

Оглавление

1. Кристалічна структура твердих тіл. Кристалічна ґратка. Комірка Вігнера-Зейтца.....	3
2. Ґратки Браве. Кристалічні структури. Класифікація.	5
3. Обернена ґратка. Перша зона Брилюена.	6
4. Визначення енергетичного спектру електронів в твердому тілі. Адіабатичне наближення. Одноелектронне наближення. Поняття про наближення вільних, майже вільних та сильно зв'язаних електронів.	8
5. Електрони в кристалі. Наближення вільних електронів. Залежність енергії електрона в кристалі від квазіімпульсу в наближенні слабого та сильного зв'язку.	10
6. Структура енергетичних зон твердих тіл... ..	13
7. Ефективна маса електрона в кристалі. Електрони та дірки. Зонна структура поширених напівпровідників.	15
8. Рівноважна статистика електронів в напівпровідниках. Розподіл електронів за енергетичними рівнями. Рівень Фермі. Концентрація електронів в не виродженому напівпровіднику.	17
9. Домішки. Воднеподібна модель донорів. Поняття про глибокі рівні.	19
10. Температурна залежність концентрації електронів та положення рівня Фермі у напівпровідниках.	21
11. Кінетичні явища в напівпровідниках. Електропровідність. Температурна залежність електропровідності напівпровідника.	23
12. Поняття про ефективну масу електрона в кристалі, ефективну масу щільності станів та ефективну масу провідності.....	25
13. Явища в неоднорідних напівпровідниках. Дифузійний і дрейфовий перенос заряду. Співвідношення Ейнштейна.	27
14. Поняття про генерацію та рекомбінацію. Біполярна світлова генерація. Час життя. Дифузійна довжина.....	29
15. Рекомбінація через глибокі рівні. Залежність часу життя від рівня легування.	30
16. Напівпровідники в сильних електричних полях. Розігрів електронного газу. Залежність дрейфової швидкості від поля.	32
17. Напівпровідники в сильних електричних полях. Ударна іонізація.....	34
18. Напівпровідники в сильних електричних полях. Ефект Френкеля.	36
19. Робота виходу. Контактна різниця потенціалів	38
20. Контакт метал - напівпровідник. Бар'єр Шоттки. Розподіл поля та потенціальної енергії в бар'єрі Шоттки. Ємність контакт метал - напівпровідник з бар'єром Шоттки. Особливості фізичної моделі реальних контактів.....	40
21. 21. Вольт-амперна характеристика діода з бар'єром Шоттки. Надбар'єрний струм. Діодна та дифузійна теорія.....	42
22. Особливості електрофізичних характеристик (ВАХ, C-V) реальних діодів з бар'єром Шоттки.	44
23. Омічні контакти.....	46
25. Вольт-амперна характеристика $p-n$ - переходу. Формула Шоклі.	47
26. Особливості вольт-амперних характеристик реальних діодів з $p-n$ - переходом.....	48
27. Пробіи $p-n$ -переходу. Види пробою. Лавинний пробій. ВАХ діода з $p-n$ -переходом в області лавинного пробою.	50
28. Пробій $p-n$ переходу. Види пробою. Температурна залежність напруги пробою.....	52

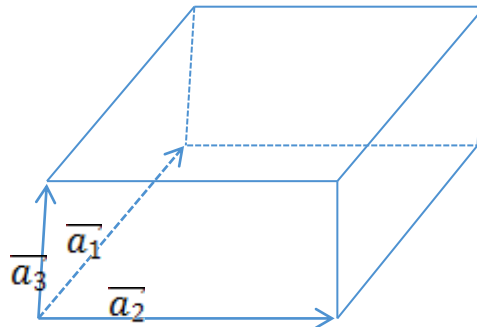
29. ВАХ тунельного діоду. Обернений діод.	54
30. Еквівалентна схема $p-n$ - переходу. Бар'єрна ємність та дифузійна ємність.	56
31. Перехідні процеси в діоді з $p-n$ переходом. Малий рівень інжекції.	58
32. Гетероперехід. Класифікація гетеропереходів (різкі та плавні, ізотопні та анізотипні). Зонна діаграма гетеропереходу (побудова).	59
33. МДН - структури. Фізична модель ідеальної та реальної МДН - структури. Залежність заряду напівпровідника від поверхневого потенціалу. Вольт - фарадна характеристика ідеальної МДН структури.	60
34. Застосування бар'єрів Шотткі.	62
35. Застосування $p-n$ - переходу.	63

1. Кристалічна структура твердих тіл. Кристалічна ґратка. Комірка Вігнера-Зейтца.

Кристаллами називають тверді тіла, в яких атоми (групи атомів, молекули) розташовані впорядковано, тобто утворюють просторову ґратку так, що можна ввести 3 вектори $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ такі, що при переміщенні всього кристалу вздовж цих векторів кристал суміщається сам з собою. Вектори \vec{a}_i , мінімальні для даного напрямку, називають основними (трансляційними, базовими, масштабними). Вектори основних трансляцій мають таку властивість, що при розгляді атомної ґратки з довільної точки \vec{r} вона має такий самий вид, що і з точки $\vec{r}' = \vec{r} + n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3, n_i \in \mathbb{Z}$. Сукупність кінців \vec{r}' утворюють кристалічну, або просторову ґратку.

Елементарна комірка – це елемент кристалічної ґратки, послідовним переміщенням якого в просторі можна побудувати всю кристалічну ґратку. Вибір елементарної комірки неоднозначний, бо неоднозначний вибір трансляційних векторів.

Паралелепіпед, побудований на трьох векторах \vec{a}_i називається елементарною



коміркою ґратки.

Якщо на основних векторах \vec{a}_i побудувати деякий об'єм простору, що будучи трансльований на всі вектора трансляції ґратки заповнює щільно весь простір без самопересічень, такий об'єм називається примітивною коміркою. Тобто, елементарна комірка з мінімальним об'ємом називається примітивною.

Об'єм примітивної комірки не залежить від її вибору.

$$nV = 1; V = \frac{1}{n};$$

де n – густина точок в кристалічній ґратці; V – об'єм комірки.

Якщо примітивна комірка містить один атом, то ґратка називається простою, якщо більше одного атома, - ґратка є складною або ґраткою із базисом. У загальному випадку елементарна комірка у формі паралелепіпеда не має симетрії кристалічної ґратки. Із нескінченної кількості варіантів вибору примітивної комірки бажано вибрати таку, яка б відповідала симетрії кристалічної ґратки. Комірка Вігнера-Зейтца з центром в деякій точці ґратки є частина простору, що лежить до цієї точки ближче, ніж до будь-якої іншої.

Правило побудови: візьмемо деякий атом ґратки O і проведемо з нього відрізки до найближчих атомів, а через середини відрізків – перпендикулярні до них площини. Перетинання площин утворює деякий багатогранник, що утримує всередині точку O . такий багатогранник називається коміркою Вігнера-Зейтца. Подібними



комірками можна щільно заповнити весь простір кристала.

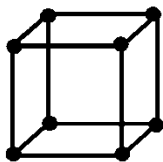
Кристалічна структура – кристалічна ґратка, з кожною елементарною коміркою якої однаковим чином зв'язаний фізичний базис (атом, йон тощо).

2. Гратки Браве. Кристалічні структури. Класифікація.

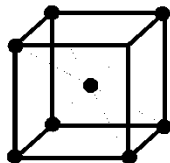
Кристалічна структура – це кристалічна гратка з кожною елементарною коміркою якої однаковим чином зв'язаний фізичний базис (атом, іон,...). Існує 14 різних кристалічних ґраток, що згруповані в 7 сингоній (класів) – ґратки Браве.

ґратки Браве

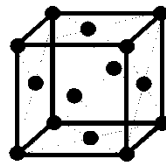
Кубічна



проста

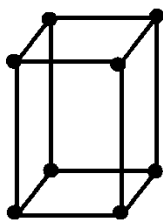


об'ємноцентрована

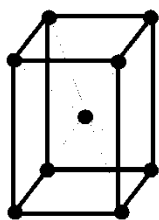


гранецентрована

Тетрагональна

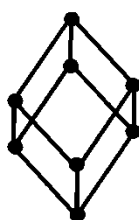


проста



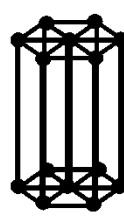
об'ємно-
центрована

Тригональна



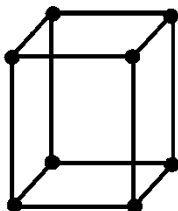
ромбоедрична

Гексагональна

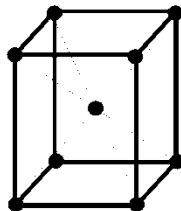


проста

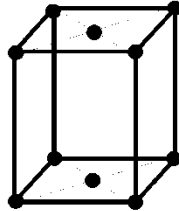
Ромбічна



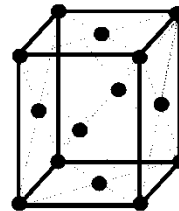
проста



об'ємно-
центрована

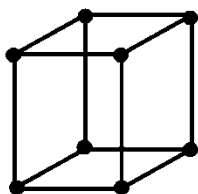


базоцентрована

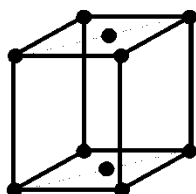


гранє-
центрована

Моноклинна

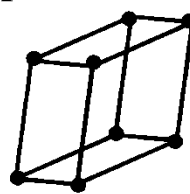


проста



базоцентрована

Триклинна



проста

3.Обернена ґратка. Перша зона Бриллюена.

Просторову кристалічну ґратку, побудовану на трансляційних векторах \mathbf{a}_α , можна узгодити з деякою періодичною структурою, котра наз. *оберненою ґраткою*.
Обернена ґратка будується на векторах $\mathbf{b}_\beta, \beta = 1, 2, 3$, пов'язаних з векторами \mathbf{a}_α співвідношеннями:

$$\mathbf{a}_\alpha \mathbf{b}_\beta = 2\pi \delta_{\alpha\beta},$$

де $\delta_{\alpha\beta}$ - символ Кронекера.

Це можна показати, якщо виходити з означення, що *оберненою* є ґратка, яка утворена набором хвильових векторів \vec{k} таких, що плоска хвиля $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ має періодичність ґратки: $e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{i\vec{k}(\vec{r}+\vec{R})}$, $\vec{R} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$ - вектор трансляції.

$$e^{i\vec{k}\vec{R}} = 1 \Rightarrow \vec{k}\vec{R} = 2\pi g, g \in \mathbb{Z} \text{ для всіх } \vec{R}.$$

$$\vec{k}(n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3) = 2\pi g$$

$$\vec{k}\vec{a}_1 = 2\pi g_1, \vec{k}\vec{a}_2 = 2\pi g_2, \vec{k}\vec{a}_3 = 2\pi g_3, g_i \in \mathbb{Z} \quad (1)$$

Вектор \vec{k} можна подати у вигляді

$$\vec{k} = q_1[\vec{a}_1 \times \vec{a}_2] + q_2[\vec{a}_2 \times \vec{a}_3] + q_3[\vec{a}_3 \times \vec{a}_1]$$

Тоді підставляючи в умови (1):

$$\vec{k}\vec{a}_1 = q_1\vec{a}_1[\vec{a}_1 \times \vec{a}_2] + q_2\vec{a}_1[\vec{a}_2 \times \vec{a}_3] + q_3\vec{a}_1[\vec{a}_3 \times \vec{a}_1] = q_2\vec{a}_1[\vec{a}_2 \times \vec{a}_3] = 2\pi g_1$$

$$q_2 = \frac{2\pi}{\vec{a}_1[\vec{a}_2 \times \vec{a}_3]} g_1 = \frac{2\pi}{v_0} g_1.$$

Аналогічно $q_3 = \frac{2\pi}{v_0} g_2, q_1 = \frac{2\pi}{v_0} g_3$, де $v_0 = \vec{a}_1[\vec{a}_2 \times \vec{a}_3]$ - об'єм елементарної комірки прямої ґратки.

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_1 \times \vec{a}_2] g_3 + \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_2 \times \vec{a}_3] g_1 + \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_3 \times \vec{a}_1] g_2.$$

Тому вектори \mathbf{b}_β просто виражаються через вектори \mathbf{a}_α :

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_2 \times \vec{a}_3], \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_3 \times \vec{a}_1], \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_1 \times \vec{a}_2].$$

Паралелепіпед, побудований на векторах \mathbf{b}_β , наз. *елементарною коміркою оберненої ґратки*. Легко показати, що об'єм елементарної комірки оберненої ґратки дорівнює оберненому значенню об'єму елементарної комірки прямої ґратки:

$$\begin{aligned} \Omega_0 = \vec{b}_1[\vec{b}_2 \times \vec{b}_3] &= \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_2 \times \vec{a}_3] \left[\frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_3 \times \vec{a}_1] \times \frac{2\pi}{v_0} [\vec{a}_1 \times \vec{a}_2] \right] = \\ &= \left(\frac{2\pi}{v_0} \right)^3 [\vec{a}_2 \times \vec{a}_3][\vec{a}_1((\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)\vec{a}_2) - \vec{a}_2((\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)\vec{a}_1)] = \left(\frac{2\pi}{v_0} \right)^3 v_0^2 = \frac{(2\pi)^3}{v_0}. \end{aligned}$$

Вектори обернених ґраток мають розмірність оберненої довжини.

Простір, в якому реалізується обернена ґратка, природно називати *оберненим простором*.

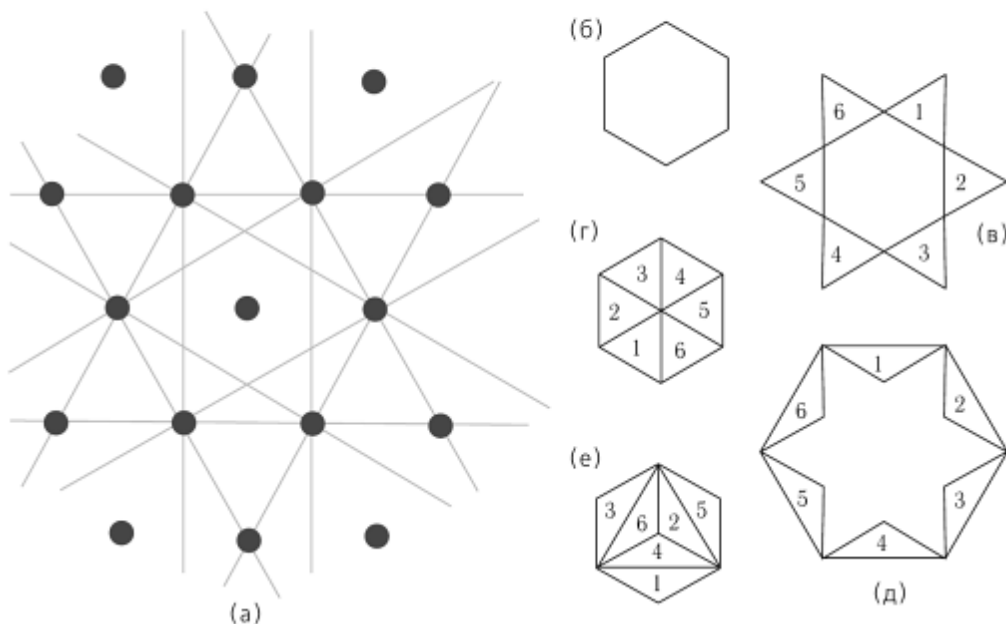
Поряд з елементарною коміркою оберненої ґратки часто буває зручною побудова симетричної комірки в обернених ґратках. Така комірка має назву *зони Бриллюена* (або *першої зони Бриллюена*). Таким чином, *перша зона Бриллюена* – це елементарна

комірка Вігнера-Зейтца для оберненої ґратки. При різноманітних побудовах в оберненій ґратці крім першої зони Бріллюена часто використовують уявлення про другу, третю тощо зони Бріллюена. Тому *Зона Бріллюена* — характерна для даного типу кристалічної ґратки область оберненого простору із об'ємом $\frac{(2\pi)^3}{v_0}$ і симетрією, яка повністю зберігає симетрію оберненої ґратки кристалу. Можна сказати, що *перша зона Бріллюена* - це множина точок в оберненій ґратці, які ближчі до вибраного вузла, ніж до будь-якого іншого.

Згідно із наслідком теореми Блоха, будь-який квазі-імпульс можна привести до першої зони Бріллюена зсувом на певний вектор оберненої ґратки. Таким чином, будь-яка зона може бути зведена до першої – центральної зони. Тому зазвичай розглядається тільки перша зона Бріллюена.

Зони Бріллюена для гексагонального кристала:

- (а) – побудова зон, (б) – перша зона, (в) – ділянки другої зони (1–6),
 (г) – приведення другої зони до першої, (д) – ділянки третьої зони (1–6),
 (е) – приведення третьої зони до першої.

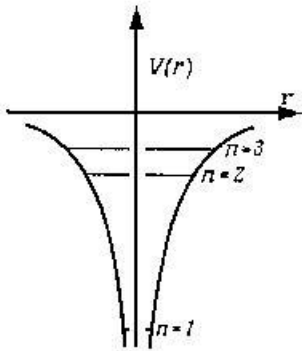


Хвильові вектори із першої зони Бріллюена — це квантові числа для одноелектронних станів зонної теорії.

4. Визначення енергетичного спектру електронів в твердому тілі.

Адіабатичне наближення. Одноелектронне наближення. Поняття про наближення вільних, майже вільних та сильно зв'язаних електронів.

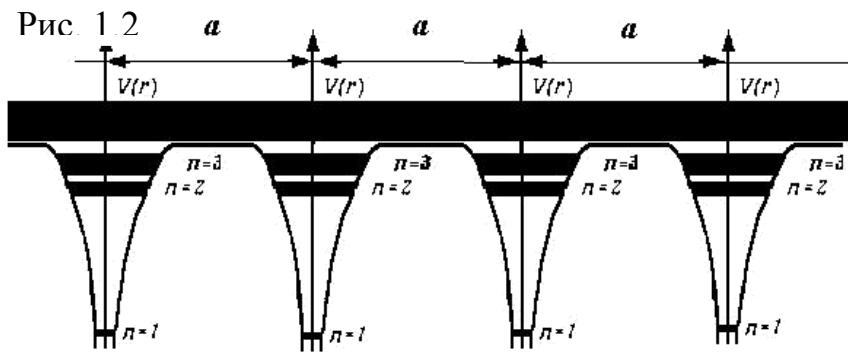
Відомо, що енергетичний спектр електронів в ізолюваному атомі - дискретний. Типову енергетичну діаграму для цього випадку можна зобразити слідуєчим чином Рис.1.1



Із таких атомів можна побудувати тверде тіло. Для цього будемо зменшувати відстань між окремими атомами аж до відстані, яка дорівнює сталій ґратки.

На Рис. 1.2 зображений результуючий хід потенціалу ланцюга N-атомів. Електрони та ядра атомів тепер створюють загальну систему частинок.

Відповідно до принципу Паулі, якому підкоряється згадана система частинок, на одному енергетичному рівні може бути лише один електрон, або два з протилежними спінами. Це означає, що кожен енергетичний рівень електрона ізолюваного атома повинен перетворитися в енергетичну зону дозволених значень енергії для електронів у твердому тілі.



Адіабатичне наближення – розглядаємо рух електронів у ядерному полі, а ядер – у певному усередненому полі.

Таке припущення означає, що ми не враховуємо обмін енергією між підсистемами.

Хвильову функцію системи таких частинок можна записати у вигляді добутку електронної та ядерної хвильових функцій.

$\Psi(r_i, R_\alpha) = \Psi_n(r_i) \cdot \Psi_\alpha(R_\alpha)$ Тоді система рівнянь для електронів має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i \Psi_n - \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \Psi_n + U^*(r_i, R_\alpha) \Psi_n = E_n \Psi_n$$

Одноелектронне наближення (метод Хартрі - Фока) – зведення багатоелектронної задачі в одноелектронну.

$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \rightarrow \sum_i \Omega(r_i)$ – сума електронів у полі всіх інших електронів. Ці поля

самоузгодженні.

$$U(r_1, \dots, r_n, R_1, \dots, R_{N0}) \rightarrow \sum_i U(r_i)$$

Тоді система рівнянь має вигляд: $\left[\sum_i \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \Omega(r_i) + U(r_i) \right\} \right] \Psi_n = E \Psi_n$

Якщо \hat{H} розпадається на деяку суму, то хвильова функція:
 $\Psi_n = \Psi(r_1) \Psi(r_2) \dots \Psi(r_n)$, а $E = E_1 + E_2 + \dots + E_n$, при цьому
 $\hat{H} \Psi(r_1) = E_1 \Psi(r_1)$ і т.д..

Також введемо потенціал $V(\vec{r}) = \Omega(\vec{r}) + U(\vec{r})$.

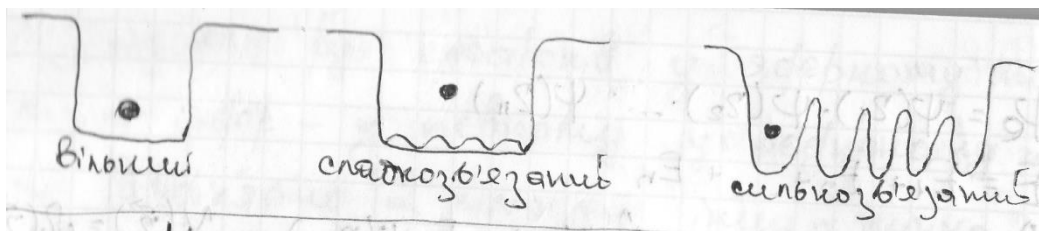
Тоді можна перейти до одноелектронної задачі:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r_i) \right] \Psi = E \Psi$$

Якщо $V(\vec{r}) \ll E_k$ – кінетична енергія електронів, то рух електрона можна розглядати, як рух малого збурення. Це наближення вільних електронів дає досить гарні результати для деяких металів $V(\vec{r}) = 0$.

Наближення слабкозв'язаних електронів - потенціал вважається малим збуренням щодо вільного руху валентних електронів.

Якщо $V(\vec{r})$ мало відрізняється від E_k , то працює наближення сильнозв'язаних електронів у металі.



5. Електрони в кристалі. Наближення вільних електронів. Залежність енергії електрона в кристалі від квазіімпульсу в наближенні слабого та сильного зв'язку.

Наближення вільних електронів

Нехай в об'ємі V є N електронів. Основний стан цієї системи можна знайти, розрахувавши спочатку рівні енергії V для електрона, а потім заповнюючи ці стани з менших рівнів (дотримуючись принципу Паулі). За відсутності взаємодії електронів, Ψ -функція задовольняє рівнянню $-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi = E \Psi$.

Щоб сказати, що електрон в кристалі, вводяться граничні умови Борна-Кармана. Візьмемо кристал зі стороною L у формі куба $L = \sqrt[3]{V}$

$$\Psi(L+x, y, z) = \Psi(x, y, z)$$

$$\Psi(x, L+y, z) = \Psi(x, y, z)$$

$$\Psi(x, y, L+z) = \Psi(x, y, z)$$

Розв'язок шукатимемо у вигляді $\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt[3]{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}}$, \vec{k} не залежить від просторових координат.

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \vec{p} = \vec{k} \hbar$$

Ψ -функція є власною функцією оператора імпульса

$$v^2 = \frac{p^2}{m^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{m^2}; \quad \frac{mv^2}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Тобто енергію можна записати через кін. енергію

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} - \text{періодичність функції, (довжина хвилі де Бройля).} \quad \lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\hbar k}$$

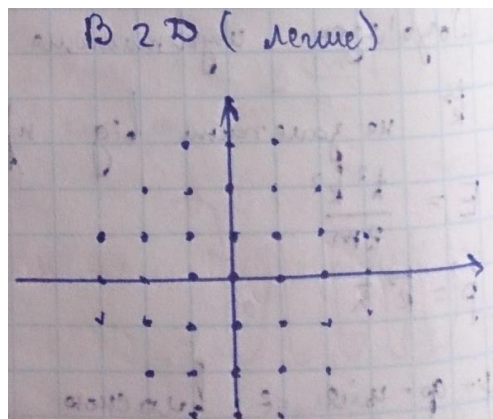
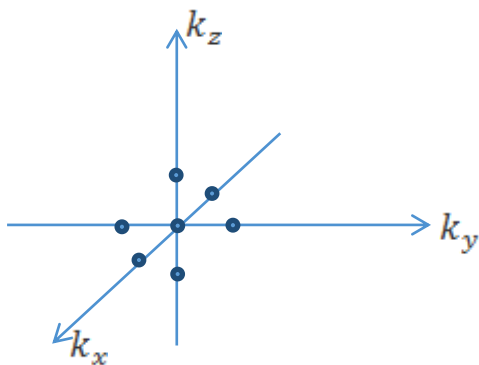
Врахування циклічних умов Борна-Кармана: $e^{i\vec{k}\vec{r}} = 1$

$$e^{ik_x L} = 1 \quad e^{ik_y L} = 1 \quad e^{ik_z L} = 1; \quad k_i = \frac{2\pi}{L} n_i, \quad i = \overline{1,3}$$

В k -просторі \vec{k} набуває лише дискретних значень.

$$V = L^3, \quad N \text{ електронів}$$

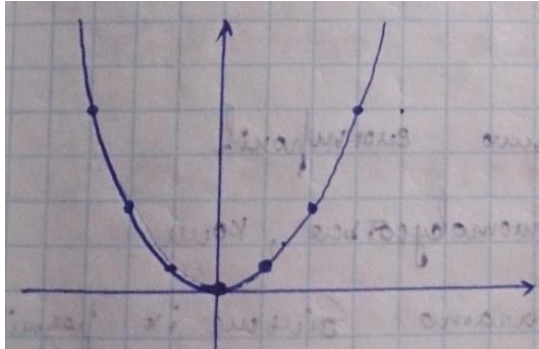
Треба всі стани від мінімального заповнювати електронами



В кожній точці може бути 2 електрони. Сфера радіуса k_F , об'єм її $\frac{4}{3}\pi k_F^3$;
 $\frac{V}{(2\pi)^3}$ – густина точок; $\frac{4}{3}\pi k_F^3 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3}$ – кількість дозв. значень у сфері радіуса k_F .

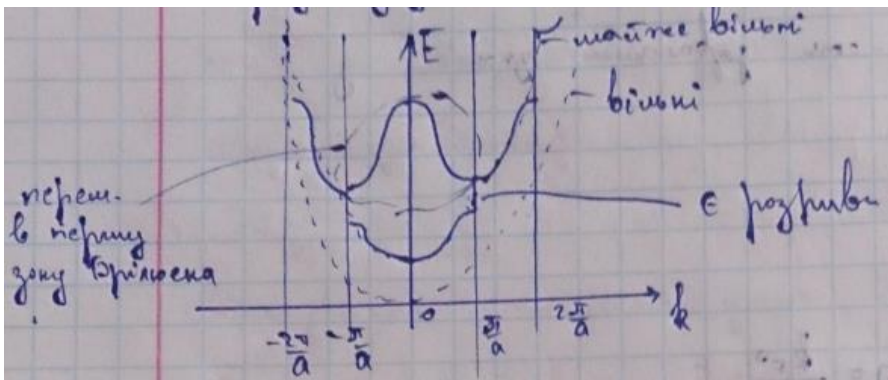
$$\frac{4}{3}\pi k_F^3 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3} = \frac{k_F^3 V}{6\pi^2} \quad \frac{N}{2} = \frac{k_F^3 V}{6\pi^2} \quad N = \frac{k_F^3 V}{3\pi^2} \Rightarrow n = \frac{k_F^3}{3\pi^2}$$

$$k_F = \sqrt[3]{3\pi^2 n}; \quad k_F \sim 10^8 \text{ см}^{-1} \quad \hbar k_F - \text{імпульс Фермі} \quad E_F = 1 \div 10 \text{ еВ}$$



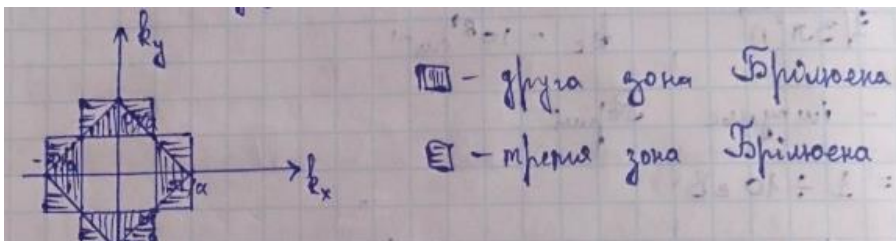
$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Для слабкого зв'язку маємо наступну залежність:



Основна ідея – розгляд періодичності, як стаціонарного розв'язку вільних електронів.

Виникають дозволені та заборонені зони енергії.



Для сильного:

За нульове наближення береться функція в атомі, що є ізольованим, і застосовується метод збурень.

$\hat{H}\psi_a = E_a\psi_a$, де $\hat{H}_a = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U_a(\vec{r})$; E_a – енергія атомного рівня; ψ_a – вл. ф-ція.

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r}) \right\} \psi = E\psi; \quad \psi(\vec{r}) = \sum_n a_n \psi_n; \quad \psi_n = \psi_a(\vec{r} - \vec{R}_n); \quad a_n = C e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$$

(за теоремою Блоха) $\sum_n a_n (\hat{H}\psi_n - E\psi_n) = 0$. Позначимо енергію збурення як

$$\hat{W}(\vec{r}) = \hat{H} - \hat{H}_a; \quad \hat{H} = \hat{W}(\vec{r}) + \hat{H}_a; \quad \sum_n a_n (\hat{W}(\vec{r}) + \hat{H}_a - E) \psi_n = 0$$

$$\sum_n a_n (\hat{W}(\vec{r}) \psi_n + (E_a - E) \psi_n) = 0 \quad | \cdot \psi_n^* \text{ і інтегруємо}$$

$$\sum_n a_n \int_{\tau} \psi_n^* W(\vec{r}) \psi_n d\tau + \sum_n a_n \int_{\tau} \psi_n^* (E_a - E) \psi_n d\tau = 0$$

$\int_{\tau} \psi_n^* W(\vec{r}) \psi_n d\tau$ - обмінний інтеграл, залежить від перекриття ψ ф-й та збурення

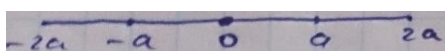
$$\int_{\tau} \psi_n^* W(\vec{r}) \psi_n d\tau = A(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) \quad (\vec{R}_n - \text{к-ната } n\text{-го атома}); \quad \int_{\tau} \psi_n^* \psi_n d\tau = S(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})$$

$$\sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} A(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) + (E_a - E) \sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} S(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) = 0; \quad \vec{R}_n - \vec{R}_{n'} = \vec{R}_{n''} \text{ (опустимо!)}$$

$$\sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n)} A(\vec{R}_n) + (E_a - E) \sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n)} S(\vec{R}_n) = 0$$

$$E = E_a + \sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n)} A(\vec{R}_n) / \sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n)} S(\vec{R}_n) - \text{утв. зони + розщеплення}$$

Всередині зони енергія періодично залежить від \vec{k} . Вважатимемо, що перекриття ψ - функції мале. $S(0) = 1, S(R_n) = 1, R_n \neq 0; \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} S(\vec{R}_n) = 1$



Вважатимемо,

що

$$\sum_n e^{i\vec{k}(\vec{R}_n)} A(\vec{R}_n) = A(0) + A(|a|) (e^{ika} + e^{-ika}) = A(0) + 2A(|a|) \cos ka$$

$$E = E_a + A_0 + 2A_1 \cos ka$$

Рівень E_a в атомі при утв. кристала зміщується на A_0 . Атомний рівень в кристалі розщеплюється і періодично залежить від компонент k_i . Експ-ні значення реаліз-ся тоді, коли $E_{\max} = E_a + A_0 + 6A_1; E_{\min} = E_a + A_0 - 6A_1$. Ширина дозв. зони - $12A_1$ - залежить від обмінного інтеграла. Якщо в ізолюв. атомі є декілька рівнів, то в кристалі вони розщеп. на зони. Оск. A_1 визначається перекриттям елек. хмар, то чим сильніше перекриття, тим більша ширина. Зі збільш. E_a збільшується ширина зони. В заг. випадку доз-ні зони розділені енерг. інтервалами ΔE_g - забороненими зонами. Зі збільш E_a ширина ΔE_g зменш. внаслідок збільшення зон. Якщо енерг. рівень вирод., то в кристалі вирод. може зніматись частково або повністю.

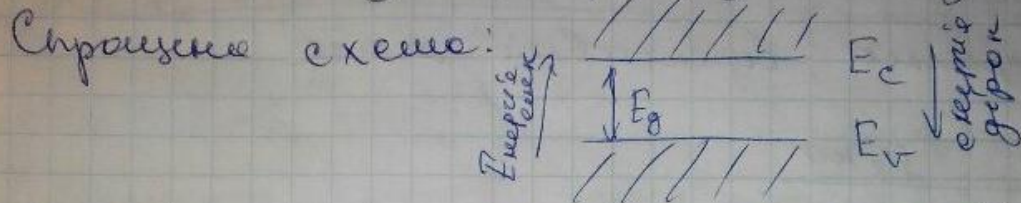
Кількість дозволених станів у кристалі: $k_{ij} = \frac{2\pi}{L_i} n_{ij}, \quad i = \overline{1,3}$. Можна все

розглядати в першій зоні Брілюєна. $\vec{p} = \vec{k}\hbar$ - квазіімпульс, бо ψ - функція уже не є

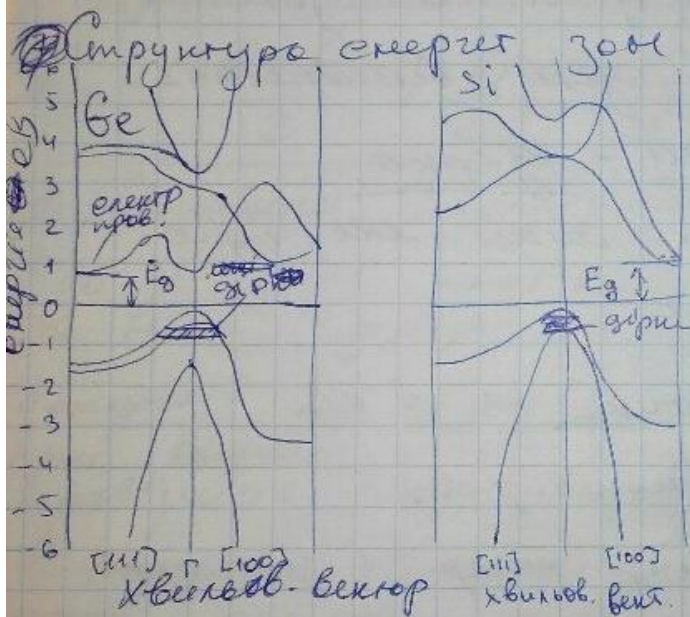
власною функцією для оператора \hat{p} . $\frac{p^2}{2m} \neq \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

6. Структура енергетичних зон твердих тіл

Енергетичні спектри напівпр. мають особості зобаран зон, в якій мають електронні стани. Верхня дозволена енер. зона є зон. пров., нижня зона є валентною. Відстань між валент. і зон. пров. наз. ширинною зон. пров. Для Si, Ge $\Delta E_g \sim 1 \text{ eV}$. При $T=0$ - зон. пров. всі валентна зона, при $T>0$ - зон. пров.



Отже, нап. має особості зон. пров. зон.



7 Ефективна маса електр в кристалі. Електр, дірки

Еф. маса вводиться так, щоб у ній враховувалося діє на електрон ~~не діє~~ внутрішнього періодичного поле кристала, і щоб можна було вважати, що ці частинки з ефект. масою рухаються під впливом зовнішнього поля.

$$\sum_n e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_n} S(\mathbf{R}_n)$$

1

$$= E_0 + c + 2A_1 (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)$$

$$E_{\min} = E_0 + c - 6A_1$$

$$E_{\max} = E_0 + c + 6A_1$$

$$E \neq \frac{p^2}{2m}$$

⑥ Структура энергетичних зон твердих тел
 Кошбир з такою зоною зонної структури
 Зон. характ у р-ме Шред. Зонні енерг.
 спектри можна розр. одиши у ~~кош~~ методів.

...концентрації електронів і дірок, маємо

$$np = 2N_D^2 = N_V(T_d^+) N_C(T_d^+) e^{-\frac{E_g}{kT_d^+}}$$

(8.177)

7.Ефективна маса електрона в кристалі. Електрони та дірки. Зонна структура поширених напівпровідників.

Ефективна маса електрона в кристалі

Розкладемо E в околі екстремуму (p_0):

$$E(p) = E(p_0) + \left. \frac{dE}{dp} \right|_{p_0} (p - p_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2 E}{dp^2} \right|_{p_0} (p - p_0)^2 + \dots$$

$$E(p) = E(p_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dp^2} (p - p_0)^2$$

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

$$\frac{1}{m^*} = \frac{d^2 E}{dp^2}, m^* - \text{ефективна маса}$$

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}$$

В тривимірному випадку:

$$E(\vec{p}) = E_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dp_x^2} (p_x - p_{x_0})^2 + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dp_x dp_y} (p_x - p_{x_0})(p_y - p_{y_0}) + \\ + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dp_x dp_z} (p_x - p_{x_0})(p_z - p_{z_0}) + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dp_y^2} (p_y - p_{y_0})^2 + \dots$$

$$\frac{1}{m_{ij}} = \frac{d^2 E}{dp_i dp_j} - \text{тензор 2-го рангу.}$$

Щоб не мати поняття від'ємної маси вводять поняття дірки, яка має додатній заряд.

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \vec{F}$$

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} = \frac{dE}{dp}$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{dE}{dp} = \frac{d}{dp} \frac{dE}{dt}$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} (F \cdot S) = F \frac{dS}{dt} = F \cdot v$$

$$a = \frac{d}{dp} (F \cdot v) = F \frac{dv}{dp} = F \frac{d}{dp} \frac{dE}{dp} = F \frac{d^2 E}{dp^2}$$

$$\frac{d^2 E}{dp^2} = \frac{1}{m^*} - \text{в одновимірному випадку.}$$

$$a_x = \frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_z} F_z + \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_x} F_x + \dots$$

$$\vec{a} = \parallel m_{ij}^{-1} \parallel \vec{F}$$

$$\|m_{ij}^{*-1}\| = \begin{vmatrix} m_{xx}^{-1} & m_{xy}^{-1} & m_{xz}^{-1} \\ m_{yx}^{-1} & m_{yy}^{-1} & m_{yz}^{-1} \\ m_{zx}^{-1} & m_{zy}^{-1} & m_{zz}^{-1} \end{vmatrix}$$

$$m_{ij}^{*-1} = m_{ji}^{*-1}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_j \partial p_i}$$

Можна ввести таку систему координат, щоб матриця була діагональною:

$$\|m_{ij}^{*-1}\| = \begin{vmatrix} m_{xx}^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{yy}^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_{zz}^{-1} \end{vmatrix}$$

$$\frac{1}{m_{ij}} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j}$$

Вводять ефективні параметри для того, щоб зберегти інші раніше відомі вирази.

$$F = -qE$$

Електрон, який рухається в кристалі має масу, є вільним і описувати його рух можна, як рух вільного електрона з масою у відповідності з класичними законами. Треба підкреслити важливу рису такого введення поняття ефективної маси. Ми не використовували а ні гравітаційних, а ні інерційних властивостей електрона і введена таким чином ефективна маса є просто зручний засіб опису складної поведінки руху електрона в кристалі.

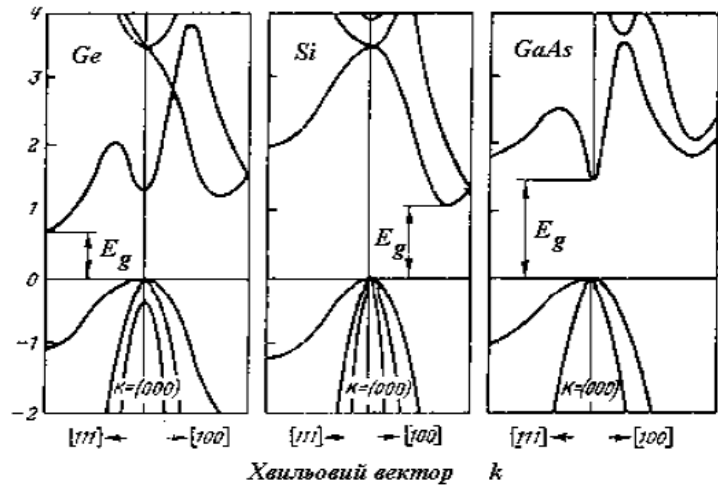
Напівпровідникові властивості мають:

- прості н/п (Бор, вуглець, сірка, телур, кремній, фосфор);
- подвійні сполуки (GaAs, AlAs, InP, InSb);
- потрійні та інші.

Для напівпровідників $_{32}\text{Ge}$, $_{14}\text{Si}$ структура зовнішньої оболонки ns^2np^2 , тобто рівні s і p близькі, електрони з s переходять в p стан. Утворюється sp^3 гібридний стан.

Енергетичні спектр напівпровідника має область забороненої зони, в якій не існує електронних станів, верхню дозволена енергетичну зону – зону провідності та нижню – валентну зону. Відстань між зоною провідності та валентною зоною називають шириною забороненої зони. Для більшості н/п: $E_g \sim 1\text{eV}$. При $T = 0$ заповнена валентна зона, при збільшенні T – заповнюється зона провідності.

В напівпровідниках найбільш важливою характеристикою є закон дисперсії, який мають електрони та дірки. Закони дисперсії германію (а), кремнію (б) та арсеніду галію (с) для електронів та дірок відповідно у зонах провідності та валентних зонах:



(а)

(б)

(с)

8.Рівноважна статистика електронів в напівпровідниках. Розподіл електронів за енергетичними рівнями. Рівень Фермі. Концентрація електронів в не виродженому напівпровіднику.

$n = \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) f_n(E, T) dE$, де N_c – щільність станів, f_n – розподіл електронів за енергіями

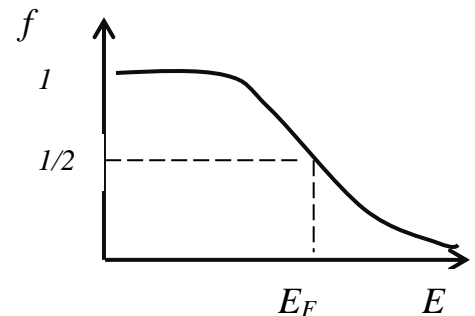
$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \quad \text{— статистика Фермі — Дірака}$$

E_F – електрохімічний потенціал (рівень Фермі)

При $E - E_F \gg kT$

$$f = \frac{E_F}{e^{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} = C e^{-\frac{E}{kT}}$$

Якщо ця умова виконується, то напівпровідник називається невиродженим.



$$N(E) = \frac{dZ}{dE}, \quad dZ \text{ — кількість дозволених станів в інтервалі } E \div E + dE$$

$$dZ = dZ_p$$

Кількість станів у зоні Брілюена на одиницю об'єму

$$Z = \frac{2N_1 N_2 N_3}{V} = \frac{2}{V_0} \quad \text{де } V_0 \text{ — об'єм елементарної комірки}$$

$$dZ_p = \frac{2}{V_0} \frac{V_0}{(2\pi\hbar)^3} dV_p = \frac{2dV_p}{(2\pi\hbar)^3}$$

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m}; \quad p = \sqrt{2m(E - E_c)}$$

$$V_p = \frac{4}{3}\pi p^3 = \frac{4}{3}\pi [2m(E - E_c)]^{3/2}$$

$$dV_p = 2\pi(2m)^{3/2}(E - E_c)^{1/2} dE$$

$$dZ_p = \frac{4\pi(2m)^{3/2}(E - E_c)^{1/2} dE}{(2\pi\hbar)^3} \quad \text{звідси випливає, що}$$

$$N_c(E) = \frac{(2m_n)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3}$$

$$n = \int_{E_c}^{E_{cmax}} \frac{(2m_n)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{(2m_n)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3 (1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}})} dE$$

E_{cmax} замінюємо на ∞ , бо $f_n(E)$ швидко спадає з енергією

$$\frac{E - E_c}{kT} = \varepsilon \quad \frac{E_F - E_c}{kT} = \varepsilon_F \quad \frac{dE}{kT} = d\varepsilon$$

$$n = 2 \left[\frac{2mkT\pi}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \varepsilon_F}} = N_c F_{1/2}(\varepsilon_F) \quad \text{де } N_c = 2 \left[\frac{2mkT\pi}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}$$

N_c – ефективна густина станів в зоні провідності

$F_{1/2}(\varepsilon_F)$ – інтеграл Фермі – Дірака

Випадок невідродженого напівпровідника :

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{\varepsilon_F} e^{-\varepsilon} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\varepsilon_F} \int_0^{\infty} e^{-\varepsilon} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon$$

$$n = N_c e^{\varepsilon_F} = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = N_c e^{-\frac{\xi_n}{kT}}$$

ξ_n – енергетична відстань рівня Фермі від зони провідності

n - дорівнює кількості станів на рівні E_c помноженому на імовірність їх заповнення.

9. Домішки. Воднеподібна модель донорів. Поняття про глибокі рівні. Розглядаючи зонну теорію твердого тіла з ідеальним розташуванням атомів у кристалічній ґатці, ми розглядали ідеальний кристал. В такому кристалі утворюються зони дозволених та заборонених значень енергії. Причому в зоні заборонених значень енергії не може існувати жодного дозволеного стану електронів. Реальні ж кристали відрізняються від ідеальних наявністю дефектів кристалічної ґратки та домішок. Їх існування повинно впливати на властивості того ідеального кристалу, який ми розглядали раніше.

Найбільш актуальні для напівпровідникової електроніки є точкові дефекти - *домішки*. Вони грають, як позитивну (легує, або мілкі домішки), так і негативну роль (рекомбінаційні центри). Особливе значення мають легує домішки. Найбільш простий випадок, це домішки 5 групи елементів (фосфор P, миш'як As, сурьма Sb) та 3 (бор B, алюміній Al, галій Ga) ПСЕ Менделєєва в напівпровідниках 4 групи (кремній Si та германій Ge). В кремнії чотири валентні електрони утворюють кристал кремнію з ковалентним зв'язком. Якщо замість кремнію в одному з вузлів розмістити п'ятивалентний атом фосфору, то чотири його валентні електрони підуть на утворення ковалентних зв'язків з чотирма сусідами (атомами кремнію), а п'ятий електрон обертається навкруги свого атома з певною енергією. Ця ситуація з п'ятим електроном нагадує ситуацію з електроном у атомі водню.

Розглянемо рух електрона в слабкому полі потенціалу (*мілкої*) домішки. Необхідно врахувати, що: по-перше, електрон має не просто масу, а ефективну масу у твердому тілі (таким чином враховуємо періодичний потенціал); по-друге, його взаємодія з ядром буде ослаблена внаслідок екрануючих властивостей кристалічної ґратки. Формально цей факт виражається наявністю діелектричної проникності, що відрізняється від одиниці (наприклад, $\epsilon_s = 12$ для кремнію). Вважатимемо, що домішка є донором. Якщо вважати, що іонізація цього утворення відповідає переходу електрона у зону провідності, то 0 енергії відповідає положення E_c – дно зони провідності. Оскільки домішка донор, то $U(r) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_sr}$. Тоді рівняння Шредінгера буде мати вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta\psi - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_sr}\psi = E\psi.$$

Рівняння схоже на рівняння Шредінгера для атома водню за винятком того, що використовується ефективна маса електрона і присутня діелектрична проникність. Розв'язки енергій для атома водню:

$$E_n^{(H)} = -\frac{m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Тому розв'язок знаходимо за схемою, аналогічною для атома водню:

$$E_n' = -\frac{m^* q^4}{8\epsilon_0^2 \epsilon_s^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_s^2} = -E_i^{(H)} \cdot \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_s^2}$$

$$\text{Отже, } E_d = E_n = E_c - \frac{m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_s^2} = E_c - E_i^{(H)} \cdot \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_s^2},$$

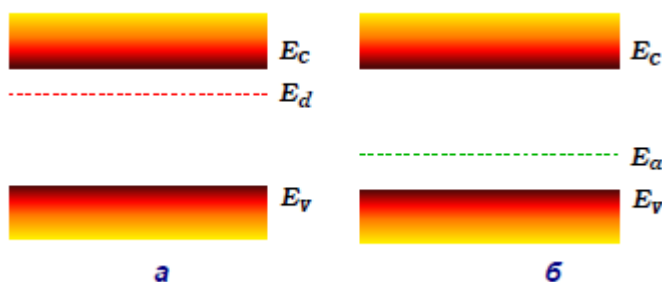
$$E_i^{(H)} = 13.6 \text{ eV} - \text{енергія іонізації атома водню.}$$

Таким чином, рівень енергії основного стану донорної домішки лежить у забороненій зоні нижче дна зони провідності на величину енергії іонізації донорної домішки $E_i^{(D)} = E_i^{(H)} \frac{m^*}{m_0} \cdot \frac{1}{\varepsilon_s^2}$.

Оцінка величини енергії іонізації п'ятивалентних атомів домішок у германії, де $m^* = 0.1m_0$, $\varepsilon_s = 12$, дає величину $E_i^{(D)} \sim 0.01$ еВ. Радіус орбіти електрона домішки у воднеподібній моделі виражається формулою $a = a_0 \left(\frac{m}{m^*}\right) n^2 \varepsilon$, де $a_0 = 0.053$ нм - радіус першої борівської орбіти. Оцінка першої електронної орбіти одноразово іонізованої домішки $a = 6.4$ нм. Стала ґратки зазвичай кілька ангстрем, то легко побачити, що локалізований на домішці електрон «розмазаний» по досить великій області кристалу. Це значить, що електрон майже вільний. Такий же висновок можна отримати і з енергетичних міркувань. Якщо енергетичне положення мілкої домішки в забороненій зоні кремнію становить величину порядку 0,01 еВ, а величина $kT \approx 0.025$ еВ при кімнатній температурі ($T=300$ К), то ясно, що в цьому випадку завдяки термічній іонізації рівень буде іонізованим, а електрон, який знаходився на ньому при більш низькій температурі (наприклад, $T=30$ К), буде викинутий з нього у зону провідності при кімнатній температурі. Такі рівні називаються *мілкими* або *водневоподібними* і для них виконується умова $E_t \ll kT$. Мілкими також вважаються домішки, для яких $E_i^{(D)}, E_i^{(A)} \ll \Delta E_g$, де $E_i^{(A)}$ - іонізація акцепторної домішки, а ΔE_g - ширина забороненої зони. В результаті такого процесу виникає електронна провідність, або *n*-тип провідності напівпровідника.

Коли ж ψ -функція буде сильно локалізована (наприклад для випадку домішок Ag, Cu, Au, Ni та інших) ситуація з розв'язком значно ускладнюється і виникають рівні в забороненій зоні напівпровідника, які мають енергетичне положення $E_t \gg kT$. В такому випадку скористатися водневоподібним наближенням неможливо, неможна для електрона на сильно локалізованому стані використовувати поняття ефективної маси. Ці рівні називаються *глибокими*. Для розуміння причини утворення таких рівнів можна припустити, що в деяких атомах домішок електрони слабо взаємодіють з атомами основної речовини, орбіта електрона атома домішки має малий радіус, а потенціал є екрануючим $\sim e^{-ar}/r$. Екрануючий потенціал на малих відстанях є великим, а за збільшення відстані - швидко зменшується. Із квантової механіки відомо, що чим вузчим є потенціальна яма, тим більшою є відстань між енергетичними

рівнями і тим глибше лежать рівні енергії електрона в потенціальній ямі. Як правило на такі центри можуть захоплюватись електрони і дірки. Процеси захоплення носіїв на глибокі рівні у забороненій зоні обумовлюють рекомбінаційні властивості напівпровідників і впливають на час життя носіїв у зоні провідності та валентній зоні.



10. Температурна залежність концентрації електронів та положення рівня Фермі у напівпровідниках.

Для визначення статистичних характеристик носіїв у напівпровіднику необхідно знати положення рівня Фермі, для чого варто використати загальні закони, наприклад закон збереження заряду, так званий принцип електронейтральності – у кристалі в цілому та в будь-якому фізично малому об'ємі речовини сумарний заряд має бути нульовим.

Запишемо рівняння нейтральності:

$$(n + N_A^-) - (p + N_D^+) = 0.$$

1. Для власного напівпровідника: $N_A, N_D \ll n \Rightarrow p = n = n_i$

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right), E_F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{n}, E_F = E_v + kT \ln \frac{N_v}{p}$$

Звідси маємо для власного напівпровідника:

$$N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}},$$

Звідси за допомогою логарифмування отримуємо:

Отже, маємо

$$\ln \frac{N_v}{N_c} = 2 \frac{E_F}{kT} - \frac{E_c + E_v}{kT}$$

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + kT \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right)^{1/2} \quad \text{Де} \quad \frac{N_v}{N_c} = \left(\frac{m_{pd}^*}{m_{nd}^*} \right)^{3/2}$$

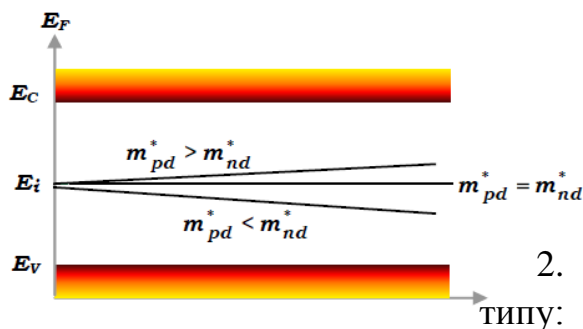


Рис. 8.7. Залежність рівня Фермі від температури у власному напівпровіднику.

$$E_F(0) = E_i$$

При $m_{pd} = m_{nd}$ рівень Фермі лежить по середині забороненої зони та не залежить від температури.

В інших випадках існує лінійна залежність від температури.

2. Для напівпровідників з домішками одного

Нехай $N_a = 0$ (домішка донорна) $\Rightarrow p + N_d^+ - n = 0$ – рівняння нейтральності.

• В області низьких температур:

$n \gg p, N_d^+ \gg p, \Rightarrow n = N_d^+$, тобто основну роль за низьких температур відіграватимуть переходи з домішкового рівня. За підвищення температури напівпровідник стане власним, а величина критичної температури визначатиметься концентрацією домішки.

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right), N_d^+ = \frac{N_d}{1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} \Rightarrow n = \frac{N_d}{1 + \frac{g N_c}{N_d} \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)}$$

$$\text{Розв'язавши дане рівняння відносно } n = \frac{2 N_d}{\sqrt{1 + \frac{4 g N_d}{N_c} \exp\left(\frac{E_d - E_c}{kT} + 1\right)}}$$

Тоді в області низьких температур маємо:

$$E_F = E_c - kT \ln \left[\frac{N_c}{2N_d} + \sqrt{\frac{N_c^2}{2N_d} + \frac{gN_c}{N_d} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right)} \right] \quad \text{Вираз, отриманий для випадку,}$$

коли електрони у зоні провідності виникають за рахунок йонізації донорів.

Можна виділити інтервал в якому:

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{1}{2} kT \ln \left[\frac{gN_c}{N_d} \right]$$

На відміну від власного напівпровідника при $T=0$ рівень Фермі знаходиться між дном зони провідності та рівнем донорної домішки. Концентрація при цьому:

$$\ln n = \text{const} + \ln T^{3/4} - \frac{\Delta E_D}{2k} \frac{1}{T}$$

• В області високих температур. Зі зростанням температури концентрація дірок зростає й може зрівнятися із концентрацією електронів.

$$\exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \ll \frac{gN_c}{N_d}, n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) = N_d, E_F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}$$

Позначимо температуру нижньої межі виснаження домішки через T_s (визначається нерівністю $N_c \gg N_d$), а температуру верхньої як T_i (визначається з нерівності $n_i^2 \ll N_d^2$)

$$T_s = \frac{\Delta E_d}{k \ln \frac{N_c}{N_d}} \quad T_i = \frac{\Delta E_g}{2k(\ln \frac{N_c}{N_d} - \ln(\frac{mnd}{mpd})^{1.5}}$$

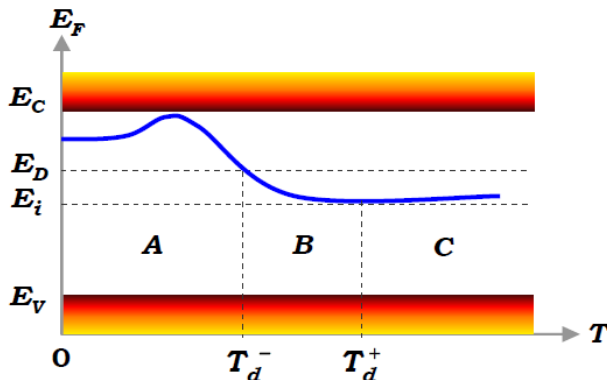


Рис. 8.11. Залежність рівня Фермі від температури в донорному напівпровіднику

На графіках $T_d^- = T_s, T_d^+ = T_i$

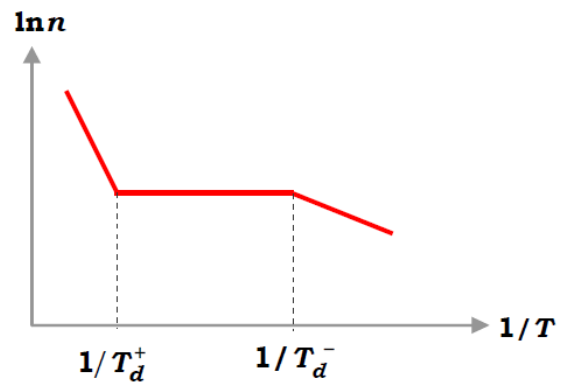


Рис. 8.12. Залежність концентрації носіїв заряду від температури в донорному напівпровіднику

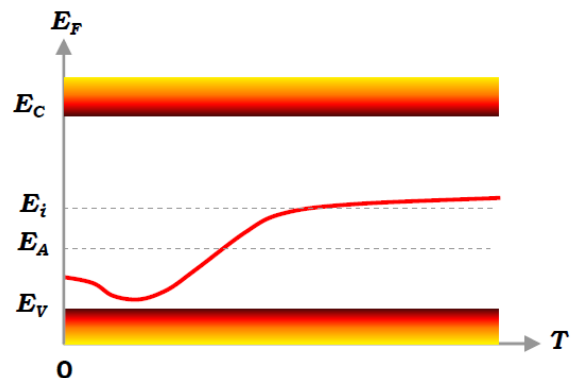


Рис. 8.15. Залежність рівня Фермі від температури в напівпровіднику p-типу

11. Кінетичні явища в напівпровідниках. Електропровідність. Температурна залежність електропровідності напівпровідника.

Явища переносу (кін. явища) – напрямлений рух і пов'язані з ним перенос заряду і енергії при дії зовнішнього поля.

Будемо говорити про електропровідність – перенос заряду при прикладанні електричного поля.

Кінетичне рівняння Больцмана – записує зміну концентрації носіїв через швидкість і розсіювання.

Квазікласичний підхід: електрони - квазічастинки з ефективною масою.

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m^*}$$

Є скінченний отвір, адже носії зазнають розсіювання на порушеннях періодичності кристалічної ґратки. При наявності електричного поля, на хаотичний накладається напрямлений рух з ефективною швидкістю $\langle v \rangle$. Утворюється струм $j = qn\langle v \rangle$ - густина струму. Вважаємо, що зміна швидкості на довжині вільного пробігу $\Delta v \ll v_T$, енергія мало втрачається, розсіювання ізотропне. Час між актами розсіювання є величина імовірнісна. dt / τ - імовірність розсіювання.

Якщо τ не залежить від чергового акту розсіювання $\Rightarrow \tau = const$ (середній час вільного пробігу). $\tau = t_{сер}$

Під дією сили qE

$$\Delta x(t) = \frac{qE}{m^*} \frac{t^2}{2} + v_{Tx}t; \quad \bar{x} = \frac{qE}{m^*} \frac{n_0 \tau^2}{1} - \text{відстань за час } T = n_0 \tau$$

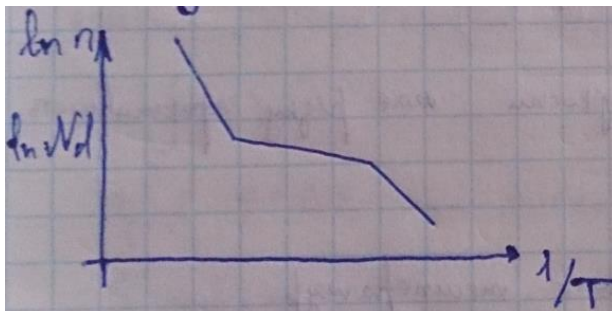
$$\bar{v} = \frac{qE}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}; \quad v = \frac{qE}{m^*} \langle \tau \rangle = \mu_n E; \quad \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} = \mu_n$$

μ_n - рухливість, дрейфова швидкість в одиничному полі

$$[\mu_n] = \frac{cm^2}{B \cdot c}; \quad \mu_p = \frac{q\tau}{m_p^*}; \quad \mu_n = \frac{q\tau}{m_n^*}$$

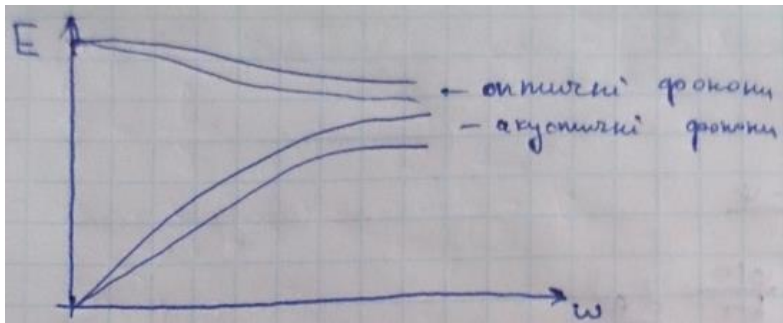
$$j = qn\mu_n E; \quad \sigma_n = qn\mu_n; \quad j_{dp} = (qn\mu_n + qp\mu_p) E - \text{дрейфовий струм.}$$

Температурна залежність провідності



$$\mu_n = \frac{q\tau}{m_n^*}, \quad \tau - \text{середній час}$$

вільного пробігу (час релаксації).
 τ визначається механізмом розсіювання:
 розсіювання на акустичних фононах



$$\tau = \frac{\ell}{v_T}; \quad v_T - \text{теплова}$$

швидкість електрона

$$\ell \sim \frac{1}{N_\phi}; \quad \ell \sim T^{-1}; \quad \tau \sim T^{-3/2}$$

- розсіювання на іонізованих домішках

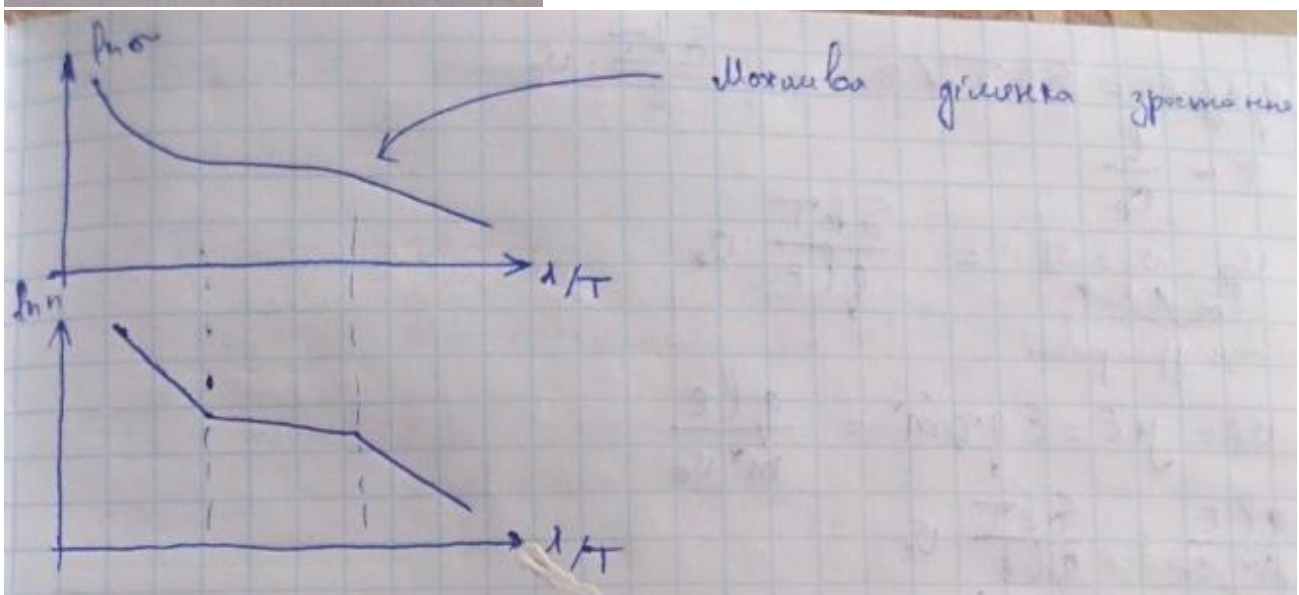
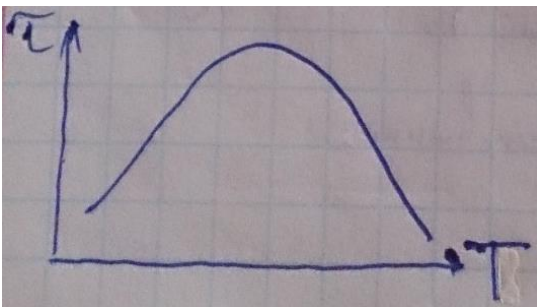
Електрон з меншою швидкістю буде відхилятися на більший кут

$\ell \sim E^2$ (бо взаємодія від швидкості має різну ефективність)

$$\tau = \frac{\ell}{v} \sim v^3 \sim T^{3/2}$$

- розсіювання в області низьких температур

$$\mu \sim T^{-1/2}$$



12. Поняття про ефективну масу електрона в кристалі, ефективну масу щільності станів та ефективну масу провідності.

Ефективна маса електрона в кристалі

Розкладемо E в ряд в околі екстремуму p_0 :

$$E(p) = E(p_0) + \left. \frac{dE}{dp} \right|_{p_0} (p - p_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2 E}{dp^2} \right|_{p_0} (p - p_0)^2$$

$$E(p) = E(p_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2 E}{dp^2} \right|_{p_0} (p - p_0)^2$$

$$E = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \frac{1}{m^*} = \frac{d^2 E}{dp^2} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2}, \quad m^* - \text{ефективна маса.}$$

$$E(\mathbf{r}) = E(p_0) + \frac{1}{2!} \frac{d^2 E}{dp_x^2} (p_x - p_{x_0})^2 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 E}{dp_y^2} (p_y - p_{y_0})^2 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 E}{dp_z^2} (p_z - p_{z_0})^2 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 E}{dp_x dp_y} (p_x - p_{x_0})(p_y - p_{y_0}) + \dots$$

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{d^2 E}{dp_i dp_j} - \text{тензор 2-го рангу.}$$

Щоб не мати поняття від'ємної маси вводять поняття дірки, яка має додатній заряд.

$$\frac{\mathbf{r}}{a} = \frac{1}{m} \mathbf{F}$$

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} = \frac{dE}{dp}$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{d}{dp} \left(\frac{dE}{dt} \right)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{S}) = \mathbf{F} \cdot \frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$$

$$a = \frac{d}{dp} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}) = \mathbf{F} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dp} = \mathbf{F} \cdot \frac{d}{dp} \frac{dE}{dp} = \mathbf{F} \cdot \frac{d^2 E}{dp^2}$$

$$\|m_{ij}^{*-1}\| = \begin{pmatrix} m_{xx}^{*-1} & m_{xy}^{*-1} & m_{xz}^{*-1} \\ m_{yx}^{*-1} & m_{yy}^{*-1} & m_{yz}^{*-1} \\ m_{zx}^{*-1} & m_{zy}^{*-1} & m_{zz}^{*-1} \end{pmatrix}$$

$$m_{ij}^{*-1} = m_{ji}^{*-1}$$

$$\frac{d^2 E}{dp^2} - \text{в одновимірному випадку.}$$

$$a_x = \frac{d^2 E}{dp_x^2} F_x + \frac{d^2 E}{dp_x dp_y} F_y + \frac{d^2 E}{dp_x dp_z} F_z$$

$$\frac{\mathbf{r}}{a} = \|m_{ij}^{*-1}\| \mathbf{F}$$

Можна обрати таку СК, що

$$\|m_{ij}^{*-1}\| = \begin{pmatrix} m_{xx}^{*-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{yy}^{*-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_{zz}^{*-1} \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{d^2 E}{dp_i dp_j} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_i dk_j}$$

Вводять ефективні параметри для того, щоб зберегти інші раніше відомі вирази.

$$F = -qE$$

Електрон, який рухається в кристалі має масу , є вільним і описувати його рух можна, як рух вільного електрона з масою у відповідності з класичними законами. Треба підкреслити важливу рису такого введення поняття ефективної маси . Ми не використовували а ні гравітаційних, а ні інерційних властивостей електрона і введена таким чином ефективна маса є просто зручний засіб опису складної поведінки руху електрона в кристалі.

Ефективна маса щільності станів

В реальних напівпровідниках ізоенергетичні поверхні (поверхні сталої енергії) не сфери $E = E_c + \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} + \frac{p_z^2}{2m_z}$

$$1 = \frac{p_x^2}{2m_x(E - E_c)} + \frac{p_y^2}{2m_y(E - E_c)} + \frac{p_z^2}{2m_z(E - E_c)} - \text{еліпсоїд}$$

$$V_p = \frac{4}{3} \pi a_x a_y a_z = \frac{4}{3} \pi [2(E - E_c)]^{3/2} \sqrt{m_x m_y m_z}$$

$$a_i = [2m_i(E - E_c)]^{1/2}$$

$$dV_p = \frac{4}{3} \pi \frac{3}{2} \pi [2(E - E_c)]^{1/2} \sqrt{m_x m_y m_z} dE = 2\pi 2^{3/2} (m_x m_y m_z)^{1/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$dZ_p = v \frac{2dV_p}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{2\pi v 2^{3/2} (m_x m_y m_z)^{1/2}}{(2\pi\hbar)^3} \sqrt{E - E_c} dE$$

v – кількість еліпсоїдів.

$$(2m_{nd})^{3/2} = v 2^{3/2} (m_x m_y m_z)^{1/2}$$

$$m_{nd} = v^{2/3} (m_x m_y m_z)^{1/3}$$

Ввели поняття ефективної маси щільності станів.

Ефективна маса провідності

$\mu = \frac{q\tau}{m_c^*}$ – рухливість, дрейфова швидкість в одиничному полі.

$\frac{1}{m_c^*}$ – тензор, m_c^* - ефективна маса провідності.

$$\frac{1}{m_c^*} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_l^*} + \frac{1}{m_t^*} + \frac{1}{m_t^*} \right) = \frac{2m_l^* + m_t^*}{3m_l^* m_t^*}, \Rightarrow m_c^* = \frac{3m_l^* m_t^*}{2m_l^* + m_t^*};$$

m_t^* – поперечна ефективна маса
 m_l^* – повздовжня ефективна маса

} еліпсоїд

13. Явища в неоднорідних напівпровідниках. Дифузійний і дрейфовий перенос заряду. Співвідношення Ейнштейна.

Явища переносу (кінетичні явища) – напрямлений рух заряду і перенос енергії при наявності зовнішніх полів.

Електропровідність н/п – перенос заряду при прикладанні електричного поля.

Квазікласичний підхід (електрони – квазічастинки з ефективною масою):

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m^*}$$

При наявності ел. поля на хаотичний рух електронів накладається напрямлений рух зі швидкістю $\langle v \rangle$.

$j = qn \langle v \rangle$ – густина струму.

$\Delta v \ll v_T$ – зміна швидкості на довжині вільного пробігу набагато менша теплової швидкості.

Розсіяння ізотропне. Час між актами розсіяння – імовірнісна величина. Ймовірність того, що електрон за час dt розсіється $\frac{dt}{\tau}$, якщо $\tau = \text{const}$, то не залежить від часу чергового акту розсіяння.

Електрон пройде шлях за час t під дією сили qE :

$$\frac{qE t^2}{m^* 2}$$

$$\Delta x(t) = v_{tx} t + \frac{qE t^2}{m^* 2}$$

$\tau = t_{\text{ср}}$ – середній час вільного пробігу.

$$\vec{x} = \frac{qE}{m^*} n_0 \tau^2 - \text{відстань за час } T = n_0 \tau.$$

$$\vec{v} = \frac{qE \langle \tau^2 \rangle}{m^* \langle \tau \rangle}$$

$$v = \frac{qE}{m^*} \langle \tau \rangle = \frac{q\tau}{m^*} E$$

$$\mu_n = \frac{q\tau}{m^*} - \text{рухливість, дрейфова швидкість в одиничному полі.}$$

$$v_{\text{ср}} = \mu_n E$$

$$[\mu_n] = \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$$

$$\mu_p = \frac{q\tau}{m_p^*}; \mu_n = \frac{q\tau}{m_n^*}$$

Провідність $\sigma_n = qn\mu_n$

$$j = \sigma_n E = qn\mu_n E$$

Дрейфовий струм:

$$j_{др} = (qn\mu_n + qp\mu_p)E$$

Дифузійні і дрейфові струми

Якщо н/п неоднорідний, то може бути градієнт концентрації носіїв – виникає дифузійний струм:

$$j_{ндиф} = qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$j_{рндиф} = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

Треба врахувати обидва типи:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$j_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}$$

Співвідношення Ейнштейна

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0$$

$$j_n = 0$$

Якщо є неоднорідний н/п, то можливий випадок, коли дрейфове поле зрівноважить зовнішнє.

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$$

$$n = n_0 e^{\frac{-\varphi(x)}{kT}}$$

$$n = N_c e^{\frac{E_F - E_c - \varphi}{kT}}$$

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{1}{kT} n_0 e^{\frac{-\varphi(x)}{kT}} \frac{d\varphi}{dx}$$

$$n_0 e^{\frac{-\varphi(x)}{kT}} \mu_n \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} + D_n \left(-\frac{1}{kT} \right) n_0 e^{\frac{-\varphi(x)}{kT}} \frac{d\varphi}{dx} = 0$$

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{q}{KT}; \frac{\mu_p}{D_p} = \frac{q}{KT} - \text{співвідношення Ейнштейна.}$$

14. Поняття про генерацію та рекомбінацію. Біполярна світлова генерація.

Час життя. Дифузійна довжина.

Носії заряду, які виникають за рахунок термічної генерації і знаходяться в рівновазі з граткою називаються рівноважними. В напівпровіднику одночасно з генерацією відбувається процес рекомбінації. За умов термодинамічної рівноваги ці процеси врівноважені (температура генерації дорівнює темпу рекомбінації $g_0 = r_0$)

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0, \quad \gamma_r - \text{коефіцієнт рекомбінації}$$

Крім теплової генерації існує ряд інших механізмів виникнення носіїв заряду:

- 1) Іонізація в сильних електричних полях – ударна іонізація
- 2) Світлова генерація
- 3) Інжекція з p-n переходу

Види рекомбінації :

1) Міжзонна (перехід електрона із зони провідності у валентну зону) :
поділяється на фонону, фотону та ударну рекомбінації.

- 2) Рекомбінація через локальні центри
- 3) Поверхнева

Біполярна світлова генерація

При дії світла $h\nu > \Delta E_g$ електрон може переходити в зону провідності, тоді $\Delta n = \Delta p$

Якщо в деякий момент часу вимкнути світло, то концентрація електронів та дірок за рахунок рекомбінації буде зменшуватись

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - g_0 \quad \gamma_r n_0 p_0 = r_0 = g_0$$

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r np - \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r [(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta n) - n_0 p_0] \\ = \gamma_r [(n_0 + p_0) + \Delta n^2]$$

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n \quad \text{якщо } \Delta n \ll n_0 + p_0$$

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad \text{де } \tau = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} - \text{час життя нерівноважних носіїв}$$

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r \Delta n^2 \quad \text{якщо } \Delta n \gg n_0 + p_0, \quad \Delta n(t) = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0)t}$$

За час життя носії багаторазово розсіюються. Якщо існує область з надлишковою концентрацією нерівноважних носіїв, то вони дифундують на відстань

$$l_d = \sqrt{D\tau} \quad D - \text{коефіцієнт дифузії}$$

l_d

– відстань, за яку концентрація нерівноважних носіїв зменшується в e разів

15. Рекомбінація через глибокі рівні. Залежність часу життя від рівня легування.

Рівняння неперервності $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$, де повна густина заряду $\rho = e(n - p)$.

Іншими словами, в умовах, коли повна кількість зарядів у системі є сталою (як у металів), об'ємна щільність заряду може змінюватись тільки у результаті дивергенції струму. Але в напівпровіднику зміна ρ може відбуватися ще й за рахунок процесів генерації–рекомбінації, коли концентрація носіїв заряду окремо може змінюватись так, щоб повна густина заряду була незмінною. Таким чином, у напівпровіднику може існувати дуже специфічний нерівноважний стан, за якого концентрація носіїв заряду є сталою (рівноважною), але парціальні концентрації електронів і дірок можуть змінюватись.

Процеси генерації і рекомбінації утворюють новий стаціонарний стан напівпровідника, що характеризується більшою концентрацією носіїв і не є рівноважним. Згідно із цим механізми рекомбінації зазвичай поділяють на три основних класи:

- міжзонна рекомбінація: вільний електрон із зони провідності рекомбінує з діркою із валентної зони за один елементарний акт;
- рекомбінація через пастки (домішки та дефекти): вільні електрони рекомбінують зі зв'язаними на домішках або дефектах дірками, а вільні дірки – зі зв'язаними на пастках електронами;
- поверхнева рекомбінація відбувається на поверхні зразка або на межі поділу гетерофазної системи.

Якщо ширина забороненої зони не перевищує 0,2–0,3 еВ, то вважається, що в таких речовинах основну роль відіграє міжзонна рекомбінація.

Якщо ширина забороненої зони перевищує 0,5 еВ, то в таких речовинах рекомбінація зазвичай

відбувається через локалізовані стани, які називаються рекомбінаційними пастками.

У ролі рекомбінаційних пасток можуть виступати мілкі та глибокі рівні, при цьому процеси рекомбінації через пастки можуть відбуватись принципово по-різному. Дійсно, електронний стан на

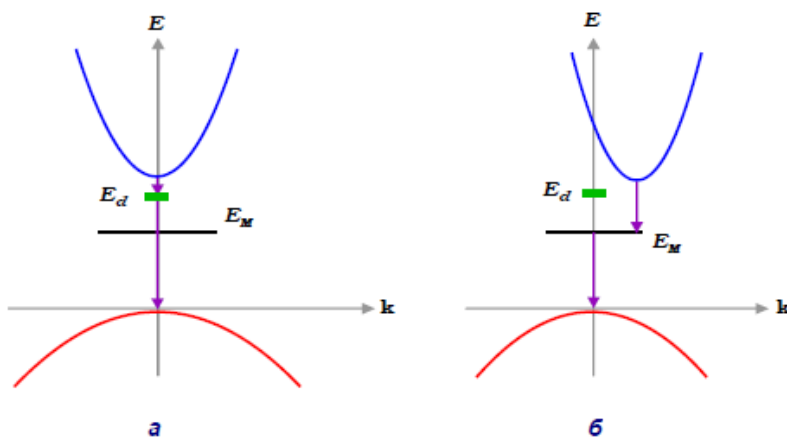


Рис. 10.4. Рекомбінація через мілкі та глибокі рівні:
а – у прямозонному, б – у непрямозонному напівпровіднику.

воднеподібному (мілкому) домішковому рівні характеризується досить сильною делокалізацією. Тому із принципу невизначеності імпульс такого електрона буде визначений досить точно. Цей факт на зонній діаграмі подано коротким відрізком на рівні E_d . Таким чином, процеси рекомбінації через мілкі рівні ефективно проходять у прямозонних напівпровідниках. Для глибоких рівнів (E_M), що характеризуються сильною локалізацією електронів (тобто точним визначенням координати), імпульс має широкі межі невизначеності, до яких можуть потрапляти

значення дефіциту імпульсу при переході електрона із зони провідності до валентної зони. Таким чином ймовірність процесу рекомбінації через глибокі рівні у непрямозонному напівпровіднику буде набагато більшою, ніж через мілкі.

Якщо концентрація електронів і дірок відрізняється від рівноважної, то кажуть, що в напівпровіднику є надлишкова концентрація носіїв $\Delta n(r, t) = n(r, t) - n_0(r)$.

У стаціонарних умовах, коли $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, $g_0 = r_0$, тобто процеси генерації і рекомбінації взаємно компенсують один одного.

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - g_0, \quad g_0 - \text{темп генерації, } \gamma_r np - \text{темп рекомбінації.}$$

В рівноважних умовах $g_0 = r_0 = \gamma_r n_0 p_0$.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = -\gamma_r (np - n_0 p_0).$$

γ_r - деякий коефіцієнт (коефіцієнт рекомбінації), який визначає швидкість процесів генерації електрон-діркових пар і, як буде видно далі, час життя нерівноважних носіїв заряду. Вважаючи, що $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta n$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_r ((n_0 + p_0)\Delta n + \Delta n^2).$$

Якщо відхилення від рівноважної концентрації невелике, то $\Delta n \ll n_0 + p_0$.

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_r (n_0 + p_0)\Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau}, \quad \tau = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)},$$

$$\boxed{\Delta n(t) = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}} - \text{для випадку малого рівня інжекції. При високому рівні}$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_r \Delta n^2, \quad \boxed{\Delta n(t) = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0)t}}. \quad \text{Коли умова } \Delta n \gg (n_0, p_0) \text{ порушиться,}$$

гіперболічний закон переходить в експоненціальний.

Якщо розглядати освітлений напівпровідник у стані термодинамічної рівноваги (n_0 і p_0) та чорне (рівноважне) випромінювання (температура рівноважної випромінювальної рекомбінації r_0 , темп оптичної генерації пар g_0). В рівновазі $r_0 = g_0$.

Процес прямої між зонної рекомбінації є квадратичним: $\gamma_e n_0 p_0 = \gamma_e n_i^2$, де γ_e - описує ймовірність захоплення носіїв із випромінюванням фотона.

$$\gamma_e = r_0 / n_i^2. \quad \text{Швидкість випромінювальної рекомбінації } r = \gamma_e np = \frac{np}{n_i^2} r_0.$$

Введемо час життя нерівноважних носіїв як (однаковий для електронів і дірок):

$$\tau_n = \tau_p = \frac{\Delta n}{r - g_0} = \frac{\Delta n n_i^2}{r_0 (np - n_i^2)}. \quad \text{Враховуючи, що } n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta n, \quad n_i^2 = n_0 p_0$$

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2}{r_0 (n_0 + p_0 + \Delta n)}. \quad \text{При слабкому рівні інжекції } \tau_n = \frac{1}{r_0} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0}.$$

$$\text{При великому рівні інжекції } \tau_p = \tau_n = \frac{1}{\gamma_e \Delta n}.$$

Таким чином, можна зробити висновки, що

- тільки за малих рівнів інжекції випромінювальний час релаксації (час життя нерівноважних носіїв) залежить від ступеня легування напівпровідника (тобто, від n_0 та p_0);

- зі збільшенням ступеня легування величина випромінювального часу життя зменшується;

**16. Напівпровідники в сильних електричних полях. Розігрів електронного газу.
Залежність дрейфової швидкості від поля.**

В області високих полів відхилення від закону Ома відбувається через залежність рухливості від напруженості електричного поля.

У сильних електричних полях, носії заряду при зіткненні із фононами не встигають віддавати кристалічній ґратці енергію, набуту ними в полі за час між зіткненнями. У результаті середня енергія носіїв збільшується та електронно-дірковий газ розігрівається.

Зростання енергії носіїв у першу чергу означає зростання їх середньої швидкості, що зменшує час вільного пробігу, тобто збільшується ймовірність розсіювання носіїв на теплових коливаннях ґратки. Енергія, яку за одиницю часу отримує носій від поля, дорівнює eEv_d , вона у рівновазі дорівнюватиме енергії, яку електрон віддає ґратці за одиницю часу через зіткнення із фононами.

$$eEv_d = \delta \frac{kT}{\tau}$$

Де δ – показує, яку частину енергії електрон віддає

$$\text{Тоді дрейфова швидкість носіїв: } v_d = \delta \frac{kTv_e}{eEl}$$

Дрейфова швидкість пов'язана із полем співвідношенням:

$$v_d = \frac{e\tau}{m^*} E = \frac{el}{m^*v_e} E$$

$$\text{Ці рівняння дозволяють записати: } (eEl)^2 = kT\delta m^*v_e^2$$

Кінетична енергія у середньому рівна kT тоді критична температура з якої розпочинається розігрів електронного газу:

$$E_{cr} = \frac{kT}{el} \sqrt{2\delta}$$

Підставимо отримане значення критичної напруженості у вираз для дрейфової швидкості, тоді отримаємо, що розігрів електронного газу відбувається тоді, коли швидкість, якої носії заряду набувають у зовнішньому полі стає порівняною із тепловою швидкістю: $v_d = \sqrt{\frac{\delta}{2}} v_e$

$$\text{Енергія носіїв заряду через теплову швидкість: } \left(\frac{m^*v_e^2}{2}\right)^2 = \frac{(eEl)^2}{2\delta}$$

$$\text{Тоді теплова швидкість: } v_e = \sqrt{\frac{2eEl}{m^*\sqrt{(2\delta)}}}$$

Дрейфова швидкість пропорційна тепловій і збільшується пропорційно кореню квадратному з напруженості поля.

За подальшого зростання напруженості поля енергія носіїв збільшується настільки, що стає можливою їхня взаємодія з оптичними коливаннями ґратки.

Оптичні фоони характеризуються більшою енергією за акустичні, і процеси розсіювання на оптичних фоонах є для електронів більш енергоємними. Іншими словами, при зіткненні з оптичним фооном енергія носія може змінюватись на величину $\hbar\omega$. У результаті через деякий час встановлюється новий стаціонарний стан, за якого енергія, набута носієм у полі за одиницю часу, дорівнює енергії, яку він втрачає за той самий час при розсіюванні на оптичному фононі

$$eEv_d = \frac{\Delta W}{\tau}$$

Енергія, яку витрачає носій за одиничний акт зіткнення:

$$\Delta W = \hbar\omega_0 \operatorname{th}(\hbar\omega_0/2kT)$$

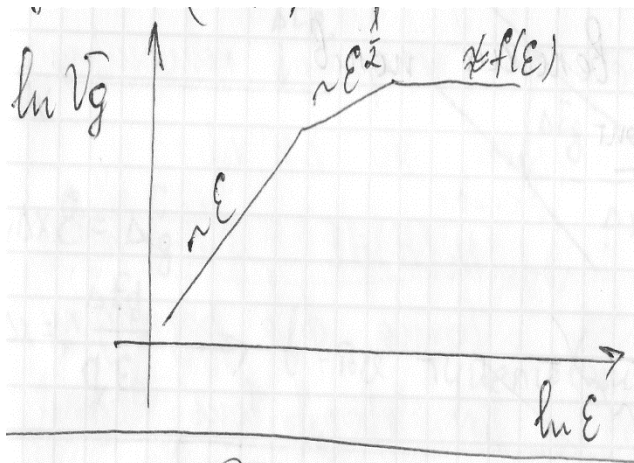
Звідси дрейфова швидкість:

$$v_d = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{m^*} \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_0}{2kT}}.$$

При зростанні аргументу th швидко прямує до 1, тому граничне значення швидкості:

$$v_c = \sqrt{\hbar\omega_0/m^*}$$

Маючи отримані значення дрейфової швидкості можна побудувати залежність $\ln(v_d) = f(\ln(E))$, та $J = f(E)$



17. Напівпровідники в сильних електричних полях. Ударна іонізація.

Відхилення від закону Ома в області сильних полів можливе через зміну рухливості μ внаслідок міждоменного розсіювання; концентрація носіїв залежить від поля, бо в результаті ударної іонізації, ефекта Зінера (тунельного ефекту) і ел/стат іонізації $n = f(\varepsilon)$.

$ql\varepsilon \ll \Delta E$ - електрон набуває малу енергію. Температура ел. газу буде зростати, коли поле досягне певного критичного значення $qv_{dp}\varepsilon \ll \Delta E / \tau$

$\Delta E = \delta kT$ δ - яку частину віддає електрон.

$$qv_{dp}\varepsilon = \delta kT / \tau = v_e \cdot \delta kT / l; \quad \tau = l / v_e; \quad v_{dp} = v_e \cdot \delta kT / (ql\varepsilon)$$

$v_{dp} = v_d = v_{\delta}$ - позначення дрейфової швидкості.

$$v_d = \mu\varepsilon = \frac{\varepsilon q \tau}{m^*} = \frac{ql\varepsilon}{m^* v_e}; \quad \frac{ql\varepsilon}{m^* v_e} = v_e \cdot \frac{\delta kT}{ql\varepsilon}; \quad (ql\varepsilon)^2 = (\delta kT) m^* v_e^2 \cdot \frac{2}{2}; \quad kT \rightarrow \frac{m^* v_e^2}{2}$$

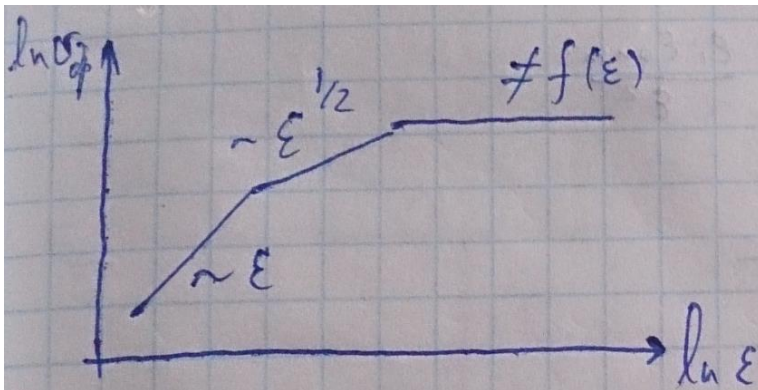
$(ql\varepsilon)^2 = \delta kT \cdot 2kT \Rightarrow ql\varepsilon = \sqrt{2\delta kT} \Rightarrow \varepsilon_{kp} = \sqrt{2\delta} \frac{kT}{ql}$ - починаючи з цього поля, ел. газ буде розігріватись.

$$(ql\varepsilon)^2 = \delta \frac{m^* v_e^2}{2} m^* v_e^2 = \frac{\delta}{2} (m^* v_e^2)^2; \quad ql\varepsilon = \sqrt{\frac{\delta}{2}} m^* v_e^2; \quad v_e = \left[\sqrt{\frac{2}{\delta}} \frac{ql}{m^*} \right]^{1/2} \varepsilon^{1/2}$$

$$v_d = \frac{ql\varepsilon}{m^* \left[\sqrt{\frac{2}{\delta}} \frac{ql}{m^*} \right]^{1/2} \sqrt{\varepsilon}} = \sqrt[4]{\frac{\delta}{2}} \cdot \sqrt{\frac{ql}{m^*}} \cdot \sqrt{\varepsilon}$$

При збільшенні поля дрейфова швидкість зростає. При подальшому зростанні починається розсіювання на оптичних фононах (набирає енергію $\Delta E = \hbar\omega_0$)

$qv_d\varepsilon = \Delta E / \tau; \quad \Delta E = \hbar\omega_0 \cdot th(\hbar\omega_0 / (2kT_e))$. В області високих полів $v_d = \left((\hbar\omega_0 / m^*) \cdot th(\hbar\omega_0 / (2kT_e)) \right)^{1/2} \neq v_d(\varepsilon); T_e$ - температура електронного газу.



$$v_d \rightarrow v_{d\max} \left(\hbar\omega_0 / m^* \right)^{1/2} \approx 10^7 \text{ см / с}$$

Але швидкість не перестає зростати. Вступають інші механізми (наприклад, ударна іонізація).

Залежність концентрації від поля

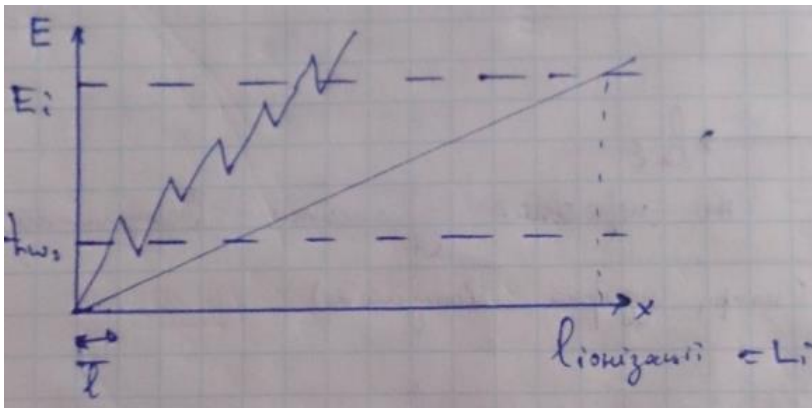
Темп ударної іонізації

$G = \alpha_n v_n h + \alpha_p v_p p$; α показує, яке число електронно-діркових пар генерує носій на одиниці довжини; α_n, α_p - коефіц. ударної іонізації; v_n, v_p - теплові швидкості

$$\alpha_n = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}; \quad \alpha_p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}; \quad \alpha(\varepsilon) = \frac{q\varepsilon}{E_i} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon(1 + \varepsilon/\varepsilon_{onm}) + \varepsilon_{ак}}\right\}; \quad E_i - \text{енергія}$$

іонізації

$\varepsilon_{ак}, \varepsilon_{onm}, \varepsilon_i$ - поля, при перевищенні яких втрата енергії відбувається через розсіювання на акустичних, оптичних хвилях та іонізацію.



$$\varepsilon_{on} > \varepsilon > \varepsilon_{ак} \quad \alpha \sim \exp(-\varepsilon_i / \varepsilon)$$

$$\varepsilon > \varepsilon_{on} \quad \alpha \sim \exp(-\varepsilon_i \varepsilon_{onm} / \varepsilon^2)$$

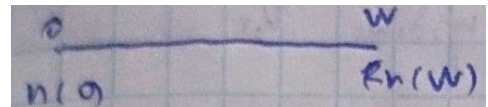
Є електрони, що мають довж. вільн. пробігу $l_{ion} \gg l$

$e^{-L_i/l}$ - імовірність.

Якщо область високого поля достатньо велика, то електрон багаторазово здійснить акт ударної іонізації. Цей процес

характеризується коефіцієнтом множення.

$$M = 1 / \left(1 - \int_0^W \alpha dx\right), \quad W - \text{відстань між}$$



електродами

$M = n(W) / n(0)$. Ударна іонізація спостерігається в бар'єрних шарах, напр. в p-n переході (треба велике поле $\sim 10^5$ В/см).

$$\int_0^W \alpha dx \rightarrow 1, \quad M \rightarrow \infty$$

18. Напівпровідники в сильних електричних полях. Ефект Френкеля.

Відхилення від закону Ома в області сильних полів можливе через зміну рухливості μ внаслідок між доменного розсіювання, концентрації носіїв залежить від поля, в результаті ударної іонізації, ефекта Зінера (тунельного ефекту), ефекта Френкеля (термоелектронна іонізація).

$$n = f(\varepsilon)$$

$ql\varepsilon = \Delta E$ – електрон набуває малу енергію.

Температура електронного газу буде зростати, коли поле досягне певного критичного значення:

$$qv_{op}\varepsilon = \frac{\Delta E}{\tau}$$

$\Delta E = \delta kT$, δ – яку частинку віддає електрон.

$$qv_{op}\varepsilon = \frac{\delta kT}{\tau} = \frac{\delta kT}{l} v_e$$

$$\tau = \frac{l}{v_e}$$

$$(ql\varepsilon)^2 = \delta \frac{m^* v_e^2}{2} m^* v_e^2 = \frac{\delta}{2} (m^* v_e^2)^2$$

$$v_{op} = \frac{\delta kT}{ql\varepsilon} v_e - \text{дрейфова швидкість} \quad ql\varepsilon = \frac{\delta}{2} m^* v_e^2$$

$$v_{op} = \mu\varepsilon = \frac{\varepsilon q\tau}{m^*} = \frac{\varepsilon ql}{m^* v_e}$$

$$v_e = \left[\sqrt{\frac{\delta}{2}} \frac{ql}{m^*} \right]^{1/2} \varepsilon^{1/2}$$

$$\frac{\varepsilon ql}{m^* v_e} = \frac{\delta kT}{ql\varepsilon} v_e$$

$$v_{op} = \frac{ql\varepsilon}{m^* \left[\sqrt{\frac{\delta}{2}} \frac{ql}{m^*} \right]^{1/2} \varepsilon^{1/2}} = \sqrt[4]{\frac{\delta}{2}} \sqrt{\frac{ql}{m^*}} \sqrt{\varepsilon}$$

$$(\varepsilon ql)^2 = (\delta kT) m^* v_e^2 \frac{2}{2}$$

$$kT \rightarrow \frac{m^* v_e^2}{2}$$

$$(ql\varepsilon)^2 = \delta kT \Rightarrow ql\varepsilon = \sqrt{2\delta kT} \Rightarrow$$

При збільшенні поля дрейфова швидкість зростає. При подальшому зростанні

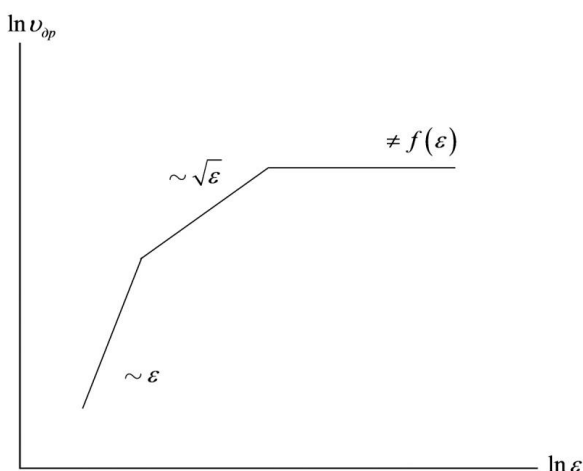
починається розсіювання на оптичних фононах (набирає енергію $\Delta E = \hbar\omega_0$)

$$qv_{op}\varepsilon = \frac{\Delta E}{\tau} \Rightarrow \Delta E = \hbar\omega_0 \cdot th\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)$$

В області високих полів

$$v_{op} = \left[\frac{\hbar\omega_0}{m^*} \cdot th\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT_e}\right) \right]^{1/2} \neq v_{op}(\varepsilon),$$

T_e – температура електронного газу.



$$v_{dp} \rightarrow v_{dp.\max} = \left(\frac{\hbar \omega_0}{m^*} \right)^{1/2} \approx 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}$$

Але швидкість не перестає зростати. Вступають інші механізми (наприклад ударна іонізація).

В сильних електричних полях концентрація носіїв заряду може рости в результаті різних механізмів, основними з яких є: ефект термоелектронної іонізації Френкеля, ефект ударної іонізації, тунельний ефект.

Ефект термоелектронної іонізації Френкеля пов'язаний із зменшенням в сильних електричних полях енергії іонізації дрібних домішок, які відповідальні за рівноважну концентрацію носіїв заряду.

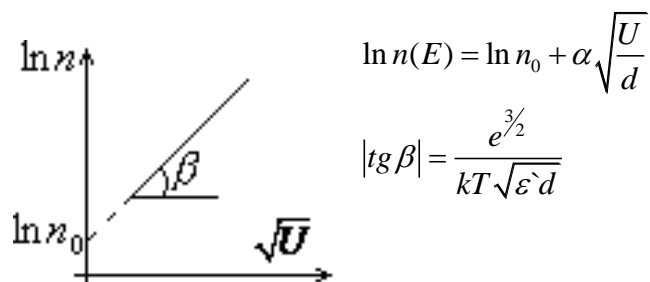
Відомо, що в донорно некомпенсованому напівпровіднику при низьких температурах концентрація вільних електронів дорівнює:

$$n(E) = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{\Delta \varepsilon_d(E)}{2kT}} = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{\Delta \varepsilon_{d0}}{2kT}} e^{\frac{e}{kT} \sqrt{\frac{e}{\varepsilon} E}} = n_0 e^{\frac{e}{kT} \sqrt{\frac{e}{\varepsilon} E}} = n_0 e^{\alpha \sqrt{E}},$$

$$\alpha = \frac{e^{3/2}}{kT \sqrt{\varepsilon} d}, n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{\Delta \varepsilon_{d0}}{2kT}}$$

Прологарифмуємо:

$$\ln n(E) = \ln n_0 + \alpha \sqrt{E}, E = \frac{U}{d}, d - \text{товщина напівпровідника}, U - \text{прикладена напруга.}$$



Термоелектронна іонізація Френкеля спостерігається в електричних полях ε : $10^3 - 10^4 \frac{\text{В}}{\text{см}}$

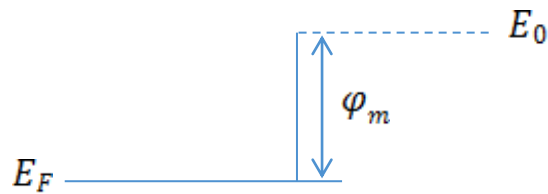
Цей ефект має місце при низьких температурах, коли концентрація неіонізованих донорів значно більше ніж іонізованих, тобто коли

$$n_0 = (N_d - N_d^+)$$

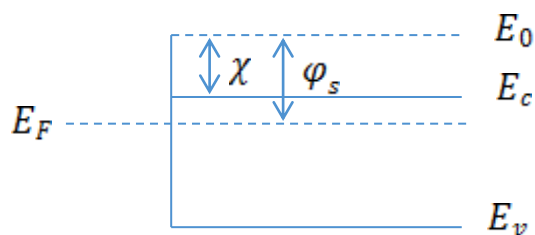
19. Робота виходу. Контактна різниця потенціалів

Робота виходу – робота, яку потрібно виконати, щоб перемістити заряд з металу на нескінченність.

$$\varphi_m = E_0 - E_F$$



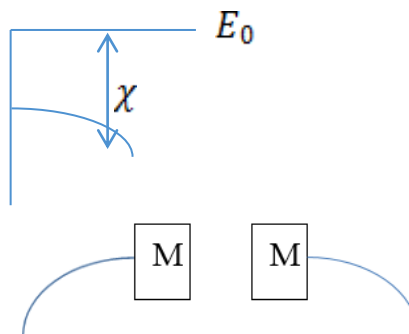
У напівпровіднику розрізняють декілька понять:



χ – зовнішня робота виходу(електронна спорідненість),

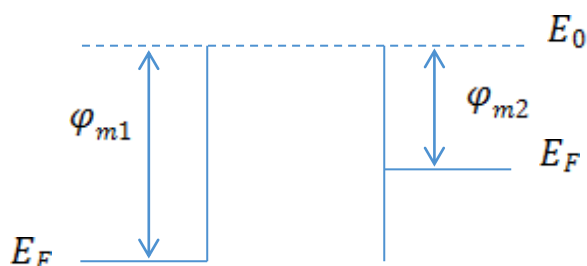
φ_s – термодинамічна робота виходу.

Робота виходу залежить від зарядового стану поверхні (вигину зон):



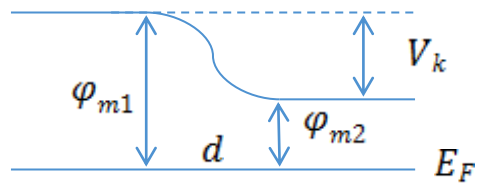
Контактна різниця потенціалів

Якщо є два метали M_1 і M_2 з $\varphi_{m1} \neq \varphi_{m2}$



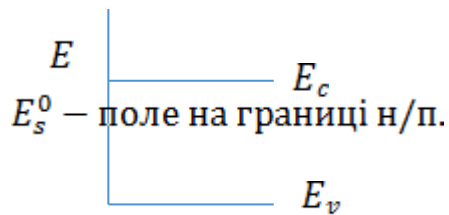
Між металами виникає контактна різниця потенціалів:

$$V_k = \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{q}$$



Якщо один метал замінити н/п:

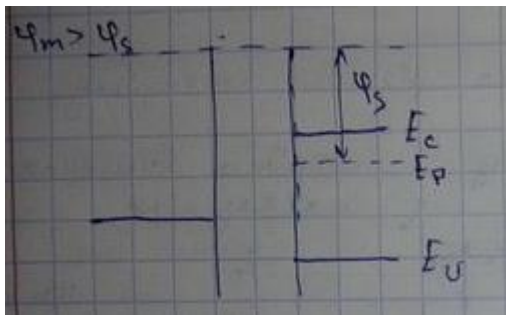
$$V_k = \frac{\varphi_m - \varphi_s}{q}, \text{ і з'являється поле } E_k = \frac{V_k}{d}$$



$$\varepsilon_1 \varepsilon_0 E = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s^0$$

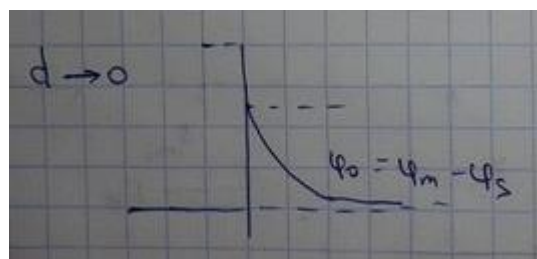
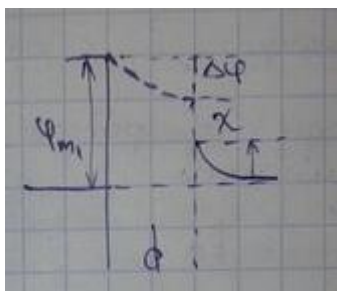
В н/п з'являється заряд в приповерхневій зоні і виникає вигін зон.

$$\varphi_m > \varphi_s:$$



$V_k = \frac{\varphi_m - \varphi_s}{q}$ - розподіляється між зазором і поверхневою областю в напівпровіднику.

При $d \rightarrow 0$ поле повністю падає в напівпровіднику.



20. Контакт метал - напівпровідник. Бар'єр Шоттки. Розподіл поля та потенціальної енергії в бар'єрі Шоттки. Ємність контакт метал - напівпровідник з бар'єром Шоттки. Особливості фізичної моделі реальних контактів.

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q^2 \rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s};$$

$$\rho(x) = q[p(x) - n(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x)] - \text{густина заряду}$$

Наближення шару Шоттки

$$N_a^- = 0, \text{ бо донорний напівпровідник}$$

$$N_d^+ = N_d = n_0 - \text{концентрація електронів в об'ємі напівпровідника}$$

$$n(x) = N_c e^{-\frac{E_c - E_F + \varphi(x)}{kT}} = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}$$

Якщо $\varphi(x) > 2.3kT$, то $n(x) < 0.1n_0$, то можна нехтувати $n(x)$ в порівнянні з n_0

Бар'єр Шоттки – потенціальний бар'єр, що виникає в контакті метал-напівпровідник і рівний різниці робіт виходу металу та напівпровідника.

Область просторового заряду, заряд якої визначається тільки зарядом іонізованих донорів називається шаром Шоттки. Тоді рівняння Пуассона має вигляд

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q^2 n_0}{\epsilon_0 \epsilon_s}$$

Граничні умови мають вигляд

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad \varphi(w) = 0, \quad \frac{d\varphi}{dx}(x=w) = 0$$

$$\varepsilon = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$$

Розв'язок рівняння Пуассона шукаємо у вигляді

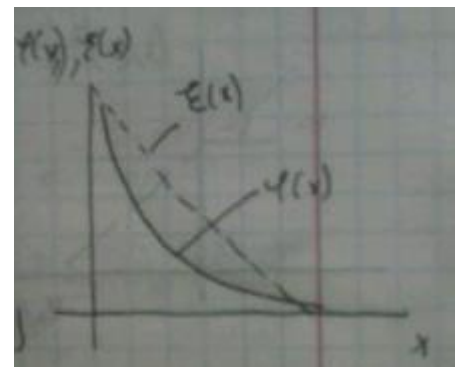
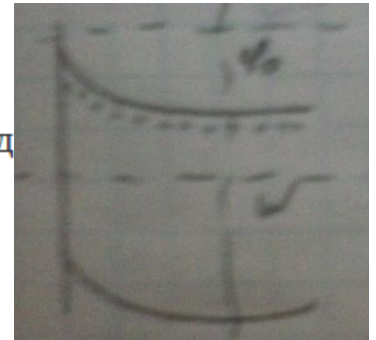
$$\varphi(x) = A(w-x)^2 + B(w-x) + C$$

$$\varphi(w) = 0 \rightarrow C = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -2A(w-x) - B, \quad \frac{d\varphi}{dx}(x=w) = 0 \rightarrow B = 0$$

$$\varphi(x) = A(w-x)^2, \quad \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 2A = \frac{q^2 n_0}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad A = \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_0 \epsilon_s}$$

$$\varphi(x) = \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_0 \epsilon_s} (w-x)^2$$



$$\varepsilon = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)$$

$$x = 0 \rightarrow \varphi(x) = \varphi_0 = \frac{q^2 n_0}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} w^2 \quad w = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s \varphi_0}{q^2 n_0}}$$

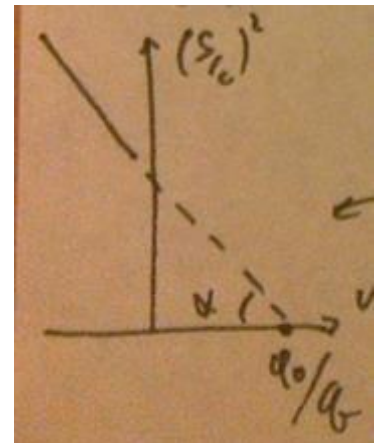
$$w = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qV)}{q^2 n_0}} \quad \text{— товщина області просторового заряду}$$

При запірному контакті металу-напівпровідника, приконтактний шар збіднений основними носіями заряду. Цей контакт має властивості конденсатора, оскільки має збільшений опір.

Ємність в області просторового заряду:

$$C = \frac{dQ}{dV}; \quad Q = qn_0 S w; \quad C = qn_0 S \frac{dw}{dV} = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s S}{w};$$

$$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{w^2}{(\varepsilon_0 \varepsilon_s)^2}$$



Цей ефект можна використовувати як метод для визначення висоти потенціального бар'єру, $\tan \alpha$ визначається концентрацією.

21. 21. Вольт-амперна характеристика діода з бар'єром Шоттки.

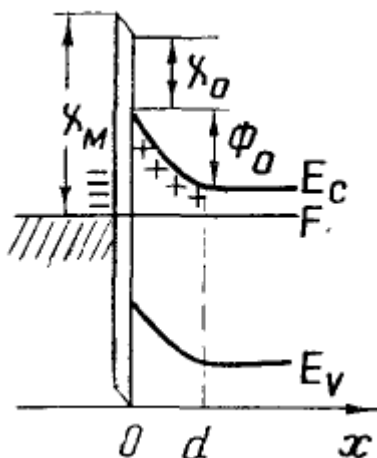
Надбар'єрний струм. Діодна та дифузійна теорія.

Детальний аналіз вольт-амперних характеристик контакту метал-напівпровідник показує, що необхідно ввести ще один параметр, який характеризує проходження носіїв заряду через межу поділу. З загальних міркувань ясно, що можливі два варіанти поведінки носіїв заряду в області просторового заряду, а саме: 1) довжина вільного пробігу носіїв більше ширини шару Шоттки ($l \ll w$) - цей випадок відповідає так званій діодній теорії випростування в контакті і фізично відображає ситуацію, коли в області просторового заряду немає зіткнень носіїв заряду; 2) зворотнє співвідношення ($l \gg w$) відповідає дифузійній теорії випростування в контакті, що означає зміну енергії носія заряду при доланні потенційного бар'єру області просторового заряду за рахунок розсіювання електронів. В залежності від наведених вище критеріїв по різному будуть визначатись концентрації носіїв на границі поділу метал - напівпровідник і це суттєво впливатиме на параметри вольт - амперної характеристики.

В діодній теорії для спрощення задачі вважаємо, що падінням напруги на опорі об'єму напівпровідника можна знехтувати і що зазор між металом і НП є для

електронів прозорим. $j = j_{sm} - j_{ms}$. В

термодинамічній рівновазі термоелектронні потоки з металу в провідник (j_{ms}) і в оберненому напрямку (j_{sm}) однакові. Причому ці потоки створюють електрони, енергія яких перевищує висоту потенціального бар'єру над рівнем Фермі.



$$j_{sm} = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\varphi(0)}{kT}} = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}$$

$\varphi(0) = \varphi_0 - qV$, де φ_0 - Φ_0 на зонній діаграмі.

$\frac{v_n n_0}{4}$ - потік на стінку (молекулярна фізика).

$$V = 0, j = 0 \Rightarrow j_{sm} - j_{ms} = 0, j_{ms} = j_{sm}(0) = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

$$j = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = j_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

$$j_s = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} - \text{густина струму насичення.}$$

При $V \ll kT/q$ експоненту можна розкласти в ряд, обмежившись другим членом. Тоді $j \cong j_s \frac{qV}{kT}$, тобто ВАХ шару Шоттки в області малих напруг описується законом Ома. Якщо $V \geq 2.3kT/q$, то $j \cong j_s e^{\frac{qV}{kT}}$. Таким чином, при великих напругах густина струму через шар Шоттки зростає зі збільшенням по експоненційному

закону. Струм, що відповідає розглянутому закону різниці потенціалів, наз. *прямим струмом*.

При прикладанні на запірний шар різниці потенціалів протилежного знаку (на НП – додатній) висота потенціального бар'єру для електронів, що переходять з НП в метал, зростає на qV . Тепер переважаючим буде потік електронів з металу в НП, величина якого не залежить від V . Якщо V достатньо велика, то потоком електронів з НП можна знехтувати і густина струму через контакт $j = j_s$. Цей струм наз. *зворотнім*. $j_{зв} = j_s \left(e^{-\frac{q|V|}{kT}} - 1 \right)$. При $|V| \ll kT/q$ ВАХ знову описується законом Ома, а при $|V| \geq 2.3kT/q$ $j_{зв} = -j_s$.

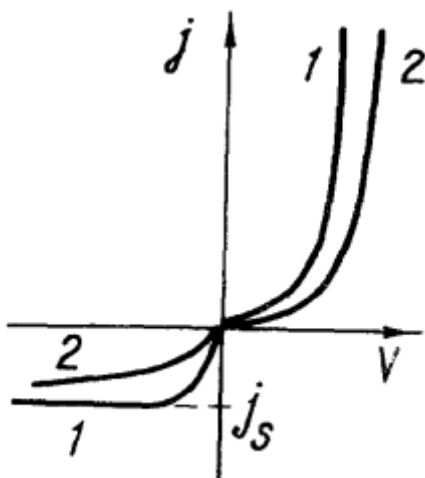
Таким чином, детальний розгляд надбар'єрного струму у випадку діодної теорії випростування:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right), j_s = \frac{qv_n n_0}{4} e^{-\frac{\phi_0}{kT}}.$$

В дифузійній теорії умова $l \gg w$ означає, що носій заряду, проходячи область об'ємного заряду (ООЗ), зазнає багатократних зіткнень з тепловими коливаннями атомів. Оскільки в ООЗ існує і градієнт концентрації електронів та електричне поле, то при записі j треба враховувати як дифузійну, так і дрейфову складові: $j = q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx}$, де D_n – коефіцієнт дифузії електронів.

$$\frac{j}{qD_n} = \frac{q\mu_n n}{qD_n} \mathcal{E} + \frac{dn}{dx}. \mathcal{E} = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}.$$

Розв'язок цього рівняння $j = j_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right), j_s = qn_0 \mu_n e^{-\frac{\phi_0}{kT}} \cdot \mathcal{E}$, \mathcal{E} - залежить від напруги. $\mathcal{E} = \frac{qn_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s (\phi_0 - qV)}{q^2 n_0}}$. Таким чином, $j_{пр} \sim (V_k - V)^{\frac{1}{2}} \exp(qV/kT)$ - прямий струм в дифузійній теорії зростом V збільшується повільніше, ніж по діодній теорії. Зворотній струм при $|V| \geq 2.3kT/q$ $j_{зв} \sim (V_k + V)^{\frac{1}{2}}$ слабо збільшується з ростом V .



ВАХ контакту металл-напівпровідник із запірним шаром Шотткі є різко асиметричною, що може бути використано для випрямлення змінного струму. НП діоди, в основі яких лежать функціональні можливості запірного шару Шотткі, отримали назву діодів з бар'єром Шотткі.

ВАХ запірного шару Шотткі: (1) – діодна теорія, (2) – дифузійна теорія.

22. Особливості електрофізичних характеристик (ВАХ, C-V) реальних діодів з бар'єром Шотткі.

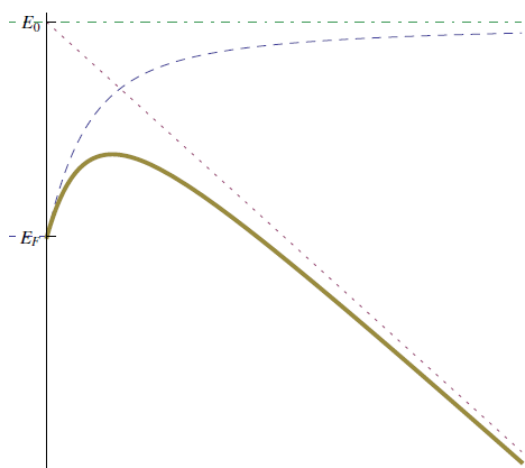
Основні причини незбіжності характеристик реальних діодів з теорією:

- Вплив сил зображення
- Наявність ненадбар'єрного струму
- Неоднорідний розподіл домішок по глибині напівпровідника
- Падіння напруги на послідовному опорі бази
- Наявність проміжного шару

Для характеристики відмінності реальних діодів від ідеальних вводять коефіцієнт ідеальності « n » (ввів Зі).

Вираз для струму $j = j_s \left(\exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right)$, $n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln(j)}$ для ідеального діода $n = 1$.

- Вплив сил зображення ($F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}$)



φ_{all} — енергія електрона

φ_{ext} — зовнішнє поле

φ_s — поле сил зображення

Відстань між максимумом енергії електрона та E_c

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0}}$$

Для побудови ВАХ використаємо

залежність $E \sim (\varphi_0 - qV)^{0.5} \Rightarrow \Delta\varphi \sim (\varphi_0 - qV)^{\frac{1}{4}}$

ВАХ має вигляд:

$$j = A^* T^2 \exp\left(\frac{-\varphi_b - \Delta\varphi(V)}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

Коефіцієнт ідеальності: $n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln(j)} > 1$

- Наявність генераційно – рекомбінаційного струму:

При додатній напрузі переважає рекомбінація, при від'ємній – генерація

ВАХ: $j = j_s \left(\exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) \right)$, $1 < n < 2$

Генераційний струм дає більш різку залежність, ніж сили зображення)

Для надбар'єрного $n=1$, для рекомбінаційного $n=2$

- Струм термопольової емісії:

При накладанні напруги концентрація носіїв зростає, поле зменшується, енергетичний рівень на якому відбувається тунелювання зростає:

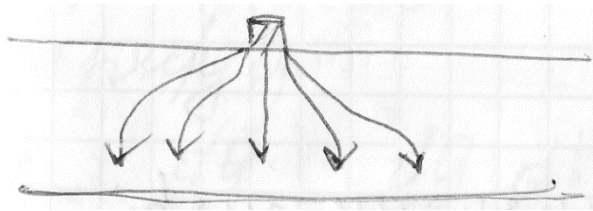
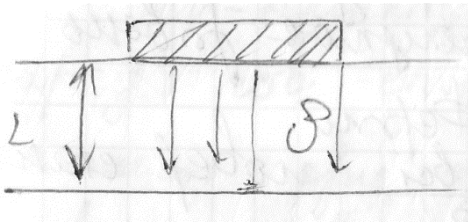
$n < 1$, зворотній струм весь час зростає.

- Вплив опору бази та планарної неоднорідності

Загальна напруга, прикладена до контакту: $V = V_0 - IR_B$ R_B – опір бази

Тут $R_B = \frac{\rho L}{S}$

Тут $R_B = \frac{\rho}{4a}$, a – діаметр контакту



ВАХ: $j = A^* T^2 \exp\left(\frac{-\varphi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV - IR_B}{kT}\right) - 1\right)$, $n < 1$

- Вплив наявності проміжного шару

Заряд поверхневих станів регулює рівень Фермі

Загальна напруга, прикладена до контакту: $V = V_1 + V_2$,

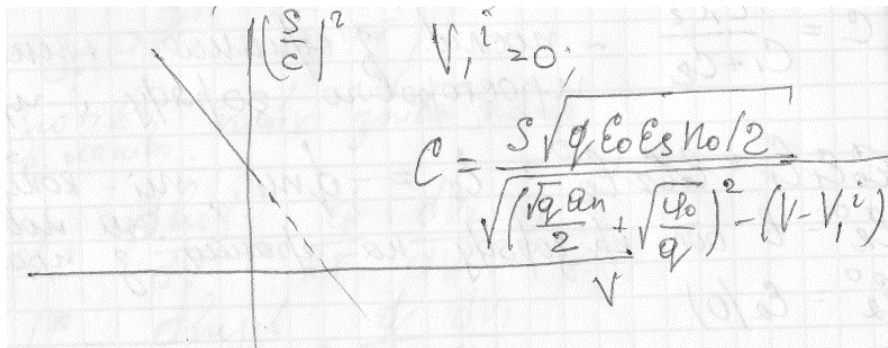
V_1 – в проміжному шарі, V_2 – в області просторового заряду

ВАХ: $j = j_s \left(\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{-qV_1}{kT}\right) \right)$, $n < 1$

- Вплив наявності проміжного шару на ВФХ

$C = \frac{dQ}{dV}$ Нехай C_1 – ємність проміжного шару, C_2 – просторового заряду

Тоді $C = \frac{C_1 C_2}{C_2 + C_1}$



- Вплив неоднорідності залягання домішок

$\varphi(x) = \frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} (\omega - x)^2$, $\omega = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (\varphi_0^* - qV)}{q^2 n_0}}$,

ВАХ: $j = A^* T^2 \exp\left(\frac{-\varphi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right)$ В залежності від рівня неоднорідності коефіцієнт ідеальності може змінювати своє значення.

- Неоднорідність параметрів по площі

ВАХ: $I = A^* (S - S_1) T^2 \exp\left(\frac{-\varphi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right)$

S_1 – площа неоднорідності

23. Омічні контакти

Омічний контакти підводить струм до областей приладу, необхідний для приєднання зовнішніх виводів. Омічні контакти мають лінійну та симетричну ВАХ.

$$j = j_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

для малих напруг $qV \ll kT$ отримуємо $j = j_s \frac{qV}{kT}$

Отже, в області низьких напруг ВАХ є лінійною. Щоб омічні контакти не впливали на вимірювання ВАХ, падіння напруги на них повинно бути набагато меншим у порівнянні із загальною напругою зразка.

Але лінійності цих контактів недостатньо навіть при умові їх малого опору в порівнянні з опором зразка чи пристрою. Крім того, контакти на повинні інжектувати неосновні носії і бути стабільними в смислі електричних і механічних властивостей.

Можливі наступні варіанти реалізації омічних контактів :

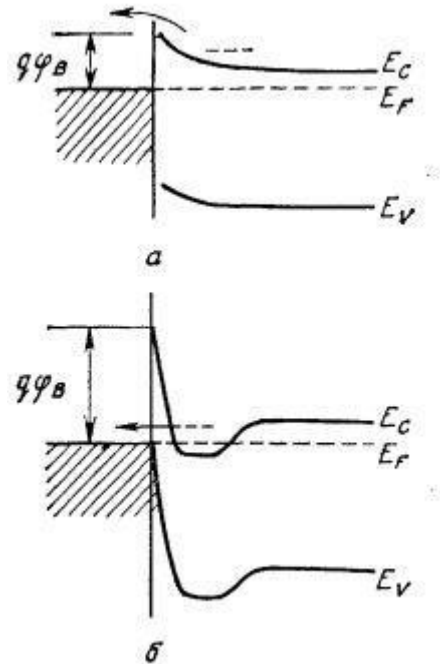
1) Контакти з малою висотою бар'єра

Якщо висота бар'єра є малою, тобто струм j_s великий, отже падіння напруги буде меншим ніж $\frac{\Phi_0}{q}$. Якщо величина Φ_0 є малою, то контакт – омічний.

2) Контакти з високим ступенем легування :

Коли напівпровідник сильно легований, це означає що область просторового заряду є малою і тому можливе тунелювання на дні зони провідності.

3) Контакти в яких використовується антизапірний вигин зон.



25. Вольт-амперна характеристика $p-n$ -переходу. Формула Шоклі.

ВАХ $p-n$ переходу

Тонкий перехід з тонкою базою за малого рівня інжекції:

- 1) Область просторового заряду мала
- 2) Генерація-рекомбінація основних носіїв

Діодна теорія (носії проходять область без зіткнень)

Широка база – інжектовані носії не доходять до омичного контакту (рекомбінують швидше ніж доходять)

$$j_n = j_{n1} - j_{n2}; \quad j_{n1} = \frac{qv_n n_0 e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}}{4}; \quad j_{n2} = \frac{qv_n n(-w_p)}{4}$$

$$V = 0 \rightarrow j_n = 0 \rightarrow \frac{qv_n n_0 e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}}{4} = \frac{qv_n n(-w_p)}{4}; \quad n(-w_p) = n_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

$$V \neq 0 \rightarrow j_n = \frac{qv_n n_0 e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}}{4} - \frac{qv_n n(-w_p)}{4}$$

$$j = 0 \rightarrow n(-w_p) = n_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} = n_{p0} e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$\Delta n(-w_p) = n_{p0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

$$j_p = qp_n \mu_p \varepsilon - qD_p \frac{dp}{dx} = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$\frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (\text{для малого рівня інжекції})$$

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{\tau_p}; \quad \frac{d^2 p}{dx^2} = -\frac{\Delta p}{l_p^2} \quad (l_p = \sqrt{D_p \tau_p})$$

$$\Delta p(x) = Ae^{-\frac{x}{l_p}} + Be^{\frac{x}{l_p}}; \quad \Delta p(x \rightarrow \infty) = 0; \quad \Delta p(w_n) = p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

$$B = 0; \quad p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) = Ae^{-\frac{w_n}{l_p}}; \quad A = p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) e^{\frac{w_n}{l_p}}$$

$$\Delta p_n = p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) e^{\frac{w_n - x}{l_p}}; \quad j_p = \frac{qD_p}{l_p} p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) e^{\frac{w_n - x}{l_p}}$$

$$x = w_n; \quad j_p(w_n) = \frac{qD_p}{l_p} p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1);$$

$$j_n(-w_p) = \frac{qD_n}{l_n} n_{p0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

Оскільки немає струму рекомбінації – генерації в області просторового заряду,
то

$$j = j_n + j_p = j_n(-w_p) + j_p(w_n) = \left(\frac{qD_n}{l_n} n_{p0} + \frac{qD_p}{l_p} p_{n0} \right) (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

$$j = j_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad - \quad \text{формула Шоклі}$$

26. Особливості вольт-амперних характеристик реальних діодів з $p-n$ -переходом.

Причини відмінності ВАХ $p-n$ переходу від реального:

- 1) Наявність генерації – рекомбінації
- 2) Явища пов'язані з великим рівнем інжекції
- 3) Падіння напруги на послідовному опорі бази

$$V > 0 \quad j_{\text{рек}} > j_{\text{ген}}; \quad j_{\text{рек}} \sim (e^{\frac{qV}{2kT}} - 1)$$

$$V < 0 \quad j_{\text{рек}} < j_{\text{ген}}; \quad j_{\text{ген}} \sim (\phi_0 - qV)^{1/2} \quad \text{— для різкого переходу}$$

$$j_{\text{ген}} \sim (\phi_0 - qV)^{1/3} \quad \text{— для плавного переходу}$$

За великого рівня інжекції $j \sim e^{\frac{qV}{2kT}}$

Враховуючи падіння напруги на опорі бази отримуємо

$$j = j_s (e^{\frac{q(V - Ir_b)}{kT}} - 1)$$

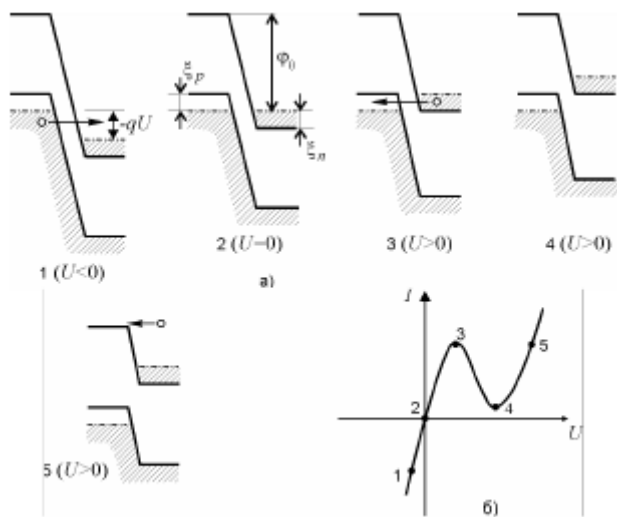


Рис. 1.5. Енергетична діаграма (а) і вольт-амперна характеристика (б) тунельного діода.

Вольт-амперна характеристика тунельного діода

Тунельний діод побудований на $p-n$ переході на вироджених напівпровідниках.

Рівень Фермі розташований у дозволений зоні. Дно зони провідності та верх валентної зони (E_c та E_v відповідно) p і n типів перекриваються. Виникає певний бар'єр, товщина якого мала тому можливе тунелювання носіїв заряду із заповнених електронами областей n - чи p - типу напівпровідника

на вільні рівні p - чи n типу напівпровідника. Тоді як потоки носіїв над бар'єром ОПЗ для $p-n$ -переходу на вироджених напівпровідниках можуть бути дуже малі внаслідок значної висоти бар'єру. Якщо

прикладена напруга збільшує висоту бар'єру, рівень Фермі в n - області опускається

відносно рівня Фермі в p - області, і навпроти заповнених станів валентної зони виявляються вільні стани зони провідності (рис. 1.5, 1). Унаслідок цього з'являється

електронний струм від p - області до n - області, який збільшується з напругою, оскільки збільшується кількість вільних станів у зоні провідності, на які можуть переходити електрони. Якщо прикладена напруга зменшує висоту потенціального

бар'єра, рівень Фермі в напівпровіднику n - типу піднімається відносно рівня Фермі

в напівпровіднику p - типу. За малих напруг це приводить до того, що навпроти заповнених станів зони провідності n - напівпровідника виявляється частина енергетичної смуги вільних рівнів валентної зони p - напівпровідника (рис. 1.5,

3). При

цьому з'являється потік електронів від n - до p - області напівпровідника.

Струм,

який відповідає цьому потоку буде збільшуватися зі збільшенням напруги доти, доки

рівень Фермі n - напівпровідника не зрівняється зі стелею валентної зони p -

напівпровідника. Коли дно зони провідності n - напівпровідника зрівняється зі стелею валентної зони p - напівпровідника тунельний струм зменшується до нуля. Повний струм у тунельному діоді при цьому до нуля не спадає, оскільки за таких напруг починають проявлятися надбар'єрні переходи носіїв заряду, тому, пройшовши через мінімум повний струм знову зростає.

Обернений діод

Якщо концентрація легуючих домішок такі, що p - і n - області p - n переходу близькі до

виродження, або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «зворотному»

напрямку перевищує струм в «прямому» напрямку. Звідси назва – оберненого діода.

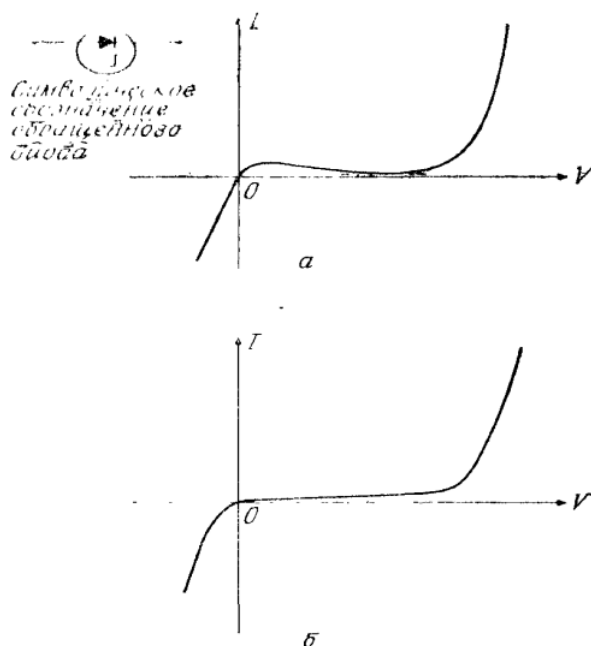
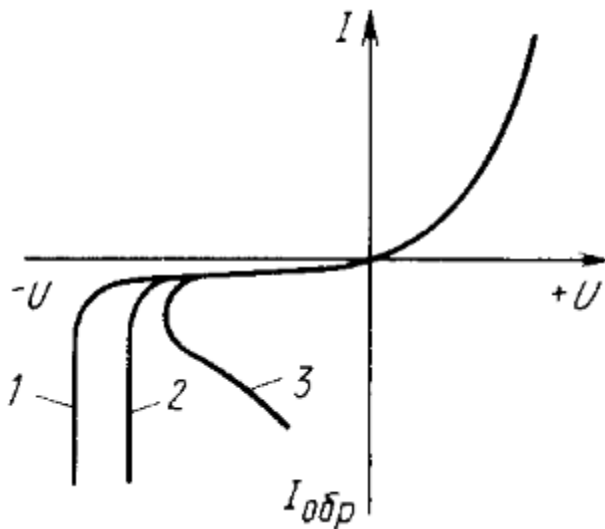


Рис. 17. Символическое обозначение обращенного диода и его вольт-амперные характеристики при наличии отрицательного сопротивления (а) и без отрицательного сопротивления (б).

27. Пробій *p-n*-переходу. Види пробою. Лавинний пробій. ВАХ діода з *p-n*-переходом в області лавинного пробою.

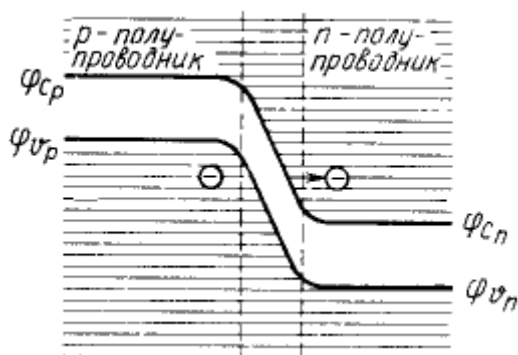
Починаючи з певного значення оберненої напруги на *p-n*-переході, спостерігається надзвичайно різкий ріст сили струму при збільшенні V . Це явище отримало назву *пробою p-n-переходу*. Пробій може бути обумовлений нагрівом за рахунок виділення джоулівського тепла, збільшенням концентрації носіїв у області об'ємного заряду за рахунок процесу ударної іонізації атомів напівпровідника і, нарешті, за рахунок тунелювання електронів через *p-n*-перехід, якщо він достатньо вузький.



- ВАХ *p-n*-переходу (1 – лавинний пробій, 2 – тунельний пробій, 3 – тепловий пробій).

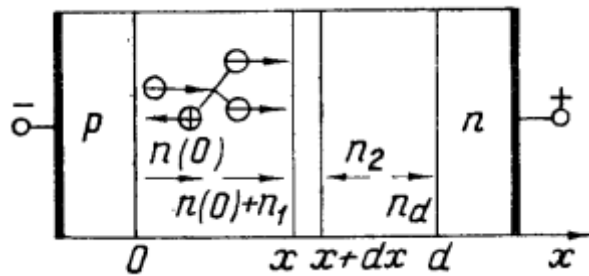
Тепловий пробій. При протіканні зворотного струму в *p-n*-переході виділяється тепло і його температура підвищується. Збільшення температури визначається якістю тепловідведення, з

характерним тепловим опором R_q . Цей опір рівний приросту температури переходу ΔT з розрахунку на одиницю потужності W , що виділяється в ньому, тому $\Delta T = R_q W$. Збільшення температури викликає збільшення зворотного струму, що в свою чергу приводить до нормального зростання температури і зворотного струму і т.д. При певній потужності W , тим більшої, чим менший тепловий опір приладу R_q , струм починає наростати лавинно і настає тепловий пробій *p-n*-переходу.



В основі *тунельного пробою* лежить тунельний ефект, тобто «прорізання» електронів через потенціальний бар'єр, висота якого більша, ніж енергія носія заряду. Тунельний пробій настає тоді, коли напруженість електричного поля зростає настільки, що стає можливим тунельний перехід електронів із валентної

зони НП з електропровідністю одного типу в зону провідності НП іншого типу. Напруженість електричного поля має бути достатньо великою (10^5 В/см). При такій напруженості енергетичні зони сильно викривлюються. В результаті переходу електроні «по горизонталі» з області *p* в область *n* виникає тунельний струм.



Лавинний пробій викликається ударною іонізацією, яка відбувається тоді, коли напруженість електричного поля, викликана зворотною напругою, достатньо велика, тобто більша за деяке

значення \mathcal{E}_k . Неосновні носії заряду, що рухаються через р-п-перехід, набирають енергію $E_i \cong 1.5\Delta E_g$ і прискорюються настільки, що при зіткненнях з атомами в зоні переходу іонізують їх. В результаті утворюється пара електрон-дірка. Знову утворені носії заряду прискорюються електричним полем і в свою чергу можуть викликати іонізацію наступного атома і т.д. Якщо процес ударної іонізації йде лавиноподібно, то по цьому ж закону збільшується кількість носіїв заряду і зворотній струм. Концентрація носіїв заряду по мірі прольоту електрона від точки $x = 0$ і $x = d = w$ буде лавиноподібно збільшуватися. При лавинній іонізації струм в колі обмежений лише зовнішнім опором. Для кількісної характеристики цього процесу використовують коефіцієнт лавинного примноження $M_{\text{л}}$, який показує, у скільки разів струм, що протікає через р-п-перехід, більше зворотнього струму:

$$I = M_{\text{л}} I_{\text{зв}}.$$

$$M_{\text{л}} = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha dx}$$

Пробій наступить при такому значенні зворотної напруги, коли $M \rightarrow \infty$. Тоді струм прямої до нескінченності. Тому критерій лавинного пробою можна записати у формі $\int_0^w \alpha dx = 1$.

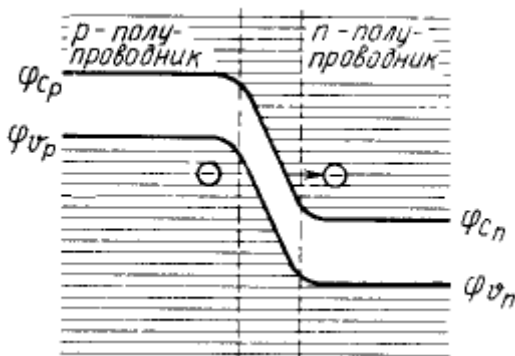
Лавинний пробій виникає у високоомних напівпровідниках, які мають достатньо велику ширину р-п-переходу. Напруга лавинного пробою залежить від температури НП і зростає з її збільшенням через зменшення довжини вільного пробігу носіїв заряду. При лавинному пробії падіння напруги на переході залишається постійною (див. ВАХ).

28. Пробій $p-n$ переходу. Види пробою. Температурна залежність напруги пробою.

Тепловий пробій. При протіканні зворотного струму в $p-n$ -переході виділяється тепло і його температура підвищується. Збільшення температури визначається якістю тепловідведення, з характерним тепловим опором R_q . Цей опір рівний приросту температури переходу ΔT з розрахунку на одиницю потужності W , що виділяється в ньому, тому $\Delta T = R_q W$. Збільшення температури викликає збільшення зворотного струму, що в свою чергу приводить до нормального зростання температури і зворотного струму і т.д. При певній потужності W , тим більшої, чим менший тепловий опір приладу R_q , струм починає наростати лавинно і настає тепловий пробій $p-n$ -переходу.

Температурна залежність має вигляд напруги пробою має вигляд:

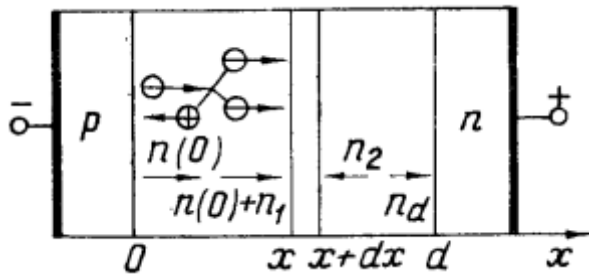
$$U \sim e^{\frac{qV}{kT}}$$



В основі *тунельного пробою* лежить тунельний ефект, тобто «прорізання» електронів через потенціальний бар'єр, висота якого більша, ніж енергія носія заряду. Тунельний пробій настає тоді, коли напруженість електричного поля зростає настільки, що стає можливим тунельний

перехід електронів із валентної зони НП з електропровідністю одного типу в зону провідності НП іншого типу. Напруженість електричного поля має бути достатньо великою (10^5 В/см). При такій напруженості енергетичні зони сильно викривлюються. В результаті переходу електроні «по горизонталі» з області p в область n виникає тунельний струм.

При збільшенні температури ширина забороненої зони зменшується, що в свою чергу зменшує прозорість бар'єру, прозорість бар'єру збільшується, тому напруга пробою зменшується $U = U_0(1 - \alpha T), \alpha > 1$



Лавинний пробій викликається ударною іонізацією, яка відбувається тоді, коли напруженість електричного поля, викликана зворотною напругою, достатньо велика, тобто більша за деяке значення E_k . Неосновні носії заряду, що

рухаються через p-n-перехід, набирають енергію $E_i \cong 1.5\Delta E_g$ і прискорюються настільки, що при зіткненнях з атомами в зоні переходу іонізують їх. В результаті утворюється пара електрон-дірка. Знову утворені носії заряду прискорюються електричним полем і в свою чергу можуть викликати іонізацію наступного атома і т.д. Якщо процес ударної іонізації йде лавиноподібно, то по цьому ж закону збільшується кількість носіїв заряду і зворотній струм. Концентрація носіїв заряду по мірі прольоту електрона від точки $x = 0$ і $x = d = w$ буде лавиноподібно збільшуватися. При лавинній іонізації струм в колі обмежений лише зовнішнім опором. Для кількісної характеристики цього процесу використовують коефіцієнт лавинного примноження M_L , який показує, у скільки разів струм, що протікає через p-n-перехід, більше зворотнього струму: $I = M_L I_{зв}$.

$$M_L = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha dx}$$

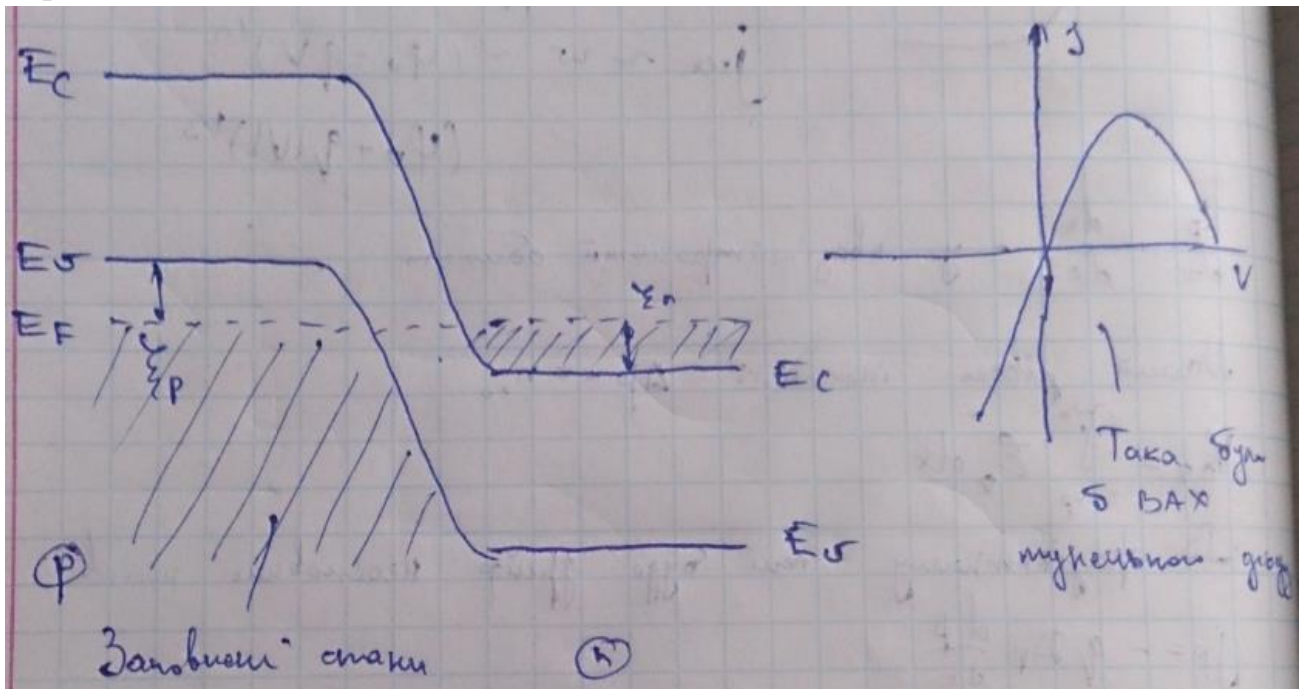
Пробій наступить при такому значенні зворотної напруги, коли $M \rightarrow \infty$. Тоді струм прямої до нескінченності. Тому критерій лавинного пробою можна записати у формі $\int_0^w \alpha dx = 1$.

При збільшенні температури довжина вільного пробігу носія зменшується, для отримання необхідної енергії іонізації на довжині вільного пробігу необхідно накласти більше поле, тобто збільшується напруга пробою.

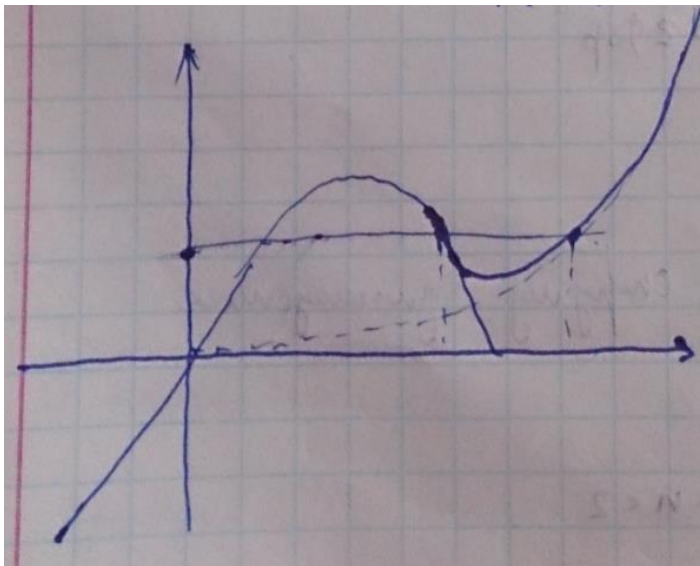
$$U = U_0(1 + \alpha T), \alpha < 1$$

29. ВАХ тунельного діода. Обернений діод.

Тунельний діод. Побудований на р-n – переході на вироджених напівпровідниках. Коли рівень Фермі в дозволений зоні – вироджений.



Але є ще струм звичайного р-n – переходу.



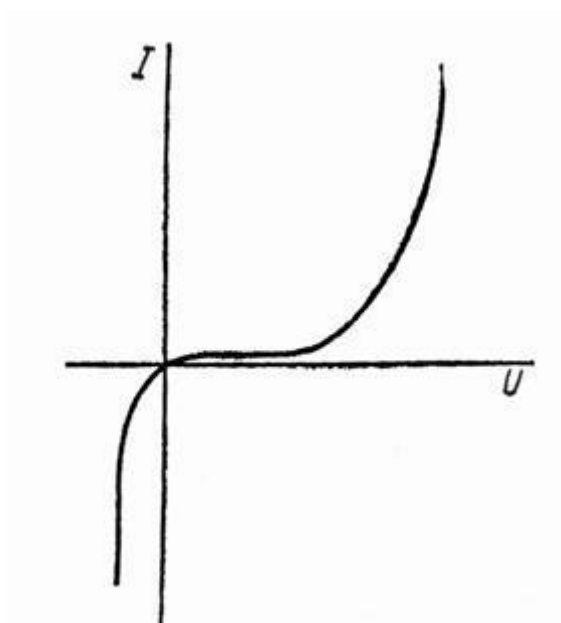
Є ділянка з від'ємним диференціальним опором – його викор. для побудови підсилювача та генератора. Можна використати для запису пам'яті

$V < 0$: При обратном напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из валентной зоны на свободные места в зоне проводимости. Поскольку концентрация электронов и число мест велики, то туннельный ток резко возрастает с ростом обратного напряжения. $V > 0$: С позиции анализа токов для диффузионного тока (прямого) имеет место большая высота потенциального барьера. При прямом напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне. По мере роста напряжения число свободных мест возрастает и ток растет с ростом напряжения. Туннельный ток достигает максимума, когда все свободные места в

валентной зоне оказываются по энергии напротив энергетических уровней, занятых электронами в зоне проводимости. Затем, по мере роста прямого напряжения, число этих свободных мест начинает уменьшаться, поскольку по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости оказываются состояния в запрещенной зоне.

По мере дальнейшего увеличения напряжения туннельный ток уменьшается с ростом напряжения и превращается в ноль, когда запрещенная зона p -полупроводника будет находиться по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости. При дальнейшем росте прямого напряжения появляется компонента обычного диффузионного тока p - n перехода.

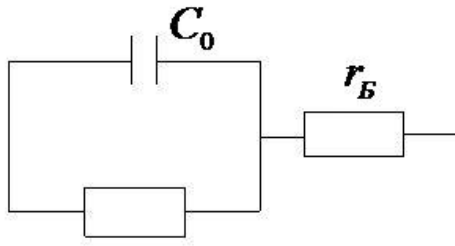
Обернутый диод. При нулевой нагрузке нет перекрытия, а при $V < 0$ – будет (див. предыдущий случай).



Рассмотрим вольт-амперные характеристики p - n перехода в особом случае, когда энергия Ферми в электронном и дырочном полупроводниках совпадает с дном зоны проводимости или вершиной валентной зоны или находится на расстоянии $\pm kT/q$ от них. В этом случае вольт-амперные характеристики такого диода при обратном смещении будут точно такие же, как и у туннельного диода, то есть при росте обратного

напряжения будет быстрый рост обратного тока. Что касается тока при прямом смещении, то туннельная компонента ВАХ будет полностью отсутствовать в связи с тем, что нет полностью заполненных состояний в зоне проводимости. Поэтому при прямом смещении в таких диодах до напряжений, больше или равных половине ширины запрещенной зоны, ток будет отсутствовать. С точки зрения выпрямительного диода вольт-амперная характеристика такого диода будет инверсной, то есть будет высокая проводимость при обратном смещении и малая при прямом. В связи с этим такого вида туннельные диоды получили название обращенных диодов.

30. Еквівалентна схема $p-n$ - переходу. Бар'єрна ємність та дифузійна ємність.



$$V = V_0 + V_1 e^{i\omega t},$$

$$\omega \tau_n = 1,$$

$$\omega \tau_p = 1,$$

τ_n, τ_p – час життя носіїв n і p типу.

$$j = j_0 + j_1 e^{i\omega t},$$

$$j_1 = \frac{qV}{kT} \left[-\frac{qp_{p0}D_n}{l_n/\sqrt{1+i\omega\tau_n}} + \frac{qp_{n0}D_p}{l_p/\sqrt{1+i\omega\tau_n}} \right] e^{\frac{qV}{kT}},$$

$$Y = \frac{j_1}{V_1} = G + i\omega C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} \left[-\frac{qp_{p0}D_n}{l_n/\sqrt{1+i\omega\tau_n}} + \frac{qp_{n0}D_p}{l_p/\sqrt{1+i\omega\tau_n}} \right] e^{\frac{qV}{kT}} - \text{провідність.}$$

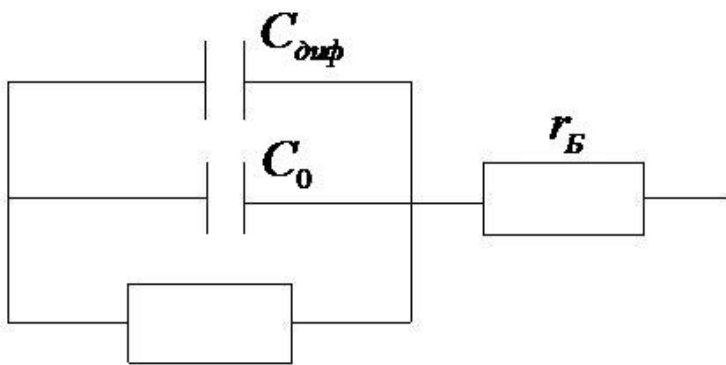
$C_{\text{диф}}$ – дифузійна ємність.

$$G = \frac{q}{kT} \left[-\frac{qp_{p0}D_n}{l_n} + \frac{qp_{n0}D_p}{l_p} \right] e^{\frac{qV}{kT}},$$

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} \left[\frac{qn_{p0}\tau_n D_n}{2l_n} + \frac{qp_{n0}\tau_p D_p}{2l_p} \right] e^{\frac{qV}{kT}}, C_{\text{диф}} : \frac{1}{\omega}.$$

Де n_{n0}, p_{p0} - концентрація електронів (дірок) у n (p) напівпровіднику у квазінейтральній області.

Інерційність генерації та рекомбінації призводить до появи зсуву фаз між струмом та напругою, що еквівалентно наявності ємності.



Бар'єрна ємність:

При зворотній полярності на границі p - n переходу утворюється збіднений носіями шар, котрий має властивості діелектрика. Вся система в цілому стає подібною до конденсатора, який має провідні обкладинки, розділені діелектричним прошарком. Ємність такого конденсатора називається **бар'єрною ємністю**, оскільки її існування обумовлене потенціальним бар'єром p - n переходу. Її величина залежить від товщини збідненого шару і зменшується з його потовщенням. (Левицький)

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ_n}{dV}$$

$Q_n = qn_{n0}w_nS$, де $w_n = \frac{p_{p0}}{p_{p0} + n_{n0}} w$, а $w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(p_{p0} + n_{n0})}{q^2 p_{p0} n_{n0}}}(\varphi_0 - qV)$ - ширина бар'єрного шару.

$$C = \frac{dQ_n}{dV} = qn_{n0}S \frac{dw_n}{dV} = qn_{n0}S \frac{p_{p0}}{p_{p0} + n_{n0}} \frac{dw}{dV} = \frac{qp_{p0}Sn_{n0}}{(p_{p0} + n_{n0})2w} \cdot \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(p_{p0} + n_{n0})}{q^2 p_{p0} n_{n0}} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s S}{w}$$

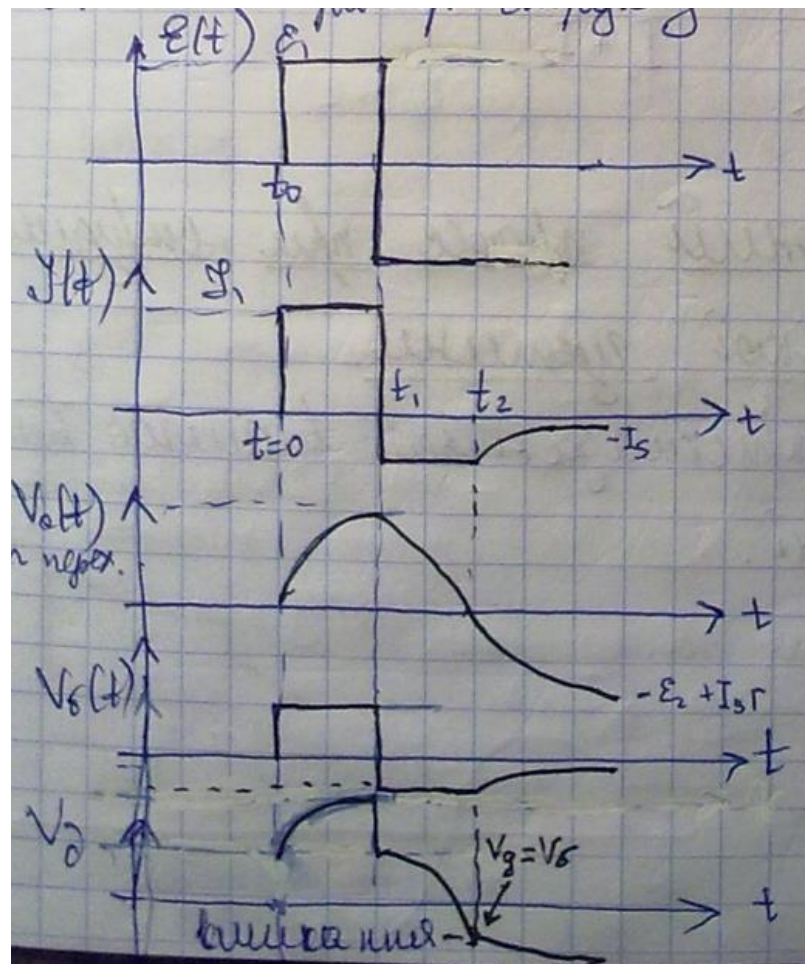
31. Перехідні процеси в діоді з р-п переходом. Малий рівень інжекції.

При різкій зміні напруги через діод напруга встановлюється протягом певного часу. Такий перехідний процес обумовлений інерційністю процесів,

що відбуваються в діоді. Струм в колі (див. рис.) визначатиметься

$$I(t) = \frac{\varepsilon(t) - V_d}{R}$$

Розглянемо випадок, коли відбувається стрибок напруги до ε_1 в момент часу t_0 , а в наступний момент часу t_1 – перемикання до від'ємного $-\varepsilon_2$.



При $t < t_0$ розподіл концентрації дірок в n- області буде відповідати p_{no} , при поданні напруги їх концентрація буде зростати (крива 1 на рисунку). Відповідно напруга на р-п переході буде поступово наростати. При перемиканні напруги до від'ємного значення напруга на переході спадатиме,

що означає розсмоктування неосновних носіїв (дірок) з n-області (проміжок часу від t_1 до t_2 , $t_{роз} = t_2 - t_1$). Потім відбувається встановлення струму насичення I_s . За досить великий час розподіл неосновних носіїв буде відповідати кривій 2.

Напруга на діоді V_d буде складатися з напруги безпосередньо на самому р-п переході V_0 і з напруги на опорі бази V_b , вигляд якої зрозумілий, оскільки це просто лінійний опір.

32. Гетероперехід. Класифікація гетеропереходів (різкі та плавні, ізотопні та анізотипні). Зонна діаграма гетеропереходу (побудова).

При контакті напівпровідників із різною шириною забороненої зони виникають гетеропереходи. Залежно від наявності домішок обидва напівпровідники, що утворюють гетероперехід, можуть мати :

- 1) Однаковий тип провідності – їх називають ізотопними
- 2) Різний тип провідності – їх називають анізотипними

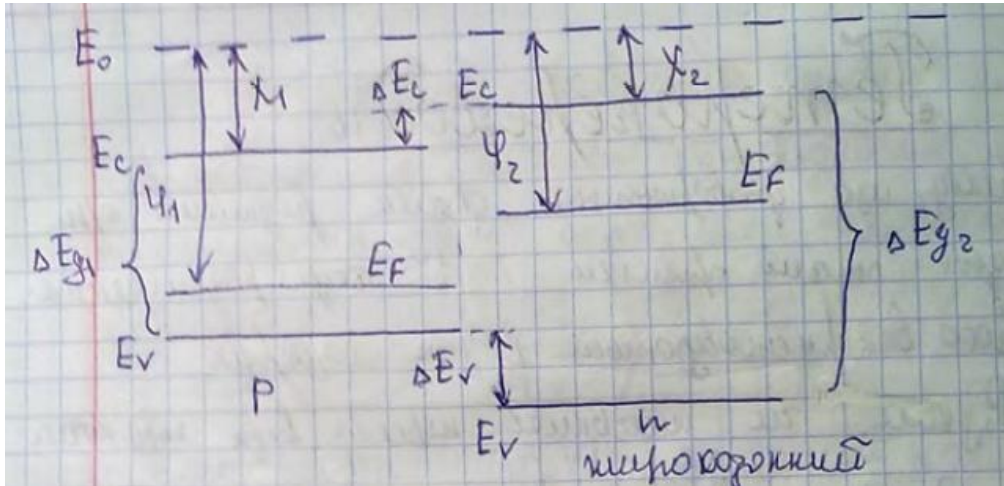
Різкий чи плавний гетероперехід визначається переходом між двома напівпровідниками, якщо $L_{\text{перех}} \sim a$, то різкий, якщо $L_{\text{перех}} > \lambda$, то плавний.

Побудова зонної діаграми гетеропереходу:

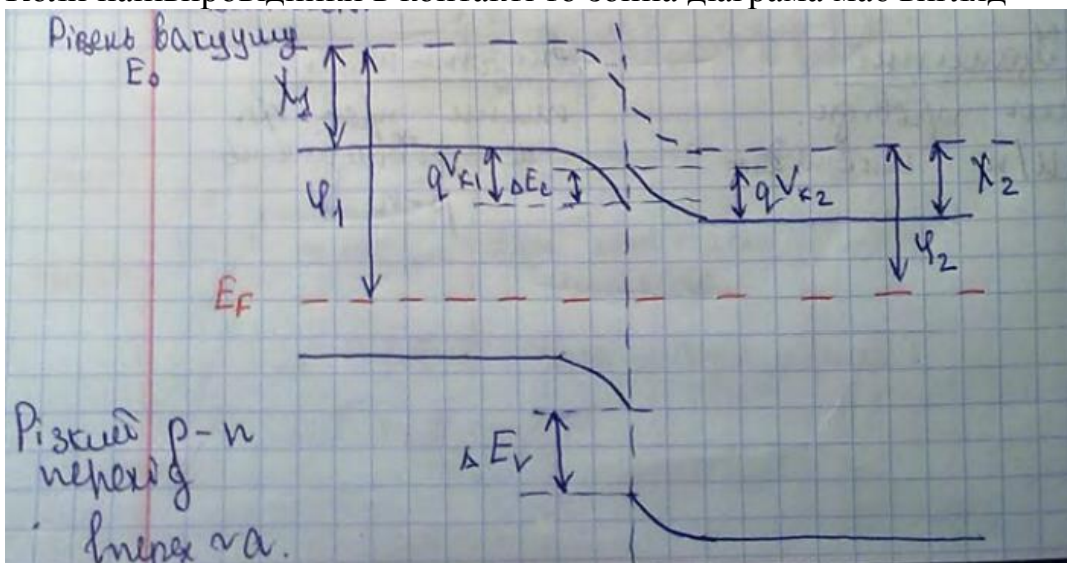
Нехай маємо такі напівпровідники :

- 1) $\Delta E_{g1} < \Delta E_{g2}$ (ширина забороненої зони першого напівпровідника менша ніж у другого)
- 2) $\varphi_1 > \varphi_2$ (робота виходу першого напівпровідника більша за роботу виходу другого)
- 3) $\chi_1 > \chi_2$

Тоді маємо



Коли напівпровідники в контакті то зонна діаграма має вигляд

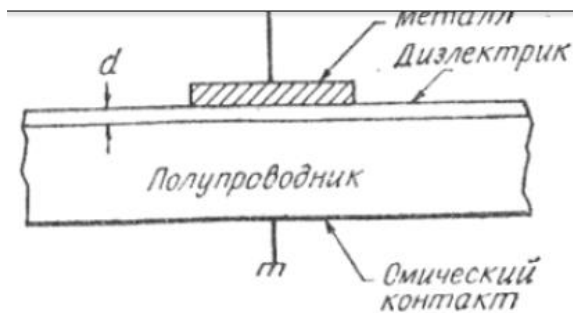


Висота бар'єру для дірок та електронів :

$$\varphi_{Bp} = qV_{k1} + qV_{k2} + \Delta E_v$$

$$\varphi_{Bn} = qV_{k1} + qV_{k2} - \Delta E_c$$

33. МДН - структури. Фізична модель ідеальної та реальної МДН - структури. Залежність заряду напівпровідника від поверхневого потенціалу. Вольт - фарадна характеристика ідеальної МДН структури.



Поняття «ідеальна МДН-структура» визначається наступним чином:

1) Роботи виходу електронів із метала і напівпровідника однакові ($\varphi_m - \varphi_s = 0$)

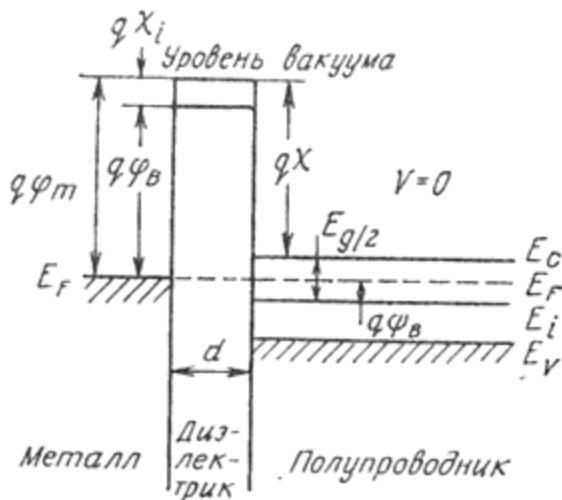
2) При будь-яких зміщеннях в структурі може існувати тільки заряд в її напівпровідниковій частині і рівний йому

заряд протилежного знаку на металічному електроді, який відділений від напівпровідника шаром діелектрика.

3) При постійній напрузі зміщення відсутній переніс заряду через діелектрик, тобто опір діелектрика допускається нескінченним.

Енергетична діаграма має вигляд(для n – типу(рис. 1.1))

1.1



.Неідеальність МДН структури:

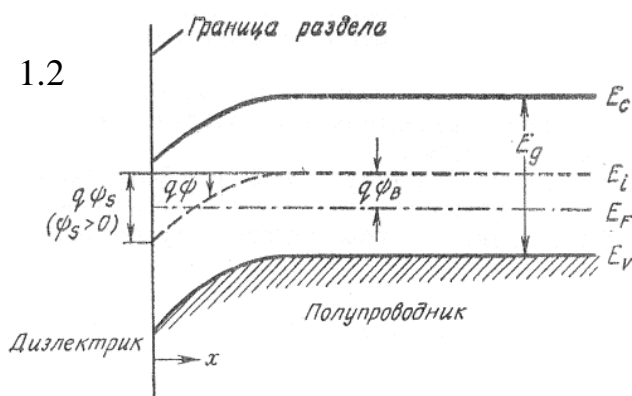
Фіксований заряд оксида і різниця робіт виходу електрона з металу і напівпровідника обумовлюють зсув напруги плоских зон МДН-структури V_{FB} .

Зонна діаграма (рис. 1.2) приповерхневої області напівпровідника р-типу. Потенціал ψ визначений по відношенню до об'єму підкладки ($\psi=0$ в її електронейтральній частині) і відраховується від власного рівня E_i .

Вигин зон на рисунку відповідає позитивному знаку потенціалу ψ_s . В режимі акумуляції $\psi_s < 0$, в режимі збіднення $\psi_B > \psi_s > 0$ і при інверсії $\psi_s > \psi_B$

Залежність потенціалу ψ від відстані до границі розділу x можна отримати за допомогою одномірного рівняння Пуасона

1.2



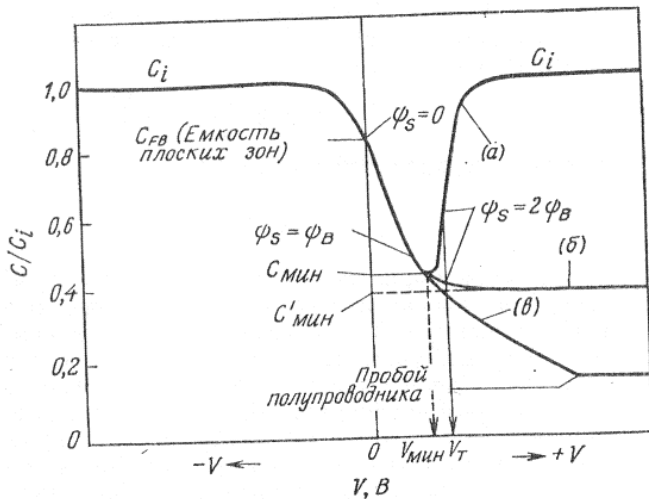
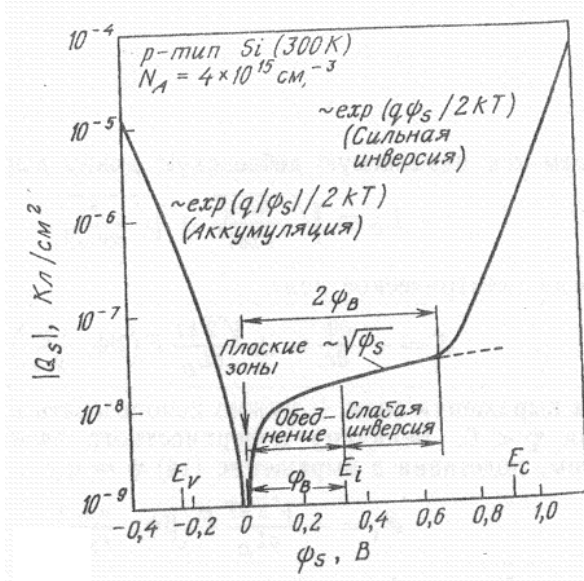
$$E = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{qL_D} F(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}).$$

Залежність густини об'ємного заряду (на одиницю площі границі розділу) від поверхневого потенціалу ψ_s для кремнію р – типу (рис. 1.3)

Повна ємність структури:

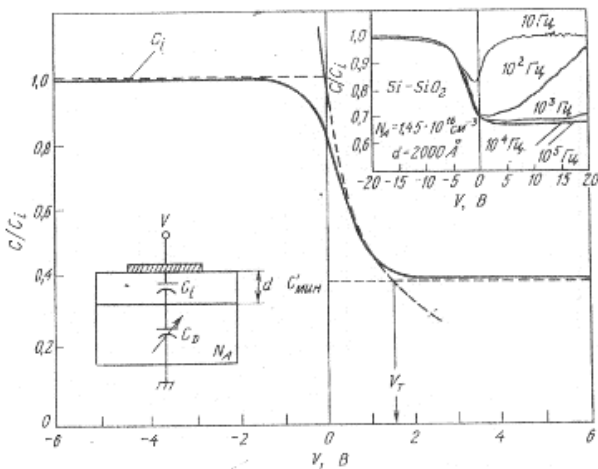
$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D}$$

що відповідає послідовному з'єднанню ємності напівпровідника C_D і ємності діелектрика $C_i = \epsilon_i/d$. Остання визначається товщиною діелектрика і є максимально можливою ємністю структури. Ємність напівпровідника змінюється при зміні напруги на структурі.



Вольт-фарадні криві ідеальної МДН-структури. (а) – в області низьких частот; (б) – в області високих частот; (в) – в режимі глибокого збіднення.

V_{min} . При поверхневому потенціалі $\psi_s = 2\psi_B$ починається сильна інверсія. Режиму слабкої інверсії відповідають потенціали $\psi_B < \psi < 2\psi_B$.



Високочастотну вольт-фарадну характеристику ідеальної МДН структури при $0 < V < V_T$ можна апроксимувати залежністю, яка отримана в наближенні збідненого шару (штрихова лінія), а при $V < 0$ і $V > V_T$ - постійними значеннями C_i і C'_{min} відповідно.

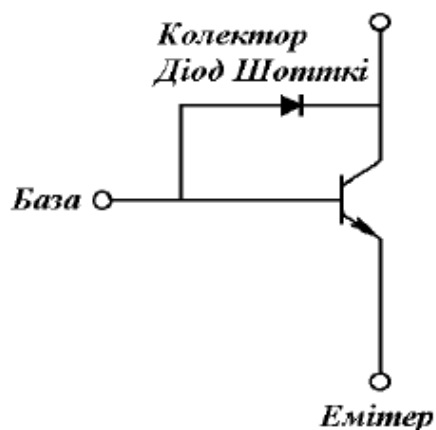
34.Застосування бар'єрів Шотткі

Основні фізичні властивості, що використовуються для побудови приладів на бар'єрах Шотткі.

- утворення області просторового заряду в приповерхневій області напівпровідника, величина якої змінюється при прикладанні зовнішньої напруги. Це дозволяє створювати ємності, які змінюють свої властивості в залежності від прикладеної напруги;
- відсутність інжекції неосновних носіїв заряду, що обумовлює велику швидкодію приладів на основі контактів метал - напівпровідник;
- можливість створення контактів до напівпровідників, які характеризуються лінійною залежністю струму від напруги, так званих омичних контактів. Вони є невід'ємним складом будь-якого напівпровідникового приладу;

Тому основна область використання контактів метал - напівпровідник є омичні контакти, високо - та надвисоко- частотні випрямлячі, підсилювачі та генератори, імпульсна техніка та інші.

В мікроелектроніці використовують у транзисторно - транзисторній логіці (для підвищення швидкодії).



Другим, найбільш ефектним прикладом використання унікальних властивостей контакту метал - напівпровідник в мікроелектроніці, є використання бар'єру Шоткі у якості затвора для створення надвисокочастотних транзисторів на GaAs.

З точки зору швидкодії та загального вигляду вольт-амперної характеристики бар'єру Шоткі цей прилад гарно вписується в загальні вимоги до детектуючого приладу. Він працює при малих потужностях НВЧ сигналу і, як правило, проводить квадратичне детектування прийнятого сигналу.

Імпульсні діоди використовуються в імпульсних електронних схемах (не тільки в цифрових мікроелектронних схемах). В таких схемах напівпровідниковий діод повинен мати властивості ідеального електронного ключа, тобто мати мінімальний (ідеально щоб від дорівнював 0) опір в прямому напрямку і високий опір (ідеально нескінченний) в зворотньому. При цьому перехід із одного стану в інший повинен відбуватися за дуже малий час. Найбільшу швидкодію мають імпульсні діоди на основі бар'єрів Шоткі на основі арсеніду галію та кремнію. Це пов'язано з тим, що ефекти накопичення та розсмоктування неосновних носіїв заряду в них відсутні.

35. Застосування $p-n$ -переходу.

Властивості електронно-діркових переходів знаходять практичне застосування у напівпровідникових **діодах**. Напівпровідниковим діодом називається електронний прилад з двома виводами, який містить один $p-n$ перехід. З усіх властивостей $p-n$ переходу найбільш істотним, безумовно, є його одностороння провідність, яка обумовлює можливість проходження струму через діод тільки у одному напрямі. Саме ця властивість знаходить широке застосування для випрямлення електричного струму, тобто перетворення змінного струму в постійний. Основні види діодів:

- **випрямляючі** - широко використовуються для перетворення змінного струму в постійний (точніше, в односпрямований пульсуючий).
- **стабілітрони** - напівпровідникові діоди, що працюють в режимі зворотного пробую та використовується як джерело опорної напруги.
- **варикапи** - конденсатори змінної ємності з електронним керуванням.

Принцип дії варикапу полягає у властивості електронно-діркового переходу ($p-n$ переходу) змінювати свою товщину в залежності від прикладеної напруги.

- **тунельні діоди** - напівпровідникові елементи електричного кола з нелінійною вольт-амперною характеристикою, на якій існує ділянка з від'ємною диференційною провідністю, наявність якої базується на квантовомеханічних ефектах. Застосовуються як підсилювачі, генератори тощо.

Транзистор — напівпровідниковий елемент електронної техніки, який дозволяє керувати струмом, що протікає через нього, за допомогою прикладеної до додаткового електрода напруги.

Транзистори є основними елементами сучасної електроніки. Зазвичай вони застосовуються в підсилювачах і логічних електронних схемах. У мікросхемах в єдиний функціональний блок об'єднані тисячі й мільйони окремих транзисторів.

За будовою та принципом дії транзистори поділяють на два великі класи: біполярні транзистори й польові транзистори. До кожного з цих класів входять численні типи транзисторів, що відрізняються за будовою і характеристиками.

Тиристор - напівпровідниковий прилад, виконаний на основі монокристала напівпровідника з трьома або більше $p-n$ -переходами, що має два стійких стани: закритий стан, тобто стан низької провідності, і відкритий стан, тобто стан високої провідності.

Тиристор можна розглядати як електронний вимикач (ключ). Основне застосування тиристорів - управління потужної навантаженням за допомогою слабких сигналів, а також перемикаючі пристрої.