

# “ТВЕРДОТІЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА”

**Лектор проф. Опанасюк Анатолій Сергійович**

*Метою вивчення дисципліни* є формування у студентів знань у області напівпровідникових приладів та особливостей їхнього застосування в електронних схемах.

У результаті вивчення дисципліни студенти повинні:

розширити свій науково-технічний кругозір в області елементів електронної техніки; придбати знання, необхідні інженеру, що займається експлуатацією пристроїв і систем промислової електроніки.

**Після засвоєння матеріалу навчальної дисципліни студент повинен:**

**ЗНАТИ:**

- фізичні принципи роботи приладів твердотільної електроніки, що є основою їх функціонування;
- параметри і характеристики різних напівпровідникових приладів і елементів інтегральних мікросхем, необхідні для забезпечення їх штатних режимів роботи;
- експлуатаційні особливості та можливі застосування;
- типові аналогові та цифрові схемотехнічні рішення.

# РЕГЛАМЕНТ 2019 р.

Курс викладається 2 семестри: модульних циклів – 4 (2/2)

Структура навчальної дисципліни: 300 год./10 кредитів (5/5)

Всього 128 год. (64 год./64 год.),

Лк. – 32 год./32 год., практ. – 16 год./16 год., лаб. роб. – 16 год./16 год.

ПМК - 1 семестр, ДСК - 2 семестр

РГР – 1 сем.; КР - 2 сем. (30 год. – 1 кредит)

Шкала оцінювання: R=100 балів

## **Нарахування балів:**

**присутність на лекції**  $16 \cdot 0,5 = 8$  балів

**практичні заняття**  $8 \text{ пр.} \cdot 2 \text{ бали/пр.} = 16$  балів

(з них 0,5 балів за присутність на практичному занятті та 2,5 бали за виконання завдань)

**лабораторні заняття:**  $8 \text{ лаб. зан.} \cdot 3 \text{ бали/лаб.} = 24$  балів

(0,5 балів за присутність на лабораторній роботі та 2,5 бали за захист лабораторної роботи)

**модульні контролі:**  $2 \cdot 20 = 40$  балів

РГР - 12 балів

*Додаткові бали за наукову роботу від 2 до 10 балів,  
присутність **на всіх лекціях** 3 бали*

# ШКАЛА ОЦІНЮВАННЯ ЗНАНЬ СТУДЕНТІВ

Сумма балів	Оцінка ESTS	Оцінка за національною шкалою	
		ДСК або ПСК	залік
90-100	A	відмінно	зараховано
82-89	B	добре	
74-81	C		
64-73	D	задовільно	
60-63	E		
35-59	FX	незадовільно	не зараховано
1-34	F		

# ЛІТЕРАТУРА

1. Дружинін А.О. Твердотільна електроніка. Фізичні основи і властивості напівпровідникових приладів: навч. посіб. / А.О. Дружинін. - Львів: Львівська політехніка, 2009. – 332 с.
2. Твердотільна електроніка: підручник / О. В. Борисов, Ю. І. Якименко; за заг. ред. Ю. І. Якименка. – Київ: НТУУ «КПІ», 2015. – 484 с.
3. Епифанов, Г.И. Твердотельная электроника: учебник / Г.И. Епифанов, Ю. А. Мома. - Москва: Высшая школа, 1986. – 304 с.
4. Гуртов В.А. Твердотельная электроника: учеб. пос. / В.А. Гуртов. - 2-е изд., испр. и доп. - Москва: Изд-во ПетрГУ, 2005. – 492 с.
5. Грундман Н. Основы физики полупроводников. Нанофизика и технические приложения / Н. Грундман – Москва: Физматлит, 2012. – 772 с.
6. Твердотільна електроніка, навч. посіб. / О.А. Борисенко, О.М. Кобяков, А. І. Новгородцев та ін. - Суми: СумДУ, 2013. – 271 с.
7. Методичні вказівки до лабораторних занять з дисципліни «Напівпровідникові прилади» Укл. Любивий О. – Суми: Вид-во СумДУ, 2012 р.

# НАПРЯМИ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ

**Електроніка** - це наука, що вивчає явища взаємодії електронів та інших заряджених частинок з електричними, магнітними і електромагнітними полями, що є фізичною основою роботи електронних приладів і пристроїв (вакуумних, газорозрядних, напівпровідникових та ін.), які використовуються для передачі, обробки і зберігання інформації.

Основними напрямками розвитку електроніки є: вакуумна, твердотільна і квантова електроніка.

- **Вакуумна електроніка** - це розділ електроніки, що включає дослідження взаємодії потоків вільних електронів з електричними і магнітними полями у вакуумі, а також методи створення електронних приладів і пристроїв, в яких ця взаємодія використовується.

До найважливіших напрямів дослідження в області вакуумної електроніки відносяться: електронна емісія (зокрема, термо- і фотоелектронна емісія); формування потоку електронів і/або іонів і управління цими потоками; формування електромагнітних полів за допомогою пристроїв введення та виведення енергії та ін.

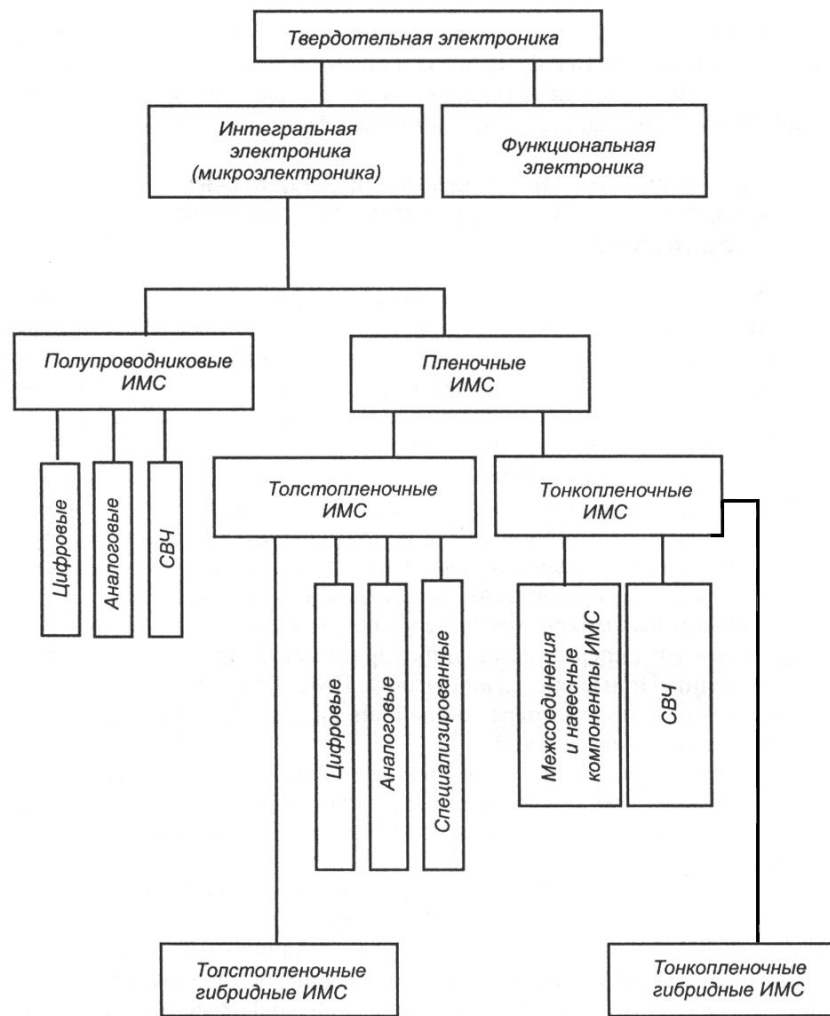
- **Твердотільна електроніка** вирішує завдання, пов'язані з вивченням властивостей твердотільних матеріалів (напівпровідникових, діелектричних, магнітних та ін.), впливом на ці властивості домішок і особливостей структури матеріалу; вивченням властивостей поверхонь і границь розділу між шарами різних матеріалів; створенням в кристалі різними методами областей з різними типами провідності; створенням гетеропереходів і монокристалічних структур; створенням функціональних пристроїв мікронних і субмікронних розмірів, а також способів вимірювання їх параметрів.

Основними напрямками твердотільної електроніки є:

- **напівпровідникова електроніка**, пов'язана з розробкою різних видів напівпровідникових приладів, **мікроелектроніка**, пов'язана з розробкою інтегральних схем, **функціональна електроніка** заснована на використанні фізичних принципів інтеграції та динамічної неоднорідності, що забезпечують несхемотехнічні принципи роботи пристроїв.

- **Квантова електроніка** є частиною функціональної електроніки, вона охоплює широке коло питань, пов'язаних з розробкою методів і засобів посилення і генерації електромагнітних коливань на основі ефекту вимушеного випромінювання атомів і молекул. Основні напрями квантової електроніки: створення оптичних квантових генераторів (лазерів), квантових підсилювачів, квантових комп'ютерів, молекулярних генераторів та ін.

# НАПРЯМИ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ



# ОСНОВНІ ЕТАПИ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ

Електроніка є однією з галузей науки і техніки, що розвивається у наш час дуже динамічно. Весь арсенал засобів, які використовує сучасна електроніка, був створений всього за кілька десятиліть. *Фундамент електроніки був закладений працями фізиків у XVIII-XIX ст.* Виділяють декілька етапів розвитку електроніки.

- **1 етап** - до 1904 р. – *відкриття основних фізичних законів* на основі яких функціонують прилади електроніки.
- **2 етап** – до 1948 р. - *період розвитку вакуумних і газорозрядних електроприладів.*

(у 1904 р. *Д. Флемінг* сконструював *електровакуумний діод*; у 1907 *Лі-де-Форест* винайшов *тріод*; у 1920 р. *Бонч-Бруєвич* розробив генераторні лампи з мідним анодом і водяним охолодженням, потужністю до 1 кВт; у 1924 р. *Хеллом* розроблена екранована лампа з двома сітками (*тетрод*), а в 1930 р. лампа з трьома сітками (*пентод*); у 1929 р. *В. Зворикінім* був винайдений *кінескоп*; з 30-х років ведеться розробка приладів НВЧ - діапазону і таке ін.).

В наш час електровакуумні прилади займають значну нішу в ряду існуючих класів приладів електроніки і *працюють в області високих рівнів потужностей* ( $10^6 - 10^{11}$  Вт) і частот ( $10^8 - 10^{12}$  Гц).

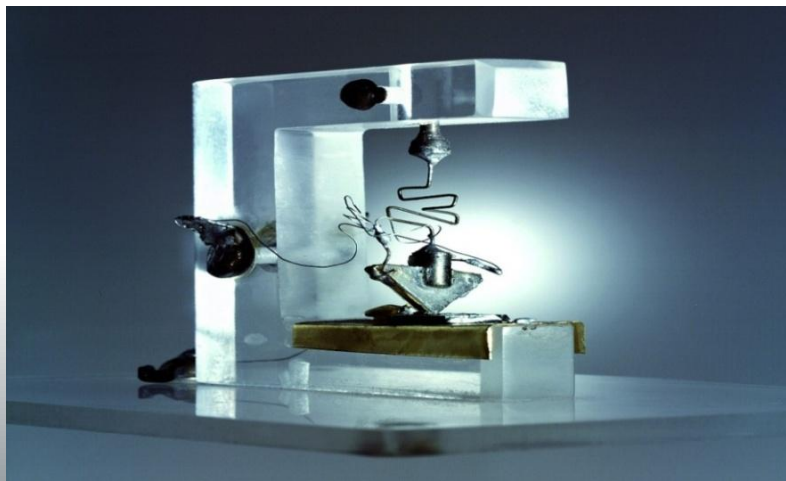
- **3 етап** - з 1948 р. - період створення і впровадження *дискретних напівпровідникових приладів.*
- (у 1947 р. *В. Шоклі, Д. Бардін і У. Браттейн* відкрили *транзисторний ефект*; *теорію p-n-переходу і площинного транзистора* створив у 1947-1950 рр. *В. Шоклі*; перший *площинний транзистор* був виготовлений 12 квітня 1950 р. методом вирощування з розплаву; у 1950 році *Хол і Данлоп* запропонували формувати p-n-переходи сплавленням, перші *сплавні транзистори* були випущені General Electric в 1952 р.)
- **4 етап** - з 1960 р. - *період розвитку мікроелектроніки.*

- (*Роберт Нойс* запропонував ідею монолітної *інтегральної схеми* і, застосувавши *планарну технологію*, виготовив перші кремнієві монолітні інтегральні схеми).

# ВІД ЕЛЕКТРОННОЇ ЛАМПИ ДО МІКРОСХЕМИ

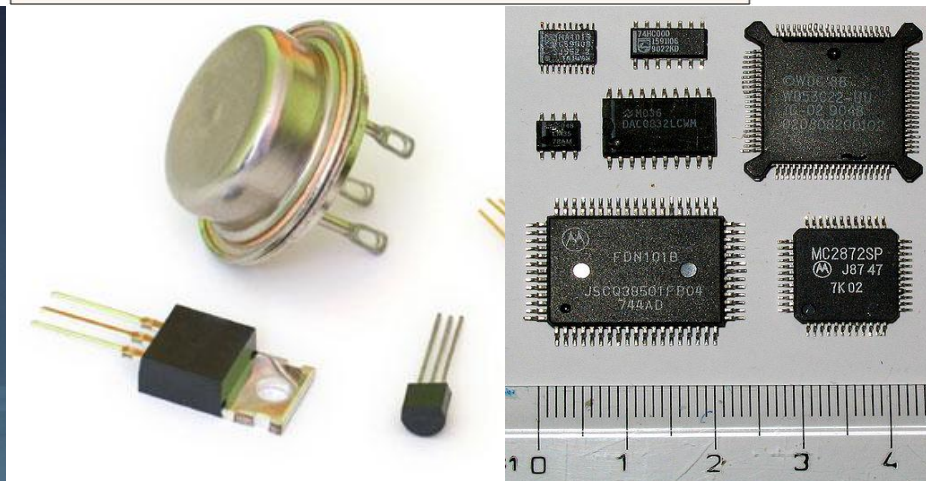
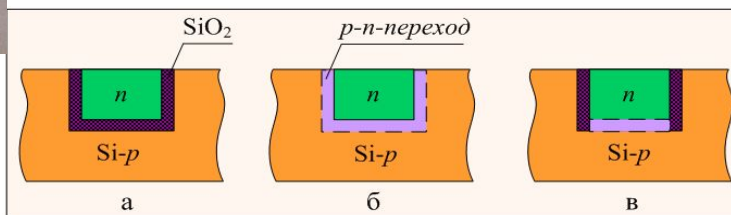


У 1905 р. Джон Флемінг запатентував - першу **електронну лампу**. У 1907 р. Лі де Форест ввів в лампу третій електрод - сітку (і створив **тріод**), а в 1913 р. на її основі було створено **автогенератор**



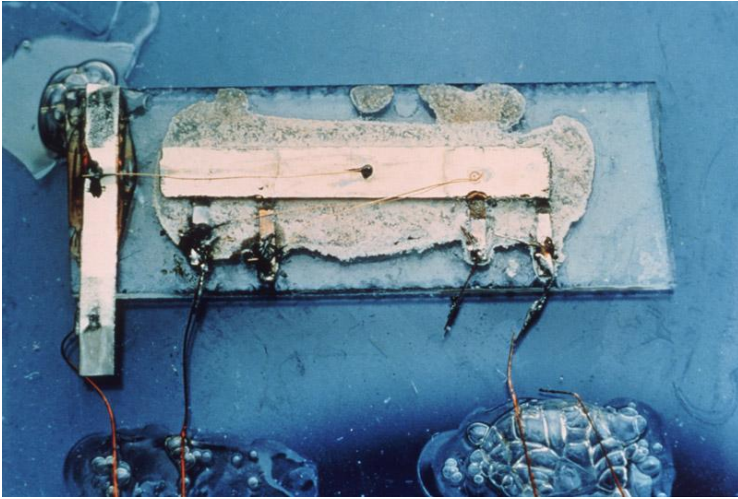
Перший транзистор створено у **Bell laboratories**.  
Мюрей Хіл, штат Нью-Джерсі.

•Офіційною датою появи на світ першого **біполярного транзистора** вважається 23 грудня 1947 р. коли **Бардін та Браттейн** продемонстрували транзисторний ефект. 24 грудня **Браттейн** продемонстрував перший транзисторний генератор. **Польові транзистори**, які є основою сучасних інтегральних мікросхем створені у 1958 р. **С. Тезнером** у французькому відділенні **General Electric** «Технітрон» (Technitron).



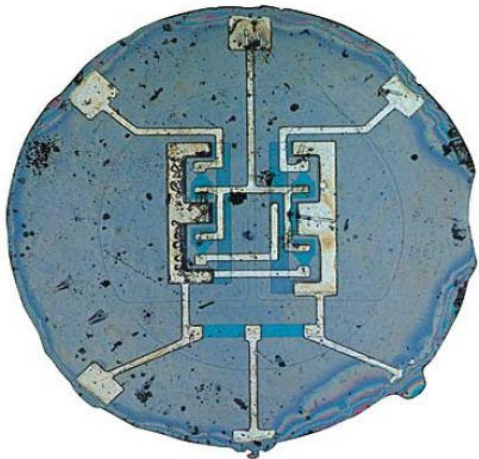


# ВІД ЕЛЕКТРОННОЇ ЛАМПИ ДО МІКРОСХЕМИ



Перша інтегральна схема 1959 р. (Ge 11x1,7 мм<sup>2</sup>)

- У 1958 р. Дж. Кілбі створив першу **інтегральну схему** в компанії Texas Instruments. Простий RC-генератор на 1,3 МГц складався з одного транзистора, трьох резисторів і конденсатора.
- У 1959 р. він зареєстрував патент на мініатюрні **електронні схеми**.
- Практично в той самий час Р. Нойс з компанії Fairchild Semiconductors (попередник INTEL) запропонував **планарну технологію виробництва** кремнієвих інтегральних схем.



Перша планарна інтегральна схема 1959 р.  
(кремній, діаметр 1,5 мм)

# ОСНОВНІ ЕТАПИ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ

Розвиток серійного виробництва *інтегральних мікросхем* (ІС) йшов такими етапами:

- 1) **1960 - 1969 рр.** - *інтегральні схеми малого ступеня інтеграції*,  $10^2$  транзисторів на кристалі розміром  $0,25 \times 0,5$  мм (МІС).
- 2) **1969 - 1975 рр.** - *інтегральні схеми середнього ступеня інтеграції*,  $10^3$  транзисторів на кристалі (СІС).
- 3) **1975 - 1980 рр.** - *інтегральні схеми з великим ступенем інтеграції*,  $10^4$  транзисторів на кристалі (ВІС).
- 4) **1980 - 1985 рр.** - *інтегральні мікросхеми зі надвеликої ступенем інтеграції*,  $10^5$  транзисторів на кристалі (НВІС).
- 5) **з 1985 р.** - *інтегральні мікросхеми з ультравеликим ступенем інтеграції*,  $10^7$  і більше транзисторів на кристалі (УВІС).

- **5 етап** - з 80-х років розвивається *функціональна електроніка*, яка *дозволяє реалізувати певну функцію апаратури без застосування стандартних дротяних базових елементів* (діодів, резисторів, транзисторів і т. ін.), *базуючись безпосередньо на фізичних явищах у твердому тілі*.
- **6 етап** - в останні роки розвивається новий напрям – *наноелектроніка (оптоелектроніка, спінтроніка, плазмоніка, кріоніка, тощо)*.

**Нанотехнологія** - сукупність методів і прийомів, що забезпечують можливість контрольованим чином створювати і модифікувати об'єкти, що включають компоненти з розмірами меншими ніж 100 нм, хоча б в одному напрямі.

Нанотехнології дозволяють маніпулювати атомами (розміщувати в будь-якому порядку або в певному місці), що дає можливість конструювати нові прилади з якісно новими властивостями.

**Мікросхеми майбутнього будуть роздруковуватися на 3-d принтерах і будуть гнучкими та прозорими.**

Охоплюючи широке коло науково-технічних і виробничих проблем, електроніка спирається на досягненнях в різних галузях знань: фізики, матеріалознавства, теорії поля, тощо.

# СУЧАСНИЙ ЕТАП РОЗВИТКУ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

- **32 нм (0,032 мкм)** - техпроцес, відповідає рівню технології, досягнутому до 2009-2010 років провідними компаніями-виробниками мікросхем. На початку 2011 р. компанія Intel почала виробляти процесори за даним техпроцесом. У травні 2011 р. за технологією 28 нм фірмою Altera була випущена найбільша у світі мікросхема, що складається з **3,9 млрд. транзисторів**.
- **22 нм (0,022 мкм)** - техпроцес, який відповідає рівню технології, досягнутому у **2009-2012 рр.** провідними компаніями - виробниками мікросхем. 22-нм елементи формуються при літографії шляхом експонування маски світлом довжиною хвилі 193 нм. Перші працездатні тестові зразки регулярних структур (SRAM) представлені публіці компанією Intel у 2009 році. Процесори за такою технологією виробляються з початку 2012 року (Intel Ivy Bridge, Intel Haswell, послідовник Ivy Bridge, 2013 р.).
- **14 нм (0,014 мкм)** Будівництво заводу під назвою **Fab42** в американському штаті Арізона почалося в середині 2011 року, але до цього часу він не запущений, оскільки виробництво реалізовано на інших заводах. Однак Intel буде випускати тут продукцію за 7-нанометровою технологією на основі 300-міліметрових кремнієвих пластин. **Завод є першим масовим виробництвом, сумісним з 450-мм Si пластинами.** В будівництво вклали понад \$ 12 млрд.
- **10 нм (0,01 мкм).** Південнокорейська компанія **Samsung випустила чип для мобільних пристроїв «Snapdragon 830» за цією технологією у кінці 2016 р.** З 2017 р. тайванська компанія TSMC виробляє для Apple та HiSilicon мікросхеми A10X і A11 для iOS-пристроїв, а для Qualcomm займається випуском **флагманського чипсета Snapdragon 835.** Серед перших пристроїв на базі цього процесору – **Samsung Galaxy S8 і Xiaomi Mi6.**
- **Протягом 2017 р. TSMC буде нарощувати виробництво за 7-нм техпроцесом, в 2019 році перейде на 5-нм, а до 2022 року планує освоїти 3-нм техпроцес.** Крім цього, TSMC разом з Intel і Samsung мають намір за допомогою тривимірних структур освоїти виробництво чіпів **за 1-нм техпроцесом.** Фірма збирається вкласти **\$15,7 млрд** в новий завод з випуску чіпів.
- **Техпроцес атомарного рівня.** У 2012 році дослідники з Університету Південного Уельсу представили спосіб створення транзисторів, розміри яких дорівнюють розмірам одного атома. Демонстрація способу була проведена на прикладі атома фосфору, розміщеного на напівпровідниковому кристалі. Результати цієї роботи можуть бути покладені в основу створення квантових комп'ютерів майбутнього.
- [https://ru.wikipedia.org/wiki/Список\\_микроелектронных\\_производств](https://ru.wikipedia.org/wiki/Список_микроелектронных_производств)

# ПЛАНИ НА МАЙБУТНЄ

• Видання Anand Tech зібрало інформацію від усіх великих гравців напівпровідникової промисловості, які планують вкластися в модернізацію виробництва і будівництво нових фабрик. Це компанії **Global Foundries (США), Intel (США), Samsung (Південна Корея), Semiconductor Manufacturing International Corporation (SMIC, Кунтай), Taiwan Semiconductor Manufacturing Company (TSMC, Тайвань) і United Microelectronics (UMC, Тайвань)**. Їхні плани на найближчі роки такі.

• **Global Foundries** на найближчий рік продовжить виробництво за техпроцесом 14LPP, але вже в кінці 2018 р. почала масове виробництво 7 нм чіпів. Початок масового виробництва і початок продажів готових виробів - не одне й те саме. Ці дві події можуть розділяти 4-7 місяців. Спочатку Global Foundries має намір використовувати традиційну **літографію далеким ультрафіолетом** (Deep Ultra Violet, DUV), де **використовуються джерела світла з довжиною хвилі 193 нм**, а потім перейде на **полішнену технологію EUV** (Extreme Ultra Violet) з довжиною хвилі приблизно в **20 разів менше**. У цьому випадку довжина хвилі дорівнює приблизно кільком десяткам атомів, так що EUV відкриває принципово нові можливості в напівпровідниковій промисловості.

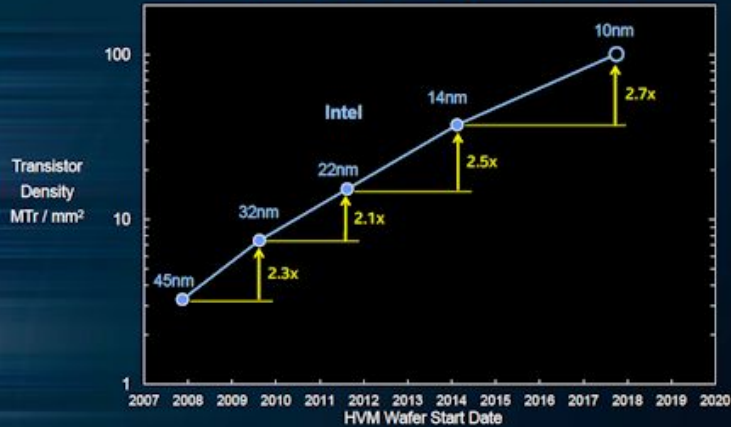
**Intel** почала випуск чіпів за 10 нм технологією для мобільних пристроїв вже в 2017 р., хоча процесори для настільних комп'ютерів поки залишаться 14 нм. В кінці року налагоджено виробництво за третім поколінням 14 нм ++. Компанія Intel - одна з перших, хто інвестував в вивчення EUV, але вона поки не робить конкретних заяв про використання цієї технології. Intel не буде використовувати EUV аж до 5 нм.

**TSMC** після впровадження 10 нм технології планує швидко перейти на 7 нм, а Samsung, навпаки, збирається випускати мікросхеми 10 нм до 2019 року (**Qualcomm Snapdragon 845**). Щільність розміщення транзисторів залежить не тільки від їх розмірів, а й від досконалості технології. Ймовірно, 10 нм від Samsung забезпечать приблизно таку ж щільність, як 7 нм від TSMC. Тут та ж ситуація, як з технологічною перевагою Intel.

Samsung планує впровадити літографію нового покоління EUV в 2019-2020 рр. для випуску транзисторів типу CLN7FF +.

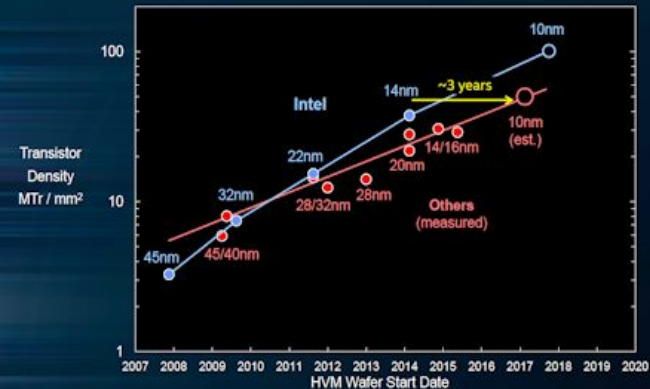
# ПЛАНИ НА МАЙБУТНЄ

## LOGIC TRANSISTOR DENSITY



10 nm hyper scaling provides ~2.7x transistor density improvement

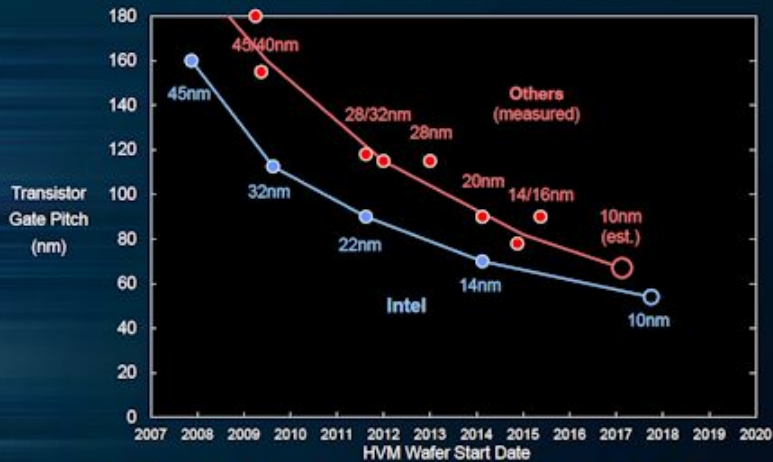
## LOGIC TRANSISTOR DENSITY



Other "10 nm" technologies will have density similar to Intel 14 nm, but ~3 years later

TECHNOLOGY AND MANUFACTURING DAY  
Source: Amalgamation of analyst data and Intel analysis. 2017-2020 are estimates based upon current expectations and available information.

## TRANSISTOR GATE PITCH TREND



Intel 10 nm Gate Pitch is the tightest in the industry

## Industry FinFET Lithography Roadmap, HVM Start

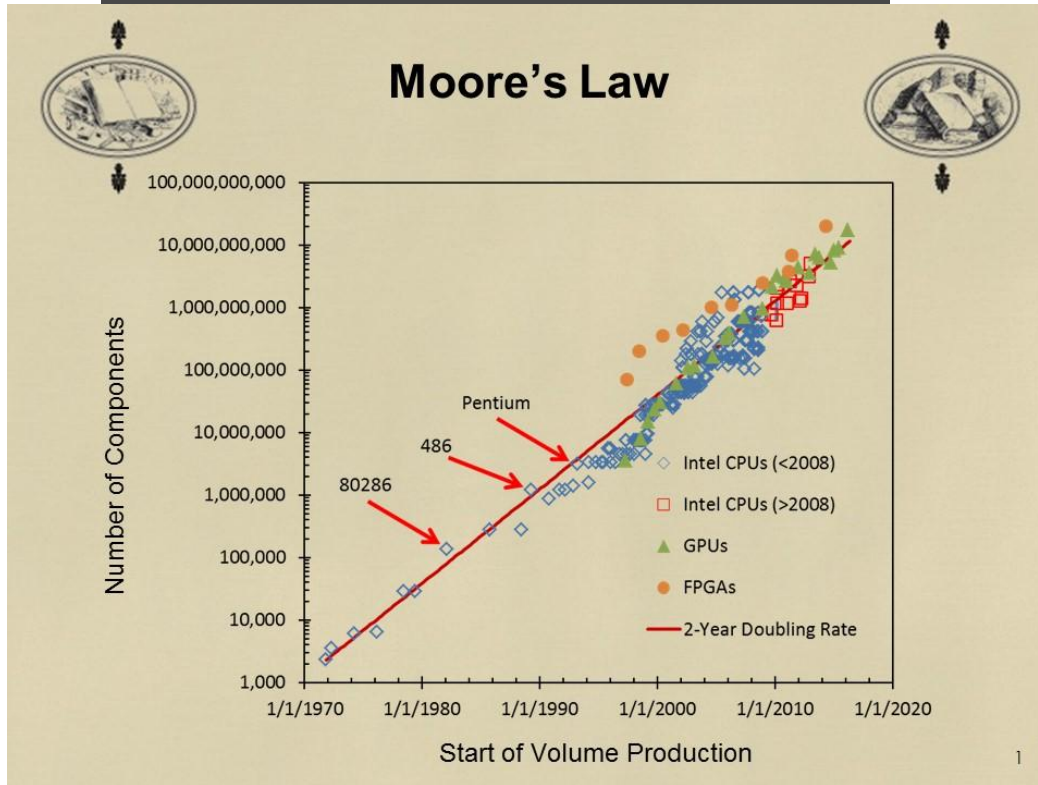
Data announced by companies during conference calls, press briefings and in press releases

	2016	2017		2018		2019		2020		2021
		1H	2H	1H	2H	1H	2H	1H	2H	
GlobalFoundries		14LPP		7nm DUV		7nm with EUV*				
Intel	14 nm 14 nm+	14 nm++ 10 nm		10 nm+ 10 nm++						
Samsung	14LPP 14LPC	10LPE		10LPP		8LPP 10LPU		7LPP		6 nm* (?)
SMIC	28 nm**		14 nm in development							
TSMC	CLN16FF+ CLN16FFC	CLN10FF CLN16FFC		CLN7FF CLN12FFC		CLN12FFC/ CLN12ULP		CLN7FF+		5 nm* (?)
UMC	28 nm**		14nm		no data					

\*Exact timing not announced

\*\*Planar

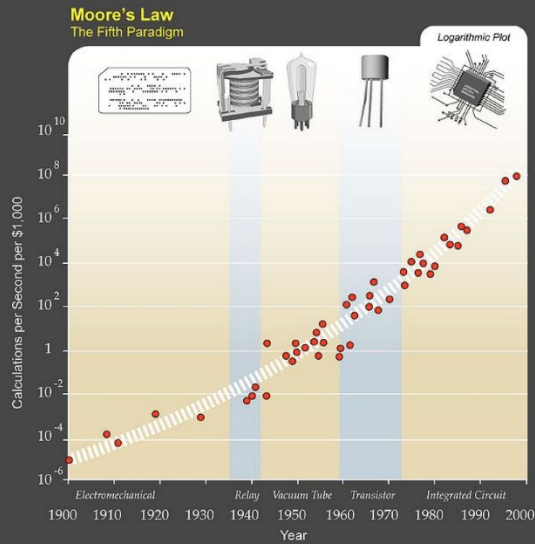
# ЗАКОНИ МУРА



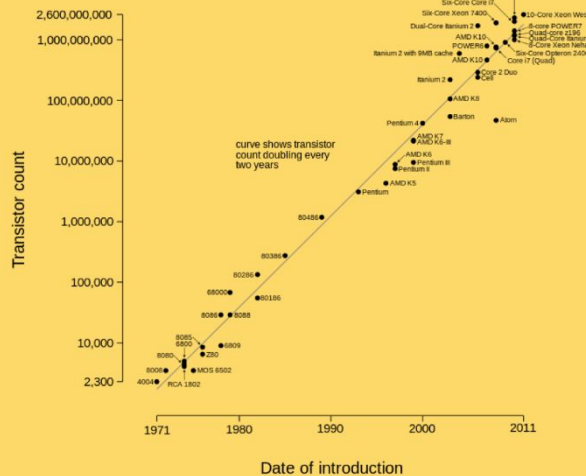
**Закон Мура** - емпіричне спостереження, зроблене у 1965 році (через шість років після винаходу інтегральної схеми), у процесі підготовки виступу **Гордоном Муром** (одним із засновників компанії Intel). 40 років тому Мур сформулював наступний закон: **кожні 1,5 роки кількість транзисторів у комп'ютерних мікросхемах на 1 кв. дюйм подвоюється. Одночасно собівартість на 1 біт інформації (на 1 елемент інформації) зменшується вдвічі, енергія на одиницю інформації теж зменшується вдвічі, час перемикання зменшується вдвічі, тобто швидкодія комп'ютера зростає вдвічі кожні 1,5 роки.**

Менш відомий «**другий закон Мура**», введений в 1998 році **Юджином Мейєраном**, який стверджує, що **вартість фабрики з виробництва мікросхем експоненціально зростає з ускладненням мікросхем**. Так, вартість фабрики, на якій корпорація Intel виробляла мікросхеми динамічної пам'яті ємністю 1 Кбіт, становила 4 млн. \$, а устаткування з виробництва мікропроцесора Pentium за 0,6-мікронною технологією з 5,5 млн. транзисторів обійшлося в 2 млрд. \$. **Вартість Fab 32 заводу з виробництва процесорів на базі 45-нм техпроцесу склала 3 млрд. \$.**

# ЗАКОНИ МУРА



Microprocessor Transistor Counts 1971-2011 & Moore's Law

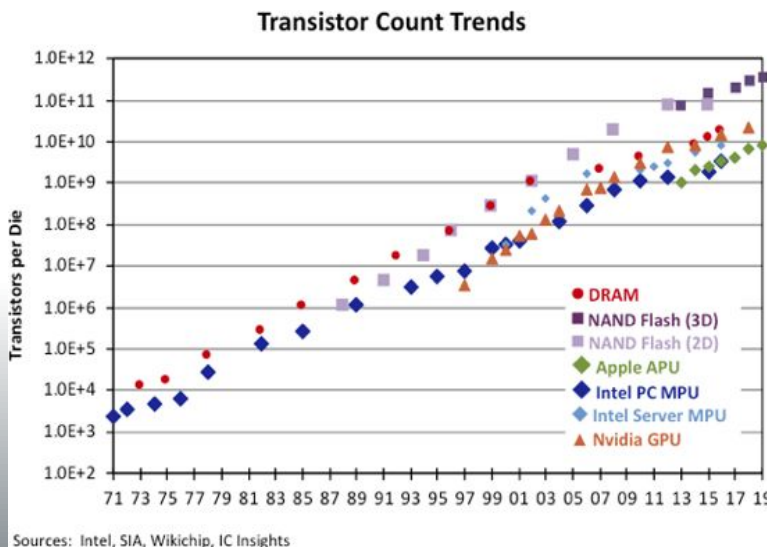


У 1968-му році на *один доллар можна було купити один транзистор*. У 2002-му році - *10 мільйонів транзисторів*. При цьому ширина транзисторів суттєво зменшується. iPhone-4 мав процесор з розміром транзистора 45 нм, iPhone 5 - 32 нм, iPhone 5s - 28 нм, iPhone 6 - 20 нм, iPhone 6s - 14 нм. Таким чином, на процесорі останнього айфона міститься в 3 рази більше транзисторів, ніж на процесорі 4-го (при тих самих розмірах процесора). Далі маємо 10 нм в 2017 році, 7 нм - в 2019 р., потім очікується 5 нм - в 2021 р.

# ЗАКОН МУРА СЬОГОДНІ

- Аналітики компанії IC Insights опублікували звіт про стан ринку напівпровідників в 2020 р. Звіт включає історію розвитку основних ринків з 71 року: пам'яті DRAM, пам'яті NAND-флеш, мікропроцесорів і графічних процесорів.
- Вони відзначають, що за останні 10-15 років такі фактори, як енергоспоживання і обмеження масштабування почали сильно впливати на темпи зростання числа транзисторів в деяких інтегральних продуктах. Але в цілому нові розробки і нові підходи до проектування і виробництва чіпів дозволяють розраховувати на подальше збереження закону Мура. Так, кількість транзисторів в мікросхемах оперативної пам'яті DRAM на початку 2000-х років збільшувалася з середньою швидкістю приблизно на 45% в рік, але з 2016 р. сповільнилося до 20% у рік після появи 16-Гбіт кристалів пам'яті компанії Samsung. Стандарт DDR5, який все ще допрацьовується JEDEC, буде включати в себе монолітні пристрої об'ємом 24 Гбіт, 32 Гбіт і 64 Гбіт, а це новий ривок вперед. Щорічне зростання щільності флеш-пам'яті до 2012 р. залишалось на рівні 55-60% на рік, але з тих пір знизилася до 30-35% у рік. Для планарних кристалів флеш-пам'яті найвища щільність складала 128 Гбіт (дані на січень 2020 р.). Зате максимальна щільність чіпа 3D NAND досягла 1,33 Тбіт для 96-шарової пам'яті із записом чотирьох біт в кожному комірку (QLC). До кінця року обіцяють з'явитися 1,5-Тбіт 128-шарові мікросхеми, з подальшим зростанням ємності до 2 Тбіт. Кількість транзисторів в мікропроцесорах Intel для ПК до 2010 р. росло приблизно на 40% в рік, але в наступні роки цей показник знизився вдвічі.

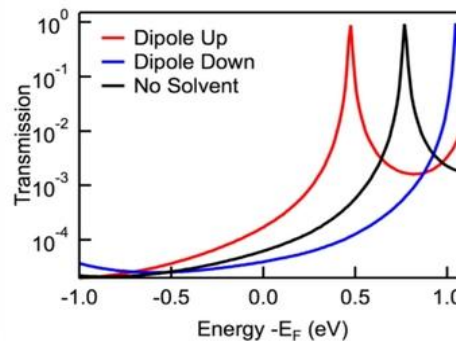
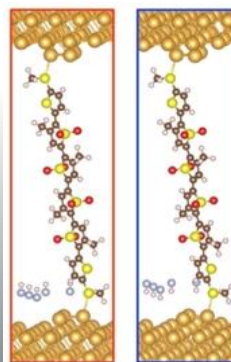
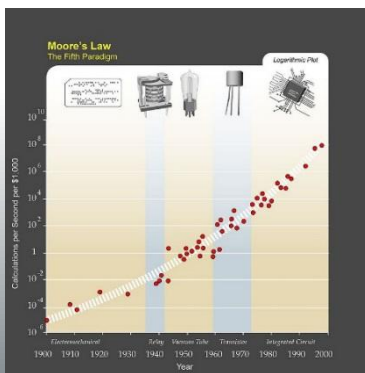
Кількість транзисторів продовжує рости в серверних процесорах компанії. Це зростання призупинилося в середині-кінці 2000-х років, але потім знову продовжилося зі швидкістю близько 25% на рік. Кількість транзисторів в прикладних процесорах компанії Apple в смартфонах iPhone і планшетах iPad з 2013 р. збільшувалася на 43% в рік. Цей показник включає в себе дані про процесор A13 з його 8,5 мільярдами транзисторів. Очікується, що в першій половині 2020 року Apple представить iPad Pro на базі нового процесора A13X. Високопродуктивні графічні процесори компанії NVIDIA мають гранично високу кількість транзисторів. На відміну від мікропроцесорів, графічні процесори з їх високим ступенем архітектурного паралелізму не містять значного обсягу кеш-пам'яті, що залишає дуже багато місця для логіки (транзисторів). Подальший акцент компанії на прискорювачі для машинного навчання і ШІ тільки підігріває дану тенденцію.





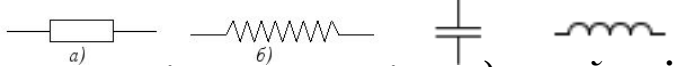

# ТЕХПРОЦЕС МОЛЕКУЛЯРНОГО РІВНЯ

- Необхідність подальшого зменшення розмірів електронних схем привертає все більшу увагу до технологій **молекулярної електроніки**, де межею мініатюризації пристрою є індивідуальна молекула. Діод, що складається з однієї асиметричної молекули, був запропонований ще 40 років тому. Особливістю цього фундаментального будівельного елементу ІС є асиметричність його конструкції для електронів, що течуть в прямому і зворотному напрямках. Відомі досі версії одномолекулярної реалізації діода страждали від малої асиметричності, високої робочої напруги і малої сили струму.
- Про прогрес у цьому напрямі розповіли **співробітники Колумбійського університету**, на чолі з **Латойа Венкатараманом (Latha Venkataraman)**. Разом з директором Molecular Foundry, Джеффом Нітон (Jeff Neaton) вони розробили **новий підхід до конструювання молекулярних діодів**. Він дозволяє створювати пристрої, що працюють в 50 разів краще, ніж колишні зразки. Замість того, щоб намагатися синтезувати асиметричну молекулу, об'єднана команда **створила асиметрію в середовищі, що оточує молекулу**. Реалізувати це вдалося за допомогою іонного розчину і золотих електродів з різною площею контактної поверхні. Для експериментальних прототипів, створених цим методом, **дослідники отримали коефіцієнт випрямлення більше 200 при напрузі всього 370 мВ**. На їхню думку, дана робота пропонує загальний підхід до управління нелінійними ефектами в нанопристроях, який може бути застосовний і до багатьох інших систем, окрім одномолекулярного переходу.

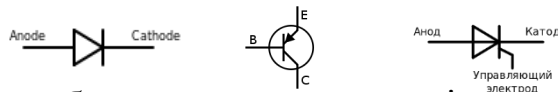


# КЛАСИФІКАЦІЯ ВИРОБІВ ЕЛЕКТРОНІКИ

До *виробів електроніки* відносять дискретні елементи та компоненти, а також інтегральні схеми (ІС). Зазвичай їх ділять на два великі класи: **активні і пасивні**.

- **Пасивні** дискретні елементи призначені для перерозподілу електричної енергії: *резистори, конденсатори, індуктивності, трансформатори, мемрістори, інтегральні схеми (ІС) у вигляді наборів пасивних елементів*. 
- **Мемрістор** - пасивний елемент мікроелектроніки, здатний змінювати свій опір залежно від заряду, що протікає через нього (інтеграла струму за час роботи). 

- До **активних** відносять такі компоненти, які здатні перетворювати електричні сигнали і посилювати їх потужність. Це *діоди, транзистори, тиристори, ІС з активними компонентами* та ін.



- За видом робочого середовища виділяють такі великі групи приладів (табл.1): *напівпровідникові, вакуумні, газорозрядні, хемотронні* (робоче середовище - рідина).

Вид	Робоче середовище	Носії	Приклади приладів
<i>Електровакуумні</i>	Вакуум	Електрони	Електронні лампи, електронно-променеві трубки, вакуумні люмінесцентні індикатори
<i>Газорозрядні</i>	Газ при низькому тиску	Іони і електрони	Іонний стабілітрон, тіратрон
<i>Напівпровідникові</i>	Кристалічний напівпровідник	Електрони і дірки	Напівпровідникові діоди, транзистори, тиристори
<i>Хемотронні</i>	Розчин електроліту	Іони і електрони	Спеціальні прилади, використання обмежено дуже низькими частотами

# КЛАСИФІКАЦІЯ ВИРОБІВ ЕЛЕКТРОНІКИ

*За видом енергії, що діє на вході і виході, прилади електроніки поділяються на*

- *електроперетворювальні* (на вході і виході - електричні сигнали),
- *електросвітлові* (на вході - електричний сигнал, на виході - оптичний),
- *фотоелектричні* (на вході - оптичний сигнал, на виході - електричний),
- *термоелектричні* (на вході - тепловий сигнал, на виході - електричний),
- *акустоелектричні* (акустичні сигнали перетворюються в електричні і навпаки),
- *магнітоелектричні* (магнітні сигнали перетворюють в електричні),
- *механоелектричні* (механічні сигнали перетворюють в електричні),
- *оптоелектронні* (електричний сигнал в оптичний, потім знову в електричний).

*За діапазону робочих частот* електронні прилади діляться на *низькочастотні (НЧ), високочастотні (ВЧ) і надвисокочастотні (НВЧ);*

- *за потужністю* - на *малопотужні, середньої потужності і потужні.*

До електродів електронних приладів *підключають джерела як постійної, так і змінної напруги,* тому розрізняють *статичний, квазістатичний і динамічний режим роботи приладів.*

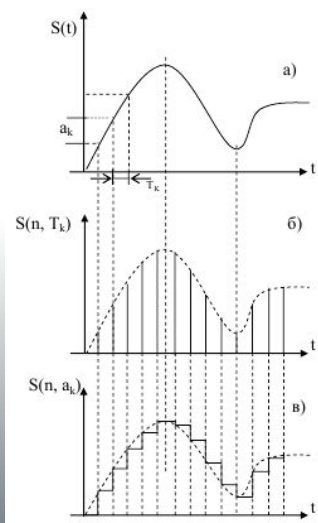
Режим роботи приладу *при постійній напрузі,* всі параметри якого не змінюються у часі, називають *статичним.*

Режим, при якому хоча б на одному з електроді *напруга змінюється у часі,* називають *динамічним.*

Якщо *параметри режиму змінюються в часі повільно* (в кожен момент часу несуттєво відрізняються від статичних), то такий режим називають *квазістатичним.*

# КЛАСИФІКАЦІЯ ПРИСТРОЇВ ЕЛЕКТРОНІКИ

- За способом формування і передачі сигналу електронні пристрої поділяють на **аналогові та дискретні**.
- **Аналогові електронні пристрої** (АЕП) здійснюють приймання, обробку і передавання електричних сигналів, що змінюються за законом безперервної функції, яка описує реальну фізичну величину. Цій фізичній величині наводиться у відповідність деякий електричний параметр (аналог), наприклад, напруга, струм, частота, фаза... Звідси назва **аналогова електроніка**. Таким чином, **функції аналогової електроніки - безперервні функції**.
- **Недоліки АЕП** нестабільність параметрів при зміні зовнішніх параметрів, спотворення при передаванні на великі відстані, складність збереження результатів, низька енергетична ефективність.
- **Переваги АЕП** висока точність (теоретична) і швидкодія, простота пристроїв.
- **Дискретні електронні пристрої** (ДЕП) здійснюють приймання, обробку і передавання електричних сигналів, отриманих дискретизацією (квантуванням) вихідної аналогової функції. Квантування можливе за часом, за рівнем сигналу, змішане.



**Недоліки ДЕП:** втрата частини інформації, зниження швидкодії порівняно з АП.

**Переваги ДЕП:** потужність, що виділяється в навантаженні, може істотно перевищувати потужність, що виділяється в підсилювальному елементі (в 10 - 20 разів), більш стійкі до дестабілізуючих чинників (температури та ін.), **висока завадостійкість**. Схемотехніка ДЕП будується на значно меншій кількості базових елементів, ніж аналогова. Звідси простота, підвищена надійність, низька вартість. Дискретні електронні пристрої за типом формування сигналу з аналогового в дискретний поділяються на **імпульсні, релейні і цифрові**.

# НАПІВПРОВІДНИКИ

- Серед твердих тіл можна виділити певні групи речовин, що відрізняються природою сил, що діють між атомами, і особливостями їх зонної структури, - **метали, напівпровідники, діелектрики**.
- У металах переважальним типом хімічного зв'язку між атомами є металевий тип, а **в напівпровідниках** і діелектриках – **ковалентний або ковалентно-іонний** та іонно-ковалентний типи відповідно.
- **Напівпровідники** – це речовини, що **за своїми електричними властивостями займають проміжне місце між провідниками та діелектриками**. Питомий опір напівпровідників змінюється в межах  $\rho = 10^{-4} - 10^{10}$  Ом/см, тоді як у металах він дорівнює  $\rho = (10^{-6} - 10^{-4})$  Ом/см, а у діелектриках перевищує  $\rho = 10^{10}$  Ом/см. **Основна властивість, що відрізняє напівпровідники від інших матеріалів** у електричному відношенні, – це **суттєва залежність їх питомого опору (електропровідності) від температури (рис.1), концентрації домішок, світлового та іонізуючого випромінювання**.
- **Типовими напівпровідниками** є елементи 4-ї групи періодичної таблиці, до яких відносяться **германій (Ge) та кремній (Si)**. Об'ємні кристалічні ґратки цих матеріалів як і у алмаза мають форму тетраедра (рис. 2). Кількість ковалентних пар електронів у атомах цих речовин – 4, як це показано на рисунку для кремнію. Крім цих матеріалів **напівпровідникові властивості мають багато інших елементарних матеріалів та сполук**.

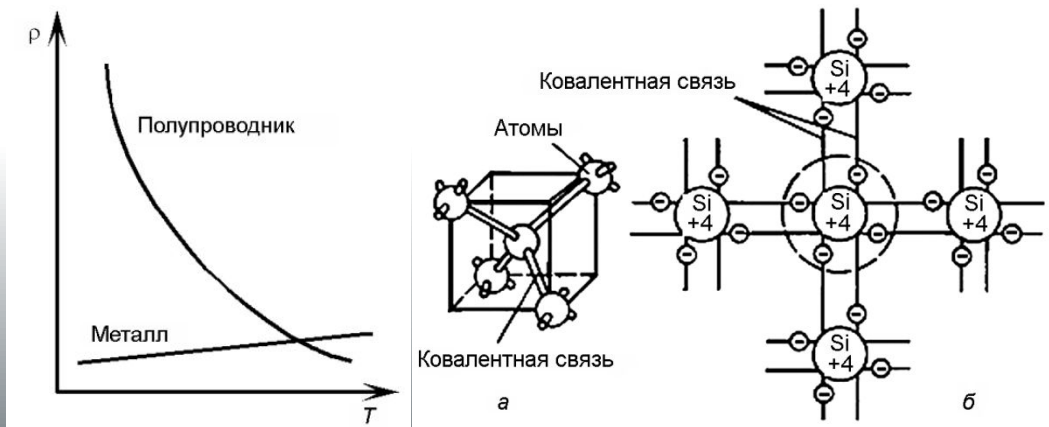


Рис. 1. Залежність питомого опору від температури металів та напівпровідників

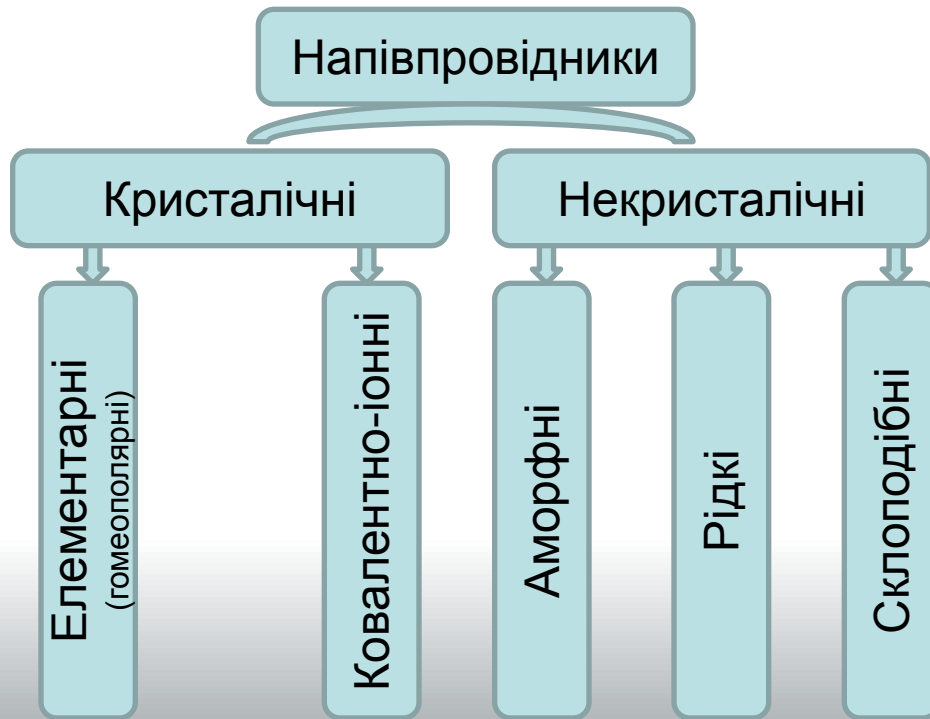
Рис. 2. Кристалічна ґратка та схема ковалентних зв'язків Si при абсолютній температурі  $T = 0$  К

# КЛАСИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ

На наш час відомо *118 хімічних елементів*, з них *93 метали і 25 неметали*. Серед останніх *13 елементів проявляють напівпровідникові*, а інші *12 - діелектричні властивості*.

Але *крім елементарних напівпровідників налічуються сотні і навіть тисячі сполук та їх твердих розчинів, що мають напівпровідникові властивості*. Тому доцільно класифікувати *напівпровідникові матеріали*.

- Всі напівпровідники можуть бути поділені на *кристалічні і некристалічні*.



До числа *некристалічних напівпровідників* відносяться: *аморфні напівпровідники* (a-Si, a-Ge, Se, Sb, Te); *рідкі напівпровідники* (розплавлений Se, Te, розплави оксидів, сульфідів, селенідів і телуридів деяких металів); *склоподібні напівпровідники*.

Найбільшого поширення серед склоподібних напівпровідників отримали халькогенідні (сплави P, As, Sb, Bi з S, Se, Te, наприклад,  $As_2Se_3$ ,  $As_2S_3$ ,  $As_2Te_3$ ) і оксидні ( $V_2O_5$  -  $P_2O_5$  -  $MeO_x$ ).

*Спільною рисою некристалічних напівпровідників є відсутність далекого порядку в розташуванні атомів, результатом якого стають суттєві зміни в енергетичному спектрі і низька рухливість носіїв заряду.*

# КЛАСИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Серед *кристалічних напівпровідників* часто виділяють групи з подібними властивостями. Так *за кількістю компонент*, що входять до їх складу речовини можна виділити:

- 1) *елементарні* (гомеополярні) напівпровідники: C, Si, Ge,  $\alpha$ -Sn, P, As, Sb, Bi, S, Se, Te, I, B.

Найважливішими представниками цієї групи є Ge і Si – які у наш час є основними матеріалами напівпровідникової електроніки. Германій і кремній мають кубічну структуру типу алмаза, де кожен атом оточений 4 найближчими сусідами.

- 2) *ковалентно-іонні напівпровідники* (бінарні, трикомпонентні сполуки тощо).

Серед *бінарних напівпровідників* виділимо групи напівпровідникових сполук, що найбільш вивчені і широко використовуються.

- В одну групу зазвичай включають сполуки з *однаковою стехіометричною формулою*, тобто утворені з елементів, розташованих в одних і тих же групах періодичної системи елементів.

- а) *Алмазоподібні напівпровідники.*

Стехіометрична формула цих напівпровідників -  $A_N B_{8-N}$

де *A і B - компоненти сполуки,*

*N - номер групи компонента A в періодичній таблиці Менделєєва.*

Компоненти цих сполук розташовані симетрично відносно IV групи в таблиці Менделєєва.

Сполуки мають *граньцентровану кубічну ґратку* і кристалізуються в структурах *типу алмазу* чи *сфалериту* (цинкової обманки), або мають *гексагональну ґратку* і кристалізуються в структурі типу *вюрцити*.

# КЛАСИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Напівпровідники групи  $A_N B_{8-N}$  знаходять широке застосування в багатьох областях техніки і, перш за все, в оптоелектронних приладах. До них відносяться:

- $A_3B_5$  ( $A_{III}B_V$ ) - GaAs, InSb, InP, GaSb, GaP, AlSb (структура сфалериту).
- $A_2B_6$  – CdSe, CdTe, HgTe, ZnS, ZnSe, ZnTe (структура сфалериту);  
CdO, CdS, CdSe, ZnO (структура вюртцита).
- $A_1B_7$  (кристалізуються в кубічній структурі типу сфалериту) - CuBr, AgI.
- $A_4B_4$  -  $\beta$ -SiC (структура сфалериту).
- **б) Халькогеніди елементів четвертої групи.**

Стехіометрична формула цих напівпровідників –  $A_4B_6$ . Типові представники - PbS, PbTe, SnTe.

Ці матеріали мають гранецентровану кубічну ґратку типу NaCl або слабо спотворені структури на її основі. Вони мають вузьку заборонену зону і використовуються як джерела і приймачі ІЧ-випромінювання.

- **в) Халькогеніди елементів п'ятої групи.**

$A_{V2}B_{VI3}$  - до цієї групи відносяться халькогеніди миш'яку ( $As_2S_3$ ,  $As_2Se_3$ ,  $As_2Te_3$ ), що кристалізуються в структури з моноклінною ґраткою; халькогеніди сурми ( $Sb_2Se_3$ ,  $Sb_2S_3$ ) - сполуки з ромбічною ґраткою; халькогеніди вісмуту ( $Bi_2Te_3$ ,  $Bi_2Se_3$ ) - сполуки з ромбоєдричною ґраткою.

Халькогеніди сурми і вісмуту використовуються для створення напівпровідникових термоелектричних генераторів.



# КЛАСИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Серед *іонно-ковалентних напівпровідників* прийнято також виділяють наступні групи напівпровідників:

- **а) Магнітні напівпровідники.**

У всіх цих матеріалах присутні *атоми з частково заповненими d-і f-оболонками* (атоми перехідних металів і рідкоземельних елементів). Відмінною рисою багатьох з них є виникнення магнітного впорядкування при низьких температурах.

Ця група включає такі сполуки як, наприклад, EuS, EuSe, MnTe, прості (NiO, CoO, FeO, EuO) і складні окисли перехідних металів, наприклад, ферити типу MeO, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> або MeFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, MnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), що кристалізуються у структурі шпінелі. *Ці матеріали знаходять застосування в радіотехнічних приладах, оптичних пристроях, керованих магнітним полем, спінтроніці і в хвилеводних пристроях НВЧ.*

**б) Оксидні напівпровідники** (NiO, ZnO, MgO, EuO, SnO<sub>2</sub>, Cu<sub>2</sub>O) використовуються *як різноманітні датчики - температури, хімічного складу газу та ін.*

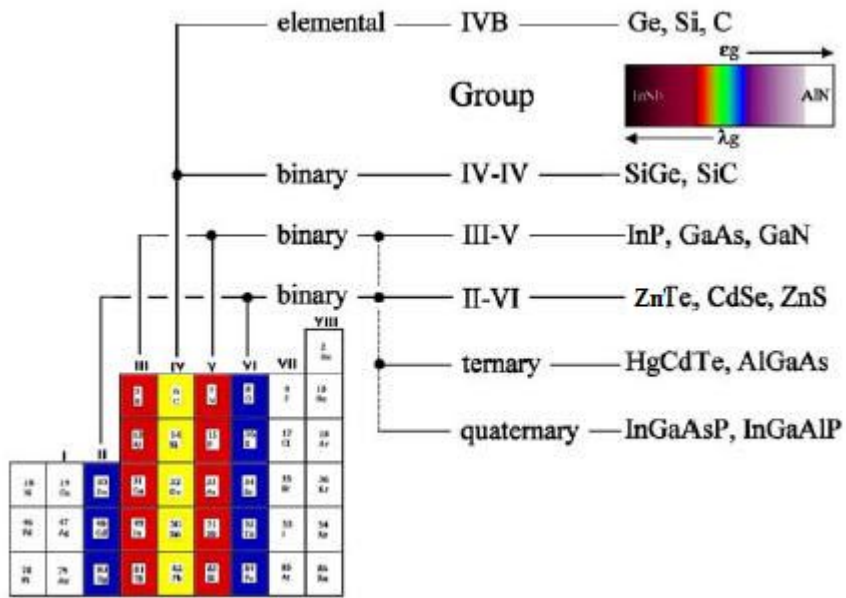
- **в) Напівпровідники-сегнетоелектрики.**

Відмінними рисами цієї групи кристалів *є наявність електричних моментів у кристалі і виникнення спонтанної поляризації при зниженні температури.* Типовим прикладом цих матеріалів є напівпровідники зі структурою перовскіту і стехіометричною формулою ABO<sub>3</sub>. Їх прикладом можуть служити BaTiO<sub>3</sub> і PbTiO<sub>3</sub>. До цієї ж групи напівпровідників-сегнетоелектриків відносяться і деякі сполуки A<sub>IV</sub>B<sub>VI</sub> - GeTe і SnTe. Використовуються ці матеріали при створенні запам'ятовуючих і нелінійно-оптичних пристроїв, в якості п'єзодатчиків.

- **г) Органічні напівпровідники:** антрацен, нафталін, фталоціанін, полівінілкарбазол.

В останні роки намітився істотний прогрес у використанні цих матеріалів у різних областях техніки, наприклад, для створення транзисторів і оптоелектронних приладів.

# МАТЕРІАЛИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ



Ge, Si  $\Rightarrow$

Діоди, транзистори

$A_3B_5$   $\Rightarrow$

лазери, тунельні діоди, діоди Ганна, оптичні модулятори

$A_2B_6$   $\Rightarrow$

Прилади акусто- і оптоелектроніки, детектори випромінювання, світлодіоди

органіка  $\Rightarrow$

????

Ge, Si  $\Rightarrow$

$A_3B_5$

$\Rightarrow$

$A_2B_6$

AIP, AlAs, AlSb  
GaP, GaAs, GaSb,  
InP, InAs, InSb

ZnO, ZnS, CdS, HgS  
CdO, ZnSe, CdSe, HgSe  
HgO, ZnTe, CdTe, HgTe

# ПРОЗОРА ЕЛЕКТРОНІКА НА ОКСИДАХ ТА ПОЛІМЕРАХ

•**Електроніка майбутнього буде гнучкою та прозорою.** Датою народження терміна **прозора електроніка** вважається **1997 рік**, коли в журналі «Nature» вийшла стаття японського дослідника Кавазо (Kawazoe) зі співавторами, в якій повідомлялося про **отримання прозорої, високопровідної оксидної плівки  $CuAlO_2$  з провідністю p-типу.** Після цього виникла **можливість створення p-n переходів на основі оксидних напівпровідників.** У тому ж номері була надрукована робота Томаса (Thomas), в якій обговорювалася перспектива створення так званих **невидимих електронних мікросхем**, що дають нове застосування провідним оксидним матеріалами, які до цього використовувалися тільки як пасивні елементи електронних схем. Поняття прозора електроніка, в першу чергу, базується на використанні прозорих у видимому діапазоні випромінювання підкладок: скла, кварцу, полімерів. Тому складовою частиною прозорої електроніки є **полімерна електроніка.**

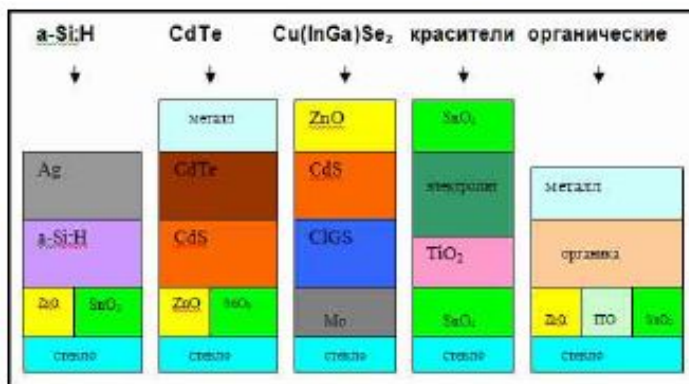
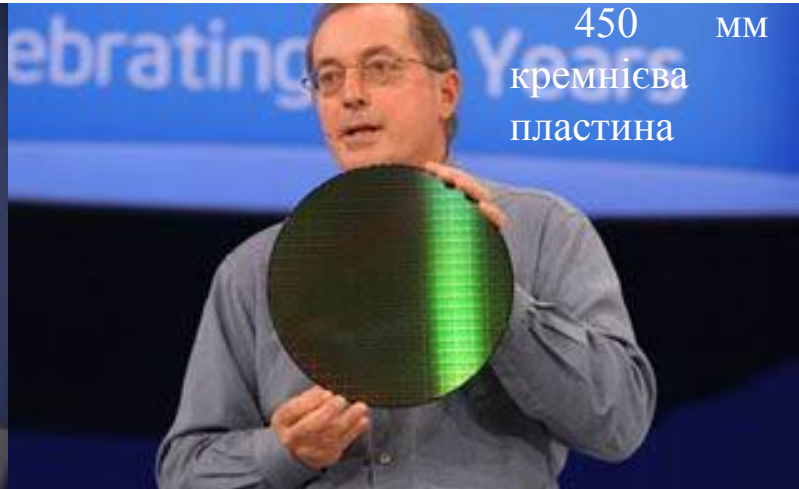


Рис.1. Приклади використання шарів оксидів та полімерів у сонячних фотоелектричних елементах

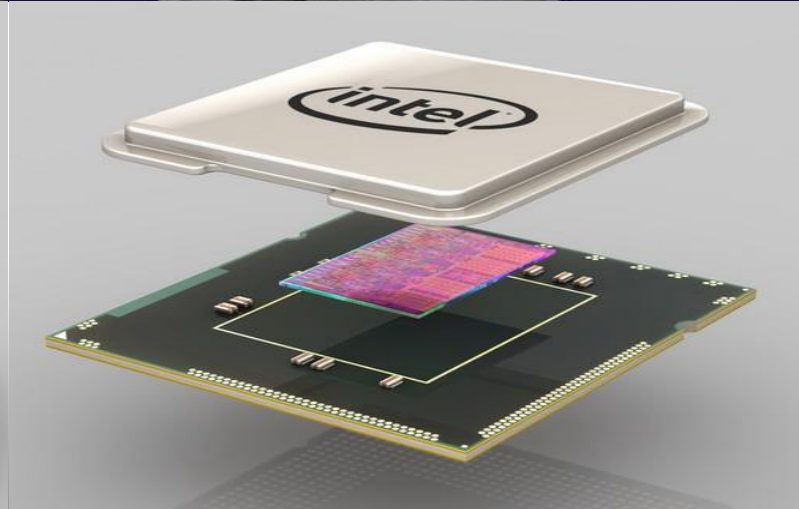
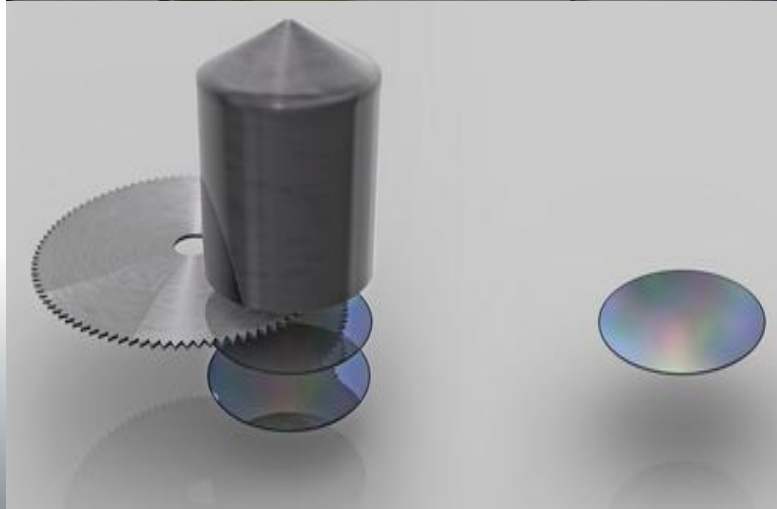
В полімерній електроніці використовують **нелеговані або слабколеговані напівпровідникові полімери.** На даний момент вважається, що перевагою полімерних матеріалів, порівняно з неорганічними напівпровідниками, є **дешевизна отримання полімерних плівок, їх гнучкість в поєднанні, наприклад, з високою фоточутливістю.** Основними областями застосування прозорої електроніки є **сенсорні дисплеї, гнучкі дисплеї, органічні світлодіоди (OLED), електролюмінісцентні випромінювачі, тонкоплівкові сонячні елементи, різні електронні та оптичні покриття.** Найбільш широко досліджуваними і такими що використовуються в електроніці прозорими провідними оксидними матеріалами є **оксид індію ( $In_2O_3$ ), оксид індію легований оловом (ITO), оксид цинку ( $ZnO$ ) і оксид олова ( $SnO_2$ ).**

# КРЕМНІЄВА ЕЛЕКТРОНІКА

Основним матеріалом сучасної електроніки залишається *кремній*, який використовується у вигляді *монокристалів* та має *кристалічну структуру алмазу*



450 ММ  
кремнієва  
пластина



# МОНОКРИСТАЛИ

- **Тверді тіла (кристали)** характеризуються наявністю значних сил міжмолекулярної взаємодії (рис.1) і зберігають постійними не лише свій об'єм як рідини, але і форму. Кристали мають правильну геометричну форму, яка є результатом упорядкованого розташування частинок (атомів, молекул, іонів), що складають кристал. **Структура, для якої характерно регулярне розташування частинок з періодичною повторюваністю у трьох вимірах, називається кристалічною ґраткою** (рис.2). Точки, в яких розташовані частинки, а точніше - точки, відносно яких атоми здійснюють коливання, називаються **вузлами кристалічної ґратки**. Кристалічні тіла можна розділити на дві групи: **монокристали і полікристали**. **Монокристали - тверді тіла, частинки яких утворюють єдину кристалічну ґратку**. Для цих речовин характерним є **дальній порядок**, тобто впорядкованість у взаємному розташуванні атомів або молекул повторюється на необмежено великих відстанях. Кристалічна структура монокристалів виявляється за їх зовнішньою формою. Правильна форма кристалів пов'язана з закономірним розміщенням частинок, що утворюють кристал. Монокристалами є більшість мінералів. Однак **великі природні монокристали зустрічаються досить рідко** (наприклад, лід, кухонна сіль).
- Характерною особливістю монокристалів є їх **анізотропність, залежність фізичних властивостей - пружних, механічних, теплових, електричних, оптичних та ін. - від напрямку**. Анізотропія монокристалів пояснюється тим, що в кристалічній ґратці на однакові за довжиною, але різні за напрямком відрізки припадає різне число частинок, тобто густина розташування частинок кристалічної ґратки за різними напрямками не однакова, що і призводить до відмінності властивостей кристала уздовж цих напрямів.

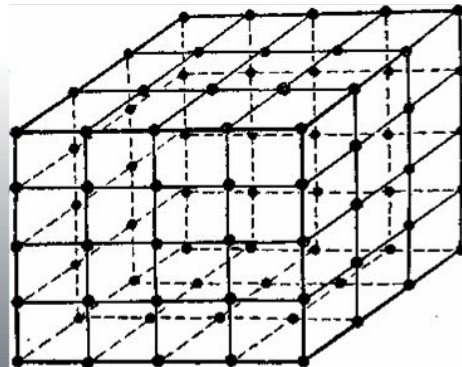
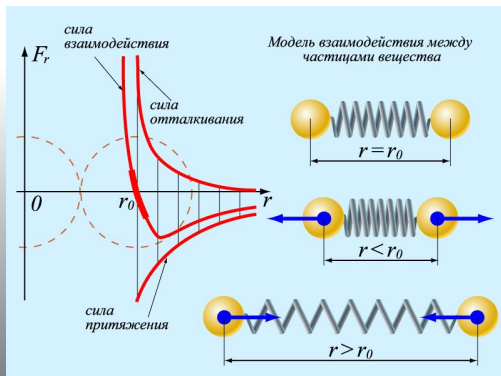


Рис.1. Залежність сили взаємодії атомів  $F$  від відстані  $r$  між ними

Рис.2. Кристалічна ґратка монокристалів

# ПОЛІКРИСТАЛИ, АМОРФИ

- Більшість твердих тіл має дрібнокристалічну структуру, тобто *складається з безлічі безладно орієнтованих дрібних кристалітів* (зерен) (рис.1). Такі тверді тіла називаються **полікристалами** (багато гірських порід, металів і сплавів). *У полікристалах анізотропія властивостей не спостерігається.*
- Тверді тіла, що не мають дальнього порядку, називаються аморфними.** Прикладами аморфних тіл можуть служити різні види скла, смоли, желатин, клей, сургуч, шевський вар, пластмаси та ін. В аморфному тілі частинки, що його складають розташовуються в загальному безладно, як і в рідинах. Говорять що там спостерігається *ближній порядок*. Тому аморфні тіла часто уподібнюють рідинам з дуже великим внутрішнім тертям (або високою в'язкістю). Основними їх ознаками є: 1) *ізотропність*, тобто однаковість властивостей у всіх напрямках; 2) *відсутність чітко вираженої температури плавлення*.
- Аморфні речовини не є стійкими.** З часом вони виявляють тенденцію до кристалізації (спостерігається, наприклад, кристалізація скла, "засахарювання" льодяників). **Кристалічний стан в порівнянні з аморфним виявляється більш стійким**, оскільки впорядкованому розташуванню частинок у структурі відповідає мінімальна внутрішня енергія про що свідчить виділення теплоти при кристалізації рідини і поглинання тепла при розплавленні кристалів. У зв'язку із зазначеним, **аморфні тіла нерідко відносять до переохолоджених рідин.**

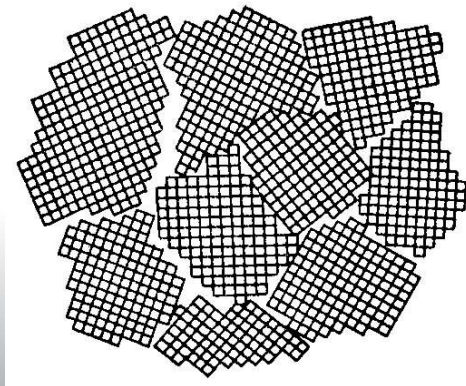
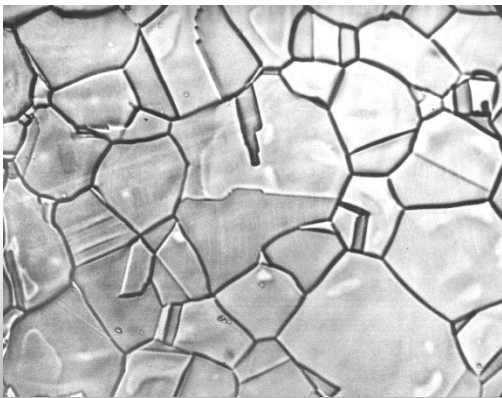


Рис. 1. Будова полікристалів. Вони складаються з монокристалів розорієнтованих на великі кути. Межі між ними називаються границями кристалітів (зерен)

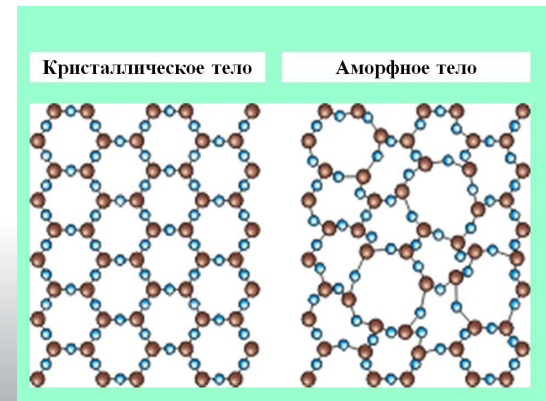

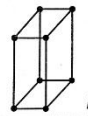

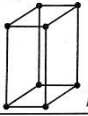
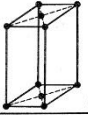

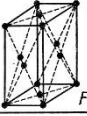



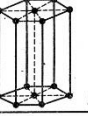
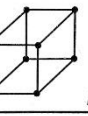




Рис.2. Будова монокристалічних та аморфних тіл

# КРИСТАЛІЧНА ГРАТКА

- З геометричної точки зору правильне, таке, що періодично повторюється, розміщення частинок у кристалі можна описати за допомогою *операції паралельного переміщення* (або *трансляції*). На рис.1 показана гратка одержана шляхом трансляції частинки (атома, іона...) вздовж трьох осей: вздовж осі  $x$  на відрізки  $a, 2a, 3a, \dots, ta$ , вздовж осі  $y$  на відрізки  $b, 2b, 3b, \dots, nb$  і вздовж осі  $z$  на відрізки  $c, 2c, 3c, \dots, pc$ , де  $t, n, p$  – цілі числа. Положення будь-якої частинки в такій гратці визначається вектором  $r = ta + nb + pc$ .
- Вектори  $a, b, c$ , називаються *основними векторами трансляції*, їх модулі – *періодами трансляції*.
- Гратку побудовану шляхом паралельного переміщення якогось вузла за напрямками трансляції, називають *трансляційною граткою або граткою Браве*. Всього існує тільки 14 граток Браве.
- Найменший паралелепіпед, побудований на векторах  $a, b, c$ , називається *елементарною коміркою* кристалічної гратки. Місця у яких розташовані частинки називаються *вузлами гратки*.
- Для характеристики елементарної комірки у загальному випадку потрібно задати 6 величин: *три ребра  $a, b, c$  і три кута між ними  $\alpha, \beta, \gamma$* . Ці величини називають *параметрами комірки*.
- За формою розрізняють сім типів елементарних комірок: *триклинну, моноклинну, ромбічну, ромбоєдрічну, гексагональну, тетрагональну і кубічну* (таблиця). Цім семи формам відповідають сім *кристаллографічних систем координат і сім систем симетрії (сингоній)* за допомогою яких описують кристали.

Сингонія	Тип решетки			
	Примитивная	Базоцентрированная	Объемно-центрированная	Гранецентрированная
Триклинная				
Моноклинная				
Ромбическая				
Тригональная (ромбоэдрическая)				
Тетрагональная				
Гексагональная				
Кубическая				

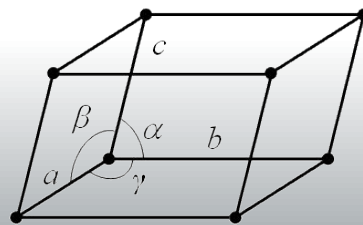
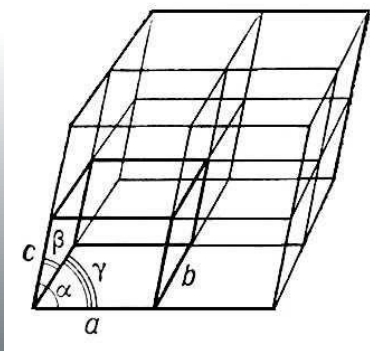


Рис.1. Проста гратка і її елементарна комірка

# ПРОСТІ І СКЛАДНІ ГРАТКИ

- За числом вузлів у елементарній комірці ґратки поділяють на **прості та складні**. У простій ґратці на одну комірку припадає один вузол, у складній – декілька вузлів.
- До найбільш поширених *серед металів* просторових ґраток відносяться: **об'ємно-центрована кубічна** (ОЦК), **гранецентрована кубічна** (ГЦК), **гексагональна щільно упакована** (ГЩУ) (рис.1), а **серед напівпровідників - кубічна типу алмаза** (рис.2). Крім атомів у вершинах (вузлах), комірки цих ґраток містять по одному атому: ОЦК - у центрі куба, ГЦК - в центрах кожній з шести граней куба, ГЩУ - в центрі однієї з двох тригранних призм, що утворюють елементарний паралелепіпед, **типу алмазу** - в центрі кожної грані і в чотирьох тетраедричних пустотах (з восьми) всередині комірки. Однак якщо складна ґратка є **ґраткою Браве**, то її елементарна комірка завжди може бути вибрана примітивною, тобто такою що містить один атом. **Форму елементарної комірки складних ґраток завжди вибирають так, щоб симетрія комірки була не нижче симетрії кристалічної структури**. Не будь-яку ґратку можна отримати шляхом трансляції одного вузла (рис. 1) іноді потрібно два вузли або більше. Такі ґратки називаються **ґратками з базисом**.

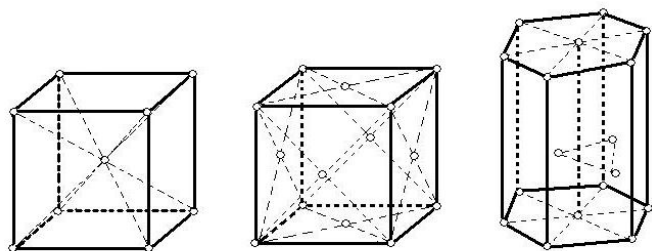


Рис. 1. ОЦК, ГЦК та ГЩУ ґратки

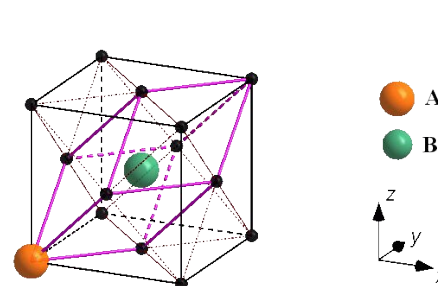


Рис. 1. Чотиривузельна гранецентрована ґратка типу NaCl і одновузельна проста ґратка, що відповідає їй

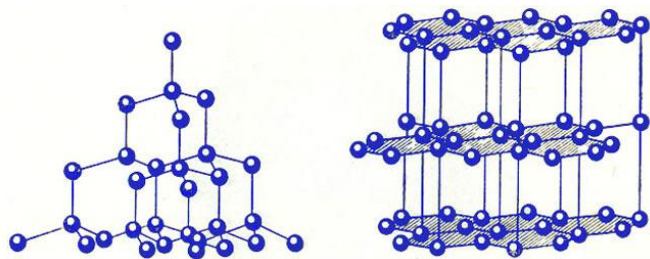
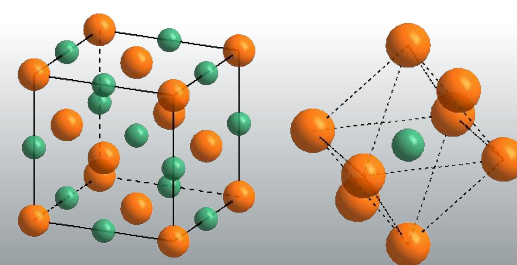


Рис. 2. Ґратки алмаза та графіту





# ПОЗНАЧЕННЯ ВУЗЛІВ, НАПРЯМІВ ТА ПЛОЩИН У КРИСТАЛІ

- **Індекси вузлів.** Положення будь-якого вузла ґратки відносно початку координат визначається заданням 3-х координат:  $x, y, z$ . Ці координати можна виразити так:  $x = ma, y = nb, z = pc$ , де  $a, b, c$  - параметри ґратки;  $m, n, p$  - цілі числа. Якщо за одиниці виміру довжин прийняти параметри ґратки, то координатами вузла будуть просто числа  $m, n, p$ . Вони називаються індексами вузла і записуються так:  $[[mnp]]$ .
- **Індекси напрямів.** Для опису напрямку в кристалі вибирають пряму, що проходить через початок координат. Її напрям однозначно визначається індексами першого вузла через який вона проходить. Тому індекси вузла одночасно є і індексами напрямку. Індеси напрямку позначають так  $[mnp]$ .
- **Індекси площин.** Нехай кристалографічна площина відтинає на осях координат відрізки  $m, n, p$ . Рівняння такої площини у відрізках має вигляд  $x/m + y/n + z/p = 1$ . Приводячи усі члени рівняння до спільного знаменника отримаємо  $hx + ky + lz = D$ , де  $h, k, l$  - цілі числа, що називаються **індексами Міллера**. Індеси площин записуються так:  $(h, k, l)$ . Для площин, паралельних координатним осям, відповідний індекс дорівнює нулю. **Індеси Міллера обернено пропорційні відрізкам, що відтинаються площиною на осях координат.**

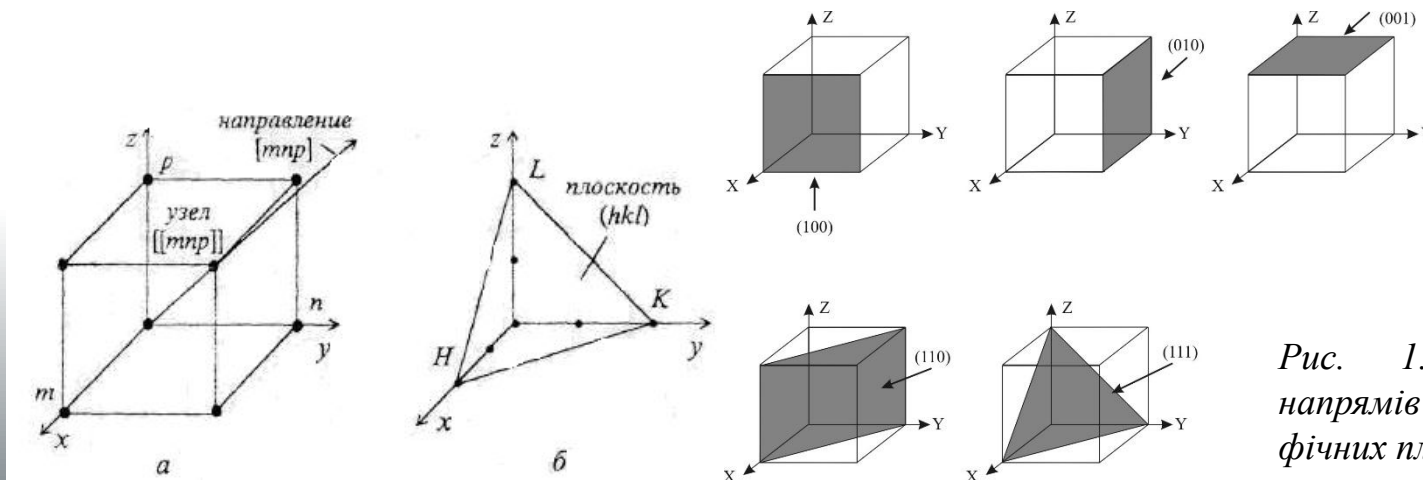


Рис. 1. Індеси вузлів, напрямів та кристалографічних площин

# ДЕФЕКТИ У КРИСТАЛАХ

• *Ідеальних монокристалів не існує.* В них завжди присутні *структурні дефекти*. За розмірністю дефекти поділяють на *0 – вимірні (точкові), 1 – вимірні, 2 – вимірні та 3 – вимірні.*

• *До точкових дефектів відносять вакансії, міжвузлові атоми, атоми домішок,* що розчинені за способом заміщення або впровадження (рис.1).

• **Вакансія** утворюється коли атом залишає своє місце у вузлі кристалічної ґратки. **Міжвузловий атом** - це власний атом, що впроваджений між атомами, які розташовані у вузлах кристалічної ґратки. Існує два способи утворення дефектів в ґратці за рахунок переміщення частинок з її вузлів. Атом (іон) може переміститися з вузла ґратки, залишаючи там вакансію. Такий **дефект у вигляді пари вакансія - міжвузловий атом (іон) називається дефектом за Френкелем** (рис. 2, а). Якщо атом (іон) залишає вузол ґратки і виходить на поверхню кристала, добудовуючи її, то **в ґратці залишаються тільки вакансії**. Такий тип дефекту називається **дефектом за Шотткі** (рис. 2, б). Основною причиною утворення дефектів по Френкелю і Шотткі є теплові коливання атомів (іонів).

• У матеріалі будь-якої чистоти завжди присутні **домішки**. Домішки можуть утворювати з основною речовиною розчини **впровадження та заміщення**, у першому випадку вони розташовуються у міжвузлі, у другому у вузлі кристалічної ґратки. Міжвузлові атоми домішок як і власні атоми розташовуються переважно в таких місцях (пустотах) ґратки, де для них існує більше вільного простору. Домішки здійснюють суттєвий вплив на всі властивості твердих тіл. **У напівпровідниках як власні атоми впровадження та вакансії так і домішкові атоми утворюють нові енергетичні рівні у забороненій зоні матеріалу. Домішки (власні дефекти) приводять до утворення так званої домішкової провідності.**

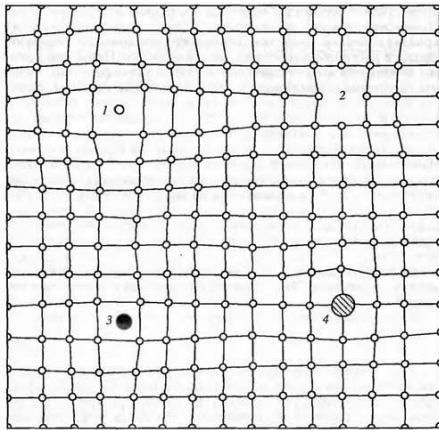


Рис. 1. Точкові дефекти кристалічної ґратки: міжвузловий атом (1), вакансія (2), домішкові атоми впровадження (3) та заміщення (4)

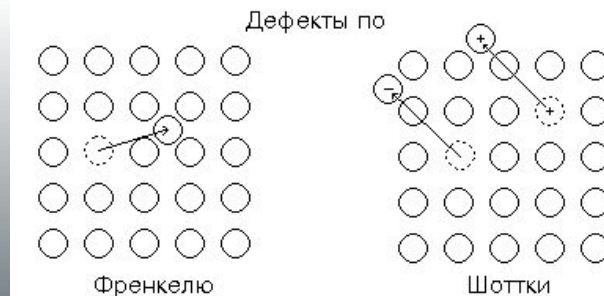


Рис. 2. Точкові дефекти за Френкелем та Шотткі

# ДЕФЕКТИ У КРИСТАЛАХ

- До лінійних дефектів відносяться **крайові та гвинтові дислокації**.
- В ідеальному кристалі сусідні атомні площини паралельні одна одній. У реальному кристалі атомні площини часто обриваються усередині кристала (рис. 1, а), при цьому виникає крайова дислокація, віссю якої є край «зайвої» напівплощини. Утворення **крайової дислокації** можна уявити собі, якщо надрізати кристал по частині площини ABCD (рис. 1, б), зрушити нижню частину відносно верхньої на одну міжатомна відстань  $b$  в напрямі, перпендикулярному до АВ, а потім знову з'єднати атоми на протилежних краях розрізу. Залишилася, зайва напівплощина яка обривається уздовж крайової дислокації АВ. **Вектор  $b$ , величина якого дорівнює міжатомній відстані, називається вектором зрушення (вектором Бюргерса)**.
- На відміну від крайової дислокації, у **гвинтовій** площині ковзання є будь-яка кристалографічна площина, що проходить через лінію АВ. Кристал з гвинтовою дислокацією вже не складається з паралельних атомних площин, швидше його можна розглядати таким, що складається з однієї атомної площини, закрученої у вигляді гелікоїди або гвинтової драбини (рис. 2, б).
- **Дислокації у напівпровідниках є електрично активними та створюють рівні в забороненій зоні матеріалу.**
- **До тривимірних дефектів відносяться границі зерен, межі кристалів, границі розділу матеріалів.**

Рис. 1. Крайова дислокація (а) та механізм її утворення (б)

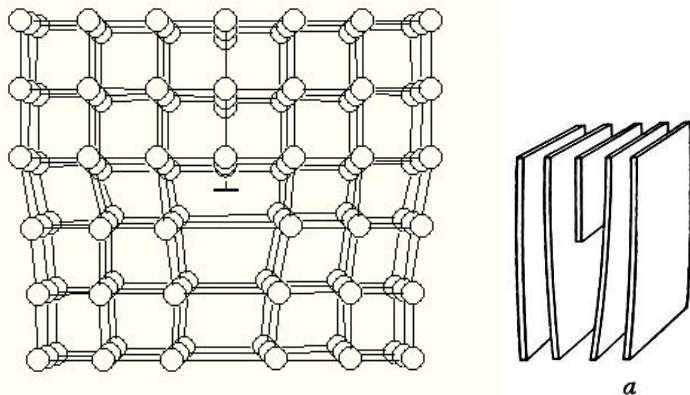
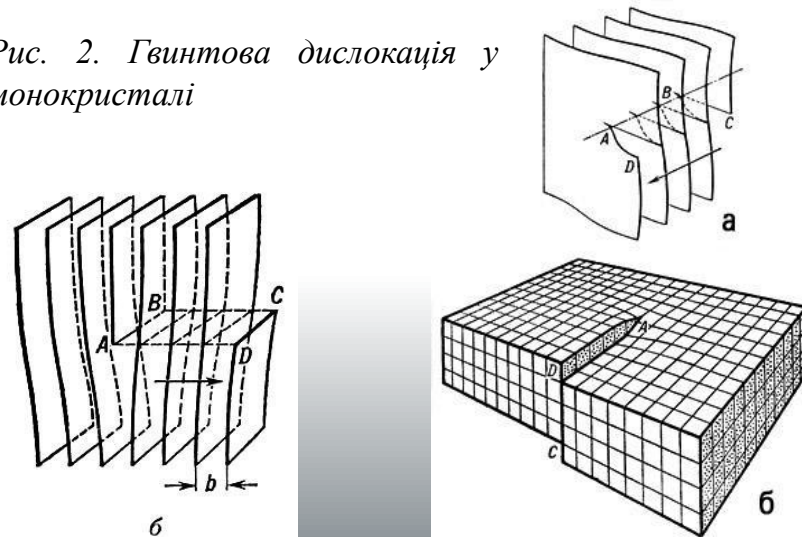
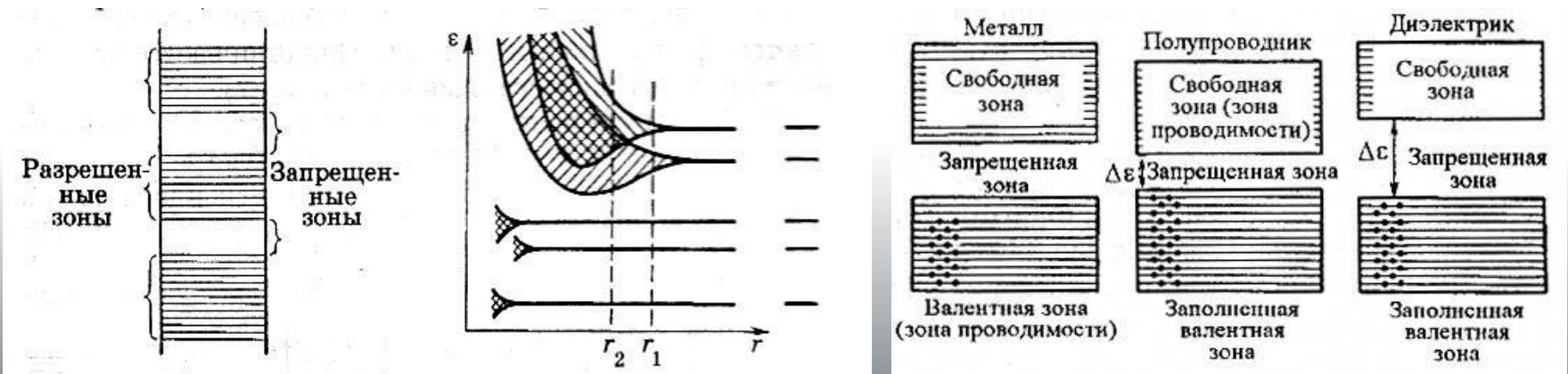


Рис. 2. Гвинтова дислокація у монокристалі

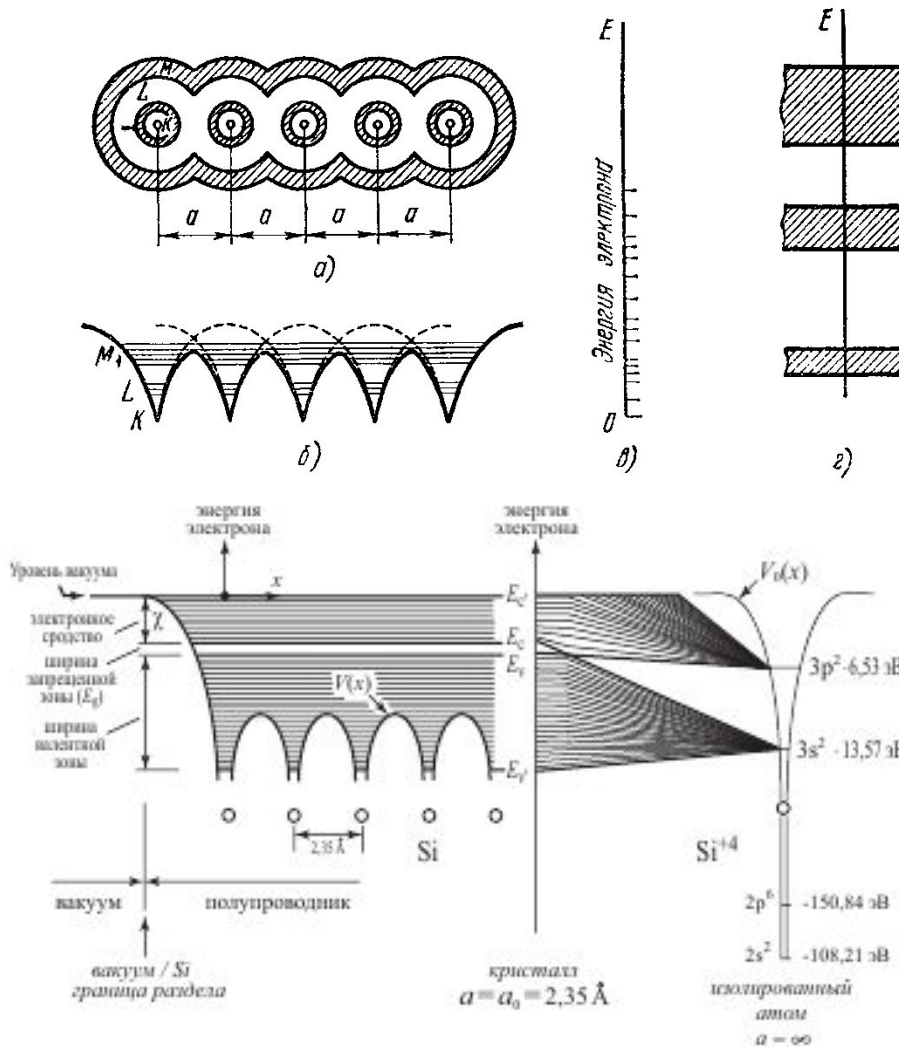


# ЗОННА СТРУКТУРА

- Кристалічна структура напівпровідника являє собою безліч атомів, що сильно взаємодіють між собою завдяки малим міжатомним відстаням. Тому замість сукупності дискретних енергетичних рівнів, властивих окремому атому, *кристалічна структура характеризується сукупністю енергетичних зон* (рис. 1). Кожна зона походить від відповідного рівня, який розщеплюється при зближенні атомів. У результаті кристалічна структура характеризується *зонною діаграмою*, в якій *дозволені зони чергуються з забороненими зонами*.
- Верхня дозволена зона називається *зоною провідності*, а розташована безпосередньо під нею - *валентною зоною*. При нульовій абсолютній температурі валентна зона завжди повністю заповнена електронами (точніше - всі електрони мають енергію, що відповідає валентній зоні), а *зона провідності у металів або заповнена тільки в нижній частині* (точніше - електрони мають енергію, що відповідає нижній частині зони провідності), *або, в напівпровідників і діелектриків, порожня* (точніше - немає електронів з енергією, що відповідає зоні провідності). Особливістю енергетичної (зонної) діаграми провідників (металів) є відсутність забороненої зони між зоною провідності і валентною зоною. *Діелектрики характеризуються шириною забороненої зони  $E_g > 3$  еВ. У напівпровідників  $E_g < 3$  еВ* (рис.2). При нульовій абсолютній температурі в бездомішковому напівпровіднику усі без винятку електрони беруть участь у ковалентних зв'язках між атомами, вільні носії заряду відсутні (зона провідності не заповнена).



# УТВОРЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ЗОН



Електрони крім енергії мають імпульс, тому часто наводять залежність їх енергії від імпульсу ( $p$ ) або від хвильового числа ( $k=2\pi/\lambda=2\pi p/h$ ). Така залежність ( $E=f(k)$ ) називається **дисперсійною кривою**.

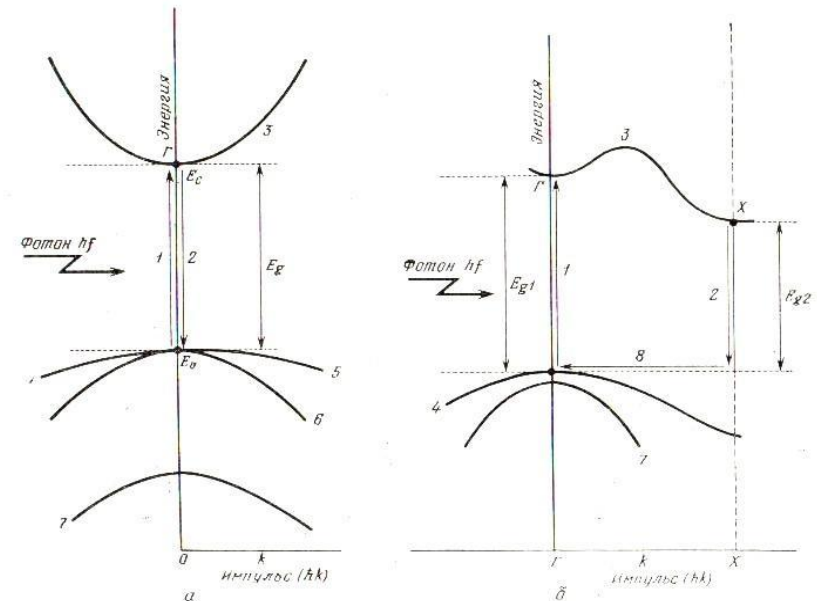


Рис. 1. Дисперсійна крива для прямозонних і непрямозонних матеріалів

# ВИДИ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НП

- Розрізняють *власні та домішкові* напівпровідники.
- До числа *власних* відносяться *хімічно чисті напівпровідники*. Електричні властивості *домішкових напівпровідників* визначаються домішками, що вводяться у матеріал штучно.
- У власному напівпровіднику при 0 К всі електрони зв'язані ковалентними зв'язками, це відповідає тому що всі рівні валентної зони повністю заповнені електронами, а у зоні провідності електрони відсутні. Електричне поле, що прикладене до напівпровідника, не може перекинути електрони з валентної зони у зону провідності. У зв'язку з цим *власні напівпровідники при абсолютному нулі температури ведуть себе як ідеальні діелектрики*.
- При збільшенні температури ( $T > 0$  К) деякі валентні електрони отримують енергію, якої вистачає, щоб розірвати ковалентний зв'язок (рис. 1). На зонній діаграмі це відповідає переходу частини електронів з верхніх рівнів валентної зони в результаті теплового збудження на нижні рівні зони провідності. В цих умовах електричне поле отримує можливість змінювати стан електронів, що знаходяться у зоні провідності. Крім цього, внаслідок утворення вакантних рівнів у валентній зоні електрони цієї зони також можуть змінювати свою швидкість під дією зовнішнього поля. В результаті електропровідність напівпровідника стає відмінною від нуля. Виявляється, що при наявності вакантних рівнів *поведінка електронів валентної зони може бути представлено як рух позитивно заряджених квазічастинок, що отримали назву дірок*. Внаслідок цього у міжатомному зв'язку виникає одиничний заряд – дірка. На енергетичній діаграмі напівпровідника це явище супроводжується виникненням вільного енергетичного рівня (рис.2).

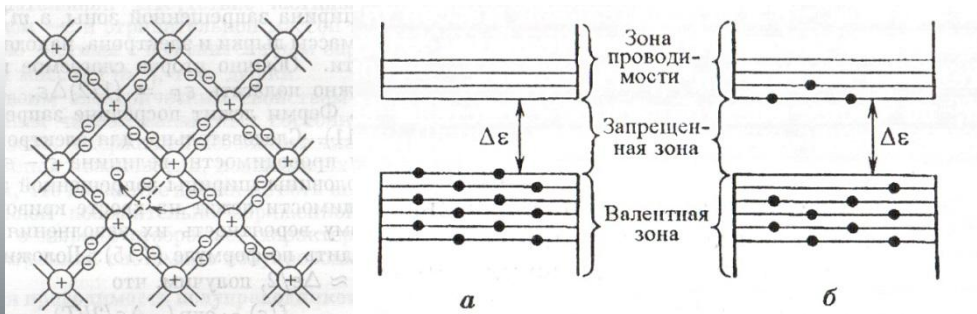


Рис. 1. Розрив ковалентних зв'язків при  $T > 0$  К.

Рис. 2. Перехід електронів з валентної зони у зону провідності при підвищенні температури напівпровідника

# ВЛАСНА ПРОВІДНІСТЬ

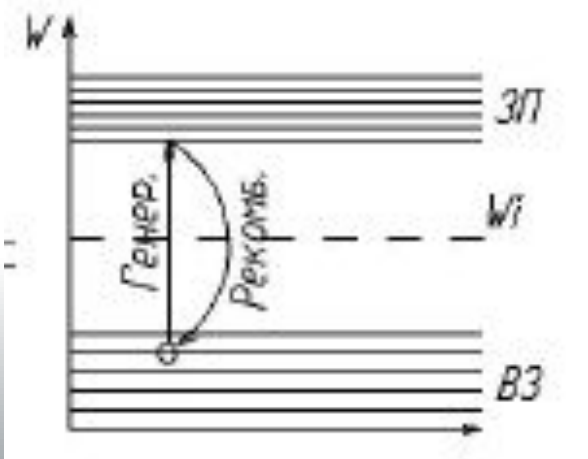
- У реальному напівпровіднику процес переміщення дірки виглядає наступним чином. На місце утвореного розриву ковалентного зв'язку може перейти електрон із сусідньої ковалентної пари, і тоді відбудеться “заповнення” місця попереднього розриву та утворення дірки у новому місці. Це рівнозначно переміщенню дірки. Таким чином, у чистому бездомішковому напівпровіднику утворюються вільні носії заряду – електрони і дірки, тобто відбувається **генерація** вільних носіїв заряду. У власному матеріалі концентрація електронів дорівнює концентрації дірок.
- Крім збільшення температури, причиною генерації носіїв може бути будь-яке збудження (освітлення, опромінення тощо) напівпровідника. **Генерація** супроводжується зворотним процесом – **рекомбінацією**.
- **Рекомбінація** – це відновлення ковалентного зв'язку, утворення при зіткненні пари електрон-дірка нейтрального атома. На енергетичній діаграмі процес рекомбінації відповідає поверненню електрона із зони провідності назад до валентної зони.

За постійної температури процеси генерації зрівноважуються процесами рекомбінації і в напівпровіднику встановлюється рівноважна концентрація носіїв заряду. У рівноважному стані кількість електронів  $\Delta n$ , що займають дозволені рівні в деякому елементарному інтервалі енергій  $\Delta E$  з густиною рівнів у інтервалі  $N(E)$ , буде визначатися кількістю дозволених рівнів у інтервалі  $N(E)\Delta E$  і ймовірністю їх заповнення  $P_n(E)$ :  $\Delta n = P_n(E)N(E)\Delta E$ .

Загальну концентрацію електронів у зоні провідності напівпровідника можна розрахувати, якщо проінтегрувати рівняння у межах енергій від дна зони провідності  $E_C$  до  $\infty$ . Аналогічно можна розрахувати концентрацію дірок у валентній зоні напівпровідника. При цьому межі інтегрування будуть від нуля до верху валентної зони  $E_V$

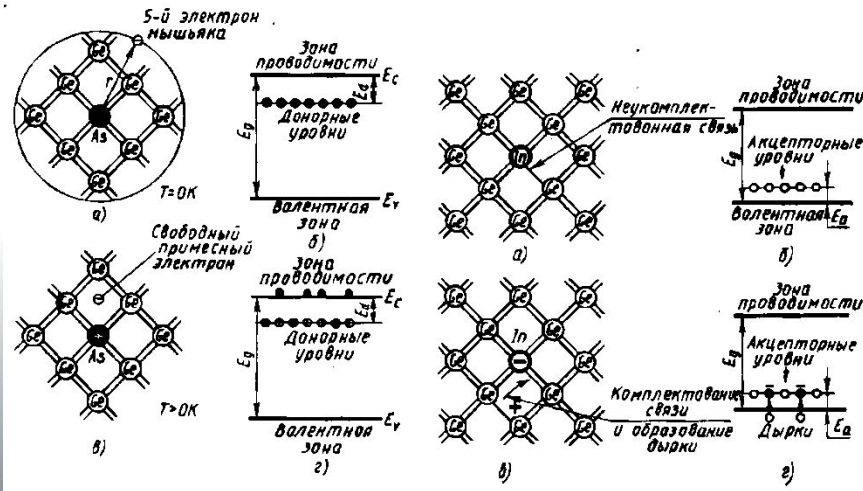
$$n_0 = \int_{E_C}^{\infty} P_n(E)N(E)dE,$$

$$p_0 = \int_0^{E_V} P_p(E)N(E)dE$$



# ДОМІШКОВА ПРОВІДНІСТЬ

- **Домішкова провідність** виникає тоді коли деякі атоми напівпровідника у вузлах кристалічної ґратки замінити чужорідними атомами валентність яких відрізняється від валентності основних.
- На рис. умовно зображена кристалічна ґратка германію з домішкою п'ятивалентних атомів фосфору. Для утворення ковалентних зв'язків з сусідами атому фосфору достатньо чотирьох електронів. Відповідно **п'ятий валентний електрон виявляється надлишковим**. Він легко відщеплюється від атома за рахунок теплової енергії, і може вільно переміщуватися ґраткою.
- Таким чином, у напівпровіднику з домішкою, валентність якої на одиницю більша валентності основних атомів, є тільки **один вид носіїв струму – електрони**. Відповідно говорять, що такий напівпровідник має електронну провідність або є напівпровідником **n-типу**. Атоми домішки, що постачає електрони провідності називають **донорами**.
- У випадку якщо у напівпровідник ввести домішку з валентністю на одиницю меншу ніж у основного матеріалу (наприклад, бор) відбувається наступне. Трьох електронів атома бору недостатньо для утворення зв'язків з усіма чотирма сусідніми атомами. Саме тому один із зв'язків залишається



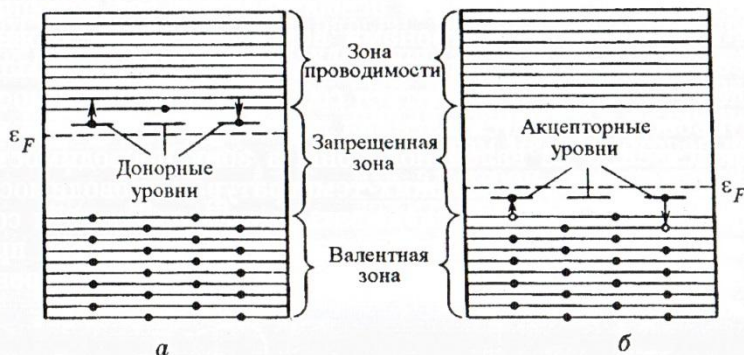
недоукомплектованим і являє собою місце здатне захопити електрон. При переході на це місце електрону з одного з сусідніх ковалентних зв'язків виникає дірка яка може переміщуватися по матеріалу. Таким чином, у напівпровіднику з домішкою, валентність якої на одиницю менша валентності основних атомів виникають носії тільки одного виду – дірки. Провідність у цьому випадку називається дірковою, а про напівпровідник говорять що він є **p-типу**. Відповідна домішка називається **акцепторною**.



# ДОМІШКОВІ РІВНІ

- Домішки створюють поле кристалічної ґратки напівпровідника, що приводить до виникнення на енергетичній схемі **домішкових рівнів**, розташованих у забороненій зоні кристалу. У випадку напівпровідника  $n$  – типу домішкові рівні називаються **донорними**, а у випадку  $p$  – типу – **акцепторними**.
- Донорні рівні знаходяться поблизу зони провідності, акцепторні – валентної зони. Оскільки ці рівні є мілкими, теплової енергії ( $E_m = kT = 0,026$  eV (300 K)) вже при звичайних температурах виявляється достатньо для того, щоб перевести електрон з донорного (акцепторного) рівня в зону провідності (валентну зону). Цьому процесу відповідає відщеплення п'ятого валентного електрона (дірки) від атома домішки. Захопленню вільного електрона атомом домішки відповідає перехід електрона (дірки) з зони провідності (валентної зони) на один з донорних (акцепторних) рівнів.
- Отже, в напівпровіднику з донорними (акцепторними) домішками концентрація вільних електронів (дірок) набагато перевищує концентрацію дірок (електронів). Символічно це записується так: у стані термодинамічної рівноваги  $n_0 \gg p_0$ , де  $n_0$  - рівноважна концентрація електронів у напівпровіднику донорного типу ( $n$  – типу);  $p_0$  - рівноважна концентрація дірок у напівпровіднику  $n$  – типу. Електрони (дірки) є **основними** носіями заряду, а дірки – **неосновними**. Концентрація електронів у напівпровіднику  $n$  – типу може бути визначена за формулою  $n_{n0} = N_D + n_i$ , де  $N_D$  – концентрація атомів донорної домішки;  $n_i$  - концентрація власних електронів. Концентрація дірок у акцепторному напівпровіднику може бути визначена за формулою  $p_{p0} = N_A + p_i$ ,

концентрація власних дірок.



Якщо валентність домішки більше ніж на одиницю відрізняється від валентності основної речовини, вона створює **глибокі локалізовані рівні** у забороненій зоні матеріалу. Такі домішки звичайно виступають як

# ЕФЕКТИВНА МАСА

- **Ефективна маса** - величина, що має розмірність маси і характеризує динамічні властивості електронів у кристалі (квazічастинок). Наприклад *рух електрона провідності в кристалі під дією зовнішньої сили  $F$  і сил з боку кристалічної ґратки в ряді випадків може бути описано як рух вільного електрона, на який діє тільки сила  $F$  (закон Ньютона), але з масою відмінною від маси  $m_0$  вільного електрона. Ця відмінність відображає взаємодію електрона провідності з ґраткою.*
- **Ефективна маса, відображаючи особливості руху електрона у періодичному полі кристала**, є дуже своєрідною. Перш за все *вона може бути як позитивною так і негативною*, за числовим значенням вона може бути *як набагато більшою так і набагато меншою маси спокою електрона* (рис.1).
- **Електрони, що розташовані біля дна зони провідності, мають позитивну ефективну масу.** Саме тому у зовнішньому полі створеному у кристалі, вони ведуть себе нормально, прискорюючись у напрямі сили що діє. Відмінність таких електронів від вільних полягає у тому, що їх ефективна маса може суттєво відрізнятись від маси спокою електрона.
- **Маса електронів, що розташовані біля верху валентної зони від'ємна.** Такі електрони ведуть себе у зовнішньому полі створеному у кристалі аномально: вони прискорюються у напрямі протилежному дії зовнішньої сили (*прискорюються як позитивні носії - дірки*)

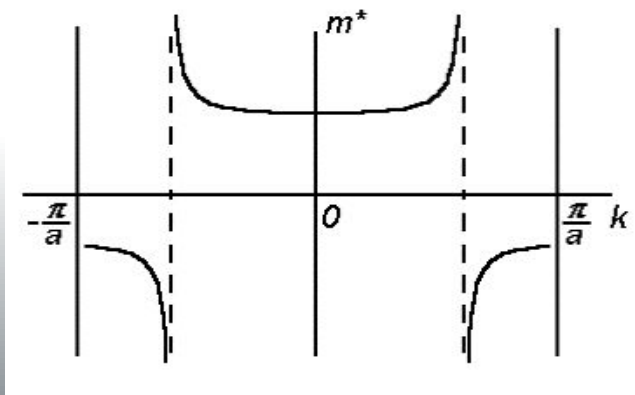


Рис. 1. Ефективна маса електронів з різним хвильовим числом

# РІВЕНЬ ФЕРМІ

- **Електрони являються ферміонами** (їх спин дорівнює  $\frac{1}{2}$ ) тому їх розподіл за дозволеними енергетичними рівнями **описується функцією Фермі-Дірака** (при високих температурах - **Больцмана**), яка має вигляд

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_i - E_F}{kT}\right] + 1} \sim e^{-\frac{E_i - E_F}{kT}}, \quad n_i = \frac{2}{\exp\left[\frac{E_i - E_F}{kT}\right] + 1} \sim 2e^{-\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

- При абсолютному нулі електрони розташовуються попарно на самих низьких доступних для них рівнях. Тому при цій температурі рівень Фермі співпадає з верхнім заповненим електронним рівнем (рис 1).
- **Рівень Фермі** – енергія, нижче якої при абсолютному нулі температури ( $T = 0$  К) усі стани системи частинок заповнені, а вище – пусті.
- При температурах відмінних від нуля, графік функції Фермі – Дірака має вигляд зображений на рис 2. Помітна відмінність від графіка зображеного на рис. 1 спостерігається лише в області енергій порядку  $2kT$ . Чим вища температура, тим більш полого йде спадаюча ділянка кривої.

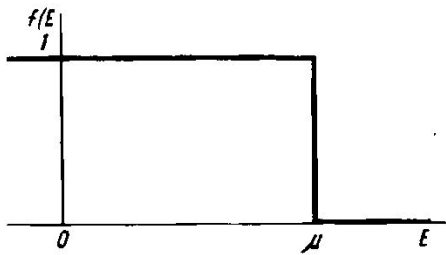
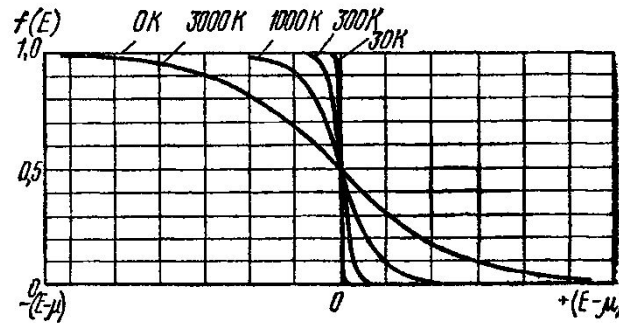
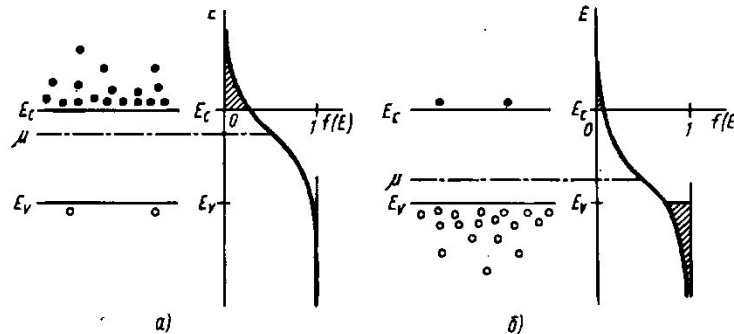
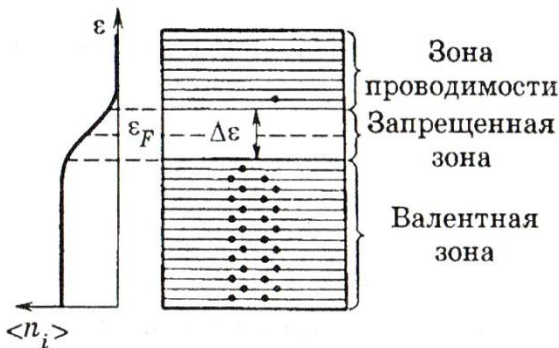


Рис. 5.1. Функція Фермі – Дірака при  $T = 0$  К



При температурі відмінній від 0 К **рівнем Фермі** називається енергетичний рівень ймовірність заповнення якого електронами дорівнює  $\frac{1}{2}$ .



# ЗАЛЕЖНІСТЬ РІВНЯ ФЕРМІ ВІД Т

- Положення рівня Фермі власного напівпровідника при різній температурі у випадку *якщо ефективні маси носіїв обох знаків однакові* ( $m_n = m_p$ ) *співпадає з серединою його забороненої зони.*
- В іншому випадку воно визначається виразом

$$E_F = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}$$

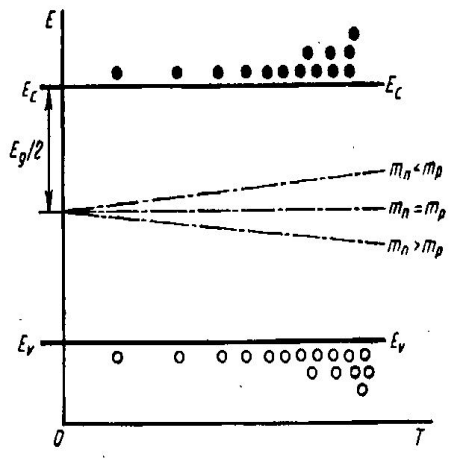
де  $E_g$  – ширина забороненої зони матеріалу;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура,  $m_n$ ,  $m_p$  – ефективна маса електронів та дірок.

- *Якщо чистий напівпровідник легувати домішками*, то рівень Фермі домішкового напівпровідника  $n$ -типу зміщується відносно цього положення на величину  $\Delta E$  в напрямі до зони провідності:

$$E_{Fn} = E_i + \Delta E,$$

- Відповідно рівень Фермі домішкового напівпровідника  $p$ -типу зміщується відносно середини забороненої зони на величину  $\Delta E$  в напрямі до валентної зони:

$$E_{Fp} = E_i - \Delta E'$$



*Якщо енергія локалізованих рівнів у забороненій зоні матеріалу лежить нижче рівня Фермі, домішки **іонізовані**, якщо вище – вони **нейтральні**.*

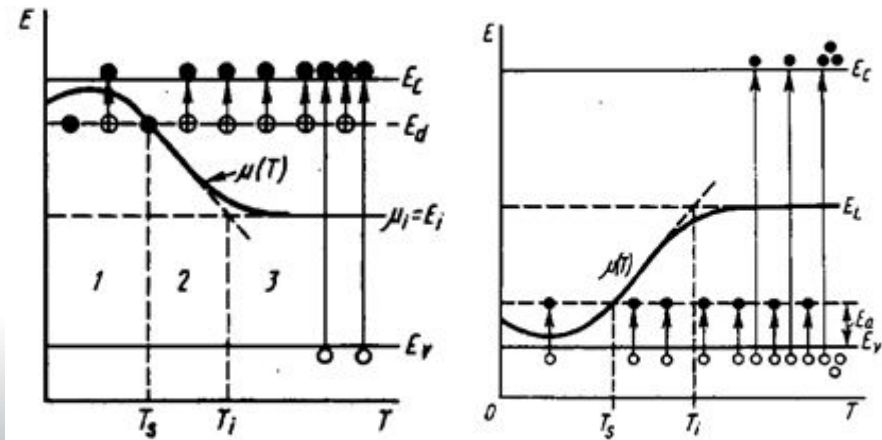
# ЗАЛЕЖНІСТЬ РІВНЯ ФЕРМІ ВІД Т

- Зміщення рівня Фермі відносно середини забороненої зони у домішковому напівпровіднику  $n$  - типу розраховують за формулою:

$$\Delta E = kT \ln \left( \frac{n_0}{n_i} \right) = kT \ln \left( \frac{N_D}{n_i} \right)$$

- Зміщення рівня Фермі відносно середини забороненої зони у домішковому напівпровіднику  $p$  - типу дорівнює

$$\Delta E' = kT \ln \left( \frac{p_0}{n_i} \right) = kT \ln \left( \frac{N_A}{n_i} \right).$$



*Залежність положення рівня Фермі в донорних та акцепторних напівпровідниках від температури*

# ВЛАСНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ

• При встановленні теплової рівноваги процеси генерації та рекомбінації компенсують один одного, і при даній температурі у напівпровіднику утворюється певна концентрація вільних електронів та вільних дірок.

• Цю концентрацію можна визначити за формулою

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = n_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1)$$

де  $E_g$  - ширина забороненої зони (тобто енергія, яку треба віддати валентному електронну, щоб він став вільним носієм заряду);  $k = 1,39 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – стала Больцмана;  $N_c, N_v$  - **ефективна кількість станів зони провідності та валентної зони**;  $n_0$  – коефіцієнт пропорційності, що залежить від матеріалу напівпровідників ( $n_0 = 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> – для германію;  $n_0 = 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> – для кремнію).

$$N_c(N_v) = \frac{2(2\pi m_{n(p)}kT)^{3/2}}{h^3}.$$

• Оскільки електропровідність напівпровідників (величина обернена питомому опору  $\sigma = 1/\rho$ ) пропорційна концентрації носіїв заряду, одержимо

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (2)$$

де  $\mu_n, \mu_p$  - рухливість електронів та дірок.

• Із формули (1) та (2) випливає, що концентрація носіїв заряду, а отже і **власна електропровідність будуть тим більшими, чим більша температура і чим вузча заборонена зона матеріалу.**

• **Ширина забороненої зони напівпровідників залежить від температури  $E_g = E_{g0} - \alpha T$ .**

**Чим температура більша тим ширина забороненої зони менша.**

• Для напівпровідників, що знайшли найбільше використання ширина забороненої зони дорівнює: для Ge –  $E_g = 0,72$  еВ; Si –  $E_g = 1,12$  еВ; GaAs –  $E_g = 1,42$  еВ; CdTe –  $E_g = 1,46$ ; ZnO –  $E_g = 3,37$  еВ при  $T = 300$  К.

# ДОМІШКОВА ПРОВІДНІСТЬ

У питомій провідності домішкового напівпровідника  $n(p)$  – типу визначальною є домішкова електронна (діркова) провідність

$$n = \sqrt{\frac{N_C N_D}{2}} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right), \quad p = \sqrt{\frac{N_C N_A}{2}} \exp\left(-\frac{E_A}{2kT}\right),$$

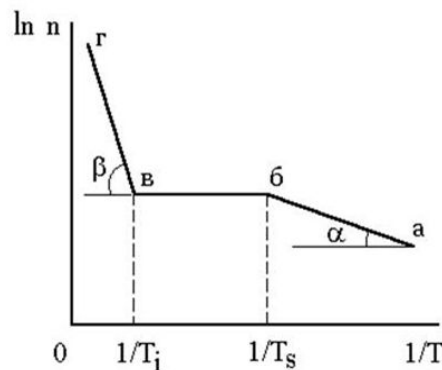
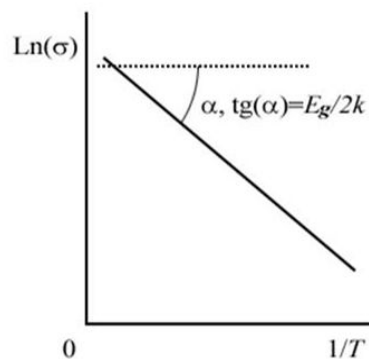
$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \sigma_{n(p)} = en\mu_{n(p)} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_{D(A)}}{2kT}\right)$$

Залежність питомого опору кремнію від концентрації донорної або акцепторної домішки за кімнатної температури зображено на рис.1

**• При кімнатній температурі (300 K) всі атоми донорних (акцепторних) домішок будуть іонізовані. Тоді концентрація електронів у зоні провідності напівпровідника за умови рівноваги приблизно дорівнює концентрації атомів донорної (акцепторної) домішки**

$$n(p) = N_{D(A)},$$

де  $N_{D(A)}$  - концентрація атомів донорної (акцепторної) домішки.



**• З'ясуємо яким чином від температури залежить провідність напівпровідників.**

• Для цього прологарифмуємо залежності провідності матеріалу від температури

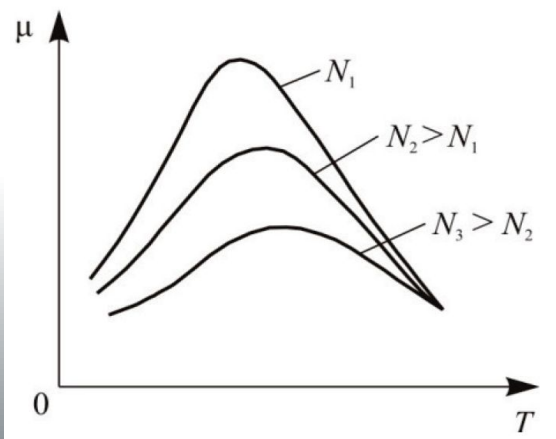
$$\ln n_i = \ln \sqrt{N_C N_V} - \frac{E_g}{2kT},$$

$$\ln n(p) = \ln \sqrt{\frac{N_C N_D}{2}} - \frac{E_{D(A)}}{2kT}$$

• У координатах  $\ln n - 1/T$  ( $\ln \sigma - 1/T$ ) отримаємо прямі лінії з нахилами  $\frac{E_g}{2k}$  або  $\frac{E_{D(A)}}{2k}$

# ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ

• Температурна залежність рухливості пов'язана з розсіюванням носіїв заряду, під яким розуміють зіткнення носіїв з різними перешкодами в напівпровіднику. При цьому це не обов'язково мають бути безпосередні зіткнення. Під розсіюванням розуміють також зміну швидкості та траєкторії руху носіїв. *Розсіювання електронів і дірок може відбуватися на іонах і нейтральних атомах домішки, на різних дефектах кристалу, на теплових коливаннях ґратки (фононах). У реальних напівпровідникових кристалах на температурну залежність рухливості впливають передусім два механізми: розсіювання на іонізованих домішках і розсіювання на фононах.* Іонний механізм розсіювання є результатом взаємодії зарядів рухливих носіїв та іонізованих атомів домішки. Заряди іонів відхиляють (розсіюють) своїм полем електрони та дірки, що рухаються, при цьому відхилення тим сильніше, чим повільніше рухається носій заряду та чим ближче проходить він повз іона домішки. Із підвищенням температури швидкість теплового руху носіїв зростає, вони менше часу перебувають у полі іона, і, отже, менше змінюють траєкторію свого руху.



Для цього випадку розсіювання рухливість зростає з підвищенням температури за законом  $\mu = aT^{3/2}$ , де  $a$  - сталий коефіцієнт, який залежить від властивостей напівпровідника. При низьких температур інтенсивність теплових коливань мала, кількість фононів незначна і розсіювання відбувається головним чином на дефектах та іонізованих домішках. Із підвищенням температури кількість фононів збільшується і в діапазоні високих температур переважальним виявляється фононний механізм розсіювання і рухливість носіїв зменшується приблизно за законом  $\mu = bT^{-3/2}$ , де  $b$  - сталий коефіцієнт.



# ЗАКОН ДІЮЧИХ МАС

- Концентрація неосновних носіїв заряду у напівпровіднику за умови рівноваги визначається за законом діючих мас

## *• Закон діючих мас*

- *Добуток концентрації електронів та дірок у напівпровіднику не залежить від рівня його легування, а лише від температури; цей добуток дорівнює квадрату концентрації носіїв у власному напівпровіднику*

$$n \cdot p = n_i^2(T)$$

- При заданій температурі добуток концентрації електронів і дірок у невиродженому напівпровіднику є величина стала, яка залежить тільки від властивостей напівпровідника.
- З рівняння можна зробити висновок: *введення в напівпровідник домішок приводить до збільшення концентрації носіїв заряду одного знака і до пропорційного зменшення концентрації інших носіїв завдяки зростанню ймовірності їх рекомбінації.*

# РЕКОМБІНАЦІЯ НОСІЇВ

- При температурі відмінній від 0 К в напівпровіднику відбувається теплове збудження носіїв (*їх генерація*), в результаті концентрація носіїв зростає з часом. Разом з генерацією відбувається зворотний процес – *рекомбінація носіїв*.
- *Процес генерації* носіїв характеризується **швидкістю генерації**, яка виражає число носіїв (або число пар носіїв), які щосекунди збуджуються в одиничному об'ємі напівпровідника.
- Відповідно *процес рекомбінації* характеризують **швидкістю рекомбінації**, яка виражає число носіїв (число пар носіїв), які щосекунди рекомбінують в одиничному об'ємі напівпровідника.
- Кожний вільний носій заряду, що виникає у відповідній зоні внаслідок генерації проводить там до рекомбінації в середньому деякий час, що називається **часом життя  $\tau$** .
- Швидкість рекомбінації ( $R_R$ ), концентрація носіїв ( $n, p$ ) і їх час життя ( $\tau$ ) пов'язані співвідношенням:

$$R_{Rn} = \frac{n}{\tau_n}.$$

- *Рівноважний (стаціонарний) стан напівпровідника* характеризується тим, що швидкість генерації дорівнює швидкості рекомбінації:  $R_G = R_R$ . В результаті, в матеріалі встановлюється *рівноважна концентрація носіїв*.
- Крім *теплого збудження* можливі інші способи генерації вільних носіїв у напівпровідниках: *освітлення, іонізуючого випромінювання, інжекція з контакту* та ін. Дія цих чинників призводить до появи додаткових носіїв заряду, які отримали назву **нерівноважних носіїв**.
- **Нерівноважним станом напівпровідника** називають такий стан, коли швидкість генерації відрізняється від швидкості рекомбінації:  $R_G \neq R_R$ .

# ТРИВАЛІСТЬ ЖИТТЯ НОСІІВ

- **Нехай на напівпровідник падає світло.** Це приводить до генерації додаткових електронно-діркових пар.
- Коли дія збудника на напівпровідник припиняється, надлишкова концентрація неосновних носіїв починає зменшуватися внаслідок їх рекомбінації з основними носіями. Будемо вважати, що швидкість спадання концентрації неосновних носіїв пропорційна надлишковій концентрації цих носіїв (дірок):

$$\frac{d(p_n - p_{n0})}{dt} = -a(p_n - p_{n0}) \quad \text{або} \quad d(p_n - p_{n0}) = -a(p_n - p_{n0})dt$$

де  $a$  – коефіцієнт, що залежить від типу напівпровідника;  $p_n$  – нерівноважна концентрація дірок у напівпровіднику  $n$ -типу.

- Інтегруючи цей вираз і вважаючи, що в момент припинення дії збудника концентрація  $p_n = p_{n1}$ , одержимо закон зміни концентрації нерівноважних носіїв – дірок у напівпровіднику  $n$ -типу

$$p_n - p_{n0} = \Delta p \cdot e^{-at} = \Delta p \cdot e^{-t/\tau},$$

- У цій формулі коефіцієнт  $a$  характеризує швидкість спадання концентрації нерівноважних носіїв з часом. Величина  $\tau = 1/a$  називається **тривалістю життя неосновних носіїв заряду** (у даному випадку дірок).
- Отже, **тривалість життя нерівноважних носіїв у напівпровіднику - це час, впродовж якого концентрація цих носіїв унаслідок рекомбінації зменшується в  $e$  раз.**

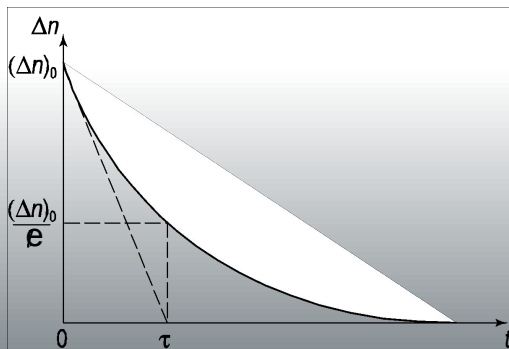
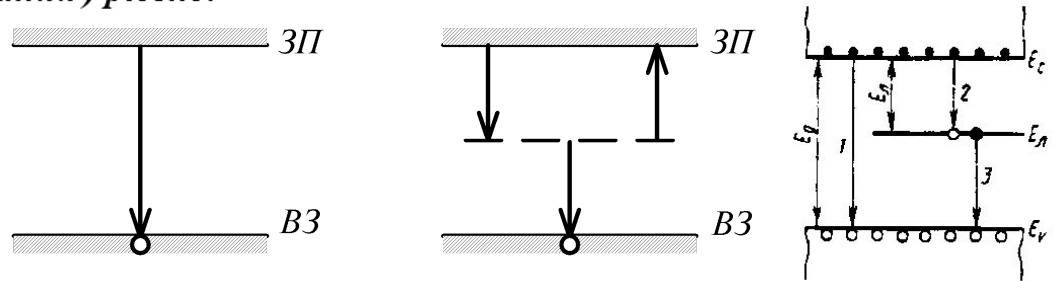


Рис. 1. Спадання нерівноважної концентрації електронів з часом у донорному напівпровіднику

# ВИДИ РЕКОМБІНАЦІЇ НОСІЇВ

• Процес переходу електрона з зони провідності у валентну зону при рекомбінації може проходити або безпосередньо через усю заборонену зону (рис. а) або спочатку на рівень домішки, а потім з цього рівня у валентну зону (рис. б). Перший тип рекомбінації називається *міжзонним*, другий – *рекомбінацією через домішковий (рекомбінаційний, локалізований) рівень*.



## • Міжзонна рекомбінація.

• В умовах теплової рівноваги швидкість міжзонної рекомбінації  $R_R$  пропорційна концентрації електронів  $n_0$  і дірок  $p_0$  і повинна дорівнювати швидкості їх генерації  $R_G$ .

$$R_R = \gamma n_0 p_0 = \gamma n_i^2 = R_G$$

де  $\gamma = \frac{R_G}{n_i^2}$  - коефіцієнт рекомбінації.

Під дією на напівпровідник зовнішніх факторів, що викликають збільшення швидкості генерації носіїв, збільшується і швидкість їх рекомбінації. Стационарна концентрація електронів  $n = n_0 + \Delta n$  і дірок  $p = p_0 + \Delta p$  встановиться тоді коли сумарна швидкість рекомбінації  $R_R + \Delta R_R$  зрівняється зі швидкістю генерації  $R_G + \Delta R_G$ :  
 $R_R + \Delta R_R = \gamma(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) = R_G + \Delta R_G$ .

Підставивши сюди значення  $\gamma$  отримаємо:  $R_R + \Delta R_R = \frac{R_G}{n_i^2}(n_0 p_0 + n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p)$ .

При *низькому рівні збудження* врахувавши, що  $\Delta n = \Delta p$  та  $n_0 p_0 = n_i^2$ , отримаємо:  $R_R = R_G = \frac{R_G}{n_i^2}(n_0 + p_0)\Delta n$ .

**Швидкість рекомбінації надлишкових носіїв заряду пропорційна їх концентрації.** Таку рекомбінацію називають *лінійною*. Час життя при такій рекомбінації ( $\tau = n_i^2 / R_{G0}(n_0 + p_0)$ ) *не залежить від інтенсивності збудження і визначається ступенем легування напівпровідника, зменшуючись обернено*

# РЕКОМБІНАЦІЯ НОСІЇВ

• При **високому рівні збудження** врахувавши, що  $\Delta n = \Delta p \gg (n_0 + p_0)$ , отримаємо:  $R_R = R_G = \frac{R_{G0}}{n_i^2} \Delta n^2$ .

**Швидкість рекомбінації надлишкових носіїв виявляється пропорційною квадрату їх концентрації.**

Таку рекомбінацію називають **квадратичною**.

**Час життя нерівноважних носіїв при квадратичній рекомбінації обернено пропорційний їх концентрації**  
$$\tau = n_i^2 / (R_{G0\Delta} n_0).$$

Виділення енергії при міжзонній рекомбінації може відбуватися або у вигляді квантів світла  $h\nu$ , або у вигляді теплоти (**фононів**). У першому випадку рекомбінацію називають **випромінювальною**, у другому **безвипромінювальною**. Розрахунки і експерименти показують, що **міжзонна рекомбінація суттєва для напівпровідників з вузькою забороненою зоною при відносно високих температурах** (кімнатна та вище).

**Для напівпровідників з широкою забороненою зоною, основним механізмом, що відповідає за рекомбінацію є безвипромінювальна рекомбінація через домішкові (рекомбінаційні) рівні.**

**Рекомбінація через локалізовані рівні.**

Механізм рекомбінації через локалізовані рівні полягає у тому, що електрон з зони провідності переходить спочатку на рекомбінаційний рівень у ЗЗ матеріалу, а потім на вільний у валентній зоні. Така двохступенева рекомбінація часто більш ймовірна ніж міжзонна. Центри рекомбінації звичайно характеризують **перетином захоплення вільних носіїв**  $S_{n(p)}$ .

В середньому для захоплення одного електрона (дірки) будь-якою пасткою потрібен час.

$$\tau_{n0(p0)} = \frac{1}{P_{n0(p0)}} = \frac{1}{S_{n(p)} N_n \nu_{n(p)}},$$

де  $P_{n(p)}$  – ймовірність захоплення носія пастками;  $N_n$  – концентрація пасток;  $\nu_{n(p)}$  – теплова швидкість носіїв.

Загальний вираз для швидкості рекомбінації неосновних носіїв в стаціонарних умовах отримали Холл,

Шоклі та Рід

$$R_R = \frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) - n_0 p_0}{(n_0 + \Delta n + n_n) \tau_{p0} + (p_0 + \Delta p + p_p) \tau_{n0}},$$

де  $n_n$ ,  $p_p$  – рівноважні концентрації електронів у зоні провідності і дірок у валентній в умовах, коли рівень Фермі співпадає з рівнем пасток.

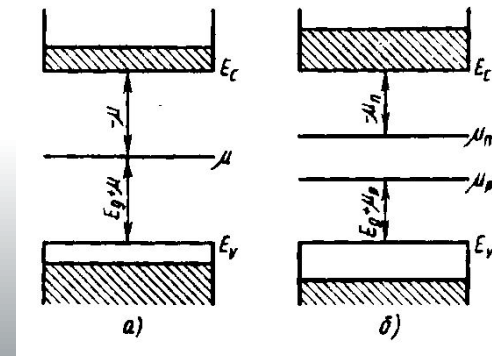
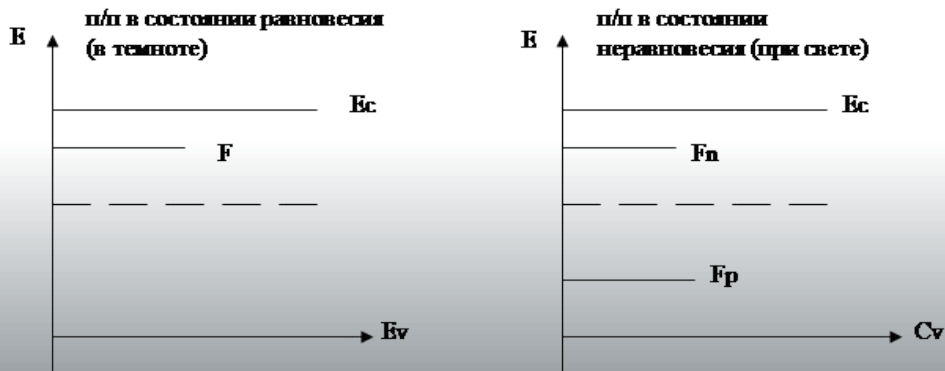
# КВАЗІРІВЕНЬ ФЕРМІ

- Рівноважна концентрація електронів і дірок у напівпровіднику визначається *рівноважним рівнем Фермі*.
- Важливо, що у рівноважних умовах електрони і дірки, що розташовані у зонах на локалізованих рівнях, мають єдиний рівень Фермі. Принципово інша ситуація виникає у випадку генерації *нерівноважних носіїв*. Тут рівні Фермі (*квазірівні Фермі*) електронів і дірок не співпадають один з одним та рівноважним рівнем Фермі. Положення квазірівнів Фермі можна знайти з наступних виразів

$$n = n_0 + \Delta n = N_C \exp\left(-\frac{E_{Fn}}{kT}\right), \quad p = p_0 + \Delta p = N_V \exp\left(-\left(E_g + \frac{E_{Fp}}{kT}\right)\right).$$

- Квазірівні Фермі для електронів і дірок тим сильніше відрізняються один від одного і від рівноважного рівня Фермі, чим вища концентрація надлишкових носіїв.

*Для нерівноважних носіїв також не виконується закон діючих мас.*



# ДРЕЙФОВІ ТА ДИФУЗІЙНІ СТРУМИ

**Електропровідність** – це здатність проводити електричний струм.

У напівпровідниках електричний струм визначається, в основному, двома складовими – дрейфовим і дифузійним струмами.

**Дрейфовий струм** – це струм, що створюється рухом носіїв заряду під дією сил електричного поля.

Густина дрейфового струму є сумою густин дрейфових струмів електронів і дірок:

$$j_{др} = j_{дрn} + j_{дрp} = \sigma E = (en\mu_n + ep\mu_p)E = env_n + epv_p, \quad \mu = \frac{\bar{v}}{E}$$

$\mu_n, \mu_p$  - рухливість електронів і дірок;  $v_n, v_p$  - середня швидкість направленого руху носіїв заряду в електричному полі з напруженістю рівній одиниці;  $E$  – напруженість електричного поля.

Як правило, **рухливість електронів вища, ніж у дірок** ( $\mu_n > \mu_p$ ). Ця величина залежить від температури, а також від концентрації домішок. Як правило, при розрахунках беруть такі значення рухливості носіїв при 300 К; для Ge –  $\mu_n = 3900$  см/В · с,  $\mu_p = 1900$  см/В · с;

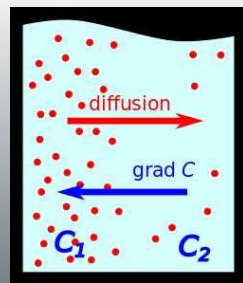
$$\text{для Si} - \mu_n = 1350 \text{ см/В} \cdot \text{с}, \mu_p = 430 \text{ см/В} \cdot \text{с}.$$

Якщо рівноважні носії розподілені в кристалі нерівномірно, то вони можуть утворювати **градієнт концентрації** під дією якої відбудеться направлений рух носіїв або струм.

**Дифузійний струм** – це струм, що виникає в результаті дифузійного переміщення електронів і дірок, обумовленого градієнтом їх концентрації.

Густина дифузійного струму визначається як сума двох складових – густини дифузійного струму електронів і густини дифузійного струму дірок (одновимірний випадок):

$$j_{диф} = j_{дифn} + j_{дифp} = eD_n \text{grad}(n) + eD_p \text{grad}(p) = eD_n \frac{dn(x)}{dx} + eD_p \frac{dp(x)}{dx}.$$



Визначення градієнту

$$\text{grad}(\vec{u}) = \frac{du(x)}{dx} \vec{i} + \frac{du(y)}{dy} \vec{j} + \frac{du(z)}{dz} \vec{k}$$

# ФУНДАМЕНТАЛЬНІ РІВНЯННЯ ТЕ

## •Рівняння повного струму

$$j = j_{дрп} + j_{дрр} + j_{дифп} + j_{дифр} = en\mu_n E + ep\mu_p E + eD_n \text{grad}(n) - eD_p \text{grad}(p),$$

•Фізичний зміст рівняння повного струму полягає в наступному:

*струм в напівпровідникових приладах переноситься електронами і дірками, а переміщуються вони під дією сил електричного поля і градієнта концентрації.*

## •Рівняння Пуассона

•Для розв'язання багатьох завдань напівпровідникової електроніки використовується *рівняння Пуассона*. Для одновимірного випадку воно має наступний вигляд

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0},$$

де  $\rho(x) = \frac{q}{V}$  - густина об'ємного заряду;

$q$  - заряд;  $V$  - об'єм;

$E$  - напруженість електричного поля;

$\epsilon$  - діелектрична проникність матеріалу;

$\epsilon_0$  - діелектрична стала.

•Фізичний зміст цього рівняння зводиться до того, що

*якщо відома густина заряду  $\rho(x)$ , то значення напруженості електричного поля  $E$  і потенціалу  $\phi$  може бути визначено в будь-якій точці простору шляхом розв'язання рівняння Пуассона при заданих граничних умовах.*



# ФУНДАМЕНТАЛЬНІ РІВНЯННЯ ТЕ

## •Рівняння неперервності

•Величина струму в напівпровідникових приладах визначається концентрацією носіїв і градієнтом їх концентрації. При цьому концентрація носіїв може змінюватися у часі. Характер зміни концентрації носіїв у часі дозволяє описувати **рівняння неперервності**. Це рівняння показує, як і за якими причинами змінюється концентрація носіїв у часі. Фізичний зміст рівняння можна представити наступною схемою.

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Изменение} \\ \text{концентрации} \\ \text{носителей} \\ \text{во времени} \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{l} \text{процессы} \\ \text{генерации} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{l} \text{процессы} \\ \text{рекомбинации} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{l} \text{растекание} \\ \text{тока} \end{array} \right]$$

- Тобто, за рахунок процесів генерації концентрація носіїв у часі зростає, а рекомбінація і розтікання струму призводять до зменшення концентрації носіїв.
- Математично це можна записати наступним чином.

### Визначення дивергенції

$$\frac{dn}{dt} = R_{Gn} - R_{Rn} + \frac{1}{e} \operatorname{div}(j_n),$$

$$\frac{dp}{dt} = R_{Gp} - R_{Rp} - \frac{1}{e} \operatorname{div}(j_p)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

Одновимірний випадок:  $\operatorname{div}(j_n) = \frac{dj_n}{dx}$ ,  $\operatorname{div}(j_p) = \frac{dj_p}{dx}$  - дивергенція струмів.

Підставивши значення величин у рівняння отримаємо

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div}(j_n),$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div}(j_p)$$

Якщо струми носять дифузійний характер  $j_n = eD_n \frac{dn}{dx}$ ,  $j_p = eD_p \frac{dp}{dx}$  отримаємо остаточно

$$\frac{dn}{dt} = D_n \frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n},$$

$$\frac{dp}{dt} = D_p \frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

# РІВНЯННЯ ЕЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТІ

- *Згідно з законом електронейтральності*

*в будь-якому перетині напівпровідника, як і в кристалі в цілому, сумарний заряд носіїв дорівнює нулю.*

*Для власного напівпровідника*

$$n = p$$

- *Для домішкового напівпровідника.*

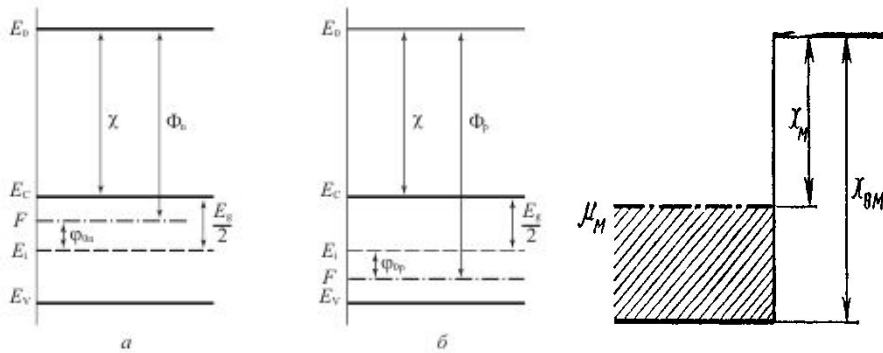
- *Оскільки в напівпровіднику є електрони і дірки, іонізовані донори та акцептори, то рівняння електронейтральності має наступний вигляд*

$$p + N_D^+ = n + N_A^-$$

- *Якщо повернутися до питання про утворення напівпровідників  $n$  і  $p$  – типів провідності, то стає зрозуміло: утворення вільно негативно зарядженого електрона супроводжується появою позитивно зарядженого іонізованого донора, тобто сумарний заряд матеріалу дорівнює нулю.*

# РОБОТА ВИХОДУ

Розглянемо зонну діаграму напівпровідників  $p$  і  $n$  типів провідності.



Зонна діаграма матеріалів:

- а) напівпровідника  $n$ -типа;
- б)  $p$ -типа;
- в) метала

На рис. використані такі позначення:  $\chi$  - електронна спорідненість;  $E_g$  - ширина забороненої зони;

$E_n$  - об'ємне положення рівня Фермі в напівпровіднику  $n$  типу;  $E_p$  - об'ємне положення рівня Фермі в напівпровіднику  $p$  типу.

**Спорідненість до електрона** - властивість атомів або молекул утворювати міцний зв'язок з електроном (енергетична відстань від низу зони провідності до рівня вакууму -  $\chi$ ).

**Робота виходу** - енергія, що витрачається для теплового збудження електрона твердого тіла у вакуум (енергетична відстань від рівня Фермі до рівня вакууму -  $\Phi_{n,p}$ ).

Згідно з визначенням термодинамічної роботи виходу, отримуємо такий вираз для термодинамічної роботи виходу у напівпровідниках  $n$  типу  $\Phi_n$  і  $p$  типу  $\Phi_p$ :

$$\Phi_n = -E_F = \chi + \left( \frac{E_g}{2} - \phi_n \right) \qquad \Phi_p = -E_F = \chi + \left( \frac{E_g}{2} + \phi_p \right)$$

Зі співвідношень випливає, що **термодинамічна робота виходу з напівпровідника  $p$ -типу завжди буде більшою, ніж з напівпровідника  $n$ -типу, а отже, струм термоелектронної емісії з напівпровідника  $n$  типу буде більшим, ніж з напівпровідника  $p$  типу.**

# ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНА ЕМІСІЯ

• Розрахуємо струм емісії електронів з поверхні напівпровідника в умовах термодинамічної рівноваги. **Усі вільні електрони в напівпровіднику знаходяться в потенційній ямі.** Функція розподілу електронів за станами енергій для електронів і дірок у загальному випадку описується функцією Фермі - Дірака. Однак оскільки розглядаються електрони з великою енергією (так звані **гарячі електрони**), здатні залишити поверхню напівпровідника ( $E - E_F \gg kT$ ), то їх розподіл з великою точністю можна описати функцією розподілу Больцмана:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-F}{kT}} + 1} \approx e^{-\frac{E-F}{kT}}$$

• З цього виразу випливає, що якщо енергія електрона  $E$  істотно більша, ніж енергія Фермі  $E_F$  ( $F$ ), то завжди буде певна кількість електронів з цією енергією. Отже, існує відмінна від нуля ймовірність  $f$ , що **в умовах термодинамічної рівноваги частина електронів в напівпровіднику буде мати енергію  $E > 0$ , тобто вони можуть залишити поверхню напівпровідника.**

• Струм, обумовлений цими електронами, називається **струмом термоелектронної емісії.**

• Таким чином, струм термоелектронної емісії - це струм, обумовлений гарячими рівноважними електронами.

• Потік електронів, тобто кількість електронів, що за одиницю часу вилетіли з поверхні напівпровідника в вакуум можна визначити з виразу

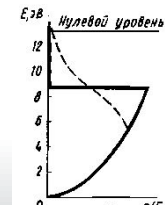
$$j_x = j_t = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} e^{\frac{F - E_c + E}{kT}} = AT^2 e^{\frac{F}{kT}}$$

де  $A$  - стала Річардсона, яка не залежить від природи метала;  $A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}$

Формула називається **формулою Річардсона** для струму термоелектронної емісії з напівпровідника у вакуум.

Оскільки енергія Фермі негативна  $E_F < 0$ , то відстань до рівня Фермі  $E_F$ , відлічена від рівня вакууму  $E = 0$ , буде позитивним. Позначимо його  $\Phi$  і назовемо **термодинамічною роботою виходу**:  $\Phi = -E_F$

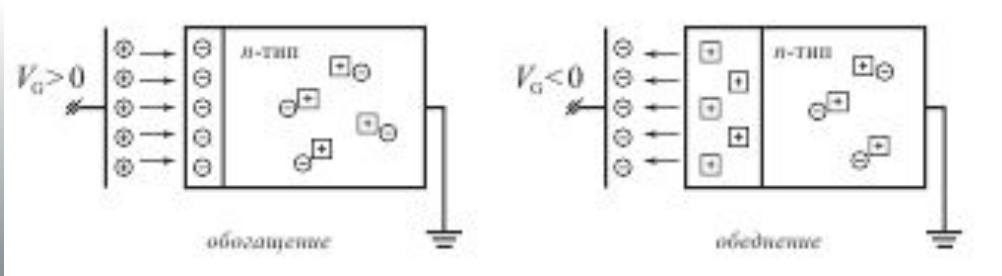
• Таким чином, **термодинамічна робота виходу - це енергія Фермі взята з протилежним знаком.**



# ЕФЕКТ ПОЛЯ

- **Ефект поля** - зміна концентрації вільних носіїв в приповерхневій області напівпровідника під дією зовнішнього електричного поля.
- В разі реалізації ефекту поля джерелом зовнішнього електричного поля можуть бути заряди на металевих пластинах що знаходяться поблизу поверхні напівпровідника, заряди на границі та в об'ємі діелектричного покриття і т. ін.
- **При наявності зовнішнього поля приповерхнева область в напівпровіднику не буде електронейтральною.** Заряд, що виник в цій області, звичайно називається **просторовим зарядом**, а сама область - **областю просторового заряду (ОПЗ)**. **Наявність електричного поля  $E(z)$  в ОПЗ змінює величину потенціальної енергії електрона.** Якщо поле направлено від поверхні вглиб напівпровідника, то електрони в цьому випадку будуть мати мінімальну енергію у поверхні, що відповідає наявності потенційної ями для електронів.
- Оскільки на дні зони провідності кінетична енергія електронів дорівнює нулю, зміна потенційної енергії за координатою повинна привести до точно такого ж ходу дна зони провідності і вершини валентної зони. Цей ефект зображений на зонних діаграмах, наведених на рис., і отримав назву **вигину енергетичних зон**. Величина різниці потенціалів між квазінейтральним об'ємом і довільною точкою ОПЗ отримала назву **електростатичного потенціалу**.

$$\psi = \frac{1}{e} \int_{\infty}^z E(z) dz$$



# ЕФЕКТ ПОЛЯ

• Значення електростатичного потенціалу на поверхні напівпровідника також називається **поверхневим потенціалом** і позначається символом  $\varphi_s$ . Знак поверхневого потенціалу  $\varphi_s$  відповідає знаку заряду на металевому електроді, що викликає вигин енергетичних зон. При  $\varphi_s > 0$  зони вигнуті вниз, при  $\varphi_s < 0$  зони вигнуті вгору (рис.1).

• Розрахуємо, як змінюється концентрація електронів і дірок в ОПЗ. Для визначеності розглянемо напівпровідник  $n$ -типу. В умовах термодинамічної рівноваги концентрація основних  $n_{n0}$  і неосновних  $p_{n0}$  носіїв виражається наступним чином:

$$n_{n0} = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} = n_i e^{\frac{e\varphi_{0n}}{kT}},$$

оскільки  $E_c - E_F + e\varphi_{0n} = E_g/2$ .

Позначимо  $\beta = e/kT$ . Тоді  $n_{n0} = n_i e^{\beta\varphi_{0n}}$ . Для області просторового заряду об'ємне положення рівня Фермі відносно середини забороненої зони  $\varphi(x)$  змінюється від точки до точки:  $\varphi(x) = \varphi_{0n} + \varphi_s(x)$ , як і концентрація основних  $n_{n0}(x)$  і неосновних  $p_{0n}(x)$  носіїв. У попередньому виразі для  $\varphi(x)$ , як видно з рисунка, використовуються модулі значень об'ємного положення рівня Фермі  $\varphi_{0n}$ . З урахуванням залежності  $\varphi(x) = \varphi_{0n} + \varphi_s(x)$  вирази для концентрацій будуть мати вигляд -  $n_{n0}(x) = n_i e^{\beta\varphi(x)}$

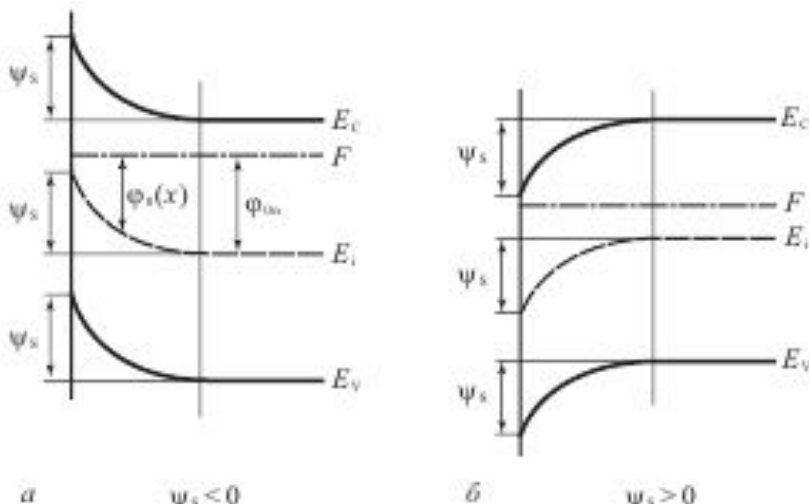


Рис.1. Енергетичні зони на поверхні напівпровідника  $n$ -типу: а) у разі збіднення, б) у разі збагачення

# ДЕБАЄВСЬКА ДОВЖИНА ЕКРАНУВАННЯ

•Кількісною характеристикою ефекту поля, що характеризує *глибину проникнення поля в напівпровідник*, є *Дебаєвська довжина екранування*. Розглянемо випадок, коли напівпровідник внесений у *зовнішнє слабке поле*. Критерій слабого поля полягає в тому, що збурення потенційної енергії невелике в порівнянні з тепловою енергією, тобто *величина поверхневого потенціалу  $\phi_s$  буде меншою  $kT/e$* . Скористаємося для знаходження розподілу електростатичного потенціалу  $\phi_s$  в ОПЗ *рівнянням Пуассона*, при цьому будемо вважати, що вісь  $z$  спрямована перпендикулярно поверхні напівпровідника:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon\epsilon_0},$$

де  $\rho(z)$  - густина заряду в ОПЗ,  $\epsilon$  - відносна діелектрична проникність напівпровідника.

•Заряд в ОПЗ складається з заряду іонізованих донорів (ім нехтуєм) і заряду вільних електронів:

$$\rho(z) = -e[N_D^+ - n(z)].$$

Підставляючи значення  $\rho(z)$  отримуємо: 
$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{e^2 n_0}{kT\epsilon\epsilon_0} \phi$$

Введемо характеристичну величину

$$L_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon\epsilon_0}{e^2 n_0}} = \sqrt{\frac{kT\epsilon\epsilon_0}{e^2 N_D}}$$

і назвемо її *дебаєвською довжиною екранування*.

Таким чином, *при малому збуренні електростатичний потенціал, а отже, і електричне поле спадають за експоненціальним законом вглиб напівпровідника*:

$$\phi(z) = \phi_s(z) e^{-\frac{z}{L_D}}, \quad E(z) = E_s(z) e^{-\frac{z}{L_D}}.$$

Отже, за фізичному змістом *дебаєвська довжина екранування  $L_D$  відповідає середній відстані, на яку проникає електричне поле в напівпровідник при малих рівнях збурення*.

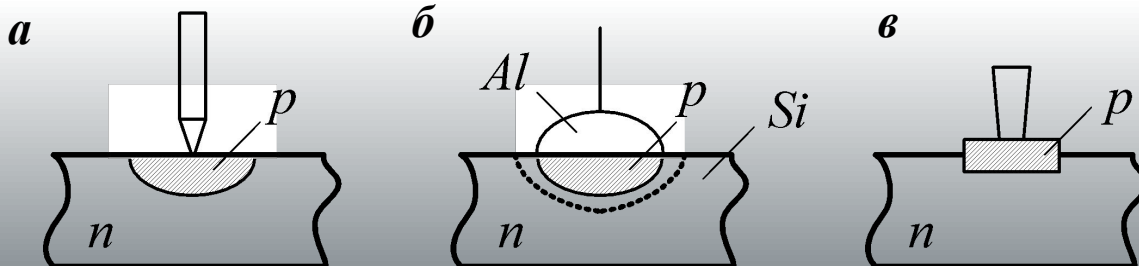
# ЕЛЕКТРИЧНІ ПЕРЕХОДИ

- **Електричним переходом** називається перехідний шар між областями твердого тіла з різними типами або значеннями провідності.
- Електронні переходи є основою широкого класу електронних приладів.
- Переходи створюються між областями напівпровідника з різними типами провідності (***p-n - переходи*** або ***електронно-діркові переходи***), між областями напівпровідника з електропровідністю одного типу, але з різною концентрацією домішок (***n<sup>+</sup>-n<sup>-</sup> - та p<sup>+</sup>-p<sup>-</sup> - переходи***), між областями легованого та чистого напівпровідників (***n(p) - i - переходи***), між областями напівпровідника з різною шириною забороненої зони (***гетеропереходи***), між напівпровідником і металом (***МП - переходи***) тощо.
- ***p<sup>+</sup>-p - переходи (n<sup>+</sup>-n - переходи) - це контакти двох напівпровідників одного типу електропровідності, але з різною концентрацією домішок.*** Знаком “+” позначається матеріал з більшою концентрацією акцепторів чи донорів. У таких переходах носії з області більшої концентрації носіїв переходять до області з меншою концентрацією. Оскільки в таких переходах не створюється шар з малою концентрацією носіїв заряду, опір переходів істотно не відрізняється від опору нейтральних областей, відповідно ***такі переходи не мають випрямних властивостей.*** У ***p<sup>+</sup>-p*** та ***n<sup>+</sup>-n*** переходах ***відсутня інжекція неосновних носіїв заряду з низькоомної області до високоомної. Невипрямні та неінжектуючі переходи використовують в омичних контактах напівпровідникових приладів.***
- ***p-i та n-i - переходи створюються між двома напівпровідниками, один з яких має домішкову (електронну або діркову) електропровідність, а інший – власну.***
- У ***p-i*** – контактах внаслідок різниці концентрацій носіїв відбувається інжекція дірок з ***p***-області до ***i***-області, а електронів – з ***i***-області до ***p***-області. Внаслідок малої величини електронної інжекційної складової потенціальний бар’єр на межі переходу створюється нерухомими негативними іонами акцепторів ***p***-області, надлишковими дірками ***i***-області, які дифундують до неї через перехід. Оскільки ***p<sub>p0</sub> >> p<sub>i</sub>***, то запірний шар в ***i***-області значно товщий, ніж у ***p***-області.



# СПОСОБИ СТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕХОДІВ

- Електричні переходи створюються різними способами. Найбільш поширеними серед них є:
  - *точково-контактний, сплавний, мікросплавний, дифузійний, дифузійно-сплавний, епітаксіальний способи.*
  - **Точково-контактний** спосіб полягає у формуванні контакту металевої голки з поверхнею напівпровідника з подальшим їх сплавленням за допомогою пропускання коротких імпульсів струму (рис. а).
  - **Сплавний спосіб** реалізується шляхом нанесення краплі матеріалу домішки на пластину чистого напівпровідник, після чого контакт відпалюється. Переходи, що виготовляють цим способом, мають **відносно велику площу контакту**, велику ємність, а тому здатні пропускати великі струми і можуть застосовуватися в потужних напівпровідникових приладах (рис. б).
  - **Мікросплавний спосіб** зумовлює створення переходу навколо контакту металевої голки з плоским кінцем з поверхнею напівпровідника. У цьому випадку площа переходу в 2-3 рази більша, ніж площа точково-контактних переходів, але у сотні разів менша за площу сплавних переходів. **Ємність мікросплавних переходів невелика, допустимий прямий струм через перехід у кілька разів перевищує струм точкових переходів** (рис. в).



# СПОСОБИ СТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕХОДІВ

• **Дифузійний спосіб** полягає у введенні в напівпровідник домішок завдяки їх дифузії з газового або рідинного середовища при температурах дещо нижчих температури плавлення матеріалів. Дифузія здійснюється вздовж усієї поверхні напівпровідникової пластини або на певних її ділянках через спеціальні маски.

• **Дифузійно-сплавний спосіб** є комбінацією сплавного та дифузійного способів. Спочатку здійснюється вплавлення домішок, а потім їх дифузія, яка забезпечує створення потрібного градієнта концентрації носіїв заряду.

• **Епітаксіальний спосіб** створення переходів полягає в нарощуванні монокристалічного шару напівпровідника з розплаву чи з газової фази на напівпровідникову пластину, яка має таку саму кристалічну будову, як і нарощуваний шар.

• **Розрізняють несиметричні – переходи** - між напівпровідниками з концентраціями основних носіїв заряду (концентраціями домішок), що відрізняються між собою в  $10^3 - 10^4$  разів ( $n \gg p$  або  $n \ll p$ ), і **симетричні** – між напівпровідниками з приблизно однаковими концентраціями основних носіїв ( $n \sim p$ ). Частіше на практиці застосовуються несиметричні – переходи.

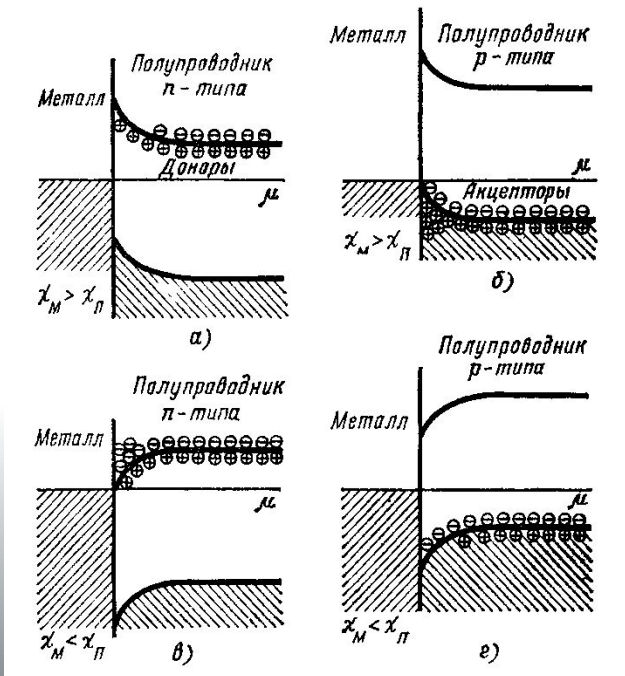
• Розрізняють також **різкі та плавні – переходи**. **Різким** називають перехід, уздовж якого концентрація носіїв змінюється на відстані, меншій за **дифузійну довжину** цих носіїв.

• **Дифузійна довжина** пробігу носіїв визначається виразом  $L_{n(p)} = \sqrt{\tau_{n(p)} D_{n(p)}}$ ,  
 $\tau, D$  – час життя і коефіцієнт дифузії

• **Плавним** називають перехід уздовж якого концентрація носіїв (домішок) змінюється на відстанях що перевищує дифузійну довжину. Надалі будемо розглядати різкі переходи.

# КОНТАКТ МЕТАЛ - НАПІВПРОВІДНИК

- Розглянемо контакт метал – напівпровідник (МН). При такому контакті можливі різні комбінації ( $p$  або  $n$ -тип напівпровідника) і співвідношення термодинамічних робіт виходу з металу і напівпровідника ( $\Phi_n > \Phi_m$ ,  $\Phi_n < \Phi_m$ ). Залежно від цих співвідношень в області контакту **можуть реалізуватися три випадки**.
- **Перший випадок** відповідає умові **плоских зон** в напівпровіднику, реалізується нейтральний контакт ( $\Phi_n = \Phi_m$ ).
- **Другий випадок** відповідає умові **збагачення приповерхневої області** напівпровідника (дірками в  $p$  типі і електронами в  $n$  типі), реалізується омичний контакт ( $n$ ,  $\Phi_n > \Phi_m$ ;  $p$ ,  $\Phi_n < \Phi_m$ ). Рис.1 б, в.
- **У третьому випадку** приповерхнева область напівпровідника **збіднена основними носіями**, в області контакту з боку напівпровідника формується область просторового заряду з іонізованих донорів або акцепторів, тобто реалізується **блокуючий контакт**, або **бар'єр Шоткі** ( $n$ ,  $\Phi_n < \Phi_m$ ;  $p$ ,  $\Phi_n > \Phi_m$ ). Рис.1 а, г.



**Омічні контакти** мають лінійну вольт-амперну характеристику ( $VAX$ ) і використовуються для забезпечення електричного контакту до напівпровідникових пристроїв. Крім лінійності  $VAX$ , контакти такого типу повинні мати малий опір і забезпечити відсутність інжекції з металу до напівпровідника. Ці вимоги можна задовольнити шляхом введенням між напівпровідником і металом області з підвищеною концентрацією домішок  $n^+$ ,  $p^+$ .

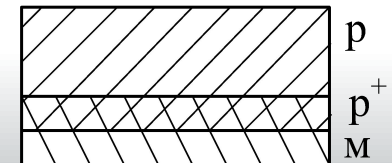
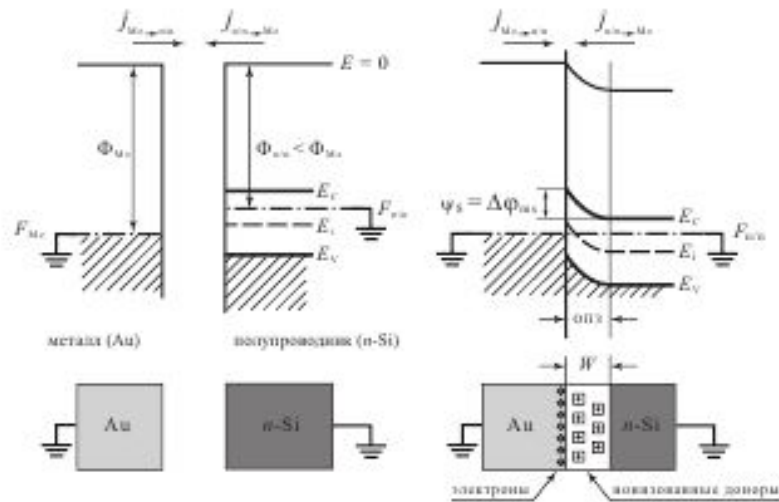


Рис. Виникнення запірною і антизапірною шарів в області контакту МН  $n(p)$  типу при різному співвідношенні робіт виходу. Омичний контакт б, в, запірний а, г

# БЛОКУЮЧИЙ КОНТАКТ

- У напівпровідникових приладах найбільше застосування отримали **блокуючі контакти метал - напівпровідник, або бар'єри Шоткі**. Розглянемо умову виникнення бар'єру Шоткі.
- Для прикладу розглянемо контакт металу з напівпровідником *n*-типу при умові, що  $\Phi_n < \Phi_m$ . У цьому випадку згідно рівняння Річардсона  $j_T = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right)$  **струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника буде більшим, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу ( $J_n > J_m$ )**. В результаті в приповерхневих областях напівпровідника і металу накопичуватимуться об'ємні заряди - негативні в металі і позитивні в напівпровіднику. Оскільки приповерхневий шар напівпровідника практично позбавлений електронів його називають **збідненим або областю просторового заряду (ОПЗ)**. В області контакту виникне електричне поле, в результаті чого відбудеться вигин енергетичних зон. Внаслідок ефекту поля термодинамічна робота виходу на поверхні напівпровідника зросте. Цей процес триватиме до тих пір, поки в області контакту не вирівняються струми термоелектронної емісії та відповідно значення термодинамічних робіт виходу на поверхні.



На рис. показані зонні діаграми різних етапів формування контакту МН. **В умовах рівноваги в області контакту струми термоелектронної емісії вирівнюються.** Внаслідок ефекту поля **виникає потенційний бар'єр, висота якого дорівнює різниці термодинамічних робіт виходу з матеріалів:  $\Delta\varphi_{MH} = (\Phi_m - \Phi_n)$ .** Різниця потенціалів яка виникає називається **контактною**, вона дорівнює  $U_k = (\Phi_m - \Phi_n)/e$ .

З рівняння Пуассона легко знайти товщину збідненого шару напівпровідника

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_k}{e^2 n_n}}$$

$n_n$  - концентрація електронів в матеріалі *n*-типу, що дорівнює концентрації донорів  $N_d$

# РОБОТА ВИХОДУ РІЗНИХ МЕТАЛІВ



Порівняльна діаграма значень роботи виходу для різних металів

# ВИПРЯМЛЕННЯ НА КОНТАКТІ

- Чудовою властивістю блокуючого контакту МН є суттєва залежність його опору від зовнішньої різниці потенціалів. Ця залежність настільки сильна що *приводить до практично односторонньої провідності контакту (уніполярної провідності)*.
- Розглянемо, як змінюється зонна діаграма контакту МН при прикладенні зовнішньої напруги  $U$ . При цьому величина зовнішньої напруги  $U > 0$  не повинна бути більшою контактної різниці потенціалу  $U_k$ , а при негативній напрузі  $U < 0$  вона обмежується тільки електричним пробоем структури. На рис. наведені відповідні зонні діаграми при позитивній і негативній напрузі на металевому електроді бар'єру Шоткі. З наведеного рис. видно, що *роль зовнішньої напруги зводиться тільки до регулювання висоти та товщини потенційного бар'єру і величини електричного поля в ОПЗ напівпровідника*.

Товщина шару об'ємного заряду дорівнює

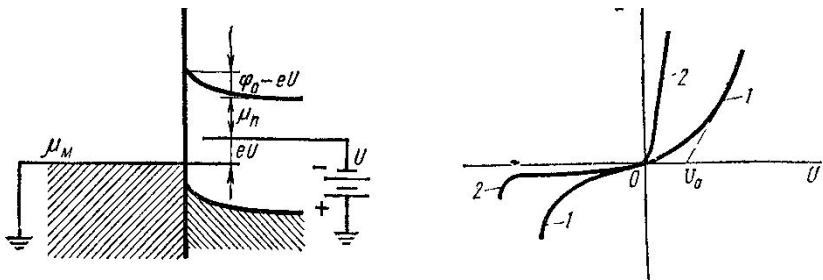
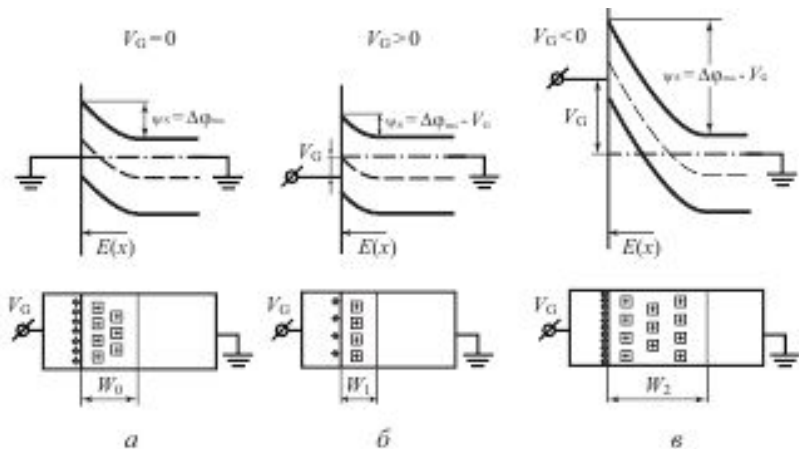
$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_k \pm U)}{e^2 n_n}} \quad (U < 0, U > 0).$$

Густина струму через бар'єр Шоткі визначається виразом

$$j = j_0(e^{-eU/kT} - 1)$$

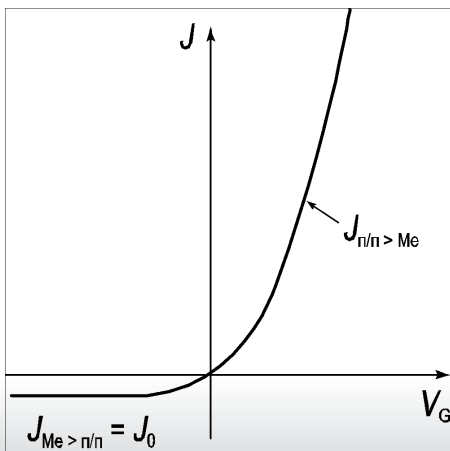
*Формула являє собою рівняння вольт-амперної характеристики (ВАХ) бар'єра Шоткі.*

*Рис. 1. Зонна діаграма бар'єру Шоткі при різних напрузі на бар'єрі: а)  $U = 0$ ; б)  $U > 0$ , пряме зміщення; в)  $U < 0$ , зворотне зміщення*



# ВАХ БАР'ЄРУ ШОТТКІ

- ВАХ бар'єру Шоткі має яскраво виражений несиметричний вигляд.
- В області прямих зміщень струм експоненціально зростає зі зростанням прикладеної напруги. В області зворотних зміщень струм від напруги не залежить.
- В обох випадках, при прямому і зворотному зміщеннях, *струм в бар'єрі Шоткі обумовлений основними носіями - електронами*. З цієї причини діоди на основі бар'єру Шоткі є швидкодіючими приладами, оскільки в них відсутні рекомбінаційні та дифузійні процеси. Несиметричність ВАХ бар'єру Шоткі - типова для бар'єрних структур. Залежність струму від напруги в таких структурах обумовлена зміною числа носіїв, які беруть участь у процесах зарядоперенесення. Роль зовнішньої напруги полягає в зміні числа електронів, що переходять з однієї частини бар'єрної структури в іншу. *Діоди, що працюють на основі бар'єру Шоткі отримали назву діодів Шоткі*.



Діоди Шоткі використовуються для виготовлення дискретних приладів НВЧ - діапазону, як імпульсні діоди, а також в інтегральних схемах. Потужні (силові) діоди виготовляються зазвичай на основі *n* – кремнію, вони мають робочі струми до сотень ампер і дуже високу швидкодію в порівнянні з діодами на основі *p-n* переходів.

**Головна перевага діодів Шоткі** - висока швидкодія, а також більш низькі робочі напруги при прямому зміщенні, особливо для великих струмів.

**До недоліків діодів Шоткі** слід віднести низькі зворотні допустимі напруги і великі, порівняно з діодами на основі *p-n* переходів, зворотні струми.

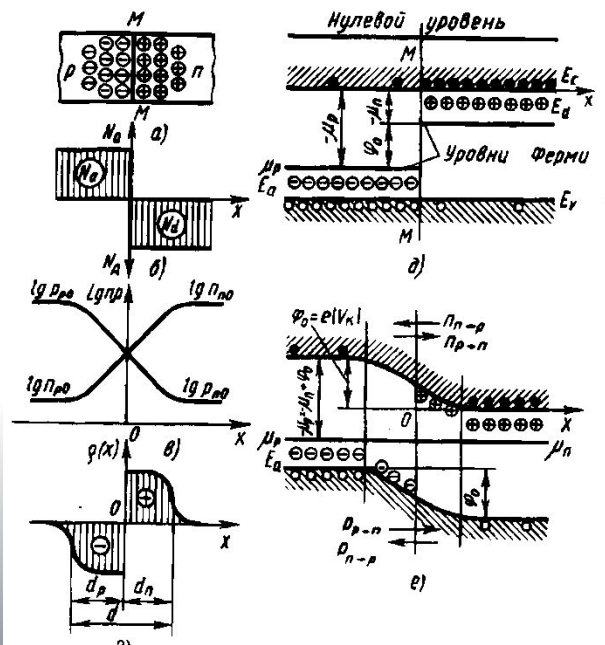
$$j_{H \rightarrow M} = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} e^{\frac{E_C - E_F}{kT}} e^{-\frac{e(U_k - U)}{kT}} = \frac{1}{4} e n v_0 e^{\beta U} \quad \beta = e/kT$$

# РІВНОВАЖНИЙ p-n - ПЕРЕХІД

• Одним з найбільш широких класів твердотільних приладів, що знайшли застосування в електроніці, є прилади, які містять контакт двох домішкових напівпровідників з різним типом провідності. Такий контакт називають *електронно-дірковим переходом або p-n-переходом*.

• Розглянемо процеси, що проходять на межі p-n - переходу. Нехай зовнішня напруга на різкому переході  $U = 0$ . Оскільки в одній частині напівпровідника (n) існує більша концентрація електронів, а в іншій (p) - дірок, відбувається їх взаємна дифузія в області з іншим типом провідності. Різниця концентрацій носіїв однойменних зарядів викликає дифузію дірок з p-області до n-області, а електронів – з n-області до p-області. Густина загального дифузійного струму через перехід визначають за формулою

$$j = j_{\text{диф}n} + j_{\text{диф}p} = eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (\text{рівняння повного струму}).$$



У прикордонному шарі n - області в результаті дифузії формується нерухомий об'ємний (додатний) заряд іонізованих донорів, аналогічно в прикордонному шарі p - області формується нерухомий об'ємний (негативний) заряд іонізованих акцепторів. Виникає *подвійний заряджений шар* (типова товщина прошарку 0,1 мкм), поле якого направлено від n - області до p - області. Ці заряди є нерухомими, в той же час концентрація рухомих вільних носіїв біля контакту зменшується. В результаті прошарок біля p-n-переходу збіднюється носіями заряду і набуває великого опору, який значною мірою і визначає загальний опір напівпровідникового приладу. За межами області об'ємного заряду напівпровідникові області p- та n- типів залишаються *електрично нейтральними*. Збіднена вільними носіями область називається *областю просторового заряду (ОПЗ), або запірним шаром*.



# РІВНОВАЖНИЙ p-n - ПЕРЕХІД

- Існування контактного (внутрішнього) поля на p-n - переході приводить до того, що енергія електронів зростає в p - області, а енергія дірок - в n - області. Внаслідок цього біля p-n - переходу відбувається викривлення енергетичних зон напівпровідника (зони провідності і валентної) і виникають **потенціальні бар'єри як для електронів, так і для дірок**.

- Електричне поле, гальмує рух основних носіїв через – перехід, але викликає рух через нього неосновних носіїв (дірок з n-області, електронів з p-області). Інакше кажучи, дифузійне поле переходу приводить до виникнення **дрейфового струму неосновних носіїв, протилежного дифузійному струму основних носіїв. Явище виведення носіїв заряду з області, де вони є неосновними, через – перехід під дією прискорювального електричного поля називають екстракцією**.

- З появою дифузійного поля між n - та p - областями виникає **різниця потенціалів, яку називають контактною**.

- Враховуючи, що  $E_{\text{диф}} = - \frac{dU_k}{dx}$ , де  $U_k$  – контактна різниця потенціалів, визначимо загальну густину дрейфового струму через межу поділу p- та n-областей:

$$j_{\text{др}} = \sigma_{\text{диф}} = - \frac{dU_k}{dx} (\mu_n p_0 + \mu_p n_0)$$

- У стані теплової рівноваги чим більша кількість основних носіїв залишатиме власні області, тим більша кількість неосновних носіїв буде екстрагуватись через перехід під дією дифузійного поля до областей, де вони стають основними. Отже, у відповідних областях системи двох напівпровідників створюватимуться постійні рівноважні концентрації: дірок та електронів у p-області, електронів та дірок у n-області.

- **Дифузійний та дрейфовий струми в означеному режимі будуть компенсувати один одного, тобто  $j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = 0$** .

- Це означає, що **при зовнішній напрузі  $U = 0$  струм через p-n перехід не проходить**.

# ВИСОТА БАР'ЄРА НА p-n - ПЕРЕХОДІ

• У момент установаження режиму рівноваги з урахуванням закону діючих мас ( $p_{p0} \cdot n_{p0} = n_i^2$ ) контактна різниця потенціалів може бути обчислена за однією з нижче наведених формул:

$$U_k = \varphi_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \varphi_T \ln \frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} \quad U_k = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \varphi_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{p_i^2}$$

• де  $\varphi_T = kT/e$  температурний потенціал. При кімнатній температурі (300 К)  $\varphi_T = 0,026$  В. Нарешті врахувавши, що  $n_i^2 = N_c N_v \exp^{-2 \frac{E_g}{2kT}}$  та те що всі домішки іонізовані отримаємо  $U_k = E_g - kT/e \cdot \ln \frac{N_c N_v}{N_D N_A}$ .

• З аналізу виразів можна зробити наступні висновки.

• **Висота потенційного бар'єра  $U_k$  залежить від концентрації легуючої домішки в напівпровідниках p- і n- типів.** Дійсно, при зміні концентрації домішки в напівпровіднику змінюється положення рівня Фермі. Для невідродженого n (p) - напівпровідника значення  $U_k$  може змінюватися практично від нуля до  $E_g$ . З чого випливає, що максимальне значення  $U_k$  для p-n переходу не може бути більше ширини забороненої зони матеріалу. **Висота потенційного бар'єра  $U_k$  визначається шириною забороненої зони напівпровідника, з якого виготовлені p-n переходи: чим більше  $E_g$ , тим вищий бар'єр  $U_k$ .** Типові значення  $U_k$  для переходів з германію складають (0,3 - 0,5) В, для кремнієвих - (0,6-0,8) В.

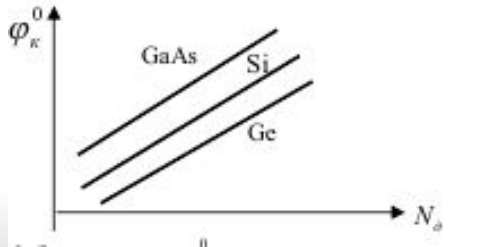


Рис.1. Залежності  $U_k$  від концентрації домішки у напівпровіднику

# НАПРУЖЕНІСТЬ НА p-n ПЕРЕХОДІ

•Зв'язок електричного поля і потенціалу на p-n переході описується рівнянням Пуассона.

•У одновимірному наближенні це рівняння має вигляд: 
$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}$$

де  $\varphi(x)$  - залежність потенціалу від координати,  $\rho(x)$  - густина об'ємного заряду,  $\varepsilon$  - діелектрична проникність напівпровідника,  $\varepsilon_0$  - діелектрична стала.

•Надалі будемо вважати, що домішка повністю іонізована. У цьому випадку  $N_D = N_D^+$ ,  $N_A = N_A^-$ . Заряд в області просторового заряду p-n переходу для напівпровідника n типу обумовлений зарядом іонізованих донорів з концентрацією  $N_D^+$ , для напівпровідника p-типу - зарядом іонізованих акцепторів з концентрацією  $N_A^-$ . Тому для області I  $\rho(x) = eN_D^+$  Для області II  $\rho(x) = -eN_A^-$ . Будемо розв'язувати рівняння Пуассона окремо для цих областей. Після його інтегрування отримуємо для області I:

$$E(x) = -\frac{eN_D^+}{\varepsilon\varepsilon_0}(d_n - x)$$
 для області II: 
$$E(x) = -\frac{eN_A^-}{\varepsilon\varepsilon_0}(d_n + x)$$
. Знак мінус у цих виразах вказує, що напрям електричного поля протилежний напрямку осі x. З цих співвідношень випливає, що **електричне поле E максимальне на металургійній границі p-n переходу ( $x = 0$ ), лінійно спадає за ОПЗ і дорівнює нулю на її границях** - квазінейтральних областях напівпровідника ( $x = d_n$ ;  $x = -d_p$ ). Максимальна величина напруженості

$$E_{\max} = \frac{eN_A^- d_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{eN_D^+ d_n}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

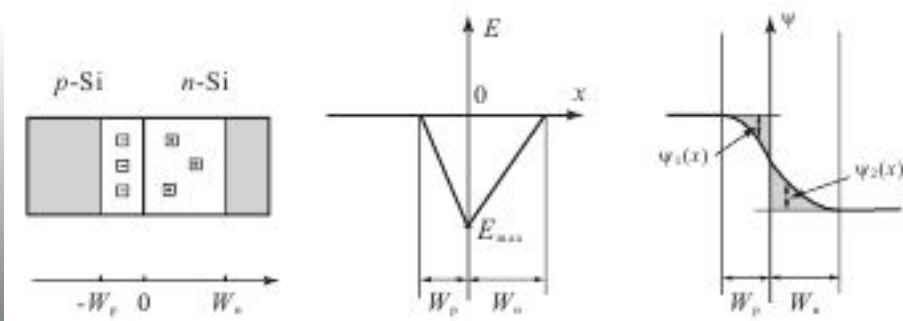


Рис. 1. Діаграма, що ілюструє розподіл електричного поля і потенціалу в p-n переході: а) структура p-n переходу, б) розподіл електричного поля в ОПЗ; в) розподіл потенціалу в ОПЗ

# ПОТЕНЦІАЛ НА p-n ПЕРЕХОДІ

- Для знаходження розподілу потенціалу (а отже, і залежності потенціальної енергії від координати) проінтегруємо рівняння Пуассона при наступних граничних умовах:  $x = -d_p$ ,  $\phi(d) = 0$ . отримаємо:

$$\varphi(x) = -\frac{eN_A^-}{\varepsilon\varepsilon_0} \left( \frac{x^2}{2} - d_p x \right) + \text{const}, x < 0.$$

- Використовуючи граничні умови  $x = -d_p$ ;  $\phi = \Delta\varphi_0$ , знайдемо константу інтегрування:

$$\text{const} = -\frac{eN_A^-}{\varepsilon\varepsilon_0} \left( \frac{d_p^2}{2} - d_p^2 \right) + \Delta\varphi_0 = \frac{eN_A^-}{\varepsilon\varepsilon_0} \left( \frac{d_p^2}{2} \right) + \Delta\varphi_0.$$

- Підставляючи отримані значення константи у співвідношення для  $\phi(x)$ , знайдемо для розподілу потенціалу в області  $x < 0$ .

$$\varphi(x) = \frac{eN_A^-}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + d_p)^2 + \Delta\varphi_0.$$

- Використовуючи граничні умови  $x = d_p$ ;  $\phi(d) = 0$  для константи інтегрування в цій області отримуємо остаточно:

$$\varphi_1(x) = \frac{eN_A^-}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + d_p)^2, \quad x < 0. \quad \varphi_2(x) = \frac{eN_D^+}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x - d_n)^2, \quad x > 0.$$

- Відповідно до рівняння електронейтральності в замкнених системах величина позитивного і негативного заряду на одиницю площі повинні бути рівні:

$$Q_D = Q_A, \quad eN_A d_p = eN_D d_n. \quad \text{Звідси} \quad d_n = \frac{N_A d_p}{N_D}.$$

$$\Delta\varphi = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left( N_A d_p^2 + N_A d_p \frac{N_A d_p}{N_D} \right) = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} d_p^2 \left( N_A + \frac{N_A^2}{N_D} \right) = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} d_p^2 N_A^2 \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right).$$

- Для ширини збідненої області легко отримати

$$d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \Delta\varphi}{eN_A^2 \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}, \quad d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \Delta\varphi}{eN_D^2 \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}.$$

- Або повна ширина p-n – переходу дорівнює

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_k}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}.$$

# ВАХ p-n ПЕРЕХОДУ

• Отримаємо ВАХ p-n переходу. Для цього запишемо **рівняння безперервності** у загальному вигляді:

$$\frac{dp}{dt} = G - R - \frac{1}{e} \operatorname{div}(j)$$

• Будемо розглядати стаціонарний випадок  $dp/dt = 0$ .

• Розглянемо струм в квазінейтральному об'ємі напівпровідника n - типу праворуч від збідненої області p-n переходу ( $x > 0$ ). Темп генерації в квазінейтральному об'ємі дорівнює нулю:  $G = 0$ . Електричне поле теж дорівнює нулю:  $E = 0$ . Дрейфова компонента струму також дорівнює нулю:  $j_{dp} = 0$ , таким чином дифузійний струм  $j = -eD \frac{dp}{dx}$ . Швидкість рекомбінації при малому рівні інжекції описується співвідношенням:

$R = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau}$ . Скористаємося наступним співвідношенням, що зв'язує коефіцієнт дифузії, довжину дифузії і час життя неосновних носіїв:  $D\tau = L_p^2$ . З урахуванням зазначених вище припущень рівняння безперервності має вигляд:

$$\frac{d^2 p_x}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0.$$

• Граничні умови для дифузійного рівняння на p-n переході: при  $x = 0$ ,  $p_n = p_{n0} \exp(\beta U_k)$ ; при  $x \rightarrow \infty$ ,  $p_n = p_{n0}$ .

• Розв'язок диференціального рівняння з граничними умовами має вигляд:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} (e^{\beta U_k} - 1) e^{-\frac{x}{L_p}}$$

• Це співвідношення описує закон розподілу інжекттованих дірок у квазінейтральному об'ємі напівпровідника n-типу. У струмі p-n переходу беруть участь всі носії, які перетнули кордон ОПЗ з квазінейтральним об'ємом. Оскільки весь струм дифузійний, підставляючи у вираз для струму, отримуємо

$$j_{pD} = -eD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0} = -e \frac{D_p p_{n0}}{L_p} e^{\beta U_k}. \text{ Це співвідношення описує дифузійну компоненту діркового струму p-n}$$

$$j_{nD} = e \frac{D_n n_{p0}}{L_n} e^{\beta U_k}$$

# ВАХ p-n ПЕРЕХОДУ

• При рівновазі ( $U = 0$ ) дрейфові і дифузійні компоненти врівноважують одна одну  $j_{pE} = e \frac{D_p p_{n0}}{L_p}$ ,  $j_{nE} = e \frac{D_n n_{p0}}{L_n}$ .

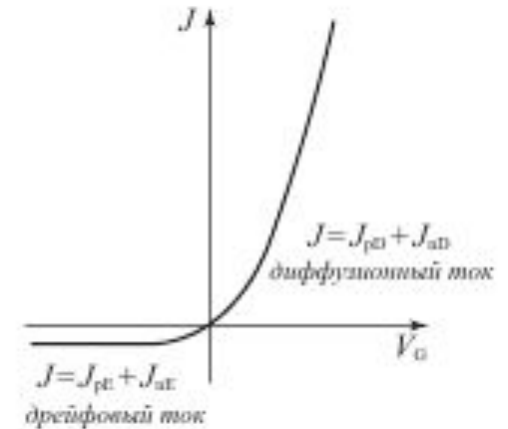
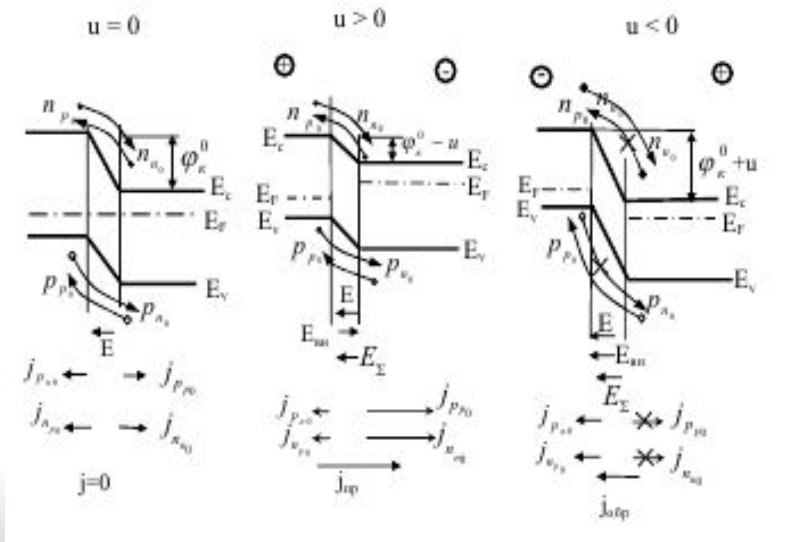
• Повний струм p-n переходу є сумою всіх чотирьох компонентів струму  $j = (e \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + e \frac{D_n n_{p0}}{L_n})(e^{\beta U} - 1)$ .

• Вираз в дужках має фізичний сенс зворотного струму p-n переходу

• Тоді остаточно можна записати

$$j = j_d - j_c = j_0 \left[ \exp\left(\pm \frac{eU}{AkT}\right) - 1 \right]$$

$$j_0 = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} = \frac{eL_p p_{n0}}{\tau_p} + \frac{eL_n n_{p0}}{\tau_n}$$



Як впливає зі співвідношення і рис., ВАХ ідеального p-n переходу має яскраво виражений несиметричний вигляд. В області прямої напруги струм p-n переходу дифузійний і експоненціально зростає із зростанням прикладеної напруги. В області негативної напруги струм p-n переходу дрейфовий і не залежить від прикладеної напруги. Цей струм називають **струмом насичення**.

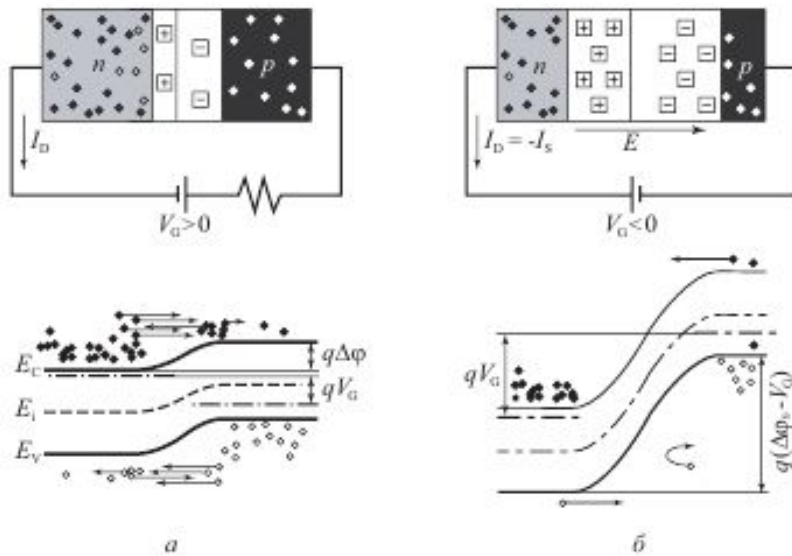
Рис. 1. Зонна діаграма p-n переходу, що ілюструє дисбаланс струмів в нерівноважному стані: а) пряме зміщення, б) зворотне зміщення

# ПАРАМЕТРИ ПЕРЕХОДУ ПРИ ЗМІЩЕННІ

• При прикладанні зовнішньої напруги товщина ОПЗ  $p$ - $n$  переходу змінюється. Вона визначається виразом:

$$d = d_n + d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_k \pm U)}.$$

• З формули випливає, що товщина ОПЗ залежить від ступеня легування напівпровідників (концентрації домішок) та від прикладеної напруги.



Чим вища концентрація домішок  $n(p)$  областей  $N_D, N_A$ , тим вузьчий перехід. Для величин  $d_n$  та  $d_p$  існує закономірність  $\frac{d_n}{d_p} = \frac{N_A}{N_D}$  тобто товщина ОПЗ в  $p$  і  $n$  областях обернено пропорційна концентраціям домішок в них.

Якщо  $N_D \gg N_A$ , тоді отримаємо

$$d \sim d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{1}{N_A} (U_k - U)}.$$

Аналогічно при  $N_D \ll N_A$

$$d \sim d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{1}{N_D} (U_k - U)}.$$

З формул випливає, що збільшення прямої зовнішньої напруги на переході приводить до розщеплення рівня Фермі, зменшення товщини ОПЗ. Фізично це зумовлено тим, що при прямому включенні основні носії заряду змушені рухатися в напрямі від омичних контактів до збідненого шару переходу, збагачуючи його. Опір переходу зменшується, сам перехід звужується. Збільшення зворотної напруги на переході приводить до збільшення його товщини. У цьому випадку основні носії заряду зміщуються в різні сторони від  $p$ - $n$  переходу, і збіднений шар ще більше збіднюється на рухомі носії, його опір збільшується, а ОПЗ розширюється.

# ЄМНІСТЬ p-n ПЕРЕХОДУ

• Будь-яка система, в якій при зміні потенціалу  $\varphi$  змінюється електричний заряд  $Q$ , має ємність. Величина ємності  $C$  визначається співвідношенням  $C = \frac{dQ}{d\varphi}$ .

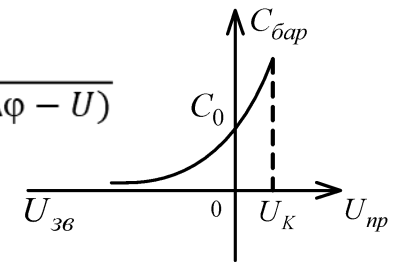
• Для p-n переходу можна виділити два типи зарядів: заряд в області просторового заряду іонізованих донорів і акцепторів  $Q_B$  і заряд інжектованих носіїв  $Q_p$ . При різних зміщеннях на p-n переході при розрахунку ємності буде домінувати той чи інший заряд. У зв'язку з цим для ємності p-n переходу виділяють бар'єрну ємність  $C_B$  і дифузійну ємність  $C_D$ .

• **Бар'єрна ємність**  $C_B$  - це ємність p-n переходу при зворотному зміщеннях  $U < 0$ , обумовлена зміною заряду іонізованих донорів в області просторового заряду  $C_B = \frac{\partial Q_B}{\partial U}$ .

• Величина заряду іонізованих донорів і акцепторів  $Q_B$  на одиницю площі для

несиметричного p-n переходу дорівнює  $Q_B = eN_D d = eN_D \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Delta\varphi - U)}{eN_D}} = \sqrt{2eN_D \varepsilon\varepsilon_0(\Delta\varphi - U)}$

• Диференціюючи цей вираз, отримаємо  $C_B = \frac{\sqrt{2eN_D\varepsilon\varepsilon_0}}{2\sqrt{\Delta\varphi - U}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d}$



• З рівняння випливає, що бар'єрна ємність  $C_B$  являє собою ємність плоского конденсатора, відстань між обкладками якого дорівнює ширині області просторового заряду  $d$ . Оскільки ширина ОПЗ залежить від прикладеної напруги  $U$ , то і бар'єрна ємність також залежить від прикладеної напруги. Числові оцінки величини бар'єрної ємності показують, що її значення становить десятки або сотні пікофарад. **Дифузійна ємність**  $C_D$  - це ємність p-n переходу при прямому зміщенні  $U > 0$ , обумовлена зміною заряду  $Q_p$  інжектованих носіїв

$$C = \frac{dQ}{dV_G} = \frac{q p_{i0} D_p}{L_p} \tau_p \beta e^{q\varphi_0} = \frac{\tau_p J}{kT/q}$$

• Числові оцінки величини дифузійної ємності переходу при прямому зміщенні становлять десятки або сотні пікофарад



# ЕКВІВАЛЕНТНА СХЕМА ПЕРЕХОДУ

• **Еквівалентна схема** – це сукупність електрично зв'язаних найпростіших елементів електричного кола (резисторів, конденсаторів, індуктивностей, генераторів струму та напруги), при цьому кожний з елементів відображає той чи інший процес що відбувається у приладі.

• Еквівалентна схема  $p$ - $n$  переходу наведена на рисунку а.

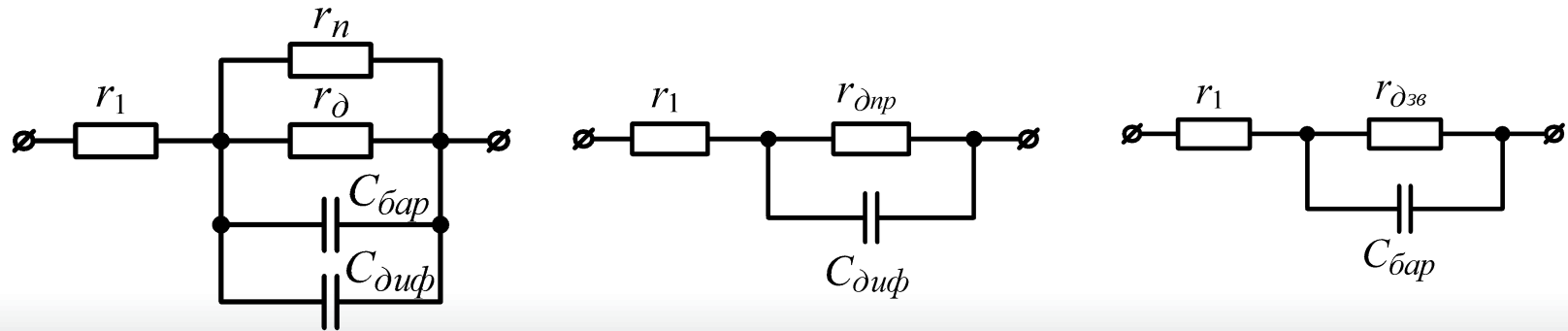
• На схемі  $r_1$  - розподілений опір  $p$ - та  $n$ -областей;  $r_n$  - поверхневий опір (для струмів поверхневого витоку);  $r_\partial = \frac{\Phi_T}{I_{np}}$  - диференціальний опір переходу.

• Для кімнатної температури (300 К) справедлива формула Шоклі  $r_\partial = \frac{26}{I_{np}}$

де  $I_{np}$  подають у міліамперах.

• При прямому вмиканні  $p$ - $n$  переходу  $C_D \gg C_B$ , тому еквівалентна схема набирає вигляду б.

• При зворотному  $C_D \ll C_B$ , і спрощена еквівалентна схема переходу має вигляд в.



Еквівалентна схема  $p$ - $n$  – переходу: а) загальна; б) при прямому вмиканні; в) при зворотному вмиканні

# ВАХ РЕАЛЬНОГО ГОМОПЕРЕХОДУ

• Під час розгляду теоретичної ВАХ гомопереходу *не враховувалися термогенерація носіїв у запірному шарі, поверхневі струми витоку, падіння напруги на опорах нейтральних областей напівпровідників, а також явище пробую при певних зворотних напругах.* Тому **ВАХ реального переходу істотно відрізняється від теоретичної.** При малих прямих струмах реальна і теоретична ВАХ збігаються. При збільшенні **прямого струму** внаслідок падіння напруги на розподіленому опорі  $r_1$  нейтральних областей напруга на переході зменшується порівняно із зовнішньою напругою:  $U_{p-n} < U$ .

Отже, пряма гілка реальної ВАХ переходу проходить нижче від теоретичної  $I = I_0 \left( \exp \frac{U - Ir_1}{U_k} - 1 \right)$ .

де  $Ir_1$  - падіння напруги на розподіленому опорі  $r_1$ .

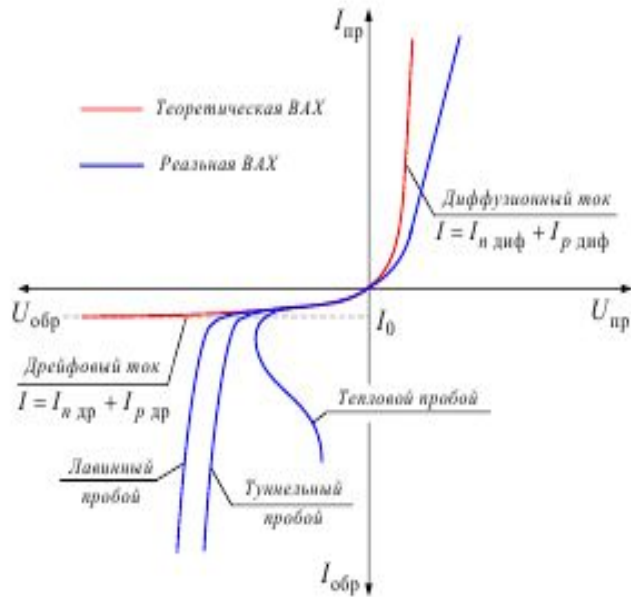
• При  $U = U_k$  запірний шар практично зникає і ВАХ при подальшому збільшенні напруги має лінійний характер, як на активному опорі.

**На величину струму, що протікає через p-n перехід, включений у зворотному напрямі, впливає явище генерації носіїв.** При зовнішній напрузі  $U = 0$  між процесами генерації та рекомбінації у переході встановлюється рівновага. При  $U = U_{ze}$  генеровані в переході дірки та електрони виштовхуються з нього електричним полем.

Це приводить до виникнення додаткового струму генерації  $I_{ген}$ , який за напрямом збігається зі зворотним струмом. При  $n_{n0} = p_{p0}$

$$\tau_n = \tau_p = \tau_0, L_n = L_p = L_0 \text{ справедливе відношення } \frac{I_{ген}}{I_0} = \frac{n_{n0} d}{2n_i L_0}.$$

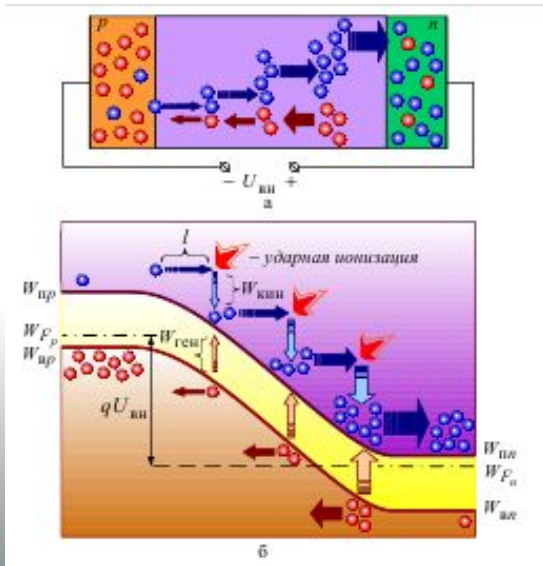
З формули випливає, що відносна роль генераційної складової зворотного струму зростає зі зменшенням власної концентрації електронів  $n_i$ , тобто зі збільшенням ширини забороненої зони, та зменшується при зростанні концентрації домішок  $n_{n0} = N_D$ .



# ВАХ РЕАЛЬНОГО ГОМОПЕРЕХОДУ

• При однакових значеннях параметрів для германію  $I_{ген} = 0,1I_0$ , а для кремнію  $I_{ген} = 3000I_0$ . Отже, якщо в **германієвих p-n переходах струмом генерації можна знехтувати, то в кремнієвих він є основною складовою зворотного струму**. Тому **на ВАХ кремнієвих переходів немає ділянки насичення**, яка формується за рахунок струму  $I_0$ . **Струм  $I_{ген}$  до того ж, зростає при збільшенні  $U_{зв}$** , тому що товщина p-n переходу, а отже, і його опір пропорційні  $\sqrt{U_{зв}}$ . Складовою зворотного струму є також незначний струм поверхневого витоку  $I_{вит}$ , який викликається неідеальною обробкою поверхні напівпровідника біля переходу. Таким чином, **зворотний струм p-n переходу дорівнює  $I_{зв} = I_0 + I_{ген} + I_{вит}$**  де  $I_0$  – струм насичення, зростає при збільшенні зворотної напруги. У цьому полягає відмінність зворотної гілки реальної ВАХ від теоретичної, на якій  $I_{зв} = I_0$ . При деяких досить великих  $U_{зв}$  на реальній ВАХ з'являється ділянка пробією p-n переходу.

• **Явище пробією полягає в різкому зростанні зворотного струму**. Існує 4 різновиди пробією: **лавинний, тунельний, тепловий та поверхневий**.



При **лавинному пробією** відбувається **ударна іонізація нейтральних атомів збідненого шару напівпровідника**. неосновними носіями заряду, що розвивають під час вільного пробією достатню кінетичну енергію. Іонізація приводить до лавинного помноження кількості вільних носіїв і до зростання  $I_{зв}$ . Такі **пробією найбільш імовірні для широких переходів, коли напівпровідник слабо легований**.

**Тунельний пробією** виникає у **вузьких переходах** (при великих концентраціях домішок у матеріалі), коли напруга зовнішнього електричного поля в кремнії сягає  $4-5 \cdot 10^5$  В/см, а в германії  $-2-3 \cdot 10$  В/см. Під дією сильного поля валентні електрони відриваються від ковалентних зв'язків, відповідно створюються пари "електрон-дірка", зростає  $I_{зв}$ . Для дуже вузьких переходів величина напруги пробією може бути малою.

Рис. Лавинний пробією p-n переходу

# ВАХ РЕАЛЬНОГО ГОМОПЕРЕХОДУ

• **Тепловий пробій** спричиняється явищем саморозігріву напівпровідника. Він полягає у тому, що збільшення  $I_{зб}$  приводить до зростання температури переходу; це, у свою чергу, зумовлює додаткову термогенерацію носіїв, що приводить до зростання струму. В результаті перехід перегрівається, його кристалічна ґратка руйнується. Тому **пробій такого виду є незворотним**, він стає можливим при порушенні режиму охолодження напівпровідника. Ділянка  $AB$  з негативним диференціальним опором зумовлена тим, що збільшення кількості носіїв заряду приводить до зменшення опору  $p-n$  переходу і відповідно падіння напруги на ньому.

• **Поверхневий пробій** може виникнути в місцях виходу  $p-n$  переходу на поверхню напівпровідника. В них створюється додатковий електричний поверхневий заряд, що значно спотворює картину поля в переході. Якщо товщина переходу біля поверхні менша від товщини переходу в глибині матеріалу, то поверхневий пробій відбувається при менших напругах, ніж звичайно. Цю особливість необхідно враховувати при виборі захисних покриттів напівпровідникових приладів.

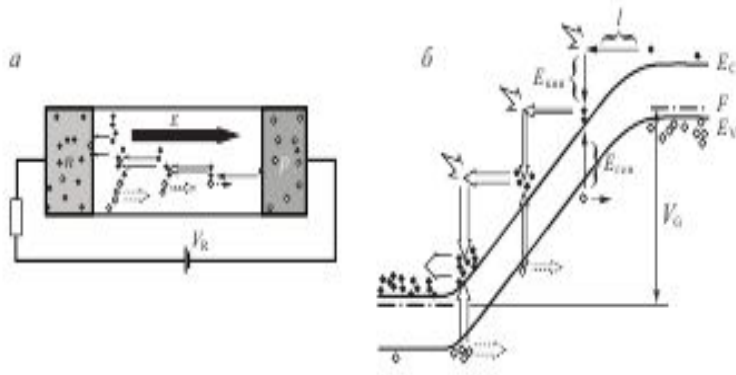


Рис. 1. Схема, що ілюструє лавинний пробій в напівпровіднику: а) розподіл електричного поля, донорів і акцепторів, вільних носіїв; б) розподіл струмів; в) зонна діаграма, що ілюструє лавинне множення носіїв в ОПЗ

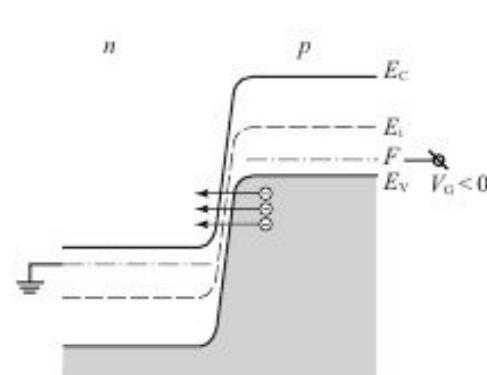


Рис. 2. Схематичне зображення тунелювання електронів потенційний бар'єр

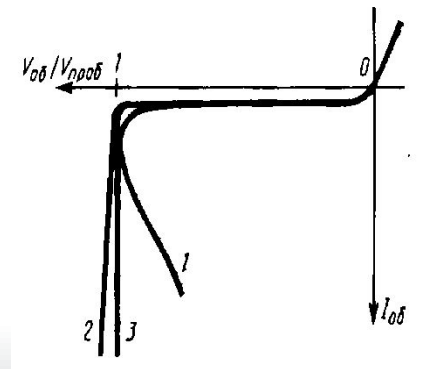


Рис. 3. Пробій  $p-n$  переходу: 1 - тепловий; 2 - тунельний; 3 - лавинний

# ГЕТЕРОПЕРЕХОДИ

• **Гетеропереходом (ГП)** називають контакт двох напівпровідників різного виду.

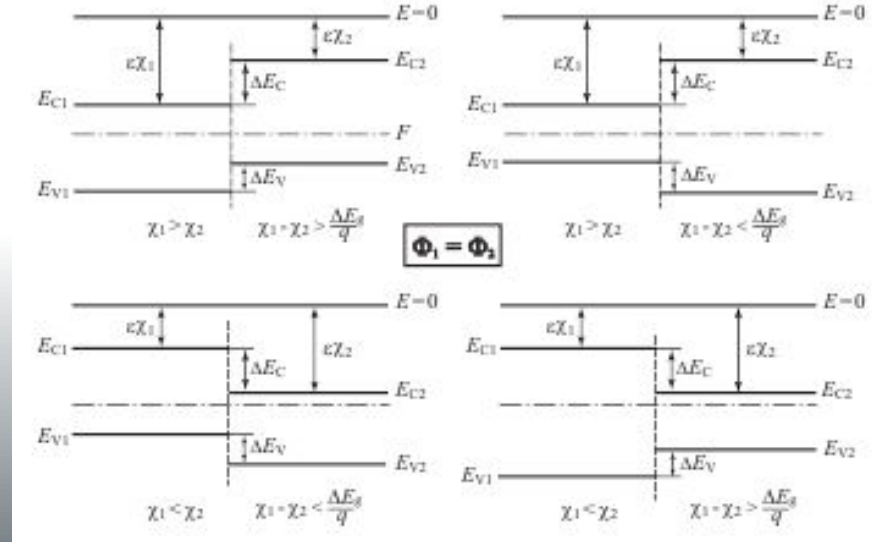
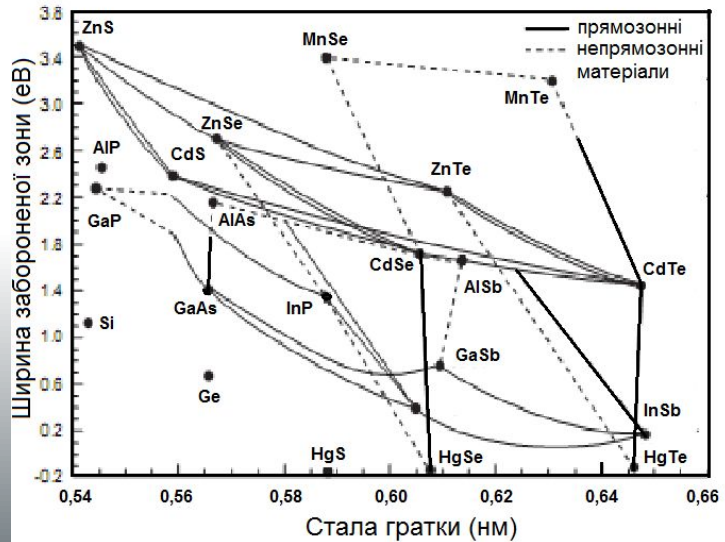
• Їх поділяють на **ізотипні та анізотипні**. Якщо тип провідності обох напівпровідників однаковий вони називаються **ізотипними** (наприклад,  $n\text{-Si}-n\text{-Ge}$ ), різний – **анізотипними** (наприклад,  $p\text{-Si}-n\text{-Ge}$ ).

• Відмінність гетеропереходів від звичайного  $p\text{-}n$  переходу полягає в тому, що якщо там використовується один і той же напівпровідник, наприклад,  $p\text{-Si}$  та  $n\text{-Si}$  то у **ГП складові різні**. Оскільки в ГП використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з великою точністю збігалися два параметри: **температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і постійні ґратки матеріалів**. В результаті вдається отримати границю розділу матеріалів вільну від дефектів (дислокацій).

• З урахуванням сказаного, **кількість напівпровідників придатних для створення якісних ГП обмежена**.

• Завдяки ряду переваг перед гомопереходами ГП знаходять все більше використання у мікроелектроніці для створення лазерів, світлодіодів, детекторів жорсткого випромінювання, сонячних елементів та ін.

• Залежно від ширини забороненої зони  $E_g$ , електронної спорідненості  $\chi$  і типу легування вузькозонних і широкозонної областей ГП можливі різні комбінації. На рис. показані ці комбінації за умови рівності термодинамічних робіт виходу  $\Phi$  електронів.



# ДИСЛОКАЦІЙНА СІТКА

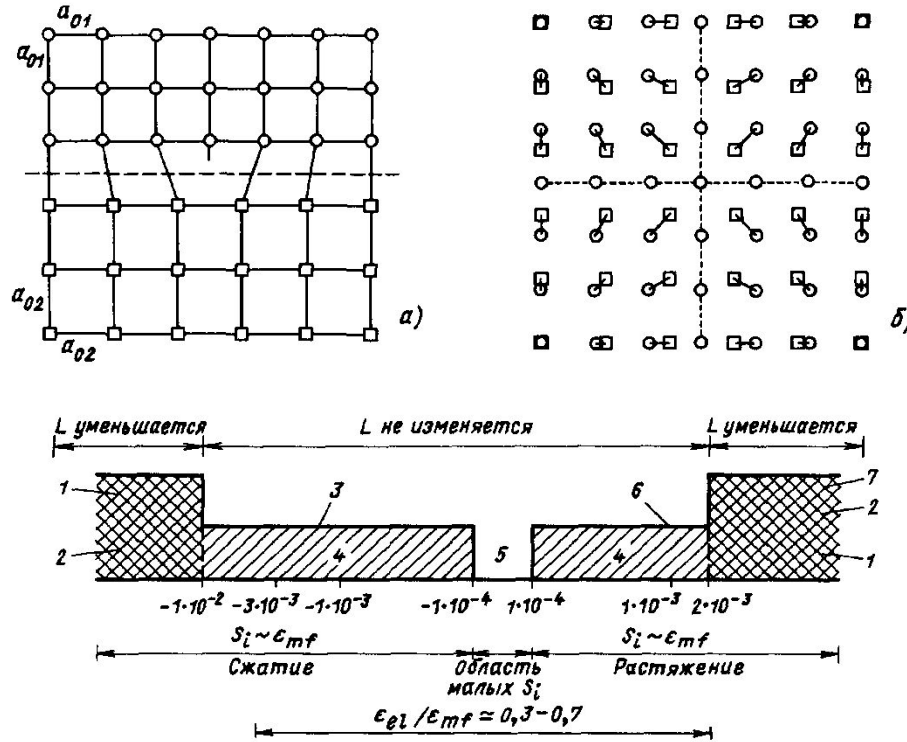


Рис. 2.21. Критические деформации и напряжения и их взаимосвязь с механическими и электрическими свойствами гетеропереходов на основе соединений III–V групп периодической системы [Olsen e. a., 1978]:

$L$  – диффузионная длина неосновных носителей заряда;  $\epsilon_{e1}$  – упругая деформация;  $\epsilon_{mf}$  – деформация вследствие несоответствия параметров решеток;  $S_i$  – скорость рекомбинации носителей на границе раздела; 1 – образование дислокаций несоответствия; 2 – рост несовершенного кристалла; 3 – критическая упругая деформация, вызывающая размножение дислокаций; 4 – дислокации несоответствия у границы раздела; 5 – дислокации несоответствия отсутствуют; 6 – критическая деформация несоответствия, вызывающая образование трещин; 7 – трещины

• При невідповідності сталих ґратки матеріалів ГП на їх границі виникає **сітка крайових дислокацій**. Поверхневі стани з концентрацією  $N_s$ , що виникають внаслідок цього є зарядженими і виступають у ролі ефективних рекомбінаційних центрів. В результаті електричні властивості ГП суттєво погіршуються. Відстань  $x$  між поверхневими дефектами і їх концентрація  $N_s$  для матеріалів з кубічною ґраткою визначаються виразами

$$x = \frac{a_1 \cdot a_2}{\sqrt{2} (a_1 - a_2)}, \quad N_s = \frac{4 (a_1^2 - a_2^2)}{a_1^2 a_2^2},$$

• **Грани** не містить поверхневі стани (ідеальний ГП) може бути отримана при невідповідності періодів ґраток матеріалів, що не перевищує 3-4%.

• Невідповідність коефіцієнтів лінійного розширення матеріалів ГП приводить до виникнення мікродеоформацій в них та знову ж до утворення дислокаційної сітки.

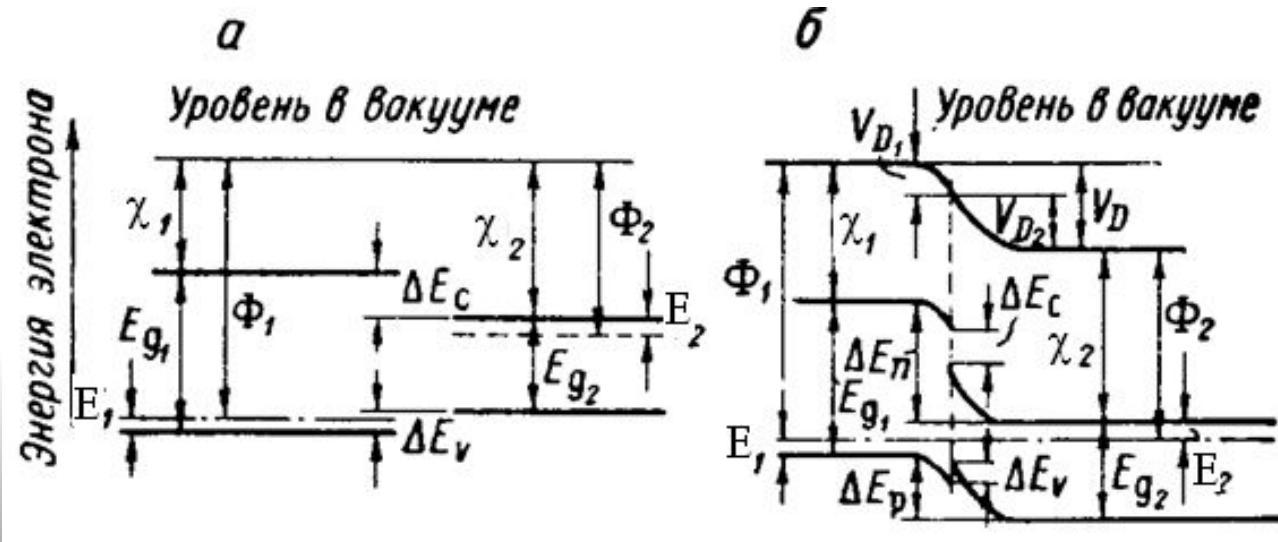
$$\epsilon = (\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_2).$$

# ПОБУДОВА ЗОННИХ ДІАГРАМ ГП

• При побудові зонних діаграм ГП, детальному аналізу розподілу електричного поля і потенціалу в ОПЗ, а також величини і компонентів електричного струму необхідно враховувати, що *різні напівпровідники мають різні значення електронної спорідненості  $\chi$ , роботи виходу  $\Phi$ , ширини забороненої зони  $E_g$  і діелектричної проникності  $\epsilon$* . Внаслідок цього на діаграмах виникають «пічки» та «розриви» зон.

Побудуємо зонну діаграму контакту двох різних напівпровідників. При приведенні матеріалів у контакт відбувається перетікання носіїв з одного матеріалу у інший та вирівнювання рівня Фермі. Необхідні для побудови енергетичних діаграм значення розривів країв зони провідності та валентної зони визначаються виразами.

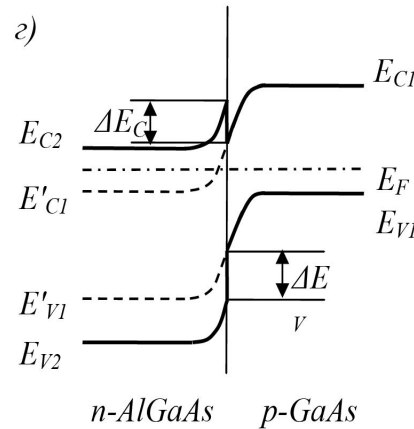
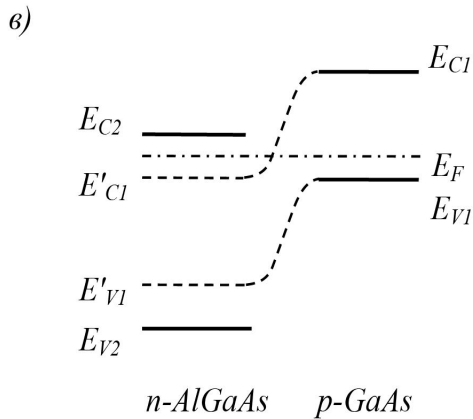
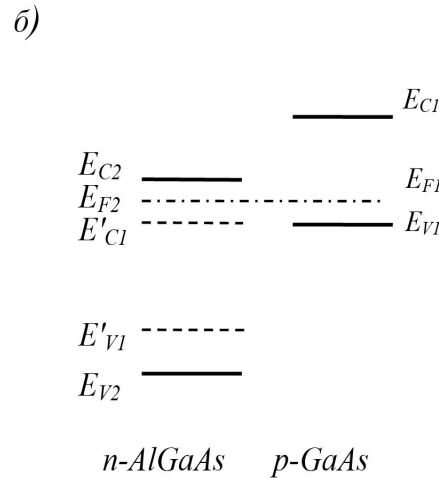
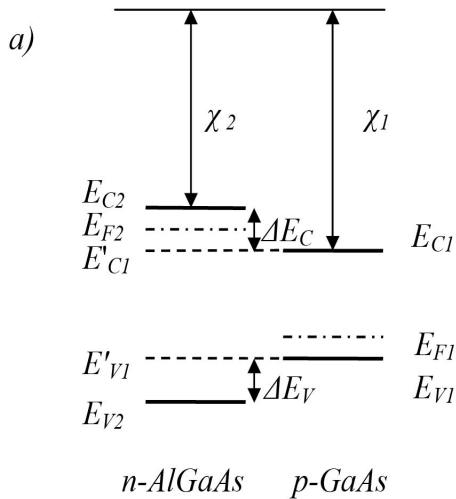
$$\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1, \quad \Delta E_v = E_{g2} - E_{g1} - \Delta E_c, \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{N_{A2} \cdot \epsilon_2}{N_{D1} \cdot \epsilon_1}$$



# ПОБУДОВА ЗОННИХ ДІАГРАМ ГП

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{e^2 n_1}{2\varepsilon_0 \varepsilon_1} (x + d_1)^2$$

$$\varphi = \frac{e^2 n_2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_2} (d_2 - x)^2$$



• Побудову зонної діаграми розіб'ємо на кілька етапів. Спочатку окремо намалюємо зонні діаграми для GaAs і  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  за відсутності контакту. Щодо енергії електрона в вакуумі їх слід розташовувати, використовуючи визначення електронної спорідненості. Відразу можна обчислити розрив зон провідності. Розрив зони провідності:  $\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1 = 4,07 - 3,74 = 0,33$  eВ і розрив валентної зони:  $\Delta E_v = E_{g2} - E_{g1} - \Delta E_c = (1,798 - 1,424 - 0,33) = 0,044$  eВ.

• В даному випадку  $\Delta E_c > 0$ ,  $\Delta E_v > 0$ , таким чином, цей ГП відноситься до I типу - дно зони провідності  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  лежить вище дна зони провідності GaAs, а стеля валентної зони  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  лежить нижче стелі валентної зони GaAs (рис. а). Далі намалюємо рівні Фермі в двох напівпровідниках відповідно до рівня легування (рис. б). В даному прикладі вважаємо напівпровідники невідродженими і просто маємо рівень фермі в GaAs ближче до стелі валентної зони, а в  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  - ближче до дна зони провідності. Проводимо ряд допоміжних ліній, які допоможуть правильно побудувати діаграму: це рівні  $E'_c$ ,  $E'_v$ , що є продовженням  $E_c$ ,  $E_v$  GaAs в *n-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As* (рис. б). З'єднаємо плавною пунктирною лінією рівні  $E'_c$ ,  $E'_v$  і  $E_c$ ,  $E_v$  в GaAs (рис. в). Точний вигляд кривої можна побудувати за виразами (1), (2). На останньому етапі нарисуємо розриви зон (рис. г).



# ЗОННІ ДІАГРАМИ ДЛЯ РІЗНИХ ТИПІВ ГП

• Аналогічним чином можна побудувати зонні діаграми для ГП при будь-яких комбінаціях рівнів легування, ширини забороненої зони і електронної спорідненості. На рис. *наведені відповідні зонні діаграми для різних типів ГП*. Звертає на себе увагу той факт, що "пічки" і "розриви" енергетичних рівнів  $E_V$ ,  $E_C$  в області переходу можуть спостерігатися в різних комбінаціях.

*Можна виділити наступні різновиди ГП:*

- 1) перехід, що охоплює виникає, коли розрив зони провідності  $\Delta E_C$  і розрив валентної зони  $\Delta E_V$  позитивні. Такий випадок реалізується, наприклад, в ГП GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ . У літературі даний тип називають ГП **I туню**, або стандартним.
- 2) у разі ж, коли один з розривів зон позитивний, а інший негативний говорять про перехід **II туню**, або ступінчастий. Цей випадок реалізується в ГП InP/ $In_{0,52}Al_{0,48}As$ . (GaAs/GaP).
- 3) також можливий варіант, коли заборонені зони взагалі не перекриваються за енергією. Цей ГП називають переходом **III туню** або розривним ГП. Класичний приклад - ГП InAs/GaSb.

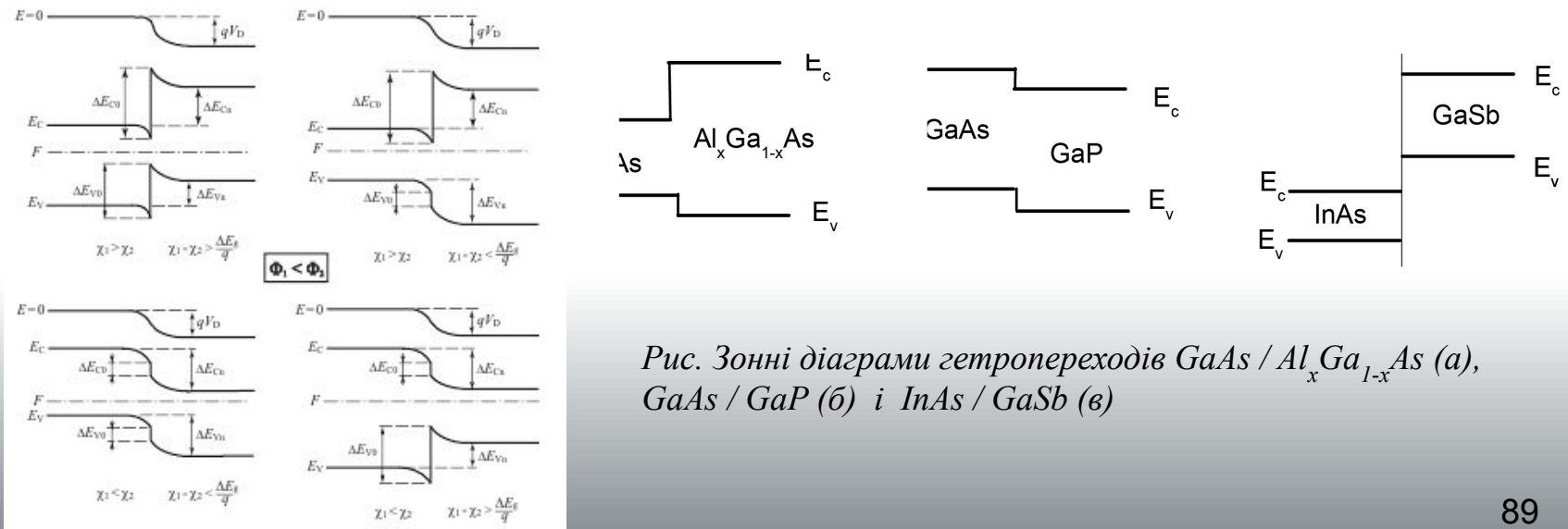


Рис. Зонні діаграми гетеропереходів GaAs /  $Al_xGa_{1-x}As$  (а), GaAs / GaP (б) і InAs / GaSb (в)

# ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ГП

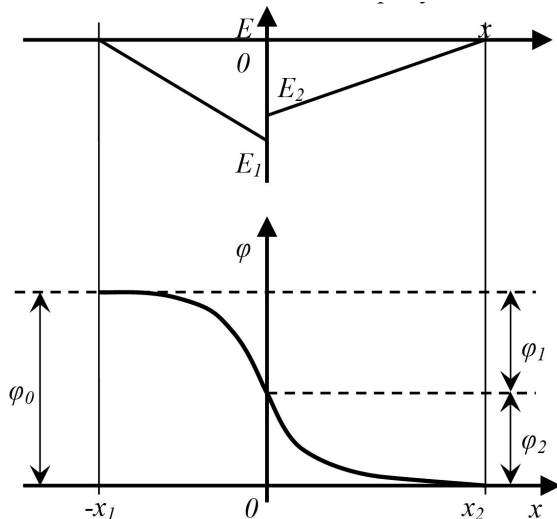
• Розподіл електричного поля і потенціалу в ОПЗ для ГП буде описуватися тими ж виразами що і у випадку *p-n* переходу, але з різними значеннями діелектричних сталей  $\epsilon$  для лівої і правої частин. Розв'язання рівняння Пуассона в цьому випадку дає наступні вирази для електричного поля  $E$ , потенціалу  $U_k$  і ширини збідненої області  $d_n$ ,  $d_p$  при наявності зовнішньої напруги:

$$E_{1max} = \frac{eN_D d_n}{\epsilon_1 \epsilon_0}, \quad E_{2max} = \frac{eN_A d_p}{\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad U_{kn} = U_k - \frac{e^2 N_D d_n^2}{2\epsilon_1 \epsilon_0}, \quad U_{kp} = \frac{e^2 N_A d_p^2}{2\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_0 (U_k - U)}{e N_D^2 \left(\frac{\epsilon_1}{N_A} + \frac{\epsilon_2}{N_D}\right)}}, \quad d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_0 (U_k - U)}{e N_A^2 \left(\frac{\epsilon_1}{N_A} + \frac{\epsilon_2}{N_D}\right)}}$$

• Повна ширина ОПЗ ГП, яка дорівнює  $d = d_n + d_p$ , буде описуватися наступним рівнянням:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_0 (U_k - U)}{e} \left( \frac{1}{\epsilon_1 N_A} + \frac{1}{\epsilon_2 N_D} \right)}. \text{ Висота потенціально бар'єру на ГП задається виразом } U_k = U_{kn} + U_{kp}.$$

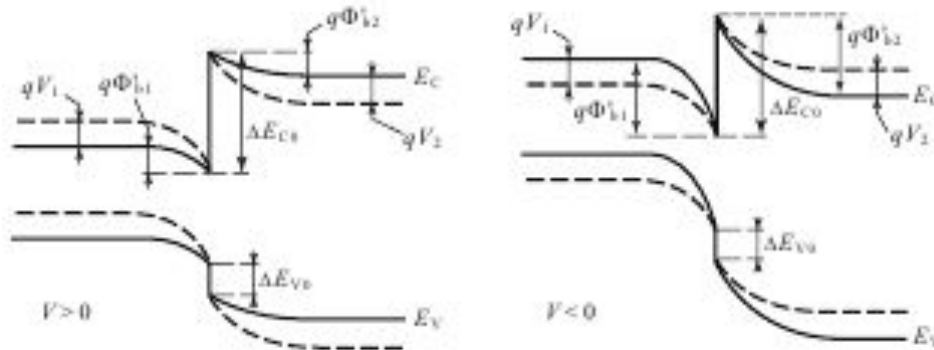
$$U_k = \frac{e(N_D d_n^2 + N_A d_p^2)}{2\epsilon_1 \epsilon_0}$$



Функціональна залежність електричного поля і потенціалу в ОПЗ ГП від координати буде відповідати лінійній і квадратичній, як і у випадку *p-n* переходу. Стрибок електричного поля на кордоні ГП обумовлений різними значеннями діелектричних сталей  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$ . У цьому випадку, згідно теореми Гауса  $\epsilon_1 E_{1max} = \epsilon_2 E_{2max}$ .

# ВАХ ГП

- Розглянемо зонну діаграму ГП при прикладанні до нього прямої та зворотної зовнішньої напруги  $U$ . Відповідні зонні діаграми ГП  $n$ -Ge- $p$ -GaAs наведені на рисунку. Пунктиром на цих же зонних діаграмах зображені енергетичні рівні в рівноважних умовах  $U = 0$ .



**Теорія симетричного гомопереходу, що враховує рекомбінаційно-генераційні процеси в збідненому шарі, розроблена Са, Нойсом і Шоклі (СНШ - теорія).** Для опису механізму перенесення струму через ідеальний ГП в наш час запропоновано декілька фізичних моделей: **дифузійну, емісійну, рекомбінаційну, тунельну і тунельно-рекомбінаційну**. Відповідно всі струми, що протікають через ГП Андерсон розділяє на **теплові і нетеплові**. Характерно, що дифузійна, емісійна і рекомбінаційна теорії (теплові) приводять до однакового математичного виразу що описує проходження струму через ГП. Слід відмітити, що це співвідношення за виглядом не відрізняється від виразу який описує ВАХ гомопереходу:

де

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\pm \frac{eU}{AkT}\right) - 1 \right] \quad I_0 = I_{00} \exp\left(-\frac{eU_{k0}}{AkT}\right)$$

тут  $I_0$  - струм насичення;  $U_{k0}$  - висота потенційного бар'єра на переході при відсутності зовнішньої напруги. У співвідношенні знак плюс відповідає прямій гілці ВАХ, мінус – оберненій. Механізм струмоперенесення визначає тут величину коефіцієнта ідеальності переходу  $A$  та струму насичення  $I_0$ . У **випадку дифузійного механізму  $A=2$ , емісійного механізму  $A=1$ , рекомбінаційного -  $1 < A < 2$ , тунельного -  $1,3 < A < 2$ .**

**Ці механізми характерні для ГП близьких до ідеальних.**

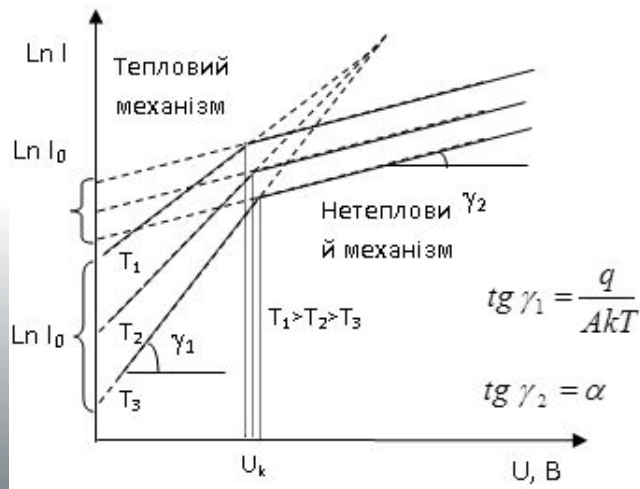
# ВАХ ГП

• Для пояснення особливостей проходження струму через реальні ГП *далекі від ідеальних* була запропонована модель, що враховує наявність на міжфазній межі прошарку речовини зі спотвореною кристалічною ґраткою та високою швидкістю рекомбінації носіїв заряду. Відповідно, електрони та дірки досягають поверхневих станів на даній межі за допомогою тунелювання з енергетичних зон матеріалів гетеропари. Фактично, в моделі, яка отримала назву *тунельно-рекомбінаційної*, ГП являє собою два послідовно з'єднані контакти МН. У даному випадку зарядоперенесення визначається процесами, які не залежать від температури вимірювання. Якщо струм через ГП визначається нетепловими процесами, його ВАХ може бути записана у вигляді

$$I = I_0 [\exp(\pm \alpha U) - 1] \quad \text{де} \quad I_0 = I_{00} \exp(\beta T)$$

Тут  $I_{00}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  – константи, які не залежать від  $U$  та  $T$ .

• Легко помітити, що співвідношення що описують ВАХ при прямій напрузі у випадку теплових і нетеплових процесів лінійізуються у координатах  $\ln I - U$ . При цьому кут нахилу прямої до осі  $x$  у випадку нетеплових струмів не залежить від  $T$ , в той час як у випадку теплових струмів він тим більший чим менша температура вимірювання. Це дозволяє розрізнити відповідні механізми.



Важливо відмітити, що *прямі гілки ВАХ практично всіх відомих анізотипних ГП описуються співвідношеннями характерними для нетеплових струмів при зміщеннях  $U$ , які більші ніж деяке критичне (воно залежить від температури) і співвідношенням характерним для нетеплових механізмів при менших зміщеннях.*

Рис. 1. ВАХ ГП у напівлогарифмічному масштабі у випадку теплових і нетеплових механізмів зарядоперенесення

# НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

- **Напівпровідниковим діодом** називають нелінійний електронний прилад з двома відводами у склад якого входить електричний перехід.
- Залежно від області використання розрізняють *випрямні, універсальні (високочастотні), імпульсні, надвисокочастотні, тунельні, обернені діоди, варикапи, стабілітрони, фото- та світлодіоди*.
- За типом переходу розрізняють *площинні та точкові діоди*. *Площинні діоди* мають – перехід, лінійні розміри якого, що визначають площу переходу, значно перевищують його товщину. *До точкових* належать діоди, лінійні розміри переходу яких менші від товщини запірного шару.
- **Система позначень сучасних напівпровідникових діодів малої потужності** встановлена *галузевим стандартом ОСТ11336.919 – 81 РСРС*. Позначення складаються з *п'яти елементів*.
- **Перший елемент** - буква або цифра - вказує напівпровідниковий матеріал, з якого виготовлений прилад:
  - 1 або Г - германій або сполуки германію; 2 або К - кремній або сполуки кремнію; 3 або А - сполуки галію;
  - 4 або І - сполуки індію.
- **Другий елемент** - буква - позначає підклас (або групу) приладу:
  - Д - діоди випрямні, імпульсні, діодні перетворювачі (магнітодіоди, термодіоди та ін);
  - Ц - випрямляючі стовпчики і блоки; В - варикапи; І - діоди тунельні і обернені;
  - А - діоди надвисокочастотні;
  - Ж - стабілізатори струму;
  - С - стабілізатори напруги (стабілітрони, стабістори, обмежувачі напруги);
  - Г - генератори шуму;
  - Л - випромінюючі оптоелектронні прилади; О - оптопарі;
  - Н - діодні тиристори; У - тріодні тиристори.

# СИСТЕМА ПОЗНАЧЕНЬ ДІОДІВ СРСР

•*Третій елемент* - цифра - визначає призначення або принцип дії приладу.

•*діоди:*

1 - випрямні з середнім значенням прямого струму  $I_{пр\ ср} < 0,3\ А$ ;

2 - випрямні з середнім значенням прямого струму  $I_{пр\ ср} > 0,3\ А$ ;

3 - діодні перетворювачі.

•*Діоди імпульсні:*

4 - з часом відновлення зворотного опору більше 500 нс; 5 - з часом відновлення зворотного опору від 150 до 500 нс; 6 - з часом відновлення зворотного опору від 30 до 150 нс; 7 - з часом відновлення зворотного опору від 5 до 30 нс; 8 - з часом відновлення зворотного опору від 1 до 5 нс; 9 - з ефективним часом життя неосновних носіїв заряду менше 1 нс.

•*Випрямні стовпчики:*

1 - з середнім значенням прямого струму не більше 0,3 А;

2 - із середнім значенням прямого струму від 0,3 до 10 А.

•*Випрямні блоки:*

3 - із середнім значенням прямого струму не більше 0,3 А;

4 - з середнім значенням прямого струму більше 0,3 А.

•*варикапи:*

1 - підлаштування;

2 - помножувальні.

•*Діоди тунельні і обернені:*

1 - підсилювальні; 2 - генераторні; 3 - перемикаючі; 4 - обернені.

# СИСТЕМА ПОЗНАЧЕНЬ ДІОДІВ СРСР

## •*Діоди надвисокочастотні:*

- 1 - змішувальні;
- 2 - детекторні;
- 3 - підсилювальні;
- 4 - параметричні;
- 5 - перемикаючі і обмежуючі;
- 6 - помножувальні і настроювальні; 7 - генераторні; 8 - імпульсні; 9 - випрямні.

## •*Стабілізатори напруги* (стабілітрони, стабістори, обмежувачі напруги):

### •*потужність не більше 0,3 Вт:*

- 1 - з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В;
- 2 - з напругою стабілізації (обмеження) від 10 до 100 В;
- 3 - з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В;

### •*потужність від 0,3 до 5 Вт:*

- 4 - з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В;
- 5 - з напругою стабілізації (обмеження) від 10 до 100 В;
- 6 - з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В;

### •*потужність більше 5 Вт, але не більше 10 Вт:*

- 7 - з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В;
- 8 - з напругою стабілізації (обмеження) від 10 до 100 В;
- 9 - з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В.

# ЄВРОПЕЙСЬКА СИСТЕМА PRO-ELECTRON

- Для позначення напівпровідникових приладів в закордонних країнах існує три системи позначення радіоелементів:
- **Американська - JEDEK** - Joint Electron Device Engineering Council
- **Європейська - PRO ELECTRON**
- **Японська - JIS** - Japanese Industrial Standard JIS-C-7012
- **Деякі великі виробники напівпровідників вводять свої системи позначень.** Наприклад, Samsung, Nec, та інші. Розглянемо системи позначень більш докладно.
- Маркування напівпровідників **за європейською системою** здійснюється наступним способом.
- **Код маркування являє собою літеро-цифровий запис.**
- **Перша літера в цьому коді вказує на матеріал на основі якого зроблений напівпровідник:** кремній, германій (А) тощо. Найбільш поширений матеріал - кремній, він позначений літерою "В".
- **Потім йде літера, що позначає тип напівпровідникового приладу,** тобто тунельний діод генератор Холла або щось інше.
- **Далі ставиться серійний номер продукту.** У серійного номера є кілька діапазонів, так, наприклад, якщо номер вкладається в значення 100..999, то це прилади загального призначення, якщо номер складається з літери і цифри Z10..A99, то це прилади промислового і спеціального застосування.
- Іноді до загального маркування **може ще додаватися додаткова буква модифікації приладу,** вона вже визначається конкретно виробником напівпровідника. У таблиці нижче наведені загальні значення сегментів маркування.
- Приклад позначення ВАТ85
- <http://www.radiant.su/rus/articles/?action=show&id=332>
- <http://digitalchip.ru/oboznachenie-importnyih-polupro>



# ЄВРОПЕЙСЬКА СИСТЕМА PRO-ELECTRON

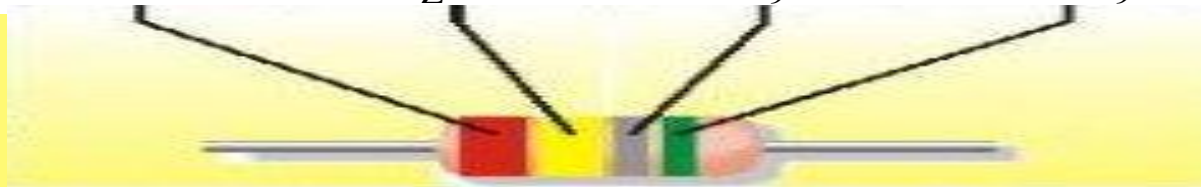
1 елемент	2 елемент	3 елемент	4 елемент
	Літера - тип приладу: А - детекторний, змішувальний діод В - варикап С - малопотужний низькочастотний транзистор D - потужний низькочастотний транзистор Е - тунельний діод F - малопотужний високочастотний транзистор G - декілька приладів в одному корпусі H - магнітодіод K - генератори Холла L - потужний високочастотний транзистор M - модулятори і помножувачі Холла P - фотодіод, фототранзистор Q - випромінюючі прилади R – прилад, що працює в області пробою S - малопотужний перемикаючий транзистор T - потужний регулюючий або перемикаючий прилад U - потужний перемикаючий транзистор X - помножувальний діод Y - потужний випрямний діод Z - стабілітрон	Серійний номер:  100-999 прилади загального використання  Z10...A99 прилади для промислового і спеціального використання	Літери: модифікації приладу
Літера - код матеріалу: А – германій (Ge) В – кремній (Si) С - арсенід галію (GaAs) R - сульфід кадмію (CdS)			

# КОЛЬОРОВЕ МАРКУВАННЯ ДІОДІВ ЗА ЄВРОПЕЙСЬКОЮ СИСТЕМОЮ

Діоди. Кольорове маркування за європейською системою PRO ELECTRON

Колір полоси (точки)	1-й елемент	2-й елемент	3-й елемент	4-й елемент
Золотий				
Срібний				
Чорний	AA	X		0
Коричневий			1	1
Червоний	BA	S	2	2
Помаранчевий			3	3
Жовтий		T	4	4
Зелений		V	5	5
Блакитний		W	6	6
Фіолетовий			7	7
Сірий		Y	8	8
Білий		Z	9	9

Приклад  
позначення  
BAT85



# АМЕРИКАНСЬКА СИСТЕМА JEDEC

•*Маркування напівпровідників американською системою JEDEC здійснюється наступним способом.*

Позначення елементів складається з чотирьох елементів.

•**Елемент 1.** Містить цифру, яка показує кількість р-п переходів:

1 - діод

2 - транзистор

3 - тиристор

•**Елемент 2.** Після цифри йде літера N (номінал).

•**Елемент 3.** Містить серійний номер.

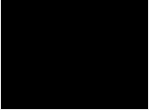
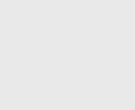







•**Елемент 4.** Може містити літери або літери і цифри. Цей елемент позначає різні параметри для приладів одного типу.

•Приклад позначень: 1N4148, 2N2906A, 2N7002LT1.

Американська система JEDEC позначення напівпровідникових приладів

1 елемент	2 елемент	3 елемент	4 елемент
Число р-п переходів: 1 - діод 2 - транзистор 3 - тиристор 4 - оптопара	Літера N	Серійний номер приладу (100-9999)	Літера: модифікація приладу

# КОЛЬОРОВЕ МАРКУВАННЯ НД ЗА СИСТЕМОЮ JEDEC

Колір полоси										
Цифра	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Літера	-	A	B	C	D	E	F	G	H	J

## Примітки:

перша цифра 1 і друга літера N в колірній позначці опущені;

номера з двох цифр позначаються однією чорною смугою і двома кольоровими;

додаткова четверта смуга - літера;

номера з трьох цифр позначаються трьома кольоровими смугами;

додаткова четверта смуга - літера;

номера з чотирьох цифр позначаються чотирма кольоровими смугами і п'ятою чорною або кольоровою, що позначає літеру;

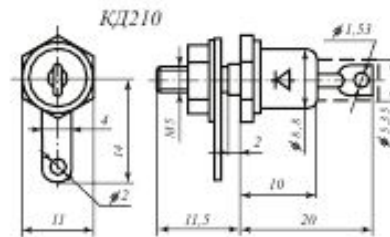
кольорові смуги знаходяться ближче до катода або перша від катода - широка;

тип діода зчитується від катода.

# ВИПРЯМНІ ДІОДИ

• **Випрямні діоди** (ВД) *призначені для випрямлення змінного струму* і складають найбільш поширений підклас діодів. На електричних схемах вони позначаються  $\rightarrow|$ -. Залежно від значення середнього випрямленого струму розрізняють:

- **ВД малої потужності** ( $I \leq 0,3$  А; третій елемент позначень – 1);
- **ВД середньої потужності** ( $0,3$  А  $< I \leq 10$  А; третій елемент позначень – 2);
- **ВД силові** ( $I > 10$  А; третій елемент позначень – В).



• Робочі частоти ВД малої та середньої потужностей не перевищують 20 кГц, силові діоди працюють на частоті 50 Гц.

• Оскільки допустима густина струму через  $p-n$  перехід  $j_{max} \leq 2$  А/мм<sup>2</sup>, для одержання названих значень  $I$  використовують площинні – переходи, виготовлені сплавним або дифузійним способом. Велика ємність таких переходів не впливає істотно на роботу ВД у названому діапазоні частот. З метою стабілізації параметрів ВД при дії на них вологи, атмосферного тиску, забруднення, зміни температури діоди розміщують у **металево-керамічних або металево-скляних корпусах**, які забезпечують ефективне відведення теплоти, що виділяється на  $p-n$  переході.

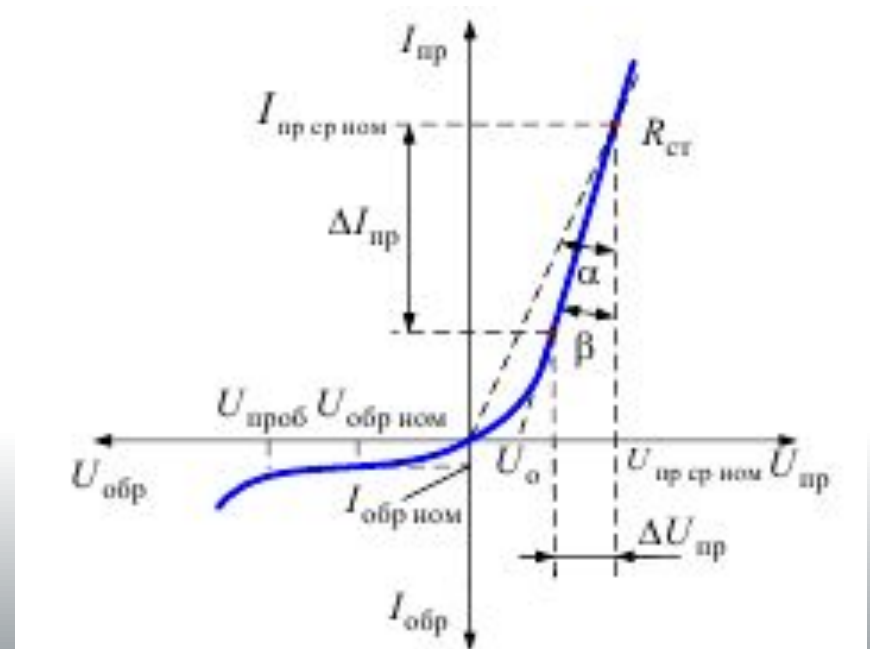
• У ВД малої потужності тепло розсіюється безпосередньо корпусом (діоди 2Д207, КД108, Д226 тощо). У **ВД середньої потужності тепло відводиться масивним гвинтом**, за допомогою якого діод прикріплюється до шасі апаратури, яка виконує функцію радіатора. З метою запобігання електричному контакту між діодом і корпусом застосовують різноманітні ізоляційні прокладки, а також шайби з високою теплопровідністю. До таких діодів, наприклад, належать 2Д216, КД203, Д231. **Для силових діодів потрібне примусове повітряне або водяне охолодження, яке здійснюється спеціальними радіаторами.**

• Згадані діоди здатні випрямляти змінний струм порівняно невисокої напруги (до 500-700 В). З метою випрямлення більш високої напруги використовують послідовне з'єднання діодів у спеціальних випрямних **стовпчиках та блоках**, що виготовляються в уніфікованих корпусах. Вони позначаються - літерою Ц.

# ПАРАМЕТРИ ВИПРЯМНИХ ДІОДІВ

*Для характеристики випрямних діодів використовуються наступні параметри:*

- *максимально допустима зворотна напруга  $U_{зв\ макс}$  (звичайно  $U_{зв\ макс} \approx 0,5 - 0,8 U_{проб}$ );*
  - *максимально допустимий прямий струм  $I_{пр\ макс}$ ;*
  - *постійна пряма напруга  $U_{пр}$  при заданому прямому струмі;*
  - *максимально допустимий постійний зворотний струм  $I_{зв\ макс}$  при прикладанні напруги  $U_{зв\ макс}$ ;*
  - *максимальна частота при якій прилад працює без зниження характеристик.*
- Іноді в паспорті указують  
*середній випрямлений струм,  
середній зворотний струм,  
імпульсний прямий струм або його максимально  
допустиме значення.*

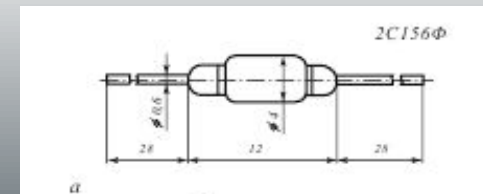
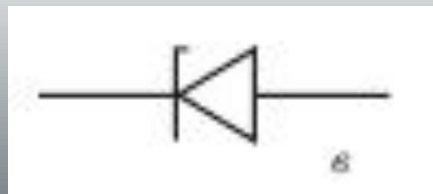
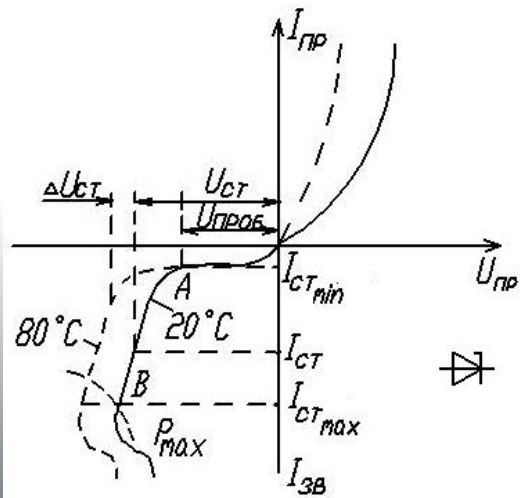


# НАПІВПРОВІДНИКОВІ СТАБІЛІТРОНИ

- **Стабілітроном** називається напівпровідниковий діод, ВАХ якого має область різкої залежності струму від напруги **на зворотній ділянці**. Стабілітрони призначені для стабілізації напруги в електронних схемах.
- Як стабілітрони використовуються **площинні кремнієві діоди**, на зворотній гілці ВАХ яких ділянка стабілізації створюється **внаслідок лавинного або тунельного пробою** (рис.1).
- На ВАХ рис. межі ділянки стабілізації позначені точками *A* та *B*. Положенню точки *A* відповідає напруга пробою стабілітрона  $U_{\text{проб}}$ , яка залежить від питомого опору вихідного матеріалу, тобто від концентрації домішок. Точка *B* відповідає граничному режиму, в якому на стабілітроні розсіюється максимально допустима потужність. **Низьковольтні стабілітрони** ( $U_{\text{проб}} < 6 \text{ В}$ ) виготовляють із сильнолегованого кремнію (з великими концентраціями  $N_A$  та  $N_D$ ), – перехід у них вузький, у ньому **тунельний пробій** відбувається при невеликих напругах. **Стабілітрони** з  $U_{\text{проб}} > 6 \text{ В}$  виготовляються з матеріалу з малою концентрацією домішок, – перехід у них широкий, і в ньому більш імовірним є **лавинний пробій**. При напрузі стабілізації від 6 до 8 В у стабілітронах може використовуватися **як лавинний, так і тунельний пробій**. Концентрація домішок впливає не лише на величину ( $U_{\text{проб}}$ ), а і на вигляд ВАХ при зміні температури.

Для стабілітронів з **малою концентрацією домішок** зростання температури приводить до збільшення кількості вільних носіїв заряду і зменшення їх рухливості. Тому в таких стабілітронах **при зростанні температури розвиток лавиноподібного процесу розмноження носіїв унаслідок ударної іонізації почнеться при більшій зворотній напрузі**, тобто  $U_{\text{проб}}$  збільшується (рис.1).

У **низьковольтних стабілітронах** (з великою концентрацією домішок) зі зростанням температури зменшується ширина забороненої зони, в результаті **зростає ймовірність тунельного пробою** (переходу носіїв з валентної зони однієї області в зону провідності іншої області), який **відбувається при меншій напрузі**, ніж це було при початковій температурі.



# НАПІВПРОВІДНИКОВІ СТАБІСТОРИ

• **Стабістор** - напівпровідниковий діод, в якому для стабілізації напруги використовується **пряма гілка ВАХ** (тобто в області прямого зміщення напруга на стабісторі слабо залежить від струму). **Відмінною особливістю стабісторів порівняно зі стабілітронами є менша напруга стабілізації**, яка становить приблизно 0,7 В. Їх ВАХ зображена на рисунку.

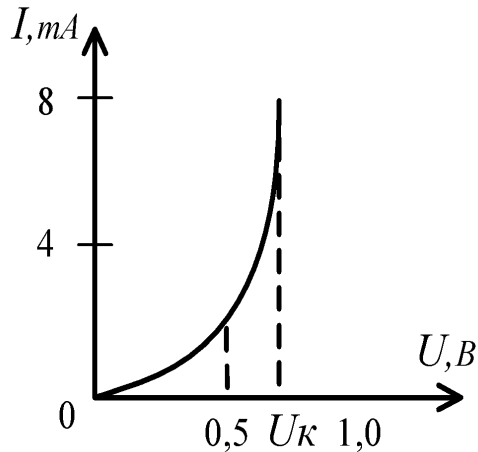


Рис. 1. Пряма гілка ВАХ стабістора

**До основних параметрів стабілітронів і стабісторів належать:**

**напруга стабілізації  $U_{cm}$**  при даному струмі стабілізації;

**мінімально допустимий струм стабілізації  $I_{cm\ min}$** ;

**максимально допустимий струм стабілізації  $I_{cm\ max}$** ;

**максимально допустима потужність  $P_{max}$** , що розсіюється стабілітроном;

**диференціальний опір  $r_{cm} = dU_{cm}/dI_{cm}$** ;

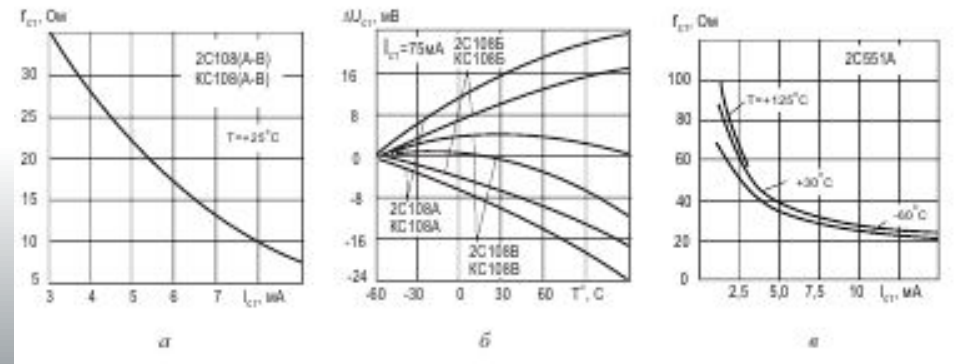
**температурний коефіцієнт напруги стабілізації (ТКН)**, який

визначається відношенням відносної зміни напруги стабілізації ( $\Delta U_{cm}/U_{cm}$ )

до абсолютної зміни температури при постійному струмі  $I_{cm}$ :

$$\alpha = \frac{\Delta U_{cm}}{U_{cm} \Delta T} \cdot 100\%.$$

Рис. 2. Диференціальні параметри різних стабілітронів





# СТАБІЛІТРОНИ ТА СТАБІСТОРИ

- Із розглянутої температурної зміни ВАХ стабілітронів випливає, що **низьковольтні стабілітрони** ( $U_{cm} < 6$  В) мають **від'ємний температурний коефіцієнт напруги (ТКН)**, **високовольтні** ( $U_{cm} > 8$  В) – **додатний ТКН**. Для зменшення температурної залежності послідовно зі стабілітроном включають у пряму напрямі діод, який має **ТНК протилежного знака**. Цей спосіб використовується в прецизійних стабілітронах типу Д818, які мають усередині одного корпусу кілька послідовно з'єднаних переходів. Точність стабілізації  $U$  становить десятки мілівольт в стандартному температурному діапазоні.
- Прикладом позначення стабілітрона виступає КС 168А – стабілітрон кремнієвий, призначений для пристроїв широкого використання з напругою стабілізації 6,8 В, допустимою максимальною потужністю, що не перевищує 0,3 Вт. **Приклад позначення стабістора**: 2С107А – стабістор кремнієвий спеціального призначення, напруга стабілізації  $U_{cm} = 0,7$  В, допустима потужність  $P_{max} = 0,3$  Вт.
- Застосування стабілітронів розглянемо на прикладі **найпростішого параметричного стабілізатора постійної напруги** (рис.). При збільшенні  $U_{вх}$  одразу зростає  $U_{вих}$ , робоча точка на ділянці стабілізації зміщується донизу, що означає зменшення опору стабілітрона. Струм через стабілітрон  $I_{cm}$  зростає, загальний струм у колі  $I$  зростає (струм навантаження майже не змінюється, бо напруга на кінцях стабілітрона майже постійна), збільшується падіння напруги на резисторі  $R_{Г}$ , і відбувається такий перерозподіл напруги між  $R_{Г}$  та  $R_{н}$ , що збільшення  $U_{вх}$  компенсується збільшенням  $U_{Г}$ ,  
 $U_{вих} = U_{вх} - U_{Г} = const$ . В результаті **стабілітрон утримує незмінною вихідну напругу електричного кола**. Аналогічні процеси, тільки в зворотному напрямі, проходять при зменшенні вхідної напруги  $U_{вх}$ .

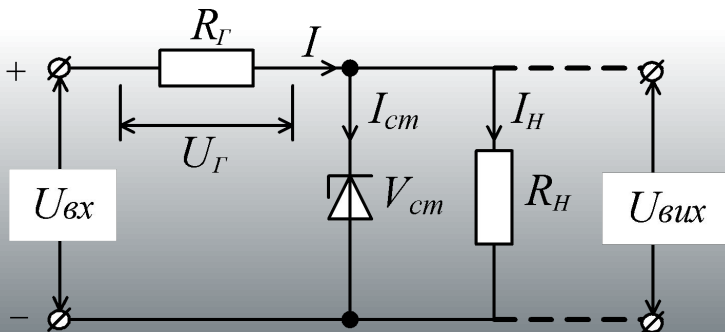


Рис. 1. Схема стабілізатора напруги

# УНІВЕРСАЛЬНІ ДІОДИ

• До **універсальних (високочастотних) діодів** належать **одноперехідні напівпровідникові прилади**, що застосовують для випрямлення (при меншому електричному навантаженні), модуляції, детектування та інших нелінійних перетворень електричних сигналів, частота яких не перевищує 1000 МГц. Третій елемент їх позначення – цифра 4.

• На високих частотах можна вважати, що діод має односторонню провідність, якщо  $Z_{зв} \gg Z_{пр}$ , де  $Z_{зв}$ ,  $Z_{пр}$  – повні зворотний та прямий опори (імпеданси) діода.

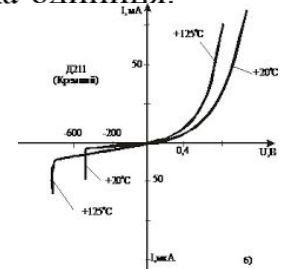
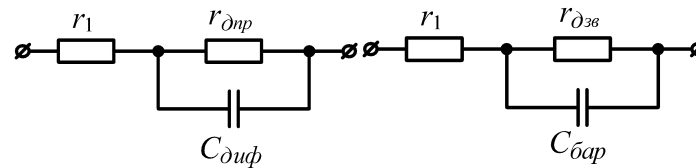
•  $Z = U/I = \sqrt{r^2 + x^2}$ ,  $r$  - активний,  $x$  - реактивний опори,  $x_C = 1/\omega C$ ;  $x_L = \omega L$ .

• При прямому включенні діода ємність  $C_{диф}$  зашунтована малим диференціальним опором  $r_{дпр}$  (рис. з екв. схемою), і можна вважати  $Z_{пр} = r_1 + r_{дпр}$ . При зворотному включенні діода великий диференціальний опір  $r_{дзв}$  зашунтований ємністю  $C_{бар}$ , і тому на високих частотах  $Z_{зв} = r_1 + 1/i\omega C_{бар}$ ,  $i$  – уявна одиниця.

Тоді  $Z_{пр} = r_1 + r_{дпр}$ ,  $Z_{зв} = \sqrt{r_1^2 + 1/\omega^2 C_{бар}^2}$  і умовою односторонньої провідності є

$\sqrt{r_1^2 + 1/\omega^2 C_{бар}^2} \gg r_1 + r_{дпр}$ , або остаточно

$$\frac{1}{\omega C_{бар}} \gg r_{дпр} \sqrt{1 + \frac{2r_1}{r_{дпр}}}$$

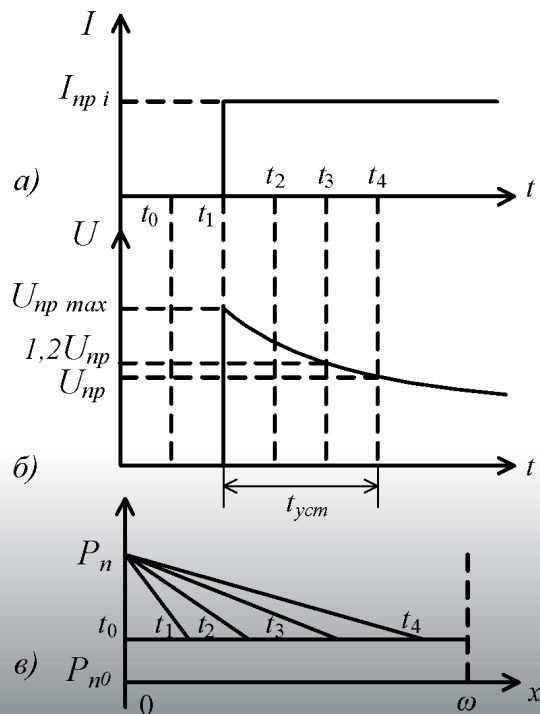


• Виконання цієї умови можливе при зменшенні ємності  $p-n$  переходу. Це стає можливим при застосуванні **точково-контактного** або **мікросплавного** способів його виготовлення. Тому **універсальні діоди – це здебільшого точкові або мікросплавні діоди**. Останні розраховані на більші допустимі струми і мають кращі характеристики при зворотному включенні.

• ВАХ універсального діода (рис.) **не має ділянки насичення струму на зворотній гілці**. Це пояснюється, зокрема, нагріванням унаслідок незадовільного відведення тепла та ударною іонізацією, що спричиняється неоднорідністю електричного поля у переході. До параметрів універсальних діодів належать, крім перелічених раніше, **ємність діодів при заданій зворотній напрузі, а також діапазон робочих частот і температур**.

# ІМПУЛЬСНІ ДІОДИ

- **Імпульсні діоди** використовують як ключові елементи в пристроях імпульсної техніки. За конструкцією і характеристиками вони нагадують універсальні діоди. Крім високочастотних властивостей (мінімальної ємності  $C_{бар}$ ), ці діоди повинні мати **мінімальну тривалість перехідних процесів у момент вмикання та вимикання**.
- **Перехідні процеси у діодах існують завжди але особливо проявляються при роботі з імпульсами малої тривалості або миттєвими перепадами напруги і струмів**. Вони пов'язані з процесами накопичення та розсмоктування носіїв у базі діода.
- Розглянемо ці фізичні процеси (рис.) при високому рівні інжекції.



При вмиканні прямого струму  $I_{np}$  в момент часу  $t_1$  у базі діода поступово наростає надлишкова концентрація неосновних нерівноважних носіїв заряду (рис. ). У початковий момент внаслідок малої кількості цих носіїв електропровідність приладу незначна (опір бази великий), і пряма напруга на діоді буде завищеною (як спад напруги на великому опорі бази діода при проходженні  $I_{np}$ ). У міру накопичення неосновних носіїв (інжекції) опір бази поступово зменшується, і напруга на діоді  $U_{np}$  також зменшується до усталеного значення  $U_{np\text{уст}}$  (рис. б). Час  $t = t_4 - t_1$  називається **часом установа прямого опору**.

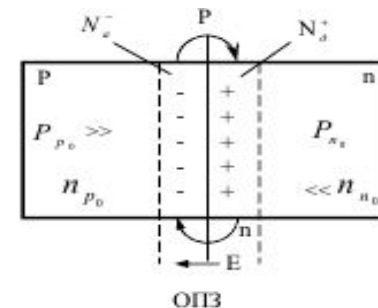
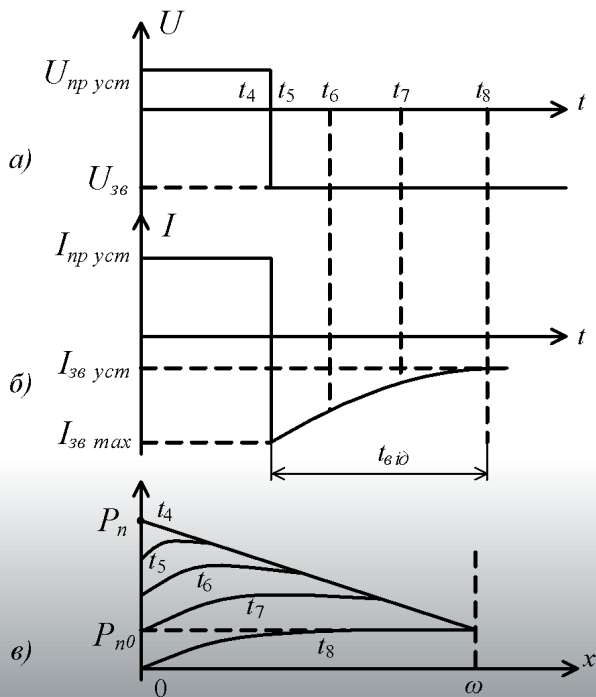


Рис. 1. Перехідні процеси в діоді при вмиканні

# ІМПУЛЬСНІ ДІОДИ

• Якщо тепер змінити напрям напруги на запірний в момент  $t_5$  (рис.), то зворотний струм  $I_{зб}$  різко зростає до значення  $I_{зб\ max}$  (рис. б) внаслідок того, що опір бази не може зрости миттєво. Ще у стані прямого ввімкнення діода поле  $p-n$  переходу виштовхує дірки з  $n$ -області бази, створюючи дрейфовий струм. Безпосередньо після моменту перемикавання  $t_5$  ефективність екстракції стає значно вищою (за рахунок зменшення дифузійного струму), і нерівноважні дірки розсмоктовуються з бази, збільшуючи її опір (рис. в). Розсмоктуванню неосновних носіїв з бази сприяє і рекомбінація дірок з електронами. Цей процес проходить протягом **часу відновлення зворотного опору бази**  $t_{від} = t_8 - t_5$  до того моменту, поки струм не зменшиться до рівноважного усталеного значення  $I_{зб\ уст}$ , яке відповідає великому опору включеного в зворотному напрямі  $p-n$  переходу і збідненої на носії бази.



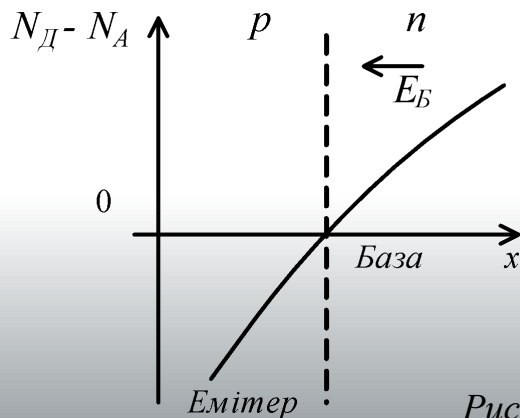
**Швидкодія імпульсних діодів збільшується при введенні в матеріал спеціальних легуючих домішок, які зменшують середню тривалість життя неосновних носіїв.** Такими домішками для Si  $n$ -типу є, наприклад, золото.

Іншим способом зменшення часу відновлення зворотного опору бази є **використання бази з нерівномірною концентрацією домішок.** Це можна здійснити, наприклад, за допомогою дифузії акцепторів до напівпровідника  $n$ -типу.

Рис. 1. Перехідні процеси в діоді при вимиканні

# ІМПУЛЬСНІ ДІОДИ

- На рис. показано розподіл концентрацій акцепторів та донорів при створенні  $p-n$  переходу в напівпровіднику. Видно, що концентрація домішок у базі при наближенні до переходу зменшується, тому нерівномірною буде і концентрація основних носіїв – електронів. Унаслідок цього електрони дифундують у бік  $p-n$  переходу, залишаючи за собою некомпенсований заряд позитивних іонів. **У базі виникає електричне поле, спрямоване в бік переходу.** Під дією цього поля дірки, інжектвані до бази при вмиканні діода в прямому напрямі, накопичуються біля межі  $p-n$  переходу. При перемиканні діода з прямого напрямку на зворотний ці дірки під дією поля переходу швидко виходять з бази до емітера, і час відновлення зворотного опору зменшується. **Діоди з такою технологією виготовлення називають діодами з накопиченням заряду.**
- Досить ефективним шляхом збільшення швидкодії імпульсних діодів є використання в них бар'єрів Шоткі. Як відомо, в таких діодах зовсім відсутня інжекція.
- Основними параметрами імпульсних діодів є: імпульсна пряма напруга  $U_{пр}$  при даному імпульсі прямого струму; час установлення прямої напруги  $t_{уст}$ ; час відновлення зворотного опору  $t_{від}$ . Останній параметр зашифровано в **третьому елементі позначення діода** (таблиця).



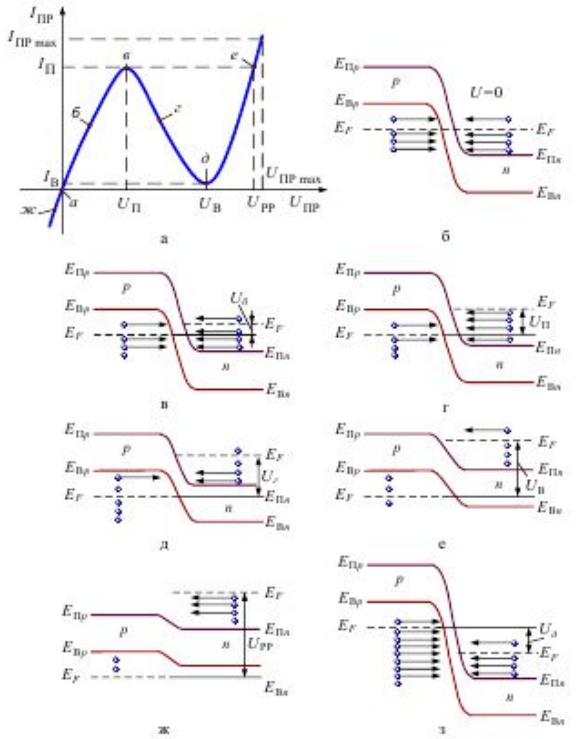
$t_{від}$	> 150 нс	30-150 нс	5-30 нс	1-5 нс	<1 нс
Третій елемент позначення	5	6	7	8	9

Приклад позначення імпульсних діодів: 2Д504А – кремнієвий, імпульсний, призначений для пристроїв спеціального використання, час відновлення зворотного опору >150 нс, номер розробки 04, група А. Більшість імпульсних діодів має металеве-скляне або скляне конструктивне оформлення.

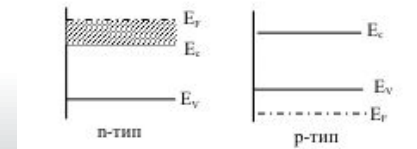
Рис. Створення переходу з нерівномірним розподілом донорів у базі дифузиею акцепторів до напівпровідника  $n$ -типу

# ТУНЕЛЬНІ ДІОДИ

- **Тунельними** називаються діоди, які мають на **прямій гільці** своєї ВАХ ділянку з **негативним диференціальним опором** унаслідок тунельного ефекту. За винахід цього діоду Л. Єсакі у 1973 р. отримав **Нобелівську премію з фізики**.
- **Тунельний ефект** полягає у тунельному проникненні електрона через  $p-n$  перехід, тобто такому проникненні, коли електрон з валентної зони  $p$ -області прямо потрапляє у зону провідності  $n$ -області. Це стає можливим, якщо товщина переходу дуже мала (менша 15 нм) і якщо енергетичним рівням, заповненим електронами в одній області, відповідають такі ж вільні дозволені енергетичні рівні в сусідній області. Ці умови здійснюються в  $p-n$  переходах на основі напівпровідників, які мають високу концентрацію домішок ( $10^{19}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup>).



Товщина – переходів у цьому випадку має порядок 10 нм, що зумовлює високу напруженість електричного поля переходу і забезпечує ймовірність тунельного ефекту. У таких напівпровідниках атоми домішок внаслідок малої відстані між ними взаємодіють, їх рівні розщеплюються в зони, які прилягають у матеріалі  $p$ -типу до валентної зони, а у напівпровіднику  $n$ -типу – до зони провідності. Такі напівпровідники називають **виродженими**, оскільки в них рівні Фермі розміщені в  $n$ -області в зоні провідності, а в  $p$ -області в валентній зоні.



Вигляд ВАХ тунельного діода можна пояснити за допомогою енергетичних діаграм (рис.). На діаграмах рівні валентної зони та зони провідності напівпровідників, що заповнені електронами, заштриховані. ВАХ називається  $N$ -типу.

# ТУНЕЛЬНІ ДІОДИ

- При зовнішній напрузі  $U = 0$  (рис. а) рівень Фермі всієї системи однаковий ( $E_{Fn} = E_{Fp}$ ). Напроти зайнятих електронами рівнів  $p$ -області розміщуються зайняті рівні  $n$ -області. Тунельний перехід електронів неможливий, струм дорівнює нулю.
- **Під дією прямої напруги  $U_{np}$  рівні Фермі зміщуються** на величину  $\Delta E_F = eU_{np}$  (рис. б), і напроти частини енергетичних рівнів, зайнятих електронами в  $n$ -області (подвійне штрихування), опиняться вільні рівні в  $p$ -області. Внаслідок цього відбувається тунельний перехід електронів з  $n$ -області до  $p$ -області і **проходить прямий тунельний струм, величина якого пропорційна площі перекриття вільних енергетичних рівнів валентної зони  $p$ -області та заповнених енергетичних рівнів зони провідності  $n$ -області.**  
*Тунельний струм зростатиме доти, поки перекриття не стане максимальним* (рис. в). Подальше зростання прямої напруги зменшує площу перекриття відповідних рівнів, і тунельний струм зменшується (рис. г).
- При певній прямій напрузі зайняті електронами енергетичні рівні зони провідності  $n$ -області стануть напроти енергетичних рівнів забороненої зони  $p$ -області. Тунельний перехід електронів у цьому випадку стане неможливим, і тунельний струм припиниться. У той самий час при прямій напрузі у діоді відбувається, як правило, **інжекція носіїв, що зумовлює проходження через нього дифузійного струму** (рис. д, е), який при деякій напрузі стає більшим, ніж тунельний струм.
- **Якщо діод включити у зворотному напрямі**, то рівні Фермі зміщуються так, як показано на рис. ж, і з'являється можливість тунельного переходу електронів із заповнених рівнів валентної зони  $p$ -області на вільні рівні зони провідності  $n$ -області. Це приводить до проходження через діод великого зворотного тунельного струму.

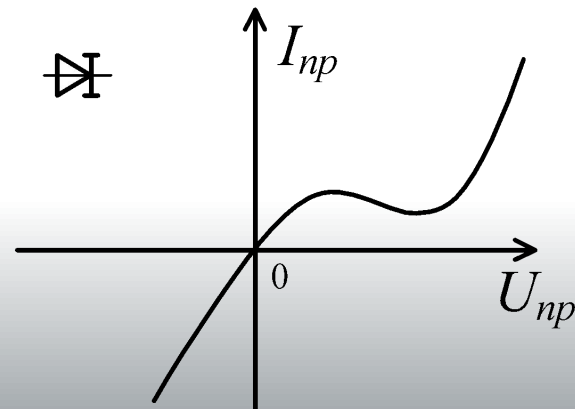
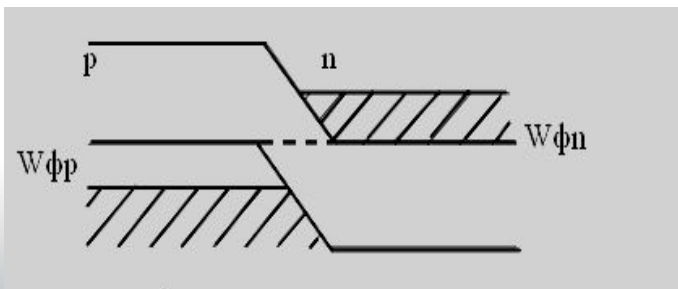
# ТУНЕЛЬНІ ДІОДИ

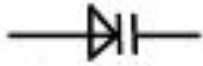
- *p-n* переходи тунельних діодів одержують здебільшого *способом сплавлення*, матеріалом слугує *германій, арсенід галію (GaAs) та антимонід галію (GaSb)*. Оскільки для виготовлення таких діодів використовують *вироджені напівпровідники*, які за характером провідності наближаються до металів, то *робоча температура приладів досягає 400 °С*.
- *Недоліком тунельних діодів є мала потужність внаслідок низької робочої напруги* (десяті частини вольта) і малої площі переходу.
- *За своїм призначенням тунельні діоди поділяють на*  
підсилювальні, третій елемент позначення – 1,  
генераторні, третій елемент позначення - 2  
перемикальні, третій елемент позначення - 3.
- *Приклади позначення тунельних діодів:*  
АИ201Г – діод тунельний генераторний, широкого використання, з арсеніду галію, номер розробки 01, група Г;  
ЗИ306Е – діод тунельний перемикальний, спеціального призначення, з арсеніду галію, номер розробки 06, група Е.
- Тунельні діоди дозволяють сати *підсилювачі, генератори, змішувачі у діапазоні хвиль аж до міліметрових*.
- На тунельних діодах створюють і різноманітні імпульсні пристрої: *тригери, мультивібратори з дуже малим часом перемикання тощо*.



# ОБЕРНЕНІ ДІОДИ

- Частковим випадком тунельних діодів є **обернені діоди**, у яких внаслідок тунельного ефекту провідність при зворотних напругах значно більша, ніж при прямих.
- $P-n$  переходи обернених діодів створюються напівпровідниками, що мають дещо меншу концентрацію домішок, і тому рівні Фермі збігаються з краями зони провідності і валентної зони (рис. а).
- При вмиканні таких діодів у зворотному напрямі тунельні електрони з валентної зони  $p$ -області переходять на вільні рівні зони провідності  $n$ -області, і через  $-$  перехід проходить великий зворотний струм. При прямому вмиканні діодів перекриття зон не здійснюється, тунельний ефект не відбувається, і прямий струм визначається лише дифузійним струмом. ВАХ оберненого діода показана на рисунку б, вона має форму літери N.
- Третій елемент позначення обернених діодів – цифра 4.
- Мала інерційність унаслідок тунельного ефекту і велика крутизна характеристики зумовлюють використання обернених діодів у детекторах і змішувачах діапазону надвисоких частот.





# ВАРИКАПИ

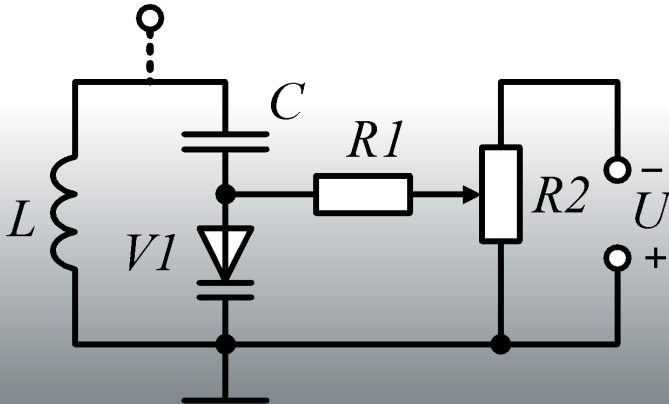
• **Варикапи** – це напівпровідникові діоди, у яких використовується залежність бар'єрної ємності  $p-n$  переходу від зворотної напруги. Для використання до варикапу потрібно підвести **зворотну напругу**.

Варикапи поділяють на **підстроювальні** (третій елемент позначення – 1) і **варактори** (третій елемент – 2).

• **Підстроювальні варикапи** використовують, наприклад, для **електронного підстроювання резонансної частоти коливальних контурів** (рис.). На схемі рис. конденсатор  $C$  запобігає замиканню напруги зміщення через котушку індуктивності  $L$ . Ємність конденсатора значно перевищує бар'єрну ємність варикапа  $V1$ . Тому резонансна частота контуру дорівнює  $\omega = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_{V1}}}$ , де  $C_{V1}$  – ємність варикапа.

• Регулюючи напругу зміщення, яка подається на варикап з потенціометра  $R2$  через резистор  $R1$ , можна **змінювати ємність приладу**, а отже, і резонансну частоту контуру. Резистор  $R1$  запобігає можливості шунтування коливального контуру при переміщенні повзунка потенціометра. Опір  $R1$  вибирають більшим, ніж резонансний опір контуру.

• **Варактор** (англ. vari (able) - змінний і act - дія) - **напівпровідниковий діод, за принципом дії аналогічний варикапу**. Використовується переважно як **нелінійний елемент в помножувачах частоти, а також для посилення коливання в параметричних підсилювачах надвисокочастотного діапазону**. Завдяки тому що при зміні напруги на діоді від прямої до зворотної його ємність змінюється на кілька порядків, **він може бути використаний як змінний конденсатор**.



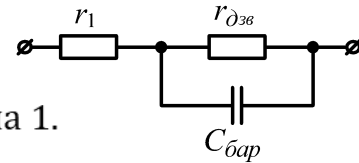
**Основні параметри варикапів:**

**номінальна ємність**, виміряна при даній зворотній напрузі  $U_{зв}$ ; **максимально допустима зворотна напруга**  $U_{зв\ max}$ ; **добротність** варикапа  $Q$ , яка визначається відношенням реактивного опору до опору втрат.

# ВАРИКАПИ

• Розглянемо вплив параметрів еквівалентної схеми діодів на добротність варикапа.

• Комплексний опір діода при зворотному включенні:  $Z_{зв} = r_1 + \frac{r_{\partial зв}}{1 + i\omega C_{\partial ар} r_{\partial зв}}$ , де  $i$  – уявна 1.



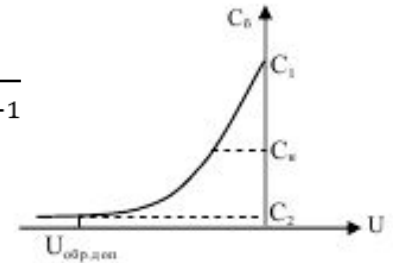
• З цієї формули випливає, що реактивна складова опору діода дорівнює:  $x_c = \frac{\omega C_{\partial ар} r_{\partial зв}^2}{1 + \omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв}^2}$ ,

а активна –  $R = \frac{r_{\partial зв}^2 (r_1 \omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв} + \frac{r_1}{r_{\partial зв}} + 1)}{1 + \omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв}^2}$ .

З формул можна записати вираз для добротності варикапа:  $Q = \frac{x_c}{R} = \frac{\omega C_{\partial ар} r_{\partial зв}}{\omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв}^2 r_1 + \frac{r_1}{r_{\partial зв}} + 1}$

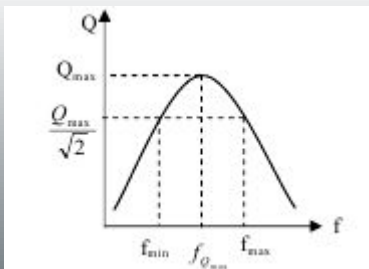
В області низьких частот  $\omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв}^2 r_1 \ll \frac{r_1}{r_{\partial зв}} + 1$  і  $Q \sim \omega C_{\partial ар} r_{\partial зв}$

В області високих частот  $\omega^2 C_{\partial ар}^2 r_{\partial зв}^2 r_1 \gg \frac{r_1}{r_{\partial зв}} + 1$ , і тоді  $Q \sim \frac{1}{\omega C_{\partial ар} r_1}$

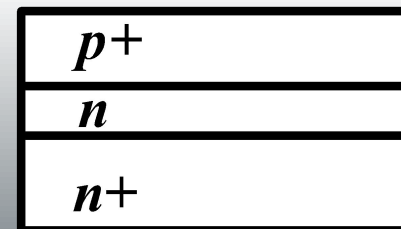


З виразів випливає, що з метою збільшення добротності варикапа **необхідно збільшувати зворотний опір його p-n переходу і зменшувати опір бази.**

• Для виконання першої умови варикапи виготовляють з кремнію. Для одержання малого опору бази для варикапа використовують структуру  $p^+ - n - n^+$ , в якій база складається з двох шарів:  $n$  і  $n^+$  (рис.);  $n$  - шар бази має малу товщину, тому при зворотному вмиканні вся ОПЗ розміщується в цьому шарі. Опір бази в цьому випадку утворено лише сильнолегованою  $n^+$  - областю, і тому він має малу величину. Ця структура, крім того, дозволяє значно **збільшити зворотну напругу варикапа.**



**Використовувати варикап рекомендується в діапазоні частот, де добротність максимальна, а втрати мінімальні.**



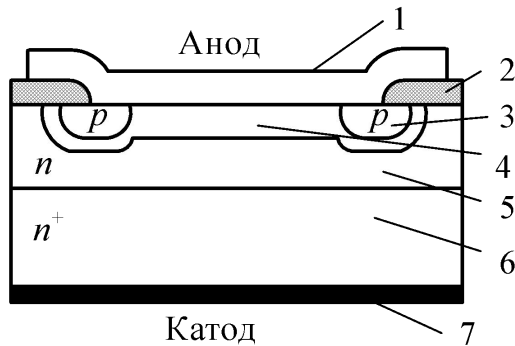
# ДІОДИ ШОТТКІ

**•Діод Шоткі** – це діод, в якому застосовується випрямний контакт металу з напівпровідником.

- Як відомо, при співвідношенні робіт виходу електронів з металу і напівпровідника  $n$  типу  $\Phi_n > \Phi_m$ , та  $p$ -типу  $\Phi_n < \Phi_m$  у приконтактній області напівпровідника можна сформувати збіднений шар, який забезпечує вентильні властивості переходу (несиметрію ВАХ). При цьому **випрямна дія діодів з контактами «метал-напівпровідник» (діодів Шоткі) ґрунтується на перенесенні заряду лише основними носіями**, саме тому в цих приладах відсутнє явище інжекції неосновних носіїв при їх вмиканні та екстракції при вимиканні. Оскільки ці явища є інерційними у часі, то діоди Шоткі, позбавлені їх, **відповідно вони виявляють підвищену порівняно з діодами на основі  $p-n$  переходу швидкодію**.
- На швидкодію і частотні властивості діодів Шоткі також суттєво впливають бар'єрна ємність контакту і розподілений опір бази**. Зменшення першої досягається збільшенням товщини збідненого шару, що додатково впливає на збільшення пробивної напруги діода і зменшення ймовірності небажаного тунельного ефекту на потенційному бар'єрі.
- Зниження другого досягається збільшенням концентрації домішок у базі діода** (для поліпшення частотних властивостей застосовують  $n$ -бази, оскільки електрони мають рухливість вищу, аніж дірки). Оскільки мінімізація ємності контакту і опору бази є процесами суперечливими (одночасне задовільнення цих умов вимагає відповідно зменшення та збільшення концентрації донорних домішок), то у конструкції діодів Шоткі доцільно застосовувати двошарову базу, де  $n$ -шар низьколегований, і в ньому переважно розміщується збіднена область бар'єра Шоткі, а  $n^+$ -шар – високолегований, бо саме він забезпечує мале значення розподіленого опору бази.

# ДІОДИ ШОТТКІ

Таким чином, будова діодів Шоткі може бути такою, як показано на рис.



- 1 – металевий анод;
- 2 – шарок оксиду;
- 3 – p-області для створення запобіжного p-n переходу (таке «запобіжне кільце» дозволяє усунути периферійні лавинні пробої структури і через це збільшити напругу пробою до 250 В у потужних приладах);
- 4 – область просторового заряду (власне бар'єр Шоткі);
- 5 – активний шар бази;
- 6 – сильнолегована підкладка;
- 7 – омичний контакт катода.

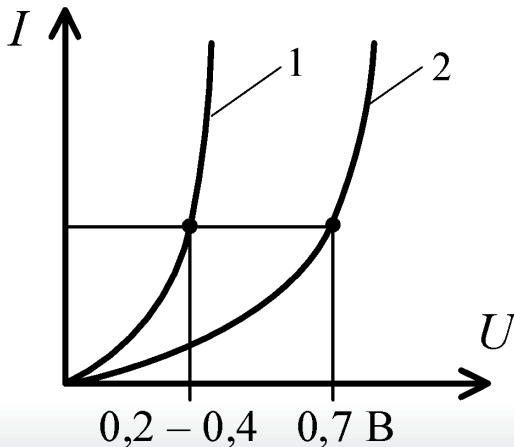


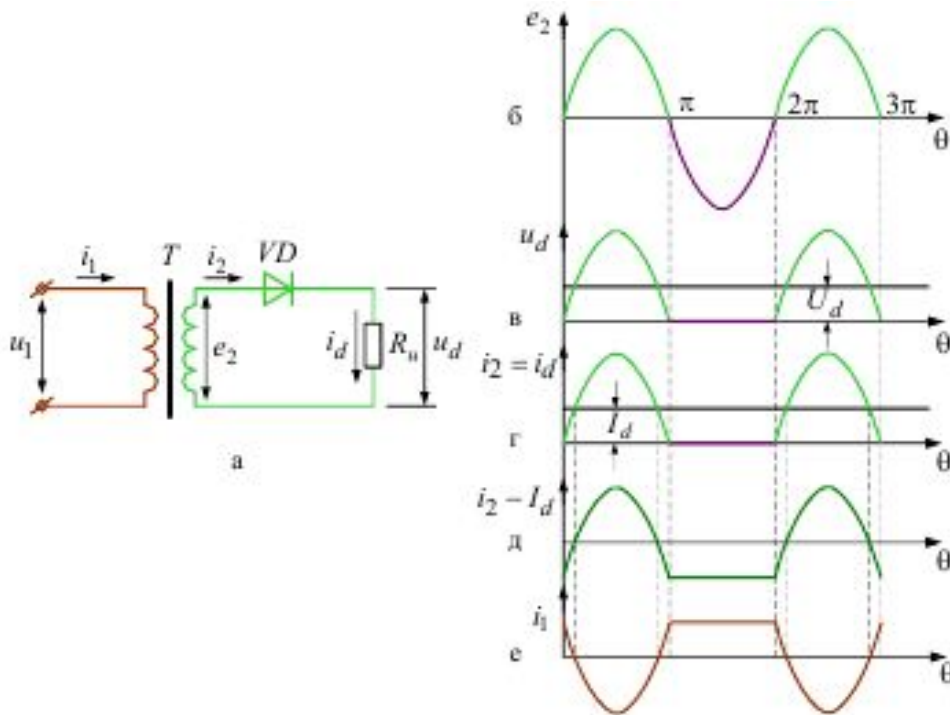
Рис. 1. Прямі гілки ВАХ:

1 – діода Шоткі;

2 – діода на основі p-n – переходу

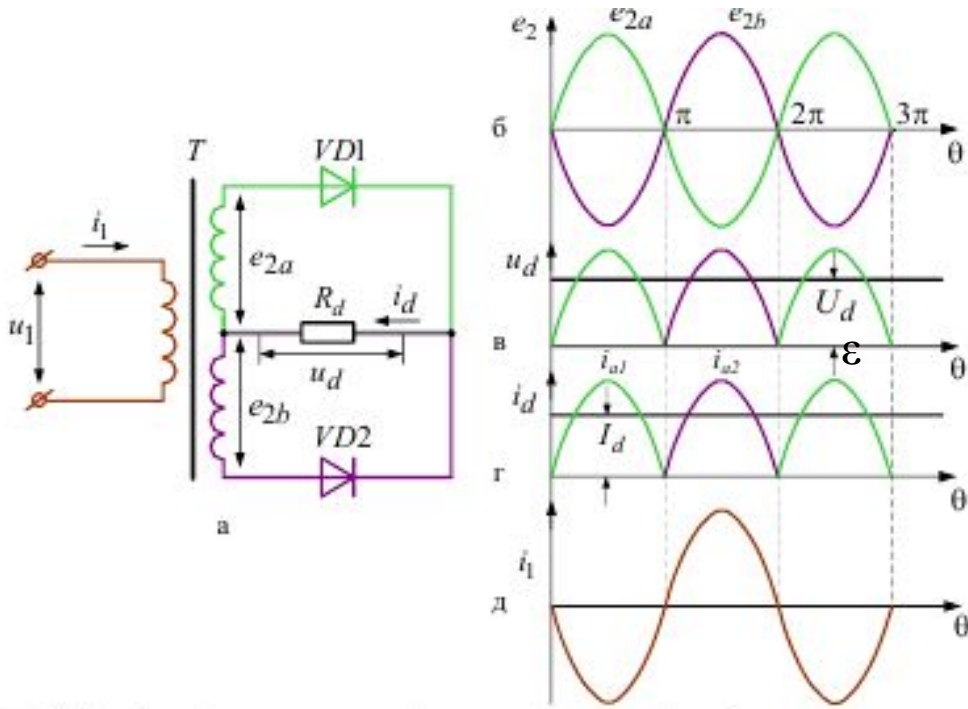
- Ще однією **перевагою** діодів Шоткі є менше падіння напруги на приладі у відкритому стані (рис.).
- **Недоліком** діодів Шоткі є більші приблизно на 3 порядки зворотні струми порівняно з діодами на основі p-n – переходу.
- Потужні діоди Шоткі з площею переходу в декілька квадратних міліметрів при  $U_{np} = (0,4-0,6)$  В,  $I_{np} < 10$  А і граничною частотою кілька сотень кГц застосовуються в **перемикачах джерел живлення**. Швидкодіючі бар'єри Шоткі широко використовується в **мікросхемотехніці**.

# ОДНОФАЗНА ОДНОНАПІВПЕРІОДНА СХЕМА ВИПРЯМЛЯЧА



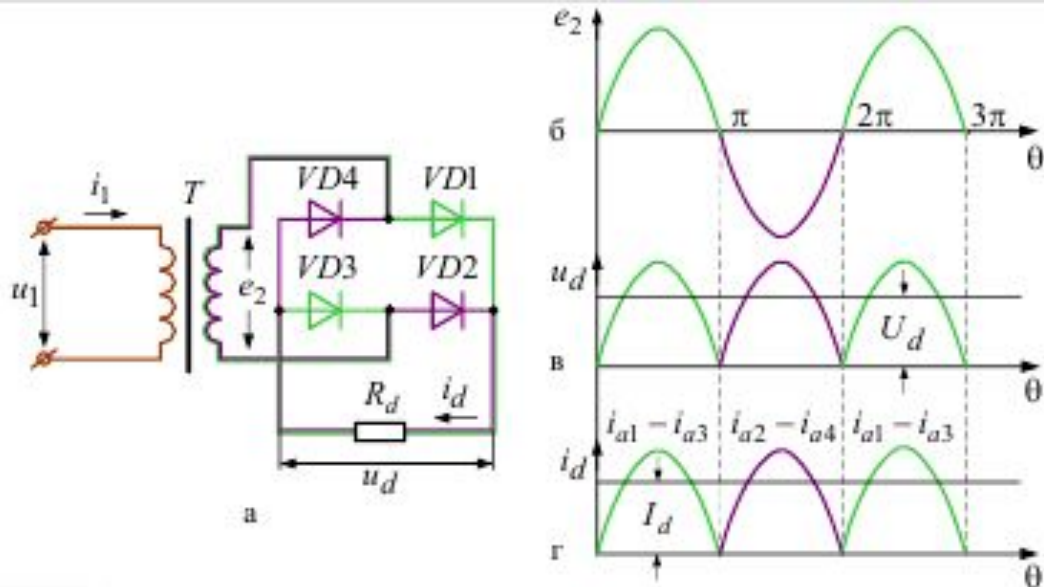
- Найпростішою схемою випрямляча є *однофазна однонапівперіодна схема* (рис. а).
- Трансформатор  $T$  тут грає подвійну роль: він служить для подачі на вхід випрямляча ЕРС  $\varepsilon_2$ , що відповідає заданій величині випрямленої напруги  $E_d$ , і забезпечує гальванічну розв'язку електричної ділянки навантаження і кола живлення. Параметри, що відносяться до ділянки постійного струму, тобто до вихідної ділянки випрямляча, прийнято позначати індексом  $d$  (від англійського слова direct - прямий):  $R_d$  - опір навантаження;  $U_d$  - миттєве значення випрямленої напруги;  $I_d$  - миттєве значення випрямленого струму.
- Завдяки односторонній провідності вентиля *струм в електричному колі навантаження буде проходити тільки протягом однієї половини періоду напруги на вторинній обмотці трансформатора*, що визначає і назва цієї схеми.

# ДВОПІВПЕРІОДНА СХЕМА ВИПРЯМЛЕННЯ СТРУМУ



Ця схема являє собою два однонапівперіодних випрямляча, що працюють на загальне навантаження  $R_d$  і живляться від ЕРС, що знаходяться в протифазі  $\varepsilon_{2a}$  і  $\varepsilon_{2b}$  (рис. а). Для створення цих ЕРС *в схемі є обов'язковим наявність трансформатора  $T$  з двома обмотками на вторинній стороні*, що мають спільну середню точку. На рис. 2.24, б, в, г, д представлені часові діаграми для двонапівперіодної схеми випрямляча з середньою точкою.

# ОДНОФАЗНА МОСТОВА СХЕМА

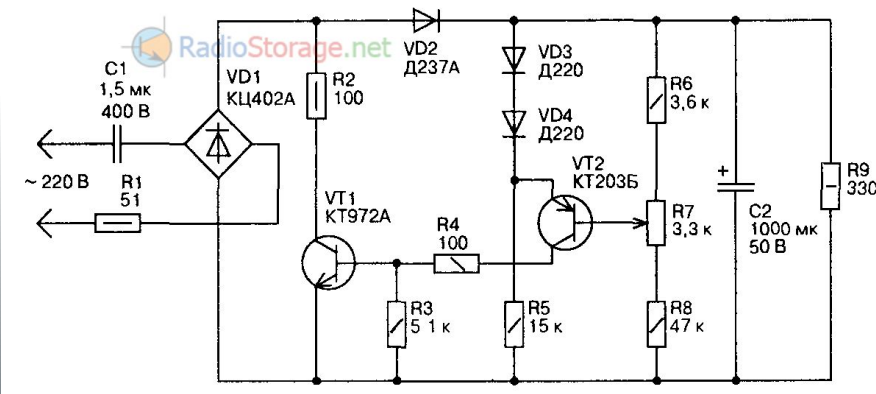


- Схема являє собою міст з вентилів  $VD1$ - $VD4$  (рис., а), в одну діагональ якого включене навантаження, а в іншу - змінна напруга (ЕРС)  $\varepsilon_2$ . У позитивному напівперіоді відкриті вентиля  $VD1$ - $VD3$ , в негативному -  $VD2$ - $VD4$ . Струм в навантаженні проходить в одному і тому ж напрямі протягом обох напівперіодів, тому ця схема, так само як і попередня, відноситься до двонапівперіодних схем випрямлення. **Силовий трансформатор тут не є принципово необхідним** і потрібен тільки для створення необхідної величини напруги  $\varepsilon_2$  на вході випрямляча, відповідного заданій величині випрямленої напруги  $U_d$ , а також для забезпечення гальванічної розв'язки між ділянкою живлення і навантаженням випрямляча.
- На рис., б, в, г, д представлені часові діаграми для однофазної мостової схеми випрямляча.



# БЕСТРАНСФОРМАТОРНИЙ БЛОК ЖИВЛЕННЯ З РЕГУЛЬОВАНОЮ ВИХІДНОЮ НАПРУГОЮ

• *Запропонований безтрансформаторний блок живлення дозволяє в широких межах плавно змінювати вихідну напругу.* Його особливість полягає в використанні регульованого негативного зворотного зв'язку з виходу блоку на транзисторний каскад VT1, що включений паралельно виходу діодного моста. Цей каскад є паралельним регулюючим елементом і управляється сигналом з виходу однокаскадного підсилювача на транзисторі VT2. Вихідний сигнал VT2 залежить від різниці напруги, що подаються зі змінного резистора R7, включеного паралельно виходу блоку живлення, і джерела опорної напруги на діодах VD3, VD4. По суті, *схема являє собою регульований паралельний стабілізатор.* Роль баластного резистора грає конденсатор C1, що гасить, роль паралельного керуваного елемента - транзистор VT1. *Працює цей блок живлення в такий спосіб.* При включенні в мережу транзистори VT1 і VT2 замкнені, через діод VD2 відбувається заряд накопичувального конденсатора C2. При досягненні на базі транзистора VT2 напруги, рівної опорній на діодах VD3, VD4, транзистори VT2, VT1 починають відпиратися. Транзистор VT1 шунтує вихід діодного моста, і його вихідна напруга починає падати, що призводить до зменшення напруги на накопичувальному конденсаторі C2 і до замикання транзисторів VT2 і VT1. Це, в свою чергу, викликає зменшення шунтування виходу діодного моста, збільшення напруги на C2 і відмикання VT2, VT1, тощо. За рахунок негативного зворотного зв'язку, що діє таким чином, вихідна напруга залишається постійною (стабілізованою) при включеному навантаженні R9 і без нього, на холостому ходу. Його величина залежить від положення движка потенціометра R7. Верхньому (за схемою) положенню движка відповідає більша вихідна напруга. *Максимальна вихідна потужність наведеного пристрою дорівнює 2 Вт.* Межі регулювання вихідної напруги - від 16 до 26 В, а при закороченому діоді VD4 межі регулювання - від 15 до 19,5 В. В цих діапазонах при відключенні R9 (скидання навантаження) збільшення вихідної напруги не перевищує одного відсотка.



**ДЯКУЮ ЗА УВАГУ**