L	40,000-60,000
M	60,000-100,000
Міліметровий	>30-300
Субміліметровий	>300

Напівпровідникові прилади НВЧ-діапазону

Прилад	Принцип роботи
1. Варактор	Залежність ємності від напруги зміщення.
2. p-i-n- діод	Ємність практично постійна, висока напруга пробою.
3. Біполярний транзистор	Спільна участь електронів і дірок в транспортних процесах.
4. Діод з точковим контактом	Мала площа, мала ємність.
5. Діод Шотткі	Струм основних носіїв, термоелектронна емісія.
6. Польовий транзистор з p-n-переходом	Основні носії, струм модульований напругою на затворі.
7. Польовий транзистор з бар'єром Шотткі	Основні носії, струм модульований зміщенням на бар'єрі Шотткі.
8. МОН-транзистор	Неосновні носії рухаються в інверсійному каналі біля поверхні.
9. Тунельний діод	Тунелювання в прямо зміщеному p^+-n^+ переході, від'ємний диференціальний опір.
10. Обернений діод	Тунелювання в p^+-n^+ переході при оберненому або майже нульовому зміщенні.
11. ЛПД	Лавинне помноження і прольотні ефекти для генерації потужного випромінювання.
12. ІПД	Емісія через бар'єр і прольотні ефекти.
13. Прольотний діод з захопленням об'ємним зарядом лавини.	Захоплення плазми в лавинно-прольотному діоді.
14. Прилад на ефекті між долинного переходу електронів.	Електрони переходять з низько енергетичних станів з високою рухливістю в високоенергетичні стани з низькою рухливістю.

Тунелювання

В явищах тунелювання основну роль грають основні носії.

Час тунелювання носіїв через потенціальний бар'єр не описується звичною мовою часу прольоту ($\tau = W/v$, де W - ширина бар'єра, v - швидкість носіїв).

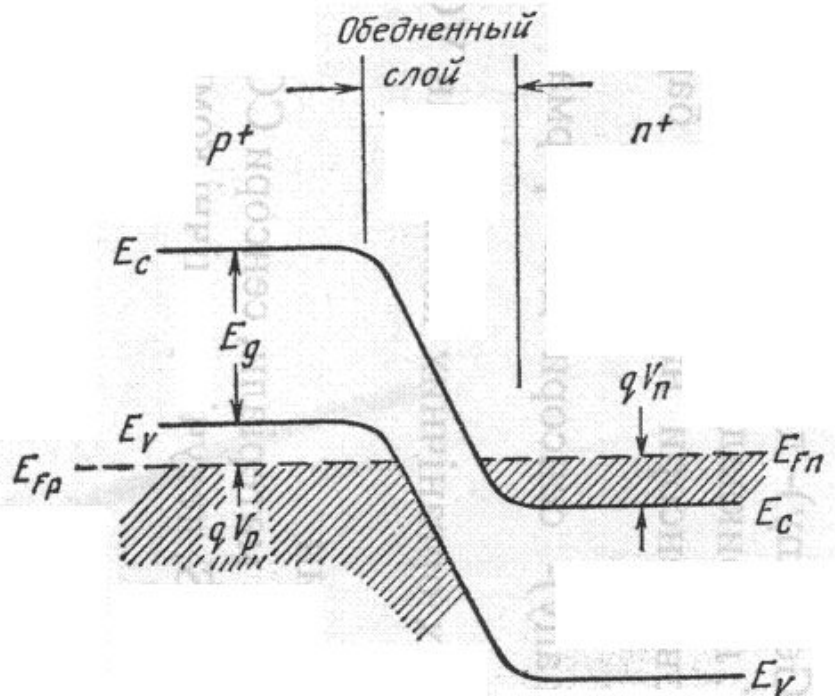
Час тунелювання через потенціальний бар'єр визначається за допомогою ймовірності квантово-механічного переходу за одиницю часу.

Ця ймовірність пропорційна $\exp[-2k(0)W]$, де $k(0)$ – середнє значення хвильового вектора в процесі тунелювання, що приходить на один носій з нульовим поперечним імпульсом і енергією, що дорівнює енергії Фермі.

Час тунелювання пропорційний $[2k(0)W]$. Він дуже малий і тому тунельні прилади можна використовувати в діапазоні міліметрових хвиль.

Тунельний діод

Завдяки високій надійності і досконалості технології виготовлення тунельні діоди використовуються в спеціальних НВЧ-приладах з низьким рівнем потужності, таких як гетеродин і схеми для синхронізації частоти



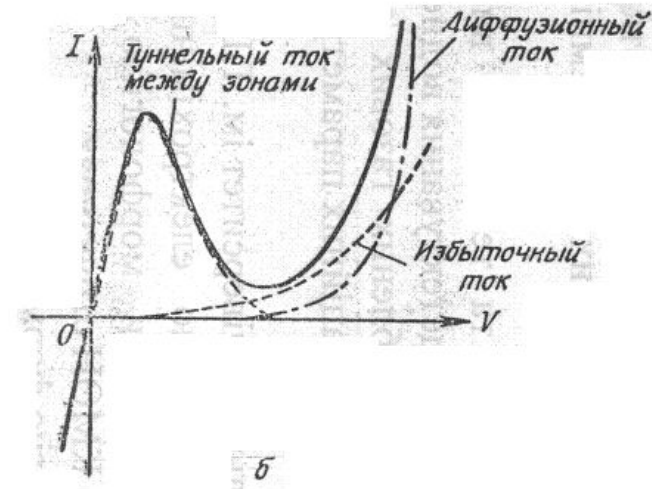
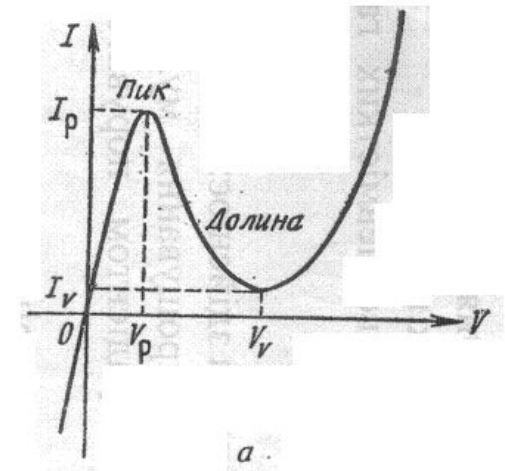
Енергетична діаграма тунельного діода в стані термічної рівноваги. V_p і V_n - ступені виродження *p*- області і *n*-області відповідно.

Тунельний діод являє собою простий *p-n* перехід, обидві сторони якого вироджені (тобто бувають сильно леговані домішками). В результаті сильного легування рівень Фермі проходить всередині дозволених зон. Ступінь виродження V_p і V_n зазвичай становить декілька kT/q , а ширина збідненого шару ~ 10 нм і менша, ніж у звичайному *p-n* переході.

$V_n \equiv (E_{Fn} - E_C) / q$ V_n - ступінь виродження n-області;

$V_p \equiv (E_V - E_{Fp}) / q$ V_p - ступінь виродження p-області;

Зі статичної вольт-амперної характеристики тунельного діода (Рис.а) видно, що струм у зворотньому напрямку (потенціал p області від'ємний по відношенню до потенціалу n області) монотонно збільшується. В прямому напрямку струм спочатку зростає до максимального значення (пікового значення I_p) при напрузі V_p , а потім зменшується до мінімальної величини I_v при напрузі V_v . При напругах, які перевищують V_v , струм зростає з ростом напруги по експоненційному закону. Повний статичний струм діода являє собою суму струму тунелювання із зони в зону, надлишкового і дифузійного струму (Рис.б).



Типова статична вольт-амперна характеристика тунельного діода (а) і три компоненти повного струму в тунельних діодах (б).

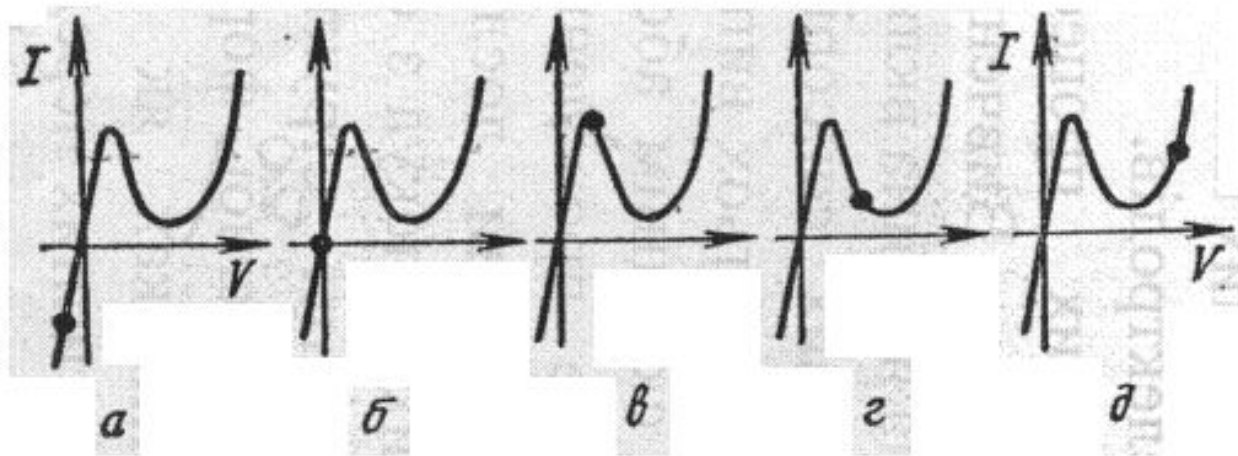
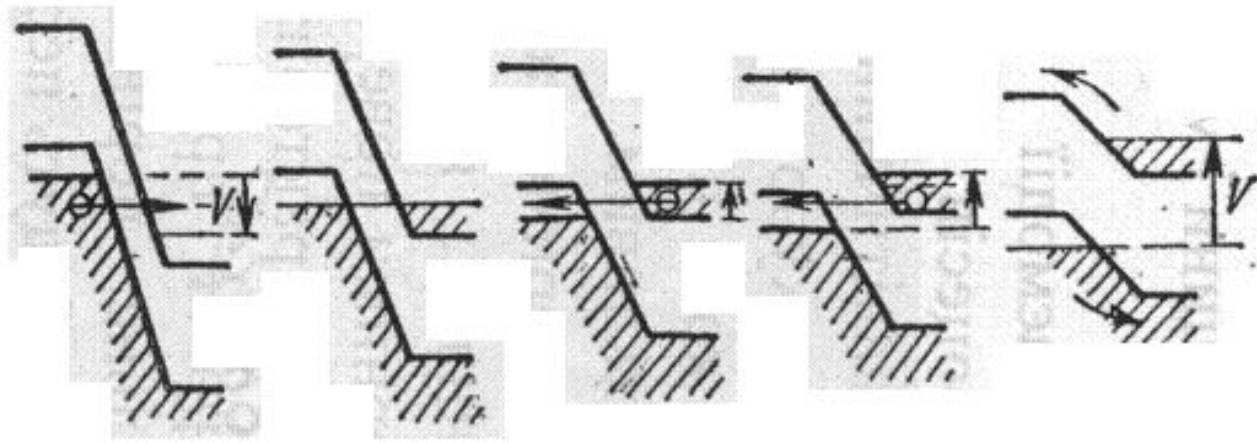
Проведемо якісний аналіз тунельних процесів при температурі абсолютного нуля для спрощеної зонної структури (Рис.). Відмітимо, що рівні Фермі проходять всередині дозволених зон напівпровідника, і в стані термодинамічної рівноваги (Рис.б) рівень Фермі постійний у всьому напівпровіднику. Вище рівня Фермі всі стани з обох сторін переходу виявляються порожніми, а нижче рівня Фермі всі дозвалені стани по обох сторонах переходу заповнені електронами. Тому при відсутності прикладеної напруги тунельний струм не протікає.

При подачі напруги на перехід електрони можуть тунелювати із валентної зони в зону провідності або навпаки.

Умови протікання тунельного струму.

- 1) енергетичні стани на тій стороні переходу звідки тунелюють електрони повинні бути заповнені;
- 2) на іншій стороні переходу енергетичні стани з тією ж енергією повинні бути порожніми;
- 3) висота і ширина потенціального бар'єру повинні бути досить малими, щоб існувала помітна ймовірність тунелювання;
- 4) має зберігатися квазіімпульс.

На рис.а показано, як тунелюють електрони із валентної зони в зону провідності при оберненому зміщенні на діоді. Відповідна величина струму відмічена крапкою на вольт-амперній характеристиці. При прямій нарузі (Рис.в) існує діапазон енергій, прямих стани в n -області заповнені, а дозвалені стани в p -області порожні. Природно, що електрони при цьому можуть тунелювати із n -області в p -область.



Спрощені енергетичні діаграми тунельного діода.

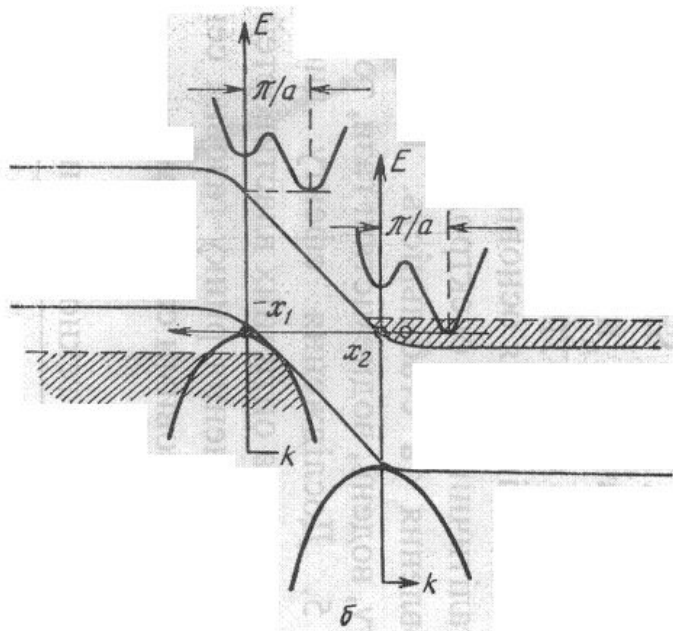
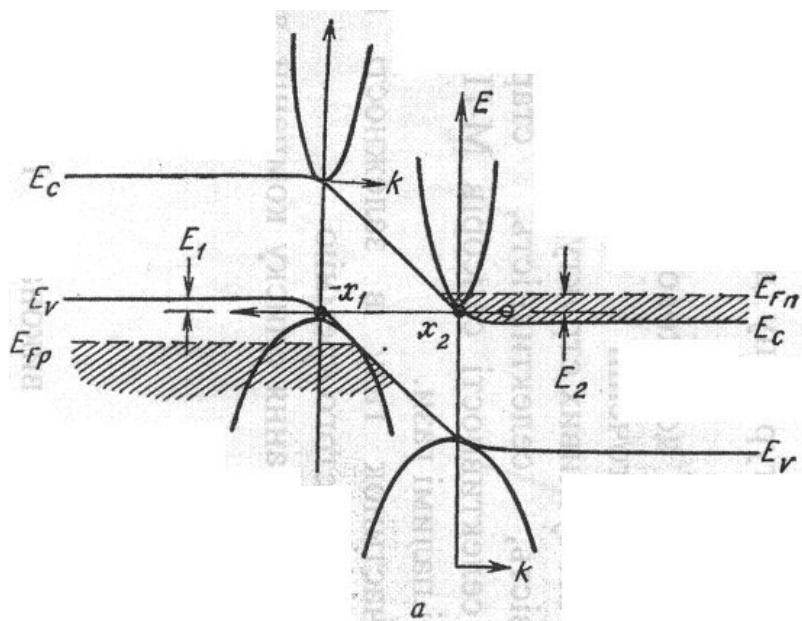
а- при оберненому зміщенні; б- в тепловій рівновазі при нульовому зміщенні; в- при прямому зміщенні, що забезпечує максимальне значення струму; г- при прямому зміщенні, що відповідає протіканню струму близького до долинного; д- при прямому зміщенні, що відповідає дифузійному струму.

При збільшенні прямої напруги кількість дозволених порожніх станів в p -області, в які можуть тунелювати електрони з n -області зменшується (Рис. г).

Якщо ж пряма напруга має таке значення, що зони «не перекриваються», тобто енергія дна зони провідності точно співпадає з енергією стелі валентної зони, то недозволені порожні стани, які відповідають заповненим станам, відсутні. Отже в цій точці тунельний струм має зникати. При подальшому збільшенні напруги буде протікати звичайний дифузійний струм (рис. д), який експоненційно зростає з ростом напруги. Таким чином, слід очікувати, що при збільшенні прямої напруги тунельний струм спочатку зростає від нуля до максимального значення I_p , а потім зменшується до нуля, коли прикладена пряма напруга $V = V_n + V_p$ (рис.), де V_n - ступінь виродження n -області ($V_n = (E_{Fn} - E_C)/q$), а V_p - ступінь виродження p -області ($V_p = (E_V - E_{Fp})/q$). Спадаюча ділянка вольт-амперної характеристики відповідає області **від'ємного диференційного опору**.

Процес тунелювання може бути **прямим** і **непрямим**.

Випадок прямого тунелювання показаний на Рис. а, де структура зон в імпульсному просторі $E-k$ в класичних точках повороту накладена на енергетичну діаграму тунельного переходу в координатному просторі $E-x$. При такій структурі зони електрони можуть тунелювати з околиці мінімуму зони провідності в околицю максимуму валентної зони, зберігаючи значення імпульсу.

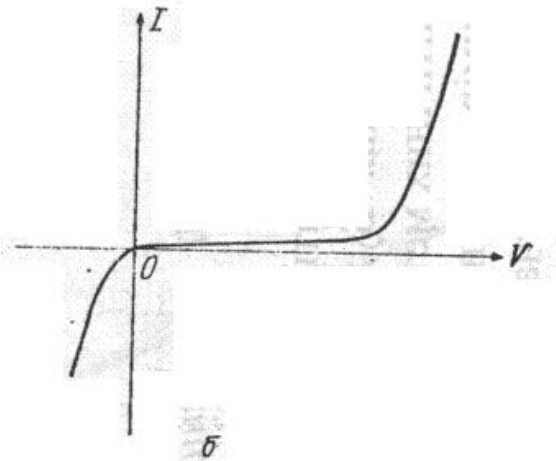
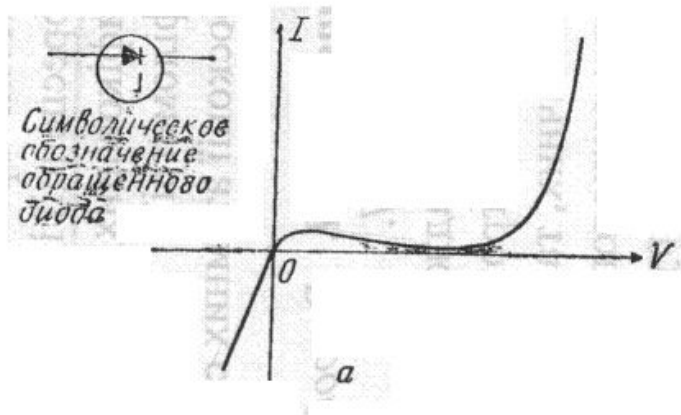


Суперпозиція в класичних точках повороту ($-x_1$ і x_2) структури зон в імпульсному просторі $E - k$ і енергетичної діаграми тунельного переходу в координатному просторі $E - x$.
 а- випадок прямого тунелювання ($k_{\min} = k_{\max}$);
 б- випадок непрямого тунелювання ($k_{\min} \neq k_{\max}$).

Таким чином, для того щоб відбувалося пряме тунелювання , положення дна зони провідності і стелі валентної зони в просторі імпульсів повинні співпадати. Ця умова виконується в напівпровідниках з прямою забороненою зоною (в таких, як GaAs і GaSb). Вона може також виконуватись в напівпровідниках з непрямою забороненою зоною (наприклад, в Ge) при досить великих прикладених напругах, таких, що максимум валентної зони (точка Γ) знаходиться на одному рівні з непрямым мінімумом зони провідності (точка Γ).

Непряме тунелювання проходить в тому випадку, коли мінімум зони провідності і максимум валентної зони розміщені при різних значеннях імпульсу (рис.б). Для виконання закону збереження імпульсу різниця між імпульсами, які відповідають мінімуму зони провідності і стелі валентної зони, повинна передаватися розсіювачам, таким, як фонони або домішкові центри. Закони збереження енергії і імпульсу для тунелювання з участю фононів формуються наступним чином: сума енергії фонона і початкової енергії електрона, що тунелює з n -області в p -область, дорівнює кінцевій енергії електрона, що протунелював в p -область; сума початкового імпульсу електрона і імпульсу фонона ($\hbar k_p$) рівна кінцевому імпульсу електрона, що протунелював. В загальному випадку ймовірність непрямого тунелювання значно менша, ніж ймовірність прямого. Крім того, ймовірність непрямого тунелювання з участю декількох фононів значно менша ймовірності аналогічного процесу з участю лише одного фонона.

Обернений діод



Символічне позначення оберненого діода і його вольт-амперні характеристики при наявності від'ємного опору (а) і без від'ємного опору (б).

Якщо концентрації легуючих домішок такі, що в p - і n -області p - n переходу близькі до виродження або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «оберненому» напрямку (рис.) перевищує струм «в прямому» напрямку. Звідси походить назва такого тунельного діода – **обернений діод**. В стані теплової рівноваги рівень Фермі в оберненому діоді дуже близький до країв зон.

При малих обернених зміщеннях (при від'ємному потенціалі p -області по відношенню до потенціалу n -області) діаграма енергетичних зон подібна діаграмі, наведеній на рис.а, з однією відмінністю – обидві сторони переходу зараз не вироджені. При оберненому зміщенні електрони можуть легко тунелювати з валентної зони в зону провідності, що буде приводити до зростання струму з ростом прикладеної напруги :

$$J \approx B_1 \exp(+|V| / B_2),$$

Тут B_1 і B_2 – додатні величини, які слабо залежать від V . З формули слідує, що обернений струм залежить від напруги приблизно по експоненційному закону.

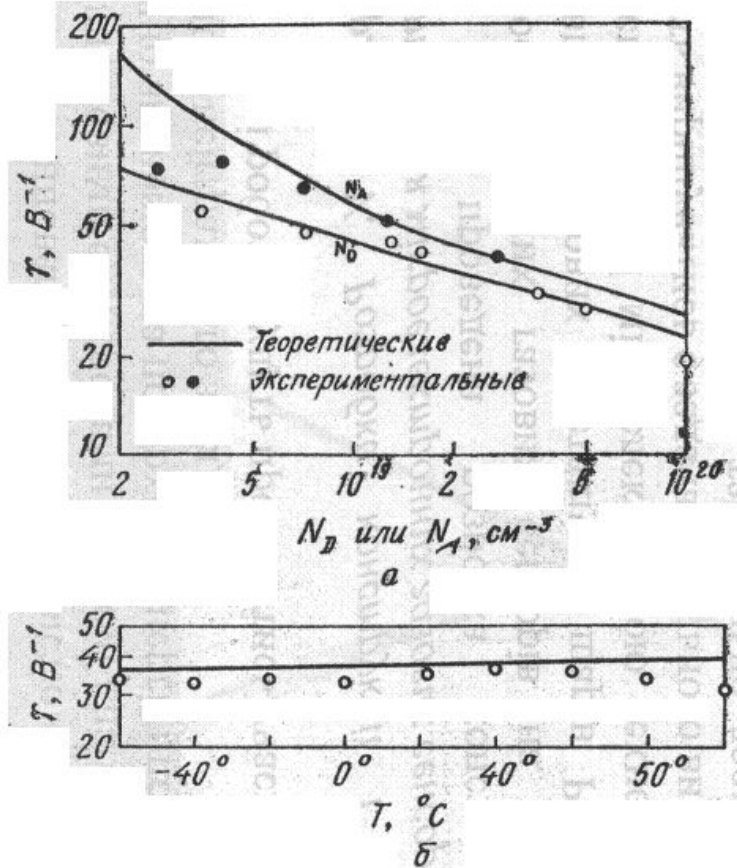
Обернений діод можна використовувати як випрямляч малих сигналів, детектор НВЧ-випромінювання і змішувач. Подібно до тунельного діоду, обернений діод має гарні частотні характеристики, оскільки його робота не пов'язана з накопленням неосновних носіїв. Крім того вольт-амперна характеристика оберненого діода нечутлива до впливу температури і опромінення, і в таких діодах дуже малий $1/f$ шум.

$$\gamma \equiv \frac{d^2 I / dV^2}{dI / dV}.$$

γ -відношення другої і першої похідної вольт-амперної характеристики – **характеристика досконалості приладу при роботі в нелінійному режимі.**

Цей параметр називають також коефіцієнтом кривизни. Величина γ служить мірою ступеню не лінійності, нормованої на величину повної провідності.

При прямому зміщенні при кімнатній температурі для ідеального p - n переходу ($=1$) $\gamma \approx 40 \text{ В}^{-1}$ незалежно від зміщення. Однак при оберненому зміщенні p - n переходу величина γ дуже мала при малих зміщеннях і зростає пропорційно фактору лавинного помноження поблизу напруги пробою.



Коефіцієнт кривизни γ залежить від концентрації домішки в обох областях переходу і від ефективних мас. На відміну від бар'єру Шотткі в оберненому діоді величина γ відносно слабо залежить від змін температури.

Відмітимо дві цікаві особливості поведінки γ для обернених діодів: 1) γ може бути більше 40 V^{-1} , 2) нечутливість γ до змін температури.

Залежність γ при 300 K і $V \approx 0$ в германієвих діодах від концентрації акцепторів (при фіксованому значенні $N_D = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) і донорів (а) (при фіксованому значенні $N_A = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) і від температури (б).

Тунельний МДН діод

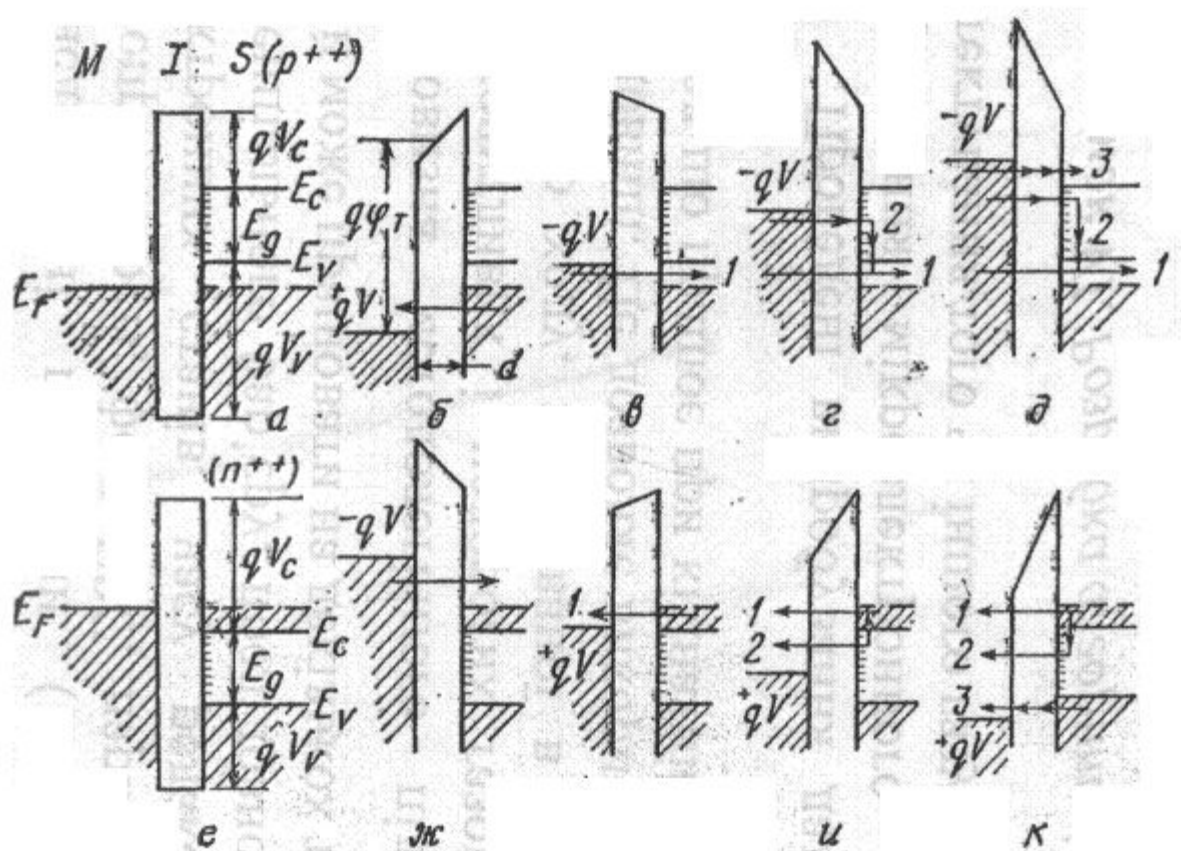
Для діода зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) вольт-амперні характеристики критичним чином залежать від товщини діелектрика.

Якщо діелектричний шар досить товстий (наприклад, для системи Si-SiO₂ більше 5 нм), то переходом носіїв через цей шар можна знехтувати, і МДН діод являє собою звичайну МДН ємність.

Якщо ж, навпаки, діелектричний шар дуже тонкий (менше 1 нм), то він практично не мішає руху носіїв між металом і напівпровідником, і тоді структура являє собою **бар'єр Шотткі**.

Якщо ж діелектричний шар має проміжну товщину ($1\text{ нм} < d < 5\text{ нм}$), то МДН діод являє собою прилад третього класу – **тунельний МДН діод**.

Вироджений напівпровідник



Спрощені енергетичні діаграми (що враховують вплив поверхневих станів) тунельних МДН діодів на вироджених підкладках.

Тунельні МДН діоди на p^{++} і n^{++} напівпровідникових підкладках.

Для простоти не враховується вигин зон під дією сил зображення і падіння потенціалу на шарі окисла в умовах рівноваги.

Спочатку розглянемо випадок підкладки p^{++} типу.

1. Прикладання позитивної напруги до металу (Рис.б) викликає тунелювання із валентної зони в метал.

Вираз для тунельного струму з використанням ВКБ наближення і законів збереження енергії і поперечного імпульсу має вид:

$$J = \frac{q}{4\pi^2 \hbar} \iint T_t (F_1(E) - F_2(E)) dk_{\perp}^2 dE.$$

F_1 і F_2 - розподіли Фермі в обох провідних областях; T_t - ймовірність тунелювання.

В припущенні параболічної форми енергетичних зон і ізотропної електронної ефективної маси m^* маємо простіший вид:

$$J = \frac{m^* q}{2\pi^2 \hbar^3} \iint T_t dE_{\perp} dE.$$

де $E_{\perp}$ і E - поперечна і повна кінетичні енергії електронів в напівпровіднику.

Межами інтегрування по $E_{\perp}$ є нуль і E , а межами інтегрування по E слугують два рівні Фермі. Ймовірність тунельного струму через прямокутний бар'єр з ефективною висотою $q\phi_T$ і шириною d (Рис.б) має вид:

$$T_t \approx \exp[-2(2m^* / \hbar^2)^{1/2} (q\phi_T)^{1/2} d] \approx \exp(-\alpha_T^{1/2} d).$$

де постійна $\alpha_T \approx 1$, якщо ефективна маса в діелектрику рівна масі вільного електрона і якщо значення ϕ_T і d вимірюються відповідно у вольтях і ангстремах.

2. Прикладання до металу малої від'ємної напруги (Рис.в) приведе до тунелювання електронів із металу на вільні стани в валентній зоні напівпровідника. Як видно з рис. д, збільшення напруги $-V$ приводить до збільшення ефективної висоти бар'єра, через який електрони тунелюють з металу на порожні стани в валентній зоні, а відповідно, до появи спадаючої ділянки на вольт-амперній характеристиці (при умові $qV_C < qV$ (рис.а)).

Однак вклад в струм може вносити і компонента іншої природи, обумовлюючи тунелювання електронів з більшими енергіями з металу на порожні поверхневі стани, де ці електрони будуть рекомбінувати з дірками з валентної зони. Оскільки висота бар'єру для такого тунелювання зменшується з ростом зміщення, вольт-амперна характеристика цієї компоненти струму буде монотонно зростаючою.

Нарешті при подальшому збільшенні зміщення з'являється третя, дуже швидко наростаюча компонента тунельного струму, обумовлена переходом носіїв з металу в зону провідності напівпровідника (рис. д).

Розглянемо тунелювання в структурі з напівпровідником n^{++} типу.

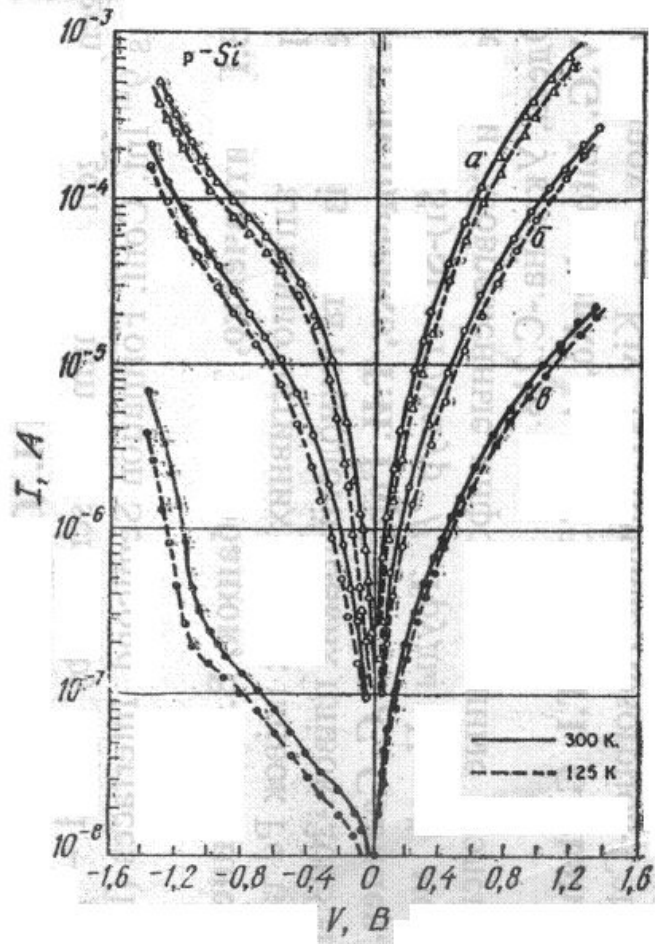
Ефективна висота діелектричного бар'єра у випадку напівпровідника n^{++} типу (рис.е) повинна бути меншою, ніж у випадку напівпровідника p^{++} типу, а відповідно, повинна бути більшою і величина тунельного струму.

1. При від'ємній напрузі на металі електрони тунелюють із металу на порожні стани в зоні провідності напівпровідника, що приводить до великого, швидко зростаючого струму (рис.ж).

2. Мала позитивна напруга на металі приводить до підсилення тунелювання електронів з зони провідності напівпровідника в метал (рис.з). Якщо поверхневі статі заповнені електронами, захопленими з зони провідності, подальше збільшення напруги приведе до росту другої компоненти струму, обумовленої тунелюванням електронів з поверхневих станів в метал. Ця компонента струму зростає зі збільшенням напруги внаслідок зменшення ефективного діелектричного бар'єра (рис.і). При більших напругах, крім того, виявляється можливим тунелювання з валентної зони в метал. Однак вклад цієї компоненти струму в повну вольт-амперну характеристику невеликий через відносно велику висоту бар'єра (рис.к).

Таким чином, вплив зонної структури напівпровідника на тунельні характеристики МДН структур з підкладками n^{++} типу виявляється значно більш слабким, ніж у випадку структур p^{++} типу.

Окисли, які вирощені в атмосфері сухого кисню (крива *a*), у вологій атмосфері (крива *б*) і у вологій атмосфері з послідуочим 30-хвилинним відпалом при 350°C в атмосфері H_2 (крива *в*). Зонна структура напівпровідника краще проявляється на вольт-амперних характеристиках, що зняті при від'ємних напругах. Видно, що струм відносно повільно наростає при збільшенні напруги до значення $V \approx -1$ В, після чого швидкість зростання струму збільшується. Ця напруга відповідає ширині забороненої зони кремнію при сильному легуванні, яке приводить до утворення хвостів густини станів поблизу країв зон.

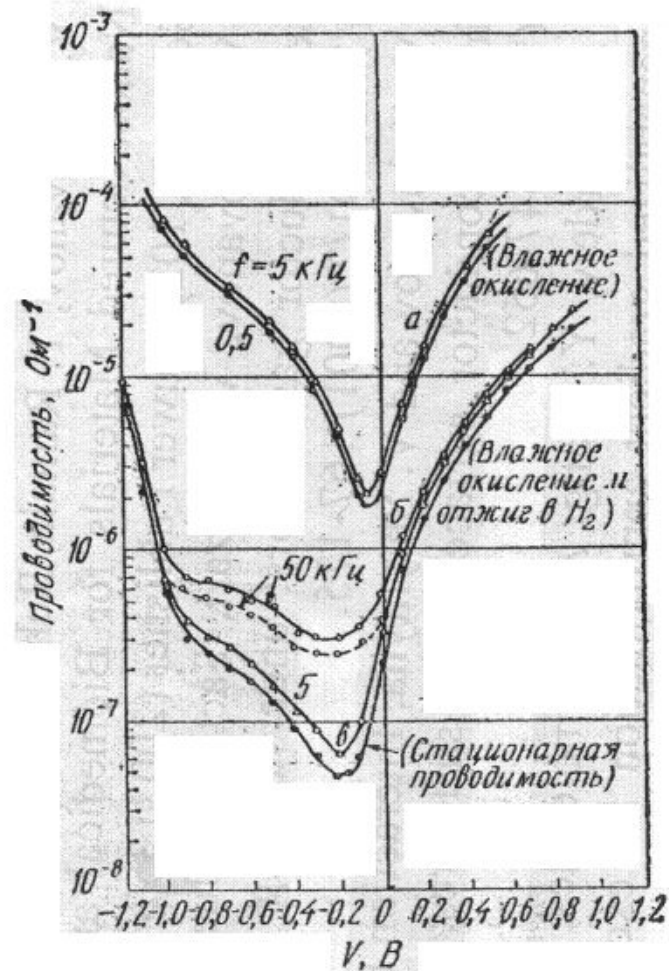


Очевидно, що від'ємний опір, який передбачався при малих від'ємних напругах, як говорилося вище, маскується тунелюванням електронів з металу на поверхневі стани. Криві *a*, *б* принципово не відрізняються від кривих *в*, однак для них характерні суттєво високі значення струмів при напругах, що відповідають забороненій зоні ($-1.1 \text{ В} < V < 0$). Якщо допустити, що величина струму в цьому діапазоні напруг пропорційна густині поверхневих станів, то звідси слідує висновок про зростання густини поверхневих станів на один-два порядки при відмові від водневого відпалу у випадку вологого окислення або при вирощуванні окисла в атмосфері сухого кисню.

Вольт-амперні характеристики трьох зразків на кремнієвій p^{++} -підкладці з шаром окислу товщиною 2 нм, створеного різними способами. Характеристики виміряні при кімнатній температурі (300 К) показані суцільними лініями, а виміряні при температурі рідкого азоту (125 К) – штриховими лініями.

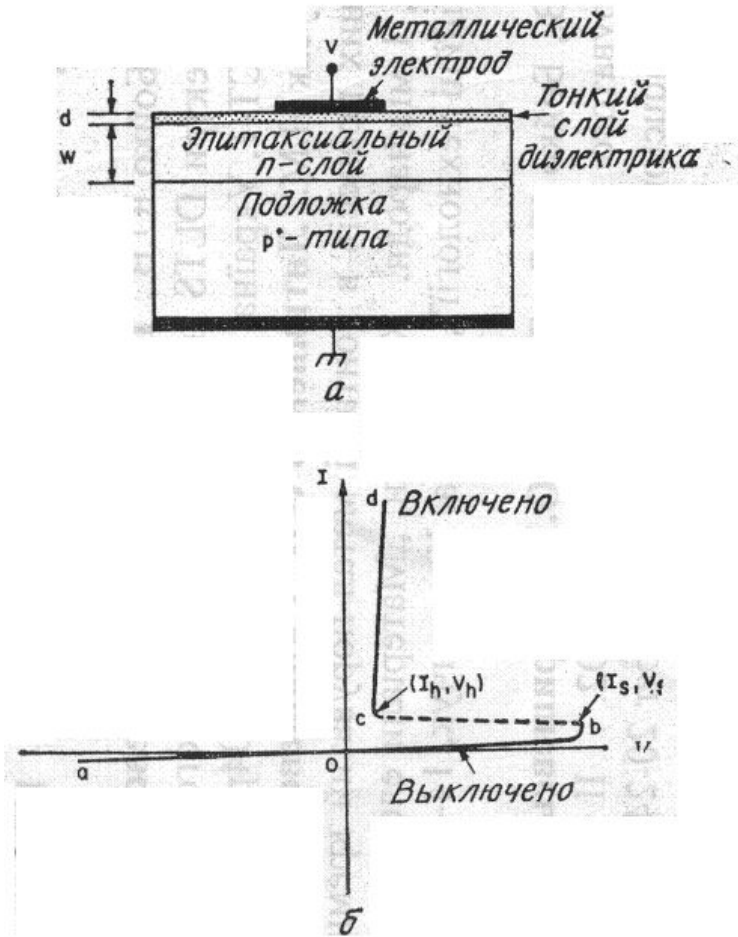
Цей висновок якісно узгоджується з експериментальними даними, отриманими при вивченні густини поверхневих станів, які виникають при аналогічних способах вирощування окислів великої товщини ($d \approx 10 \text{ нм}$).

Вплив зонної структури напівпровідника і густини поверхневих станів на характеристики тунелювання в стаціонарних умовах виявляється ще більш яскраво вираженим на залежності провідності від напруги. Ліві гілки кривих при $V < -1.1$ В відповідають тунелюванню електронів із металу в зону провідності; праві гілки при $V > 0$ відповідають тунелюванню із валентної зони в метал. Мінімум провідності при малих від'ємних напругах є результатом суперпозиції двох компонентів струму (рис.г). Очевидно, що очікувана від'ємна провідність, яка пов'язана з першою компонентою струму, компенсується більшою позитивною провідністю, пов'язану з протіканням струму через поверхневі стани.

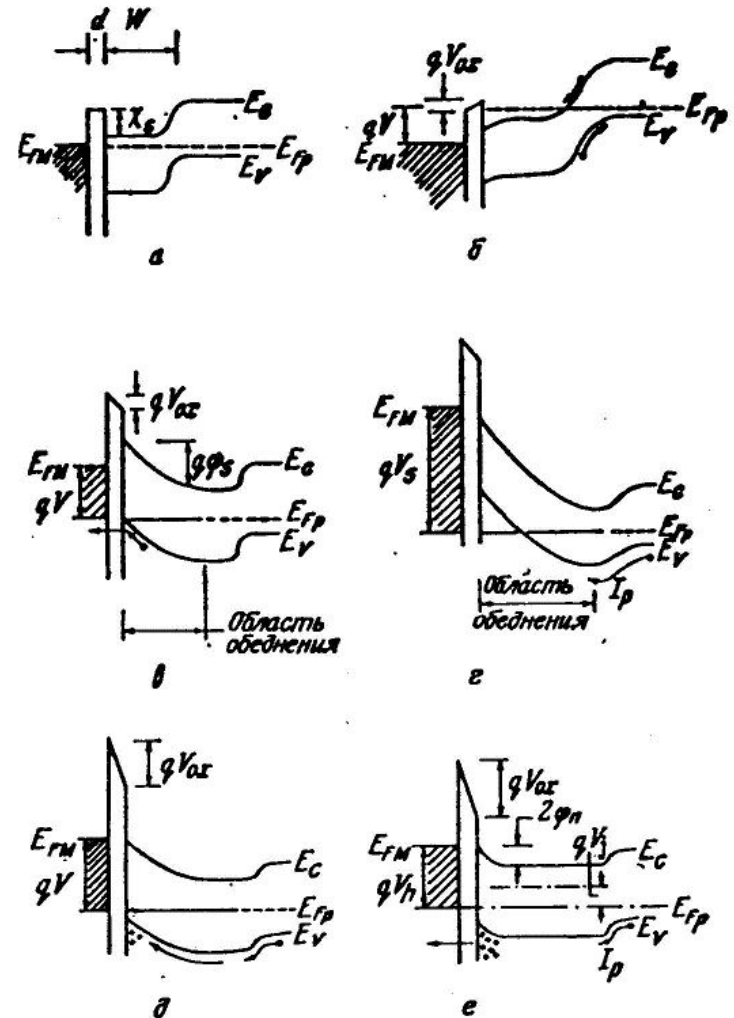


Залежності провідності від напруги, що виміряні при різних частотах. Крива для стаціонарної провідності отримана за допомогою диференціювання I-V кривих ((300 K) показані суцільними лініями, а виміряні при температурі рідкого азоту (125 K) – штриховими лініями).

Переключаючий МДН діод

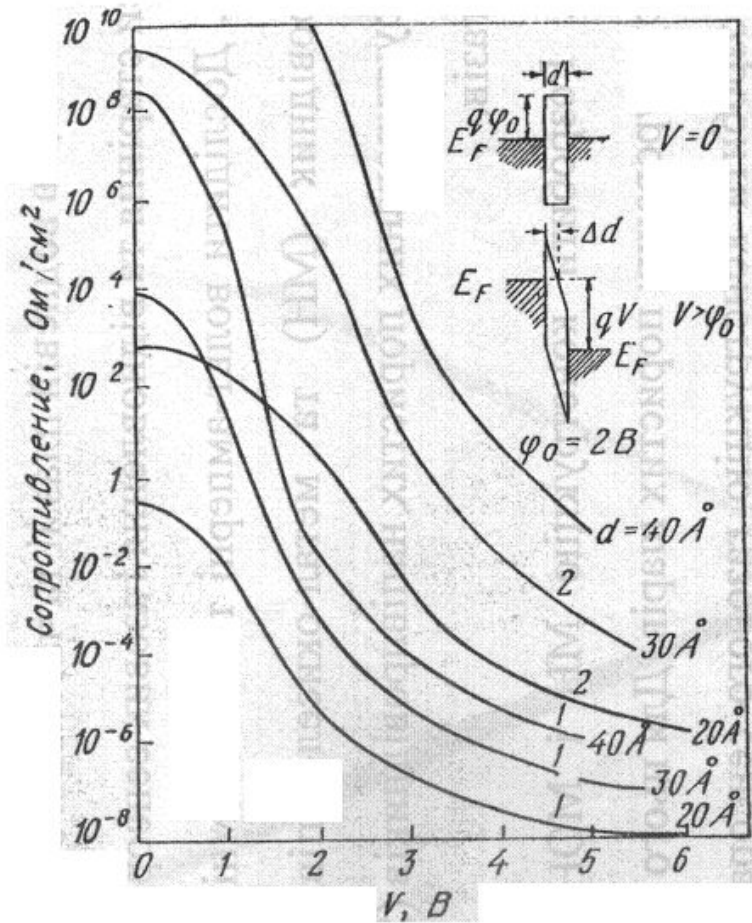


Переключаючий МДН-діод (а) і його S-подібна вольт-амперна характеристика (б).



Енергетичні діаграми переключаючого МДН-діода при різних напругах.

Тунельний МДМ діод



$$J = \frac{4\pi q m^*}{\hbar^3} \iint T_t [F(E) - F(E + qV)] dE_{\perp} dE.$$

При $T=0$

$$J = J_0 [\bar{\phi} \exp(-A\sqrt{\bar{\phi}}) - (\bar{\phi} + V) \exp(-A\sqrt{\bar{\phi} + V})],$$

$$J_0 \equiv q^2 / [2\pi\hbar(\Delta d)^2], \quad A \equiv 4\pi(\Delta d) \sqrt{2qm / \hbar}$$

Залежність тунельного опору симетричної МДМ-структури від напруги. На вставці показані зонні діаграми при $V=0$ і при $V>\phi_0$.

При $0 \leq V \leq \phi_0$, $\Delta d = d$, $\phi^- = \phi_0 - V/2$ густина струму рівна

$$J = J_0 [(\phi_0 - V/2) \exp(-A\sqrt{\phi_0 - V/2}) - (\phi_0 + V/2) \exp(-A\sqrt{\phi_0 + V/2})].$$

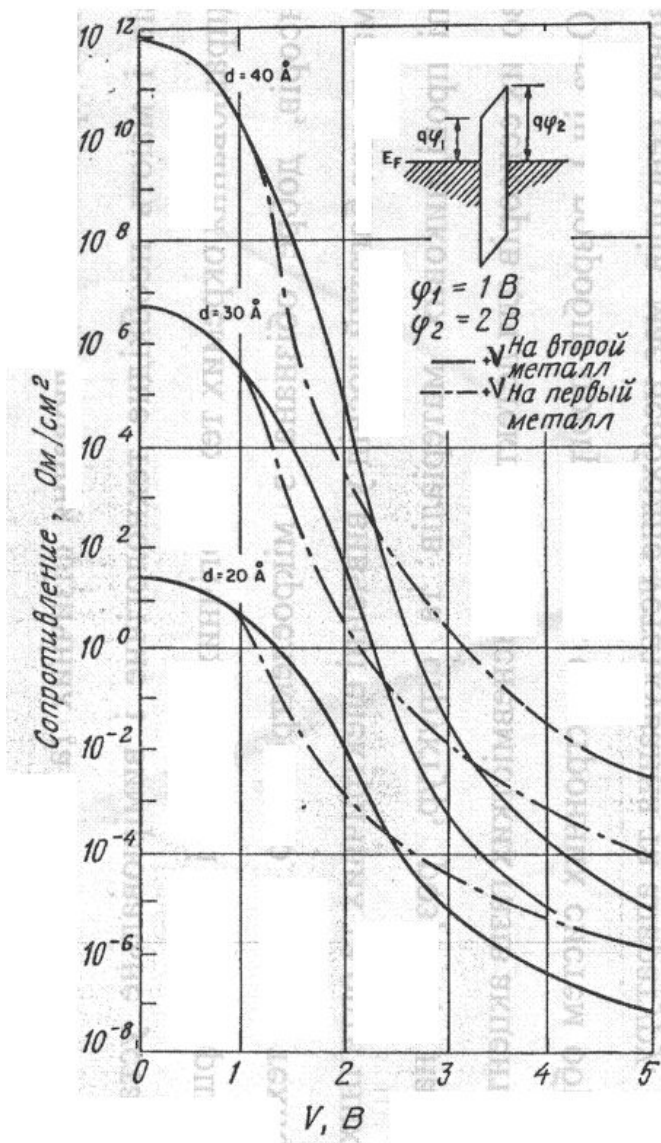
При $V > \phi_0$ маємо $\Delta d = d\phi_0/V$, $\phi = \phi_0/2$ і густина струму рівна

$$J = \frac{q^2 E^2}{4\pi\hbar\phi_0} [\exp(-E_0/E) - (1 + 2V/\phi_0) \exp(-E_0\sqrt{1 + 2V/\phi_0}/E)].$$

$E = V/d$ – електричне поле в діелектрику.

$$E_0 \equiv \frac{8}{3} \sqrt{q\pi} (\phi_0)^{3/2}.$$

При дуже великих напругах, таких, що $V > (\phi_0 + E_F/q)$, другим доданком в квадратних дужках можна знехтувати, і тоді отримуємо відому **формулу Фаулера-Нордгейма**.



При низких напряжениях $0 < V < \phi_1$ величины Δd і ϕ^- рівні d і $(\phi_1 + \phi_2 - V)/2$ і не залежать від полярності напруги. При цьому від полярності не залежить і вольт-амперна характеристика.

При великих напругах $V > \phi_2$ середня висота бар'єру ϕ^- і ефективна довжина тунелювання Δd починають залежати від полярності.

Залежність тунельного опору асиметричної МДМ-структури від напруги. На вставці показані зонні діаграми при $V=0$.

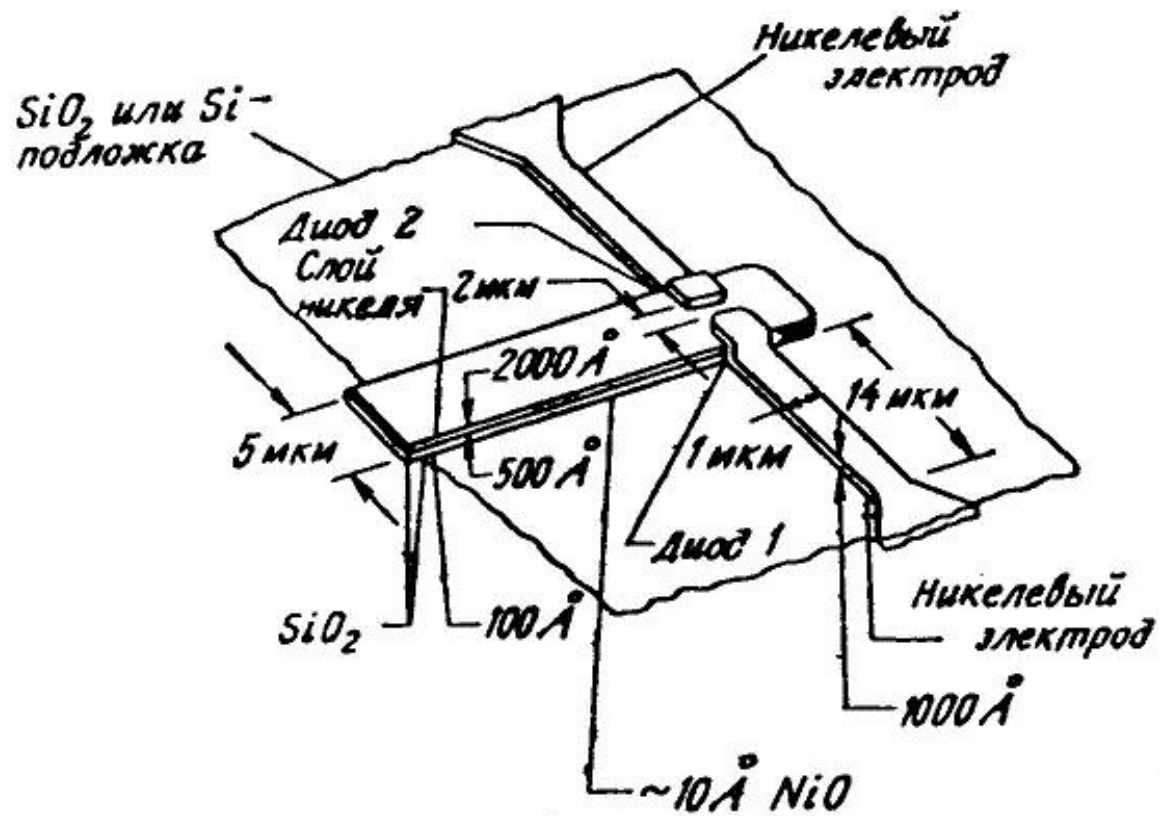
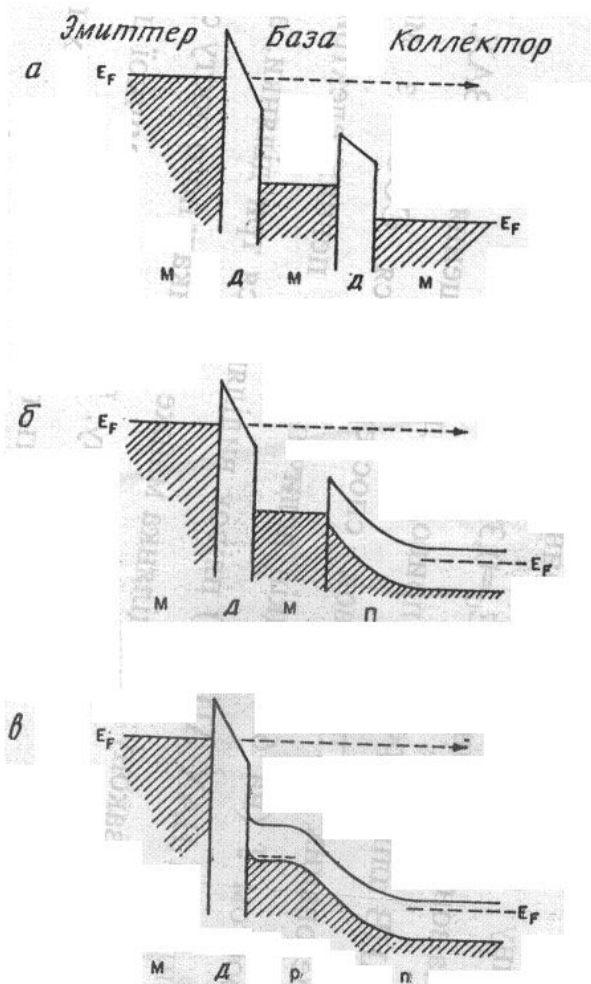
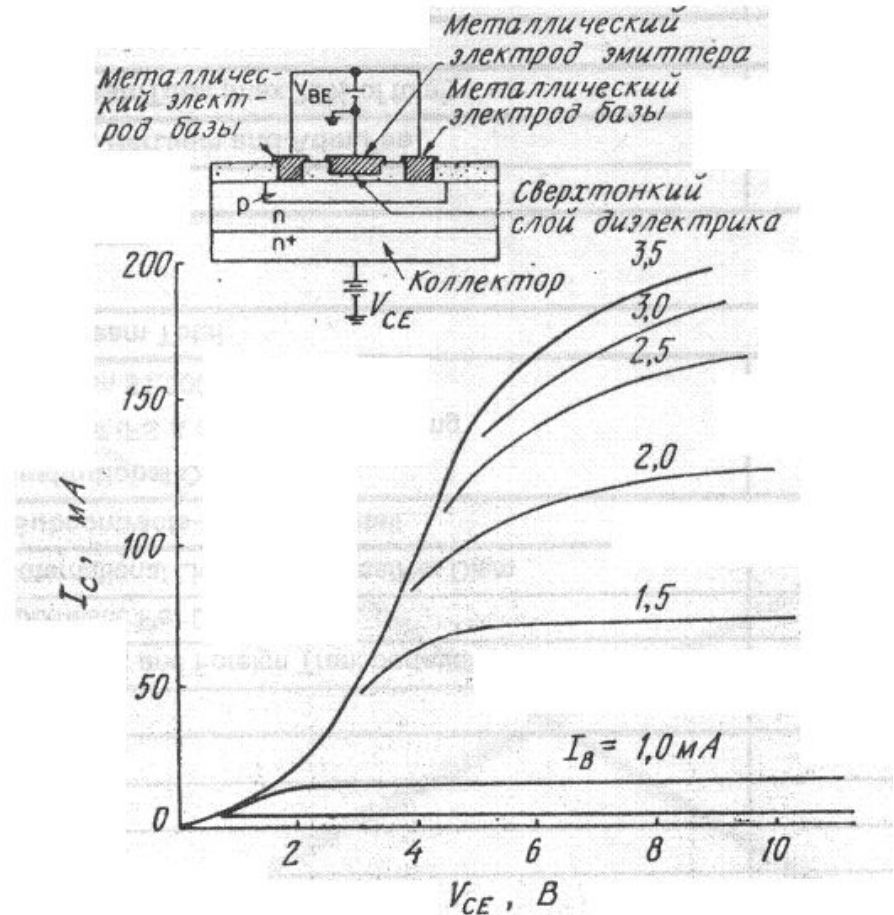


Схема крайового MOM- діода.

Тунельний транзистор

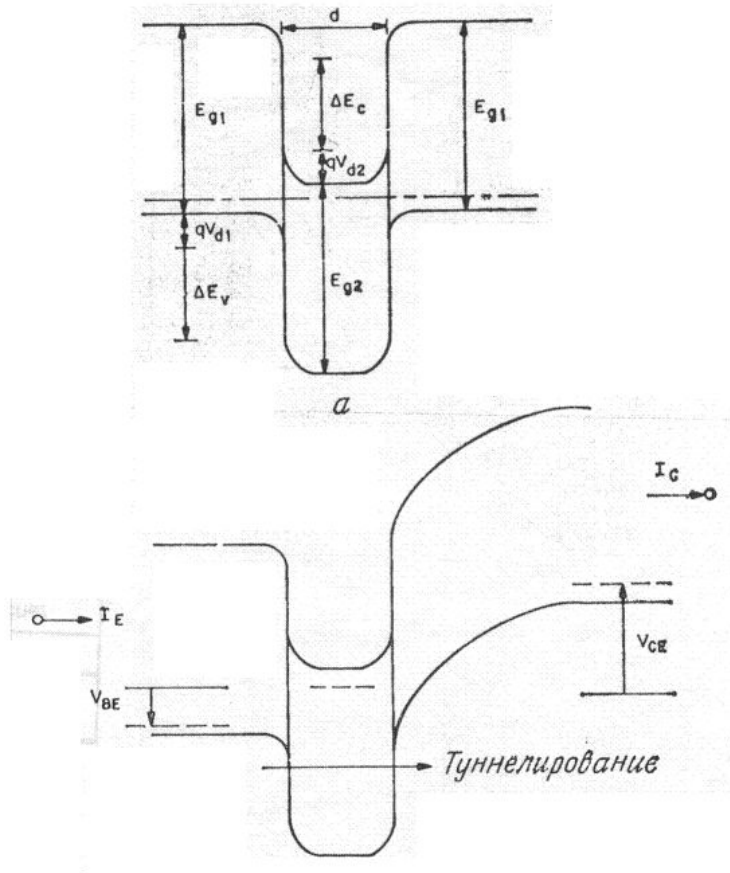


Тунельний МДМДМ-транзистор (а), тунельний МДМН-транзистор (б) і тунельний МД (p-n) –транзистор (в).

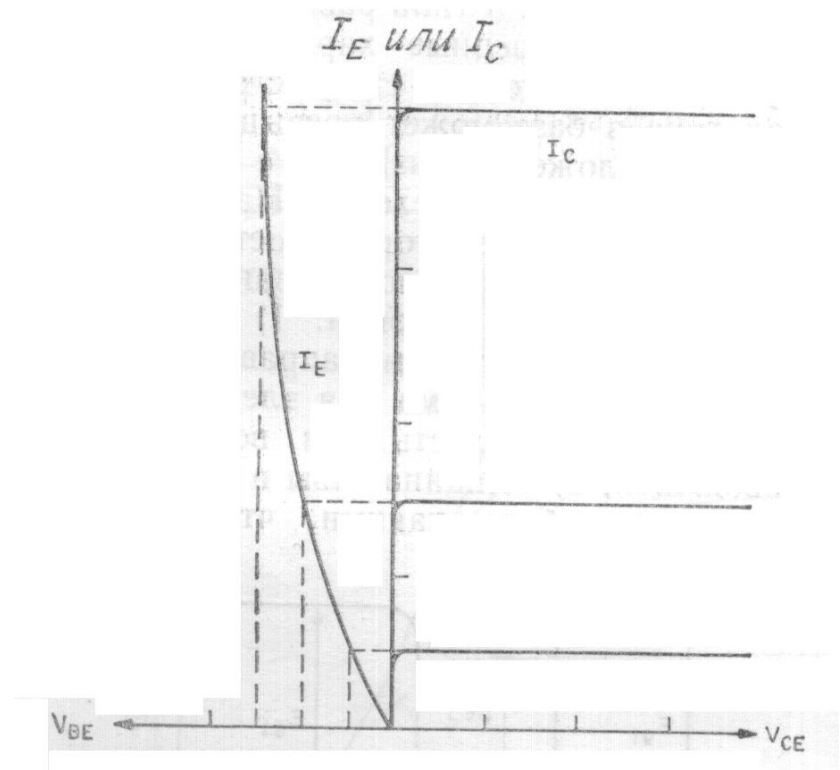


Вольт-амперні характеристики колектора тунельного МД (p-n) –транзистора. На вставці показана діаграма поперечного перерізу приладу.

Тунельний транзистор (гетероперехідний)



Енергетичні діаграми транзистора з тунельно-тонкою базою в стані теплової рівноваги (а) і при напрузі (б).



Залежність струму емітера і струму колектора від напруги на базі і колекторі.

Дякую за увагу!