

## Розділ 5. Явища переносу в напівпровідниках.

### 5.1. Кінетичне рівняння Больцмана.

Нерівноважні умови, які виникають під дією зовнішніх сил змінюють функцію розподілу. Завдяки ним в електронній системі можуть виникати потоки квазічастинок. Явища, які пов'язані з направленим їх рухом називаються явищами переносу. Найпростішими прикладами такого руху є електричний струм, теплопровідність, гальваномагнітні та термомагнітні явища і тому подібні процеси. Як правило, в таких явищах вважається, що концентрація носіїв заряду є рівноважною, або майже рівноважною. Задача аналізу таких процесів полягає в знаходженні функції розподілу в умовах дії зовнішніх сил. Знайти функцію розподілу в цьому випадку можна, якщо розв'язувати рівняння Больцмана.

Функція розподілу  $f$  є функція від  $\vec{k}, \vec{r}, t$ , тому повну похідну від цієї функції у загальному вигляді можна розписати наступним чином:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial k_x} \frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial k_y} \frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial k_z} \frac{\partial k_z}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \quad (5.1)$$

Враховуючи, що імпульс є:  $\frac{dk}{dt} = \hbar^{-1} F$  маємо:

$$\begin{aligned} \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \hbar^{-1} \left( \frac{\partial f}{\partial k_x} F_x + \frac{\partial f}{\partial k_y} F_y + \frac{\partial f}{\partial k_z} F_z \right) + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f = \\ \frac{\partial f}{\partial t} + \hbar^{-1} \frac{\partial f}{\partial E} \left( \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_k E \right) + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f \end{aligned} \quad (5.2)$$

Таким чином, вираз (5.2) відображає зміну функції розподілу за рахунок зовнішніх сил. Треба тепер врахувати, що в системі існують процеси, які намагаються повернути її до початкового стану, тобто до умови рівноваги. Це процеси зіткнення та розсіювання. Тому в рівняння (5.2) треба ввести зміну функції розподілу за рахунок зіткнень. Позначимо цей член  $\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{sim}$ , тоді повне рівняння буде наступним:

$$\frac{df}{dt} = \hbar^{-1} \frac{\partial f}{\partial E} \left( \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_k E \right) + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f - \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{sim} \quad (5.3)$$

Рівняння (5.3) має назву рівняння Больцмана. В умовах стаціонарності  $\left( \frac{df}{dt} = 0 \right)$ , в однорідному напівпровіднику, коли відсутні градієнти температури, функція розподілу не залежить від координати  $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f = 0)$  і в цьому випадку рівняння значно спрощується і має вигляд:

$$\hbar^{-1} \frac{\partial f}{\partial E} \left( \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_k E \right) = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{sim} \quad (5.4)$$

В загальному випадку вираз для  $\left(\frac{\mathcal{F}}{\partial}\right)_{sim}$  знайти важко, тому для простоти будемо вважати, що ступінь відхилення нерівноважної функції розподілу  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  від рівноважної  $f_0(\vec{k}, \vec{r}, t)$  незначний і тоді можна вважати, що швидкість зміни  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  внаслідок зіткнень буде пропорційною ступені відхилення  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  від рівноважного стану  $f_0(\vec{k}, \vec{r}, t)$ . Це значить, що можна записати:

$$\left(\frac{\mathcal{F}}{\partial}\right)_{sim} = -\frac{f(\vec{k}, \vec{r}, t) - f_0(\vec{k}, \vec{r}, t)}{\tau_p} \quad (5.5)$$

Такий запис члену, який відображає релаксацію зовнішнього збудження системи, має рацію, бо розв'язок рівняння (5.5) матиме вигляд:

$$f = f_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (5.6)$$

Отже при зникненні зовнішніх сил система повертається до рівноважного стану у відповідності з релаксацією, що має місце для нерівноважних носіїв (5.6). Тоді в стаціонарних умовах для однорідного напівпровідника рівняння Больцмана матиме вигляд:

$$\hbar^{-1} \frac{\mathcal{F}}{\partial E} \left( \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_k E \right) = -\frac{f - f_0}{\tau_p} \quad (5.7)$$

## 5.2. Електропровідність напівпровідників (невироджений та вироджений випадки).

Розглянемо дію зовнішнього електричного поля. Нехай вздовж осі  $x$  прикладене зовнішнє електричне поле  $E_x$ , тоді сили, що діють на електрон будуть:  $F_x = -eE_x, F_y = 0, F_z = 0$ . Будемо, як і раніше вважати,  $f$  мало відрізняється від  $f_0$ . Скористаємося очевидним співвідношенням  $\frac{\partial E}{\partial k_x} = \hbar V_x$ ,  $(V = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{dE}{dk})$ , тоді використовуючи (5.7), отримаємо:

$$V_x e E_x \frac{\mathcal{F}_0}{\partial E} = \frac{f - f_0}{\tau_p} \quad (5.8)$$

Звідки:

$$f = f_0 + e E_x V_x \frac{\mathcal{F}_0}{\partial E} \tau_p \quad (5.9)$$

Таким чином рух електронів під дією зовнішнього поля визначається зміною об'єму  $k$  простору величиною  $dk_x dk_y dk_z$ , ясно помножений на їх густину станів  $N(k)$ . Тобто числом -  $f \cdot N(k) dk_x dk_y dk_z$  та швидкістю їх руху  $V_x$ . Повний струм через одиничний об'єм у цьому випадку може бути записаний, як:

$$j_x = -e \int f(k_x, k_y, k_z) N(k_x, k_y, k_z) V_x dk_x dk_y dk_z \quad (5.10)$$

Розглянемо, як можна записати густину станів  $N(k)$ . Як ми вже говорили у параграфі 1. Хвильовий вектор  $k$  є квазідискретна величина з дискретністю

$k = \frac{2\pi}{L}n$ . Крок дискретності дорівнює  $\frac{2\pi}{L}$ , тому в інтервалі  $dk_x$  буде кількість станів  $\frac{L \cdot dk_x}{2\pi}$ . В тривимірному випадку ця величина буде  $\frac{L^3 \cdot dk_x dk_y dk_z}{(2\pi)^3}$ . В одиничному об'ємі це буде:  $\frac{dk}{8\pi^3}$ . Якщо ще врахувати можливість мати електрону два положення спіну тоді:  $\frac{dk}{4\pi^3}$ . Враховуючи (5.9) та все, що викладено вище, для густини струму (5.10) отримаємо:

$$j_x = -\frac{e^2 E_x}{4\pi^3} \int V_x^2 \tau_p \frac{df_0}{dE} dk \quad (5.11)$$

Знайдемо величину  $\frac{df_0}{dE}$ . Це можна зробити диференціюючи безпосередньо вираз для  $f_0(E)$  і тоді ми отримаємо:

$$\frac{df_0}{dE} = -\frac{f_0(1-f_0)}{kT} \quad (5.12)$$

З врахуванням (5.12) та той факт, що якщо  $f$  мало відрізняється від  $f_0$ , то і  $E$  від  $E_0 = \frac{3kT}{2}$  (тобто  $\frac{mV_x^2}{2} = \frac{E}{3}$ ,  $V_x^2 = \frac{2E}{3m}$ ) та  $dk \sim \text{const} \cdot E^{\frac{1}{2}} dE$ , (5.11) перетвориться в:

$$j_x = \frac{e^2 E_x}{4\pi^3 kT} \int \frac{2E \tau_p}{3m} f_0(1-f_0) dk \sim \frac{e^2 E_x}{6\pi^3 kTm} \int E^{\frac{3}{2}} \tau_p(E) f_0(1-f_0) dE \quad (5.13)$$

Розглянемо окремо невинроджений та винроджений випадок для електронів у напівпровіднику.

Невинроджений випадок. У цьому випадку можна вважати, що  $f_0 \ll 1$ , тоді  $1-f_0 \approx 1$ . Тоді інтеграл (5.13) спрощується. Якщо будемо шукати середні величини, згідно з означенням середнього:  $\langle \tau_p \rangle = \frac{\int \tau_p(E) f_0 E^{\frac{3}{2}} dE}{\int f_0 E^{\frac{1}{2}} dE}$  та

врахуємо, що:  $4\pi^3 \int N(E) f_0 dE = 4\pi^3 n$ , матимемо:

$$j_x = \frac{e^2 E_x}{6\pi^3 kTm} \langle \tau_p \rangle \frac{3kT}{2} 4\pi^3 n = \frac{e^2 E_x n}{m} \langle \tau_p \rangle = en \langle V_x \rangle \quad (5.14)$$

В цьому виразі середня швидкість електрона у зовнішньому електричному полі визначається середнім часом релаксації і може бути записана як:

$$\langle V_x \rangle = \frac{j_x}{en} = \frac{eE_x \langle \tau_p \rangle}{m_e} = \frac{e \langle \tau_p \rangle}{m_e} E_x = \mu_n E_x \quad (5.15)$$

В (5.15) введений новий параметр, що характеризує розсіювання електронів (носіїв заряду) в напівпровіднику. Цей параметр має назву рухливість носіїв заряду і має розмірність  $\frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{В}}$ . В нашому випадку це рухливість електронів. Тоді густина струму запишеться як:

$$j = en \mu_n E_x \equiv \sigma E_x \quad (5.16)$$

Аналогічно до ( 5.15 ) для дірок можна отримати рухливість дірок, яка буде визначатись наступним чином:

$$\langle V_x \rangle = \frac{j_p}{ep} = \frac{eE_x \langle \tau_p \rangle}{m_h} = \frac{e \langle \tau_p \rangle}{m_h} E_x = \mu_h E_x$$

Таким чином, провідність зразка у випадку, коли струм переносять електрони і дірки, може бути записана слідуєчим чином:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_h) \quad (5.17)$$

У випадку виродженого напівпровідника з врахуванням того, що  $f_0 = 1$  для  $E < E_F$  і  $f_0 = 0$  при  $E > E_F$  матимемо:

$$j_x = \frac{2e^2 E_x n}{3m} \cdot \frac{\int \tau_p(E) E^{\frac{3}{2}} \frac{df_0}{dE} dE}{\int f_0 E^{\frac{1}{2}} dE} \quad (5.18)$$

Зараз треба врахувати, що  $\frac{df_0}{dE} \in \delta$  - функція у околі  $E_F$ . В цьому випадку всі множники, що стоять під інтегралом (5.18), слабо змінюються від енергії всюди, окрім точки  $E_F$ . В такому випадку інтеграл буде дорівнювати самій функції в точці  $E_F$  і ми матимемо:

$$\int_0^\infty \tau_p(E) E^{\frac{3}{2}} \frac{df_0}{dE} dE = \tau_p(E_F) E_F^{\frac{3}{2}} \quad (5.19)$$

$$\int_0^\infty f_0(E) E^{\frac{1}{2}} dE \approx \int_0^{E_F} E^{\frac{1}{2}} dE = \frac{2}{3} E_F^{\frac{3}{2}}$$

Тоді вираз для струму (5.18), з врахуванням (5.19), може бути записаний у такому вигляді:

$$j_x = \frac{2e^2 E_x n \tau_p(E_F) E_F^{\frac{3}{2}}}{3m_e \frac{2}{3} E_F^{\frac{3}{2}}} = \frac{e^2 E_x n \tau_p(E_F)}{m_e} \quad (5.20)$$

Використовуючи означення рухливості, що введене вище матимемо:

$$j_x = en \frac{e \tau_p(E_F)}{m_e} E_x = en \mu_n E_x \quad (5.21)$$

Де:  $\mu_n = \frac{e \tau_p(E_F)}{m_e}$  є рухливість електронів з енергією Фермі. У відповідності до

попереднього випадку для дірок можна записати  $\mu_p = \frac{e \tau_p(E_F)}{m_h}$ .

Таким чином, використовуючи вирази для струму у випадках неvirодженого або виродженого напівпровідників ми можемо отримати вираз для струму. Більше того, якщо ми знаємо, як залежить концентрація носіїв заряду від температури і будемо знати, як залежить рухливість від температури, то ми зможемо знайти залежність струму від температури.

### 5.3. Залежність електропровідності від температури.

Ми бачимо, що і у випадку невідродженого і вродженого напівпровідника  $\mu_{n,h} \sim \tau_p$ , де  $\tau_p$  - залежить від температури у відповідності з механізмами розсіювання. З попереднього розгляду нам відомі три механізми розсіювання носіїв заряду, а саме: на теплових коливаннях кристалічної ґратки  $\sim T^{-\frac{3}{2}}$ ; на іонізованих домішках  $\sim T^{\frac{3}{2}}$  та на нейтральних домішках  $\sim T^0$ . Оскільки струм через зразок у електричному полі прямо пропорційно залежить від рухливості, то значить і його залежність від температури буде визначатись механізмом розсіювання носіїв заряду. Експериментальні дослідження показують, що залежність рухливості від температури має максимум.

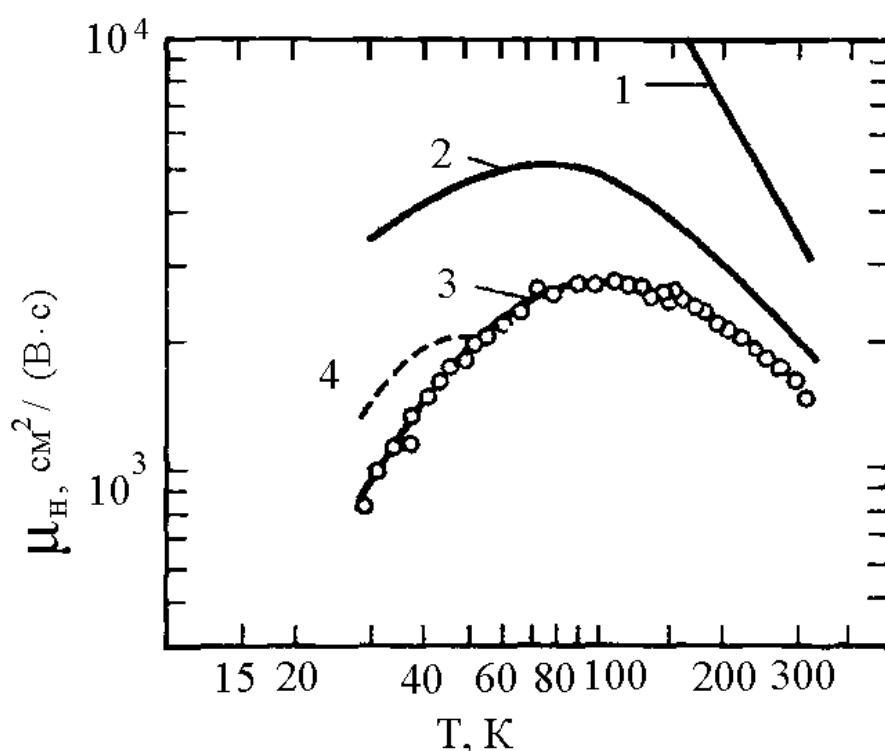


Рис.5.1. Залежність рухливості від температури для зразків германію. 1) нелегований зразок  $n$  - типу; 2) легований сурмою до концентрації  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 3) легований цинком; 4) той же зразок при освітленні.

Дійсно, при дуже низьких температурах, розсіювання може бути лише на нейтральних домішках і не залежить від температури. При тепловій іонізації домішок з підвищенням температури рухливість буде рости у відповідності до закону  $T^{\frac{3}{2}}$ ; при значному зростанні температури збудження фононної системи призведе до росту кількості фононів, на яких має місце розсіювання носіїв заряду і рухливість почне падати. Оскільки струм визначається добутком концентрації на рухливість, а концентрація носіїв заряду, в свою чергу,

змінюється від температури, то залежність повної провідності від температури від температури може мати вигляд, що наведений на рис.5.2.

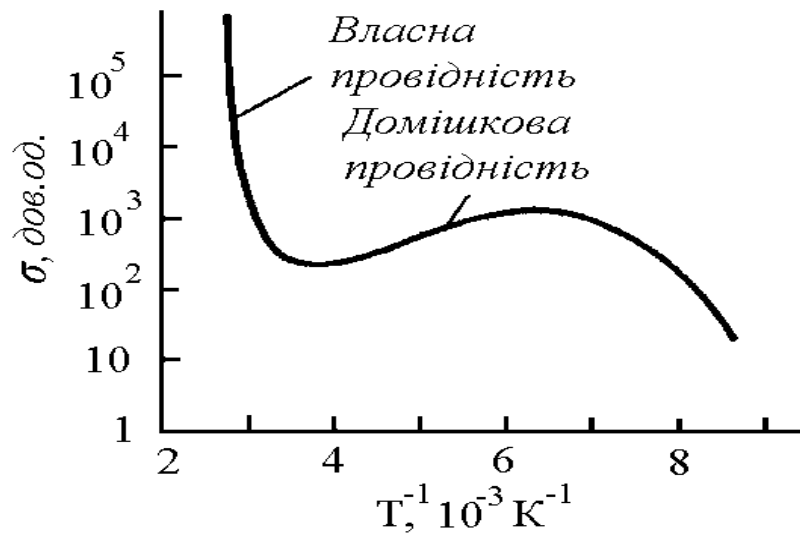


Рис.5.2. Залежність повної провідності від температури може мати вигляд.

В області виснаження домішки ми можемо спостерігати або збільшення струму, або його незалежність від температури, або, невідь зменшення струму, при збільшенні температури. Як ми і говорили вище, це визначається конкретними процесами розсіювання, що до речі, можуть відрізнятися від тих, про які йшлося вище. Наприклад, ми не розглядали розсіювання на оптичних фононах, двохфононне розсіювання, електрон-електронне розсіювання. Оскільки всі механізми діють в напівпровіднику одночасно, то залежність рухливості від температури може бути складнішою, ніж про яку йшлося вище.

Для напівпровідників, що мають найбільше практичне значення, в Табл. Наведені типові експериментальні значення рухливості носіїв заряду.

Табл. 5.1. Експериментальні значення рухливості електронів та дірок в напівпровідниках, що найбільш широко використовуються в напівпровідниковій електроніці.

Напів- Провідни к	Рухливість Електронів, См <sup>2</sup> /(В.с)		Рухливість Дірок, См <sup>2</sup> /(В.с)	
	300 К	77 К	300 К	77 К
Si	1500	3710	600	1160
Ge	3900	4550	1900	4370
GaAs	8500	21000	420	4200
Insb	78000	1200000	750	10000

Додамо ще кілька слів, що-до загального розв'язку рівняння (5.10). Як ми вже знаємо ефективна маса є тензор, тому, у загальному випадку  $\sigma$  є також тензор третього порядку. Тому у загальному випадку обчислення електропровідності під дією зовнішніх сил (електричного і магнітного поля), що зорієнтовані у просторі у будь-якому напрямку, можна сформулювати так. Розв'язується рівняння Больцмана і знаходиться збуджена функція розподілу; далі знаходяться відповідні потоки і можна знайти вираз для струму. Це є найбільш загальна схема розгляду явищ переносу.

#### 5.4. Гальваномагнітні та термомагнітні явища. Слабке та сильне магнітне поле.

Розглянемо, що буде відбуватися в системі, якщо ми прикладемо до напівпровідника поряд з електричним полем ще й магнітне. Можливі два варіанти прикладання зовнішнього магнітного поля: і) перпендикулярно до електричного поля; ii) вздовж електричного поля. Розглянемо перший випадок.

Будемо вважати, що магнітне поле  $H$  прикладене перпендикулярно до напрямку електричного поля і кут між цими полями становить  $\pi/2$  (якщо ж  $H$  паралельно  $E$ , то зрозуміло, що сила буде дорівнювати 0, у відповідності до (5.22)). Тоді сила, яка діє на електрон, що рухається зі швидкістю  $V_x$  (тобто сила Лорентца) може бути записана наступним чином:

$$F_L = -e[V_x \times B] \quad (5.22)$$

Де  $B$  - магнітна індукція, яка є силовою характеристикою магнітного поля  $H$  у середовищі напівпровідника з магнітною сприйнятливістю  $\mu_B$  (так, що в системі СІ  $B = \mu_B \mu_0 H$  де  $\mu_0$  - абсолютна магнітна сприйнятливість).

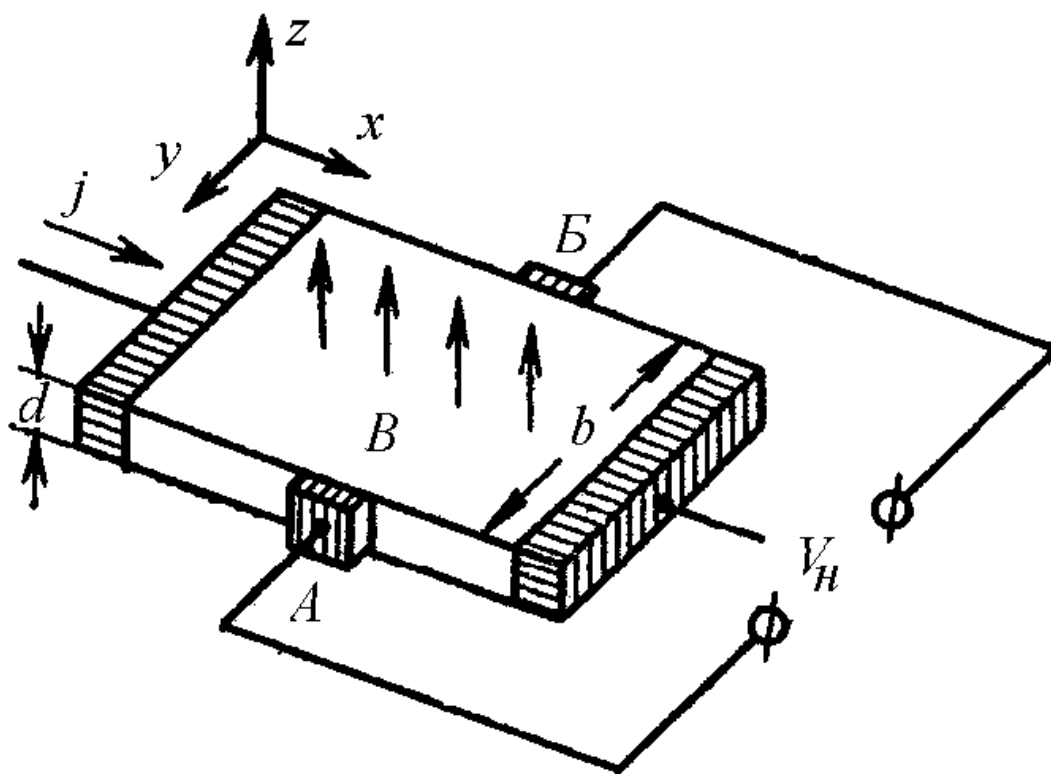
З (5.22) бачимо, що  $F_L \sim V_x \sim \mu_n E_x \sim \tau_p(E)$ . Це означає, що сила Лорентца по різному діє на носії з різною енергією. Строго кажучи, (5.22) є векторний добуток  $V_x$  на  $B$  і, згідно з цим, ми можемо визначити напрямок дії сили Лорентца. Таким чином під дією сили Лорентца носії заряду відхиляються до бокової грані зразка і накопичуються на ній. У зразку, в наслідок такого накопичення, виникає поперечне поле, так зване поле Хола, а сам цей ефект носить назву ефекту Хола. Сили, що викликані полем Хола, діють проти сили Лорентца. В стаціонарному випадку ця сила компенсує силу Лорентца і поперечний струм дорівнює нулю. Але ця компенсація здійснюється лише в середньому, а не для кожного носія заряду, бо з того, що викладено вище видно, що сила Лорентца різна для носіїв, які мають різну швидкість, тобто енергію. Тому для носіїв, які мають велику енергію  $F_L > F_{Hol}$ , а для носіїв з низькою -  $F_L < F_{Hol}$ . Таким чином, внаслідок присутності  $H \perp J$ , виникає викривлення траєкторії руху різне (по напрямку та радіусу) для носіїв заряду, що мають різну енергію.

На основі проведеного вище розгляду можна розглянути різні гальваномагнітні явища, яких може бути чотири. А саме: і) ефект Хола

(відхилення носіїв заряду у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля); ii) ефект магнетоопору (зміна швидкості дрейфу носіїв заряду в наслідок впливу магнітного поля); iii) ефект Етінгсхаузена (виникнення поперечної різниці температур у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля); iv) ефект Нернста (виникнення повздовжньої різниці температур у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля).

Розглянемо якісно головну фізичну ідею цих явищ. Щоб розглянути ці явища кількісно, ми повинні рухатися за схемою, яка описана у попередньому параграфі, тобто знаходити зміни у функції розподілу при прикладанні зовнішньої електричної та магнітної сили одночасно і потім розрахувати відповідні потоки часток, які і дадуть нам відповідні струми.

Ефект Хола. Ефект Хола це єдиний гальваномагнітний ефект, який існує у випадку навіть коли  $\tau_p(E) = \text{const}$ . Розглянемо саме цей випадок, бо він найпростіший для аналізу. Хай геометричні розміри нашого зразка будуть такими, як зображені на рис.



А)

Рис. 5.3. (а) Геометричні розміри зразка при ефекті Хола. Де  $b$  є ширина зразка;  $d$  є його товщина.



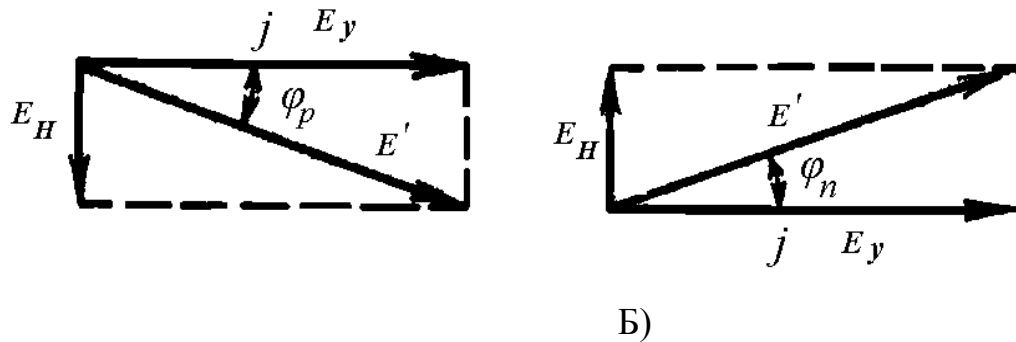


Рис. 5.3. (б).Кут Хола в напівпровіднику  $p$  та  $n$  - типів..

Якщо  $\tau_p(E) = \text{const}$ , тобто час релаксації не залежить від енергії, а це можливо, коли розсіювання носіїв відбувається на нейтральних домішках, то для всіх носіїв виконується:

$$F_L = F_H = eV_x B = eE_y = e\mu E_x B = eE_y \quad (5.23)$$

Зазначимо для того, щоб не було непорозумінь, що  $\mu$  без індексів є рухливість або електронів, або дірок. Отриманий вираз (5.23) говорить про те, що під дією зовнішнього поля  $H$  результуюче електричне поле повертається на де-який кут  $\theta$  відносно координати  $x$  і цей кут дорівнює:

$$\theta = \arctg \frac{E_y}{E_x} = \mu B \quad (5.24)$$

І називається кутом Хола. На рис. (б)

Визначимо з (5.23) величину  $E_y$  припустивши, що наш напівпровідник є напівпровідником  $p$  типу, тоді  $E_y$  дорівнюватиме:

$$E_y = \mu_h E_x B = \frac{pe\mu_h BE_x}{pe} = R_j B \quad (5.25)$$

З рис.Рис. 5.3. (а) видно, що повний струм можна записати, як  $I = jbd$ , а напруга Хола може бути записана у вигляді:

$$V_{\text{Хол}} = E_y b = R_{e,h} B I \frac{b}{bd} = R_{n,h} B I \frac{1}{d} \quad (5.26)$$

Де  $R_e = \frac{1}{en}$  для напівпровідника  $n$  - типу;  $R_h = \frac{1}{ep}$  для напівпровідника  $p$  - типу.

Отриманий результат говорить про те, що вимірюючи  $V_{\text{Хол}}$  можна визначити знак і концентрацію носіїв заряду. Враховуючи вираз (5.21), що визначає струм через зразок та вимірюючи в одному експерименті і струм, і напругу Хола (5.25), можна визначити рухливість носіїв заряду. Досліджуючи одночасно електропровідність та ефект Хола в залежності від температури можна знайти залежність концентрації від температури, енергію активації, залежність рухливості від температури, отже визначити механізми розсіювання носіїв заряду.

Розглянемо ситуацію, яка має місце при ефекті Хола глибше. Невеликі кути Хола (5.24) означають, що відхилення носіїв заряду в магнітному полі у порівнянні з їх рухом без поля невелике. Але можлива ситуація, коли магнітне

поле, отже і сила Лоренца настільки велика, що носій у магнітному полі може обертатися з так званою циклотронною частотою обертання:  $\omega_c = \frac{e}{m} B$ . В той же час  $\mu_{e,h} B = \frac{e \tau_p}{m_{e,h}} B$ . Математично умова повного оберту носія або лише його відхилення на деякий кут у магнітному полі означає, що  $\omega_c \tau_p \gg 1$ . Враховуючи те, що викладено вище, виникає критерій слабкого та сильного магнітного поля, який полягає в наступному. Умова слабкого поля є  $\mu_{e,h} B < 1$  - це умова, коли виникає лише відхилення носія у магнітному полі; умова сильного поля  $\mu_{e,h} B > 1$  - це умова виникнення обертання носія у магнітному полі з циклотронною частотою.

Загальний розрахунок ефекту Хола, з урахуванням, що  $\tau_p(E)$  для сильного магнітного поля дає такий же самий результат, як і для слабкого магнітного поля ( $R = \frac{1}{ne}$ ,  $R = \frac{1}{pe}$ ). Це пояснюється тим, що в кінцевому виразі для сильного магнітного поля роль  $\tau_p$  відіграє  $T_c$ . А ця величина не залежить від енергії, в межах наших припущень. Тому в сильних магнітних полях ми отримуємо результат, такий же, як і у випадку  $\tau_p = const$ . В слабкому магнітному полі, при врахуванні залежності  $\tau_p(E) = F(E)$  одержуємо поправку до  $R$ , яка залежить від механізму розсіювання, у вигляді:

$$R = \frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} \cdot \frac{1}{ne} \quad \text{або} \quad R = \frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} \cdot \frac{1}{pe} \quad (5.27)$$

При розсіюванні на акустичних коливаннях ґратки (акустичних фононах)  $\frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} = \frac{3\pi}{8} \approx 1,178$ , при розсіюванні на іонізованих домішках цей додатковий множник дорівнює 1,93. В літературі співвідношення  $\frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2}$  отримало назву Хол-фактор.

У випадку біполярного напівпровідника траєкторії руху носіїв заряду викривляються навіть у випадку  $\tau_p = const$ . Дійсно, в цьому випадку і електрони і дірки відхиляються магнітним полем на один й той самий бік кристалу. В стаціонарному випадку  $j_e + j_h = 0$ . Послідовний розгляд цієї ситуації дає вираз для сталої Хола:

$$R = \frac{1}{e} \cdot \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{(p\mu_h + n\mu_e)^2} \quad (5.28)$$

Врахування залежності  $\tau_p(E)$  дає в цьому випадку невелику поправку.

Таким чином, навіть простий розгляд ефекту Хола дає досить точний результат. Зведено розгляду, ми бачимо, що дослідження ефекту Хола вельми інформативні, тому ці дослідження є найбільш поширеними для визначення основних параметрів напівпровідників.

Ефект магнетоопору. Як ми вже говорили вище, цей ефект полягає в зміні швидкості дрейфу носіїв заряду під впливом зовнішнього магнітного поля. Цей

ефект ще називається ефектом Гауса. Він полягає в наступному. У відсутності магнітного поля напрямок струму  $j$  співпадає з напрямком вектора напруженості електричного поля  $E$ . Коли з'являється магнітне поле напрямки  $j$  і  $E$  не співпадають, це призводить до необхідності врахування лише проекції вектора  $E$  на напрямок  $j$ . Величина магнетоопору характеризується відносною зміною опору (електропровідності) в середній частині довгого напівпровідникового зразка. В монополярному напівпровіднику цей ефект існує лише при існуванні залежності  $\tau_p(E)$ . Послідовний розрахунок дає для відносної зміни опору вираз:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{e^2 B^2}{m^2} \cdot \frac{\langle \tau_p^3 \rangle - \langle \tau_p \rangle^2}{\langle \tau_p^2 \rangle^2} \quad (5.29)$$

В сильному магнітному полі залежність від  $B$  зникає, бо при цих умовах процеси дрейфу будуть визначатися  $\omega_c \sim T_c^{-1}$  і, як ми зазначали вище, не залежить від  $E$ . Загальний вигляд магнетоопору в залежності від магнітного поля наведений на рис. 5.4.

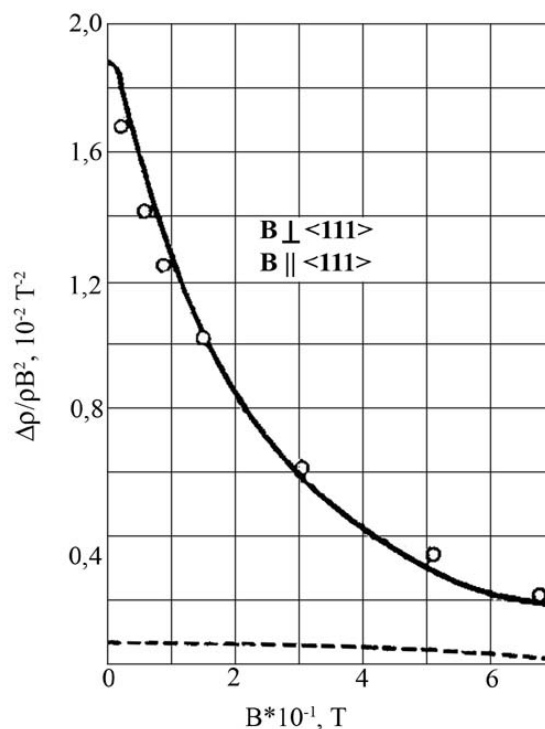


Рис. 5.4. Загальний вигляд магнетоопору в залежності від магнітного поля для  $p$ -Ge при температурі 205 К.

Кількісний аналіз залежності, яка наведена на рис.5.4 дає: і) для випадку розсіювання носіїв заряду на акустичних фононах  $\frac{\sigma_0}{\sigma_\infty} \approx 1,13$ ; ii) для розсіювання

на іонізованих домішках  $\frac{\sigma_0}{\sigma_\infty} \approx 3,4$ . Залежність електропровідності від напруженості магнітного поля можна підсилити, якщо виключити холівське поле, яке частково, або повністю знімає викривлення траєкторії руху носіїв. Найбільш просто цього досягти за допомогою виготовлення короткого зразка.

В такому випадку холівське поле буде закорочене металевими контактами і  $F_{\text{хол}} = 0$ . В цьому випадку  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\frac{(\mu B)^2}{2}$ . В довгому зразку цей ефект підвищує опір приконтактних областей. При існуванні носіїв різного типу викривлення траєкторій буде і при  $\tau_p = \text{const}$ . В довгому зразку в цьому випадку  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \neq 0$ .

Ефект Етінгсхаузена полягає в тому, що виникає поперечна різниця температур у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля. Дійсно, згідно з (5.22), сила, що діє на носій, який рухається в кристалі визначається швидкістю руху цього носія. Отже і радіус кривизни його траєкторії буде залежати від його швидкості. Таким чином, відхиляючись на одну грань носії, що мають більшу швидкість, отже і більшу температуру, будуть призводити до того, що одна грань буде мати більшу температуру, ніж інша. Кількісно цей ефект невеликий і становить частку градусу. Оцінити його величину можна з виразу:

$$\frac{dT}{dy} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{2r-1}{2} \cdot \frac{R\sigma}{\chi_p + \chi_e} j_x H \quad (5.30)$$

У цьому виразі:  $r \in \text{Хол}$  фактор;  $\chi_p, \chi_e$  - теплопровідність відповідно для дірок та електронів, інші позначення загальновідомі. Таким чином ефект Етінгсхаузена є поперечним ефектом.

Наступним гальваноманітним ефектом є ефект Нернста, який полягає в тому, що виникає повздовжня різниця температури у магнітному полі. З виразу (5.22) видно, що на швидкі носії буде діяти більша сила, яка призведе до того, що вони відокремляться геометрично від повільних, на які буде діяти менша сила. Це призведе до того, що вздовж грані, на яку вони будуть відхилятися, виникне градієнт температури. Отже ефект Нернста є повздовжнім ефектом.

Так само, як ми розглядали чотири гальваноманітні ефекти існують чотири термомагнітні ефекти. Зміст їх полягає в наступному. Уявімо собі, що у зразку існує градієнт температури ( $\Delta T \neq 0$ ). Зовнішнє магнітне поле може бути прикладене перпендикулярно та паралельно до градієнта температури. Електричне поле до зразка не прикладається. Ясно, що там де температура вища, концентрація носіїв у зразку буде вища, по відношенню до холодного кінця зразка. В наслідок дифузії носіїв заряду виникнуть їх дифузійні потоки у відповідності до градієнта температури. Ці потоки носіїв повинні взаємодіяти з магнітним полем призводячи до існування певних ефектів. Ці ефекти слідуєчі: i) ефект Риги - Ледюка (виникнення поперечної різниці температур; ii) ефект Нернста - Етінгаузена (виникнення поперечної різниці потенціалів); iii) повздовжній ефект Риги - Ледюка (зміна електронної теплопровідності); iv) Повздовжній ефект Нернста - Етінгаузена (виникнення повздовжньої різниці потенціалів).

Розглянемо ці ефекти якісно.

Ефект Риги - Ледюка. При дифузії гарячих та холодних носіїв внаслідок взаємодії з магнітним полем відбувається їх відхилення на різні грані кристалу. При цьому виникає градієнт температури вздовж  $y$  координати ( $\frac{\partial T}{\partial y} \neq 0$ ).

Величина цього ефекту є:  $\frac{\partial T}{\partial y} = SB \frac{\partial T}{\partial x}$  де:  $S \neq 0$  навіть при  $\tau_p = const$  і називається коефіцієнтом Риги - Ледюка. Точний розрахунок коефіцієнта Риги - Ледюка дає:  $S = -\frac{n\mu_e^2}{e\Theta T} \left[ \frac{\langle E^2 \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} + \frac{\langle E \tau_p \rangle^2 \langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^4} - \frac{2 \langle E^2 \tau_p^2 \rangle \langle E \tau_p \rangle}{\langle \tau_p \rangle^3} \right]$

Де  $\Theta$  є коефіцієнт теплопровідності.

Ефект Нернста - Етінгаузена. В монополярному випадку існує тільки при  $\tau_p(E)$ . Швидкість руху носіїв, як ми вже зазначали визначається величиною  $\tau_p(E)$  і значить вона буде різна для “теплих” і “холодних” носіїв. Відповідно буде різна сила Лорентца, яка діє на них у напрямку перпендикулярному до їх руху. Як наслідок цієї дії виникає поперечний струм, а в стаціонарному стані має місце поперечна різниця потенціалів:  $E_y = QB \frac{\partial T}{\partial x}$ .  $Q$  - коефіцієнт Нернста - Етінгаузена, який при точному розрахунку дорівнює:

$Q = \frac{\mu_{e,h}}{T} \left[ \frac{\langle E \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} - \frac{\langle \tau_p^2 \rangle \langle E \tau_p \rangle}{\langle \tau_p \rangle^3} \right]$ . Якщо відомий механізм розсіювання, тоді можна знайти вираз у квадратних дужках, отже і знайти величину ефекту і, таким чином, визначити рухливість носіїв заряду.

Повздовжні ефекти Риги - Ледюка (зміна електронної теплопровідності); та Нернста - Етінгаузена (виникнення повздовжньої різниці потенціалів) можуть бути розглянуті аналогічно.

Таким чином, всі гальваномагнітні та термомагнітні ефекти можна звести до такої таблиці.

Табл. 5.2. Гальваномагнітні та термомагнітні ефекти

ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ	Поперечні	Повздовжні
	Ефект Хола (відхилення носіїв заряду у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля)	Ефект магнетоопору (зміна швидкості дрейфу носіїв заряду в наслідок впливу магнітного поля)
	Ефект Етінгсхаузена (виникнення поперечної різниці температур у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля)	Ефект Нернста (виникнення повздовжньої різниці температур у магнітному полі, що перпендикулярне до напрямку електричного поля).
	Ефект Риги - Ледюка	Ефект Риги - Ледюка

ТЕРМОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ	(виникнення поперечної різниці температур)	(зміна електронної теплопровідності)
	Ефект Нернста - Етінгаузена (виникнення поперечної різниці потенціалів)	Ефект Нернста - Етінгаузена (виникнення повздовжньої різниці потенціалів).

Спільним для всіх цих ефектів є те, що вони мають місце при прикладанні зовнішнього магнітного поля. Для першої групи, то б то гальваномагнітних ефектів, створюється дрейфовий потік носіїв завдяки зовнішньому електричному полю. Взаємодія носіїв, що рухаються, з магнітним полем призводить до виникнення різниці потенціалів та градієнтів температури. В групі термомагнітних ефектів дифузійний потік носіїв створюється завдяки існуванню градієнта температури перпендикулярного до зовнішнього магнітного поля. Наслідком взаємодії цього потоку з магнітним полем є виникнення різниці потенціалів та градієнтів температури. Ясно, що величини цих ефектів повинні визначатися рухливістю носіїв заряд, отже і механізмами розсіювання їх у напівпровіднику. Раз так, то вони можуть бути використані для визначення тих параметрів матеріалу, що їх визначають, або, якщо відомі параметри матеріалу, то для характеристики зовнішніх полів, тобто для створення датчиків магнітного поля, температури (в тому числі і її градієнтів) і так далі.

### 5.5. Теплопровідність. Термоелектричні явища.

Спочатку розглянемо засоби спостереження та якісну картину фізичних явищ, що мають місце при дослідженнях теплопровідності напівпровідників.

Щоб характеризувати процес переносу тепла від гарячого до холодного кінця матеріалу вводиться поняття теплопровідності. Тепло в кристалі може бути перенесене за рахунок фононів, (теплопровідність кристалічної ґратки) та за рахунок носіїв заряду (електронна теплопровідність). Процес переносу тепла кристалічною ґраткою полягає в тому, що біля гарячого кінця зразка народжується більше фононів, які рухаючись по кристалу та втрачаючи свою енергію нагрівають холодний кінець зразка. Електронна теплопровідність полягає в тому, що в області високих температур електрони збільшують свою енергію за рахунок локальної рівноваги з кристалічною ґраткою, а потім, дифундуючи в холодну область кристалу приходять в рівновагу з оточуючим середовищем розсіюючи свою надлишкову енергію. Ясно, що у вироджених матеріалах цей ефект буде меншим, бо енергія носіїв заряду в цьому випадку мало залежить від температури.

Розглянемо три термоелектричні ефекти, а саме: ефект Пельтьє, ефект Зеєбека та ефект Томсона.

Ефект Пельт'є. Хай електрони рухаються зліва направо, так. Як зображено на рис.

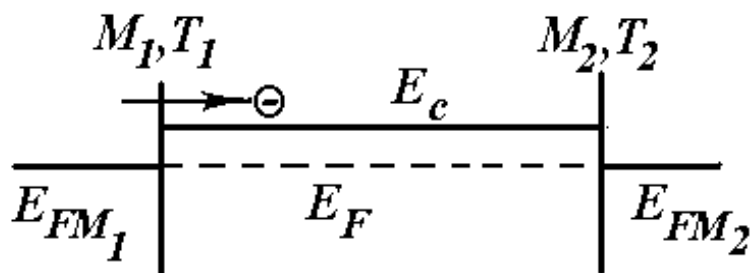


Рис.5.5. Ефект Пельт'є.

На першому контакті металу з напівпровідником носії повинні подолати де-який бар'єр, щоб потрапити в зону провідності. Ясно, що це можуть зробити лише електрони, які мають енергію достатньої величини. Система, що залишилась буде прагнути встановити рівновагу, але в ній вже немає найбільш енергетичних носіїв, а це значить, що контакт  $M_1$  буде охолоджуватись і матиме температуру  $T_1$ . На правому кінці напівпровідника матиме місце зворотна ситуація. Носії з напівпровідника, переходячи в зону провідності металу, мають більшу енергію по відношенню до термодинамічно рівноважної. “Гарячі” носії ніби вприскуються в метал. Розсіюючи свою надлишкову енергію, ці електрони термалізуються в металі, нагріваючи  $M_2$  до температури  $T_2$ . Тепло, яке виділяється, або поглинається дорівнює:  $Q = \Pi \cdot j$  де  $\Pi$  - коефіцієнт Пельт'є. На сучасних елементах Пельт'є при оптимальних умовах можна отримати  $\Delta T \approx 20$  К. З'єднуючи такі елементи послідовно різниця температур може сягати  $>100$  К. Такі охолоджувачі дуже зручні в системах автоматизації, оскільки управління температурою в них може бути забезпечене лише управлінням струмом.

Ефект Зеєбека або ефект термоелектрорушійної сили. Підвищення енергії носіїв заряду біля одного кінця зразка, за рахунок зовнішнього його нагрівання, призводить до їх дифузії до холодного кінця. В наслідок цього процесу порушується електронна рівновага, яка полягає в зменшенні концентрації електронів на гарячому кінці. В той же час “гарячі” електрони, що продифундували до холодного кінця зразка принесли з собою і додатковий заряд. В результаті цих процесів виникає різниця потенціалів, або термоерс. Так буде у випадку, коли концентрація носіїв є константа, але, якщо додатково генерувати у кристалі носії заряду того ж знаку, що й основні, то ясно ефект можна підсилити. Величина термоерс може бути записана як:  $V_{TEPC} = \alpha \cdot \Delta T$ . Де  $\alpha$  - коефіцієнт термоерс. Можна показати, що  $\alpha = \Pi / T$ .

Ефект Томсона. Розглянемо ситуацію, коли ми підтримуємо різницю температур на кінцях зразку, по якому тече струм. В цьому випадку за рахунок руху носіїв в напівпровіднику виділяється, або поглинається додаткове до джоулевого тепло Поглинання, або виділення тепла залежить від напрямку

струму, який тече через напівпровідник. Ця кількість тепла може бути записана у вигляді:  $Q_T = \tau_T I \cdot \Delta T$ . Де  $\tau_T$  є коефіцієнт Томсона.  $\tau_T = T \frac{d\alpha}{dT}$ .  $\alpha$ , як і раніше коефіцієнт термоерс.

Розглянемо кількісно ефекти, про йшлося вище. Кількісний розгляд потребує знаходження функції розподілу. Це можна зробити розв'язуючи рівняння Больцмана, так як ми це робили розглядаючи електропровідність. Тепер розглянемо, як це робиться при дослідженні теплопровідності та термоерс.

В стаціонарному випадку рівняння Больцмана має вигляд:

$$\hbar^{-1} \frac{\mathcal{J}}{\partial E} \left( \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_k E \right) + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f = \frac{f - f_0}{\tau_p} \quad (5.31)$$

Будемо вважати, що функція розподілу  $f$  мало відрізняється від рівноважної  $f_0$ , розглядатимемо одновимірний випадок і градієнт температури існує вздовж координати  $x$ .  $F_x = -eE_x$ , при цьому  $F_y = F_z = 0$ . Після підстановки  $F_x$  в рівняння (5.31) отримаємо для нерівноважної функції розподілу вираз:

$$f = f_0 + \tau_p e E_x V_x \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} - \tau_p V_x \frac{\mathcal{J}_0}{\partial x} \quad (5.32)$$

Далі запишемо де-які співвідношення, за допомогою яких можна суттєво спростити рівняння (5.32). Розглянемо окремо похідні  $\frac{\mathcal{J}_0}{\partial E}$  та  $\frac{\mathcal{J}_0}{\partial x}$ .

$$\frac{\mathcal{J}_0}{\partial x} = \frac{\mathcal{J}_0}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\mathcal{J}_0}{\partial T} = \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \left( \frac{E - E_F}{kT} \right)} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{\partial \left( \frac{E - E_F}{kT} \right)}{\partial T} \quad (5.33)$$

$$\frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} = \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \left( \frac{E - E_F}{kT} \right)} \cdot \frac{1}{kT}, \text{ тоді } \frac{\mathcal{J}_0}{\partial T} = T \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \cdot \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{E - E_F}{T} \right)$$

Будемо використовувати умови, що  $f_0$  визначається залежністю  $T(x)$ . Будемо вважати, що  $E_F$  не залежить від  $x$  і є константою (це відповідає умові близькості до рівноваги). З урахуванням (5.33) матимемо:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{J}_0}{\partial x} &= T \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \cdot \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{E - E_F}{T} \right) \cdot \frac{dT}{dx} = T \frac{dT}{dx} \cdot \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \left( \frac{\partial(E/T)}{\partial T} - \frac{\partial(E_F/T)}{\partial T} \right) = \\ &= \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \cdot \left[ \frac{\partial(E/T)}{\partial T} \cdot \frac{dT}{dx} \cdot T - \frac{\partial(E_F/T)}{\partial T} \cdot \frac{dT}{dx} \cdot T \right] = \frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \left( -\frac{E}{T^2} T \frac{dT}{dx} - \frac{\partial(E_F/T)}{\partial x} \cdot T \right) = \\ &= -\frac{\mathcal{J}_0}{\partial E} \left[ \frac{E}{T} \cdot \frac{dT}{dx} + \frac{d}{dx} \left( \frac{E_F}{T} \right) \cdot T \right] \end{aligned}$$

Таким чином ми перейшли від диференціювання по  $x$  до диференціювання по  $E$ . Тоді вираз для  $f$  можна записати таким чином:



$$f = f_0 + \tau_p V_x \frac{\partial f}{\partial E} \left[ eE_x + T \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{E_F}{T} \right) + \frac{E}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (5.34)$$

Як відомо густина струму є:  $j = -e \int_0^\infty V_x f(E) N(k_x, k_y, k_z) dk_x dk_y dk_z$ . Якщо порівняти вираз (5.34) з виразом для  $f$  для однорідного випадку (5.9) (тобто  $\Delta T = 0$ ), то можна зразу ж записати вираз для  $j$ .

$$j = \frac{en}{m} \left[ eE + T \frac{d}{dx} \left( \frac{E_F}{T} \right) \right] \langle \tau_p \rangle + \frac{en}{mT} \cdot \frac{dT}{dx} \langle E \tau_p \rangle \quad (5.35)$$

Поділимо вираз (5.35) на  $e$  і отримаємо не струм, а потік частинок. Якщо ж помножити підінтегральний вираз для струму на енергію, характерну для частинки в даному елементі  $k$ - простору, то ми отримаємо потік енергії, який переноситься електронами у напрямку  $x$ :

$$W = \int_0^\infty E V_x f(k_x, k_y, k_z) N(k_x, k_y, k_z) dk_x dk_y dk_z \quad (5.36)$$

Якщо ж замінити  $E$  у виразі (5.36) на  $W$  - тільки кінетичну енергію ( $E - E_F$ ), то отримаємо тільки потік тепла:

$$Q = \int_0^\infty (E - E_F) V_x f(k_x, k_y, k_z) N(k_x, k_y, k_z) dk_x dk_y dk_z = W + \frac{j}{e} E_F \quad (5.37)$$

Вираз для  $W$  відрізняється від виразу для струму  $j$  додатковим множником з усередненою величиною енергії та відсутністю множника, що відповідає заряду електрона  $e$ . Тоді матимемо:

$$W = -\frac{n}{m} \left[ eE + T \frac{d}{dx} \left( \frac{E_F}{T} \right) \right] \langle E \tau_p \rangle + \frac{n}{mT} \cdot \frac{dT}{dx} \langle E^2 \tau_p \rangle \quad (5.38)$$

Одержані вирази дозволяють описати всі термоелектричні ефекти. Обмежимося розглядом теплопровідності та термоерс у випадку, коли струм дорівнює нулеві (тоді  $W=Q$ ). Для цього треба виключити з розгляду електричне поле в (5.35) і тоді отримаємо вираз для  $Q$ :

$$Q = -\frac{n}{mT} \cdot \frac{\langle \tau_p \rangle \langle E^2 \tau_p \rangle - \langle E \tau_p \rangle^2}{\langle \tau_p \rangle} \cdot \frac{dT}{dx} \quad (5.39)$$

Електронна теплопровідність може бути визначена з умови:  $Q = -\theta_e \cdot \frac{dT}{dx}$ , тоді:

$$\theta_e = -\frac{Q(=W)}{\frac{dT}{dx}} = \frac{n}{mT} \cdot \frac{\langle \tau_p \rangle \langle E^2 \tau_p \rangle - \langle E \tau_p \rangle^2}{\langle \tau_p \rangle} \quad (5.40)$$

З (5.40) видно, що електронна теплопровідність прямо пропорційна концентрації електронів. Це узгоджується з тим експериментальним фактом, що в напівпровідниках, як і в металах виконується закон Відемана-Франца. Оцінки показують, що електронна компонента теплопровідності стає рівною компоненті, що визначається кристалічною ґраткою при концентрації носіїв заряду  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . З цього ж виразу видно, що електронна теплопровідність визначається також механізмами розсіювання.

Розглянемо тепер термоерс. Як ми уже визначили вище термоерс є  $V_{TEPC} = \alpha \cdot \Delta T$ . Тому вимірюючи  $V_{TEPC}$  та  $\Delta T$  можна визначити  $\alpha$ .

Термоелектрорушійну силу можна знайти з рівняння (5.35) при тій же умові, що і раніше, а саме  $j = 0$ . Тоді

$$E_{TEPC} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{dE_F}{dx} - \frac{1}{eT} \left[ \frac{\langle E\tau_p \rangle}{\langle \tau_p \rangle} - E_F \right] \cdot \frac{dT}{dx} \quad (5.41)$$

Експериментально термоелектрорушійна сила вимірюється завжди в колі, який являє собою ланцюг з'єднаний контактами. Це зображено на рис.

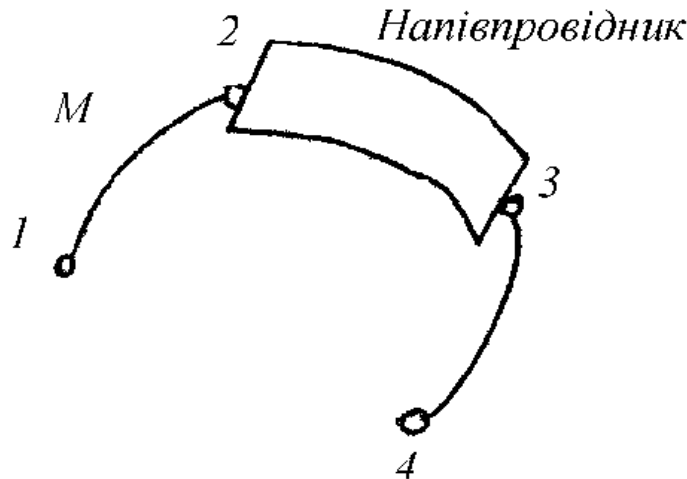


Рис.5.6. Коло, що складається з металу, напівпровідника і металу.

Вимірюється різниця потенціалів в точках 1-4. Вся вона складається з різниць потенціалів між 1-2 плюс 2-3 плюс 3-4. Тому можна записати:

$$V_{TEPC} = \int_1^4 E_{TEPC} dx = \int_1^2 E_{TEPC}(M1) dx + \int_2^3 E_{TEPC} dx + \int_3^4 E_{TEPC}(M2) dx \quad (5.42)$$

Якщо вважати метали однаковими і температури металічних контактів однаковими, то вираз (5.42) перетвориться на:

$$V_{TEPC} = \int_{T_0}^{T_1} \alpha_M \frac{dT}{dx} dx + \int_{T_1}^{T_0} \alpha_M \frac{dT}{dx} dx + \int_{T_2}^{T_1} \alpha_{HP} \frac{dT}{dx} dx = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_{HP} - \alpha_M) dT \quad (5.43)$$

Якщо вважати, що  $\alpha_{HP} > \alpha_M$ , що справджується на практиці, то можна записати:

$$V_{TEPC} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{HP} dT \quad (5.44)$$

Розглядаючи час релаксації, ми визначили, що  $\tau_p \sim E^{-S}$ , тоді

$$\frac{\langle E\tau_p \rangle}{\langle \tau_p \rangle} = kT \left( \frac{5}{2} - S \right), \text{ та враховуючи, що } E_F \text{ може бути знайдене з виразу, що}$$

отриманий для концентрації носіїв заряду  $n = N_c e^{-\frac{E_F}{kT}}$ , так, що  $E_F = -kT \ln \frac{n}{N_c}$ ,

кінцевий вираз для  $\alpha$  - коефіцієнта термоерс, набуває вигляду:

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \left( \frac{5}{2} - S \right) + \ln \frac{N_c}{n} \right] \quad (5.45)$$

З виразу (5.45) видно, що він залежить від знаку носіїв заряду, їх концентрації, густини станів в зоні та механізмів розсіювання.

## 5.6. Застосування явищ переносу в напівпровідниках.

Використовуючи ефект Хола можна досить просто визначити тип провідності напівпровідника, концентрацію носіїв в ньому та їх рухливість. Враховуючи, що концентрація носіїв заряду в напівпровідниках залежить від температури значно сильніше ніж рухливість, температурні залежності концентрація носіїв заряду дозволяють знаходити ширину забороненої зони, енергію активації локальних рівнів у забороненій зоні, визначати механізм розсіювання носіїв заряду. Дійсно, як видно з (5.28) константа Хола залежить лише від концентрації носіїв та їх рухливості.

Для випадку електронного напівпровідника, коли  $n \gg p$  коефіцієнт Хола, враховуючи (5.28) може бути записаний наступним чином:

$$R = r \frac{1}{en} \quad (5.46)$$

В той же час питома провідність такого напівпровідника може бути записана, як  $\sigma = en\mu_e$ , тоді:

$$\frac{1}{r} \cdot |R| \cdot \sigma = \mu_e \quad (5.47)$$

З іншого боку:

$$|R| \cdot \sigma = \mu_{eH} \quad (5.48)$$

Таким чином можна ввести поняття холівської рухливості, яка дорівнює:

$$\mu_{eH} = r \cdot \mu_e \quad (5.49)$$

Як ми вже зазначали, у випадку, коли час релаксації  $\tau_p = \text{const}$  і не залежить від енергії  $r = 1$ , і тоді холівська і дрейфові рухливості співпадають між собою. Це має місце в вироджених напівпровідниках та металах.

Поаналізуємо (5.26) з врахуванням (5.28). З (5.26) ясно, що вимірюючи напругу Хола та струм через зразок при фіксованому магнітному полі та відомих геометричних розмірах зразка в залежності від температури, можна отримати залежність від температури сталої Хола. Враховуючи (5.46) - (5.49), можна знайти величину рухливості, або встановити механізм розсіювання носіїв заряду. Звернімо увагу на те, що такий простий підхід має місце лише при одному типі носіїв заряду в напівпровіднику.

Дійсно, з (5.28) видно, що коли в зразку існуватимуть два типи носіїв і оскільки  $n$  та  $p$  є функціями температури, то і стала Хола буде залежати від температури. При цьому можлива ситуація, коли виконуватиметься умова  $p\mu_h^2 - n\mu_e^2 = 0$  і тоді стала Хола  $R=0$ .

На рис. 5.7 зображена температурна залежність сталої Хола для зразків *InSb* для зразків  $n$  та  $p$  типу.

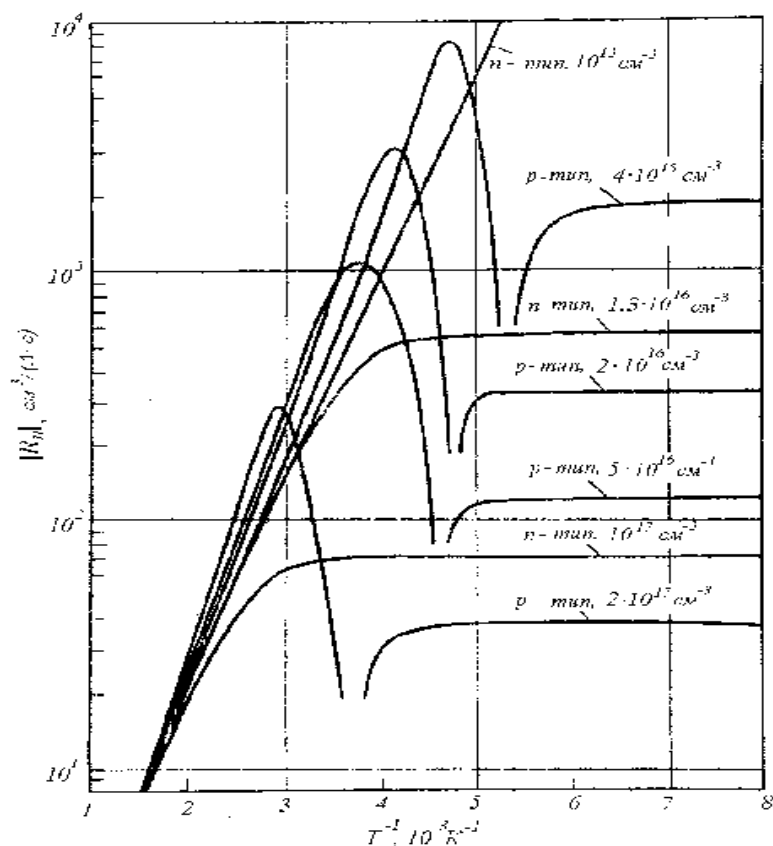


Рис.5.7. Температурна залежність сталої Хола для зразків *InSb* для зразків *n* та *p* типу.

Як видно з Рис.5.7, в області низьких температур концентрація електронів та дірок залишається сталою, що відповідає умові виснаження домішок. В області власної провідності логарифм  $R$  лінійно залежить від оберненої температури. Враховуючи знак носіїв заряду для акцепторного напівпровідника  $R > 0$  і тому з ростом температури  $R$ , у нашому випадку, зменшується і проходячи через 0 міняє знак. Температура, при якій  $R=0$  називається температурою інверсії і відповідає умові  $p\mu_h^2 - n\mu_e^2 = 0$ . З Рис.5.7 видно, що температура інверсії, так як і температура переходу до власної провідності тим більша, чим більша концентрація акцепторної домішки.

Аналізуючи вираз (5.45) для термоерс, можна бачити, що від дозволяє визначити ефективну масу густини станів основних носіїв заряду, якщо відомий коефіцієнт термоелектрорушійної сили, концентрація носіїв та механізм релаксації імпульсу, або механізм розсіювання заряду при відомій густині станів.

Завершуючи розгляд явищ переносу підведемо підсумки. Аналіз явищ переносу дозволяє вивчати основні характеристики напівпровідникових матеріалів такі, як: концентрації носіїв заряду, ширини заборонених зон, енергії активації домішок, ефективні маси, механізми розсіювання носіїв заряду. Ефекти, що спостерігаються при дослідженні явищ переносу з одного боку можуть бути використані для створення датчиків магнітного поля, температури

та інших зовнішніх факторів в широкому діапазоні їх зміни, з іншого, для створення твердотільних холодильників для прямого перетворення теплової енергії у електричну.

### 5.7. Інтегральний датчик магнітного поля.

Розглянемо одну з можливостей практичного використання явищ переносу в напівпровідниках для створення інтегрального датчика магнітний поля, заснованого на використанні ефекту Хола. Щоб використати ефект Холу в інтегральній електроніці, необхідно ізолювати ділянку протікання струму, так, як це зображено на рис.

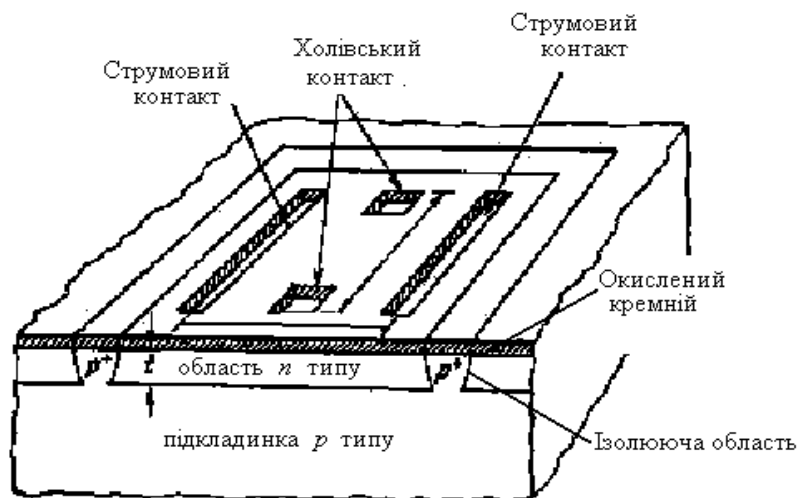


Рис. 5.8. Схематично зображений інтегральний датчик магнітного поля на основі ефекту Хола.

Це звичайно досягається шляхом використання епітаксії та ізоляцією  $p$ - $n$ -переходами (як це робиться ми поговоримо пізніше). Щоб можна було застосувати найпростіший варіант теорії ефекту Хола, відстань між контактами, на яких вимірюється холівська напруга  $W$  повинна бути багато більше довжини  $L$ , тоді струм буде рівномірним по всьому поперечному перерізі зразка. Однак, з іншого боку шунтування холівської напруги омичними контактами на кінцях зразка буде менше, коли  $L \gg W$ . Тому доцільно вибрати співвідношення між  $L$  та  $W$  так, щоб  $L \approx W$ .

Одним з важливих факторів, які треба враховувати при конструюванні холівського елемента у складі інтегральної схеми, є фактор потужності, яка розсіюється холівським елементом під час роботи. Щоб розглянути споживання потужності, доцільно виразити опір холівського елемента через коефіцієнт Хола. Наприклад, для елемента з провідністю  $n$ -типу можна записати вираз для опору  $R$  у наступному вигляді:

$$R = \frac{L}{e\mu_n n W t} = \frac{L R_H}{r\mu_n W t} \quad (5.46)$$

Тоді, якщо напруга дорівнює  $V$  можна записати струм через структуру, як:

$$I = \frac{rV\mu_n Wt}{R_H L} \quad (5.47)$$

Тепер ми можемо згідно з (5.26) записати вираз для холівської напруги:

$$V_{\text{Хол}} = \kappa\mu_n VB \frac{W}{L} \quad (5.48)$$

Як видно з цього приклада, параметри холівського датчика поліпшуються при зменшенні концентрації легуючої домішки. В міру зменшення цієї концентрації збільшуються рухливості носіїв заряду, це призводить до збільшення холівської напруги при заданій напрузі живлення. Інтегральні холівські датчики виготовляються на кремнії  $n$ -типу, який легований до концентрації порядку  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Ця концентрація менша за ті значення, для яких суттєва сильна залежність рухливості від концентрації домішок. Таким чином, для цієї концентрації легуючих домішок її випадкові зміни, зв'язані з технологічною обробкою, приведуть лише до незначних змін рухливості і, отже, не змінять помітним чином коефіцієнт Хола. Типові чутливості, які можуть бути одержані для холівських елементів, мають порядок 30 мкВ/Гс.

Основна область застосування інтегральних датчиків Хола це визначення положення елемента, наприклад колеса автомобіля і, таким чином визначення швидкості його обертання. Такі елементи використовуються також для створення безконтактних клавіатур для комп'ютерів. В типових пристроях подібного роду постійний магніт, який вмонтований в плунжері, активується натисканням клавіші. Це призводить до появи в активній області інтегрального датчика Хола магнітного поля порядку 500 Гс. У результаті виникає холівська напруга близько 15 мВ, яку легко детектувати і підсилювати. Підсилювач можна розташувати на цій же напівпровідниковій підкладинці. Інтегральні датчики Хола випускаються також для магнітометрів різного призначення.

## 5.8. Запитання для самоконтролю та задачі.

1. В яких доданках кінетичного рівняння Больцмана відображений вплив електричного та магнітного поля і яким чином враховується наявність неоднорідності температури напівпровідника ?
2. Який фізичний зміст стаціонарного і нестаціонарного рівняння Больцмана ?
3. Який фізичний зміст рухливості носіїв заряду ?
4. Чому рухливість електронів і дірок в напівпровіднику різні за величиною ?
5. В чому фізична суть слабого та сильного магнітних полів ?
6. Які існують гальваномагнітні та термомагнітні ефекти ?
7. Назвіть найбільш ефективні застосування явищ переносу в напівпровідниках з практичної точки зору.
8. Задача. За даними вимірів ефекту Холла концентрація електронів у зразку становила  $1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 400 К та  $6.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при 350 К. Знайти ширину забороненої зони.

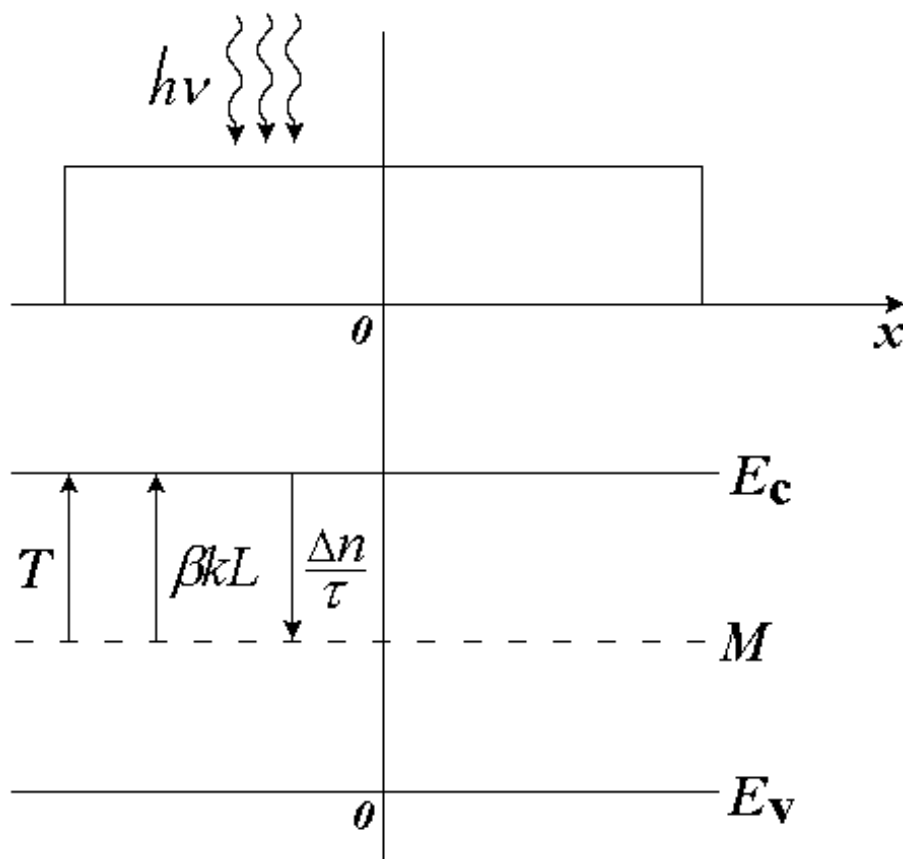
9. Задача. Зразок кремнію легований фосфором з концентрацією  $N_d = 10^{17} \text{ ат./см}^{-3}$ . Який питомий опір зразка при температурі 300 К? Яка холлівська напруга буде спостерігатись при струмі  $I_x = 1 \text{ мА}$  та магнітному полі, що відповідає  $B_z = 1 \text{ кГс} = 10^{-5} \text{ Вб/см}^2$  при товщині зразка  $d = 100 \text{ мкм}$ ? Вважати, що переважає розсіювання на заряджених домішках.
10. Задача. У зразку  $n$  – типу густина струму, спрямованого вздовж осі  $X$ , становить  $j_x = 0.1 \text{ А/см}^2$  (рис. 1.3). Магнітне поле вздовж осі  $Z$  становить  $H_z = 1000 \text{ Е}$ . Значення холлівської рухливості  $\mu_{nH} = 1.18\mu_n$ . Визначити сталу Холла  $R_H$  та холлівську напругу  $V_H$ , якщо  $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , розмір зразка в напрямку  $Y$  становить  $W = 0.5 \text{ см}$ .

## Розділ 6. Явища в неоднорідних напівпровідниках.

### 6.1. Дифузія та дрейф нерівноважних основних носіїв заряду.

Всі ефекти, які ми розглядали раніше - це ефекти в однорідних матеріалах. Сучасна напівпровідникова електроніка використовує ефекти, що мають місце, як правило в неоднорідних матеріалах. Найпростіший випадок це  $p-n$  перехід, який утворюється при контактуванні напівпровідників з одного й того ж матеріалу, наприклад кремнію, але різних типів провідності ( $p$ - типу та  $n$ - типу). Такий перехід називається гомо-переходом, на відміну від  $p-n$  створеного при контактуванні двох різних напівпровідників, наприклад кремнію та германію (або арсеніду галію та потрійної сполуки - арсеніду алюмінію та галію), який називається гетеропереходом. Далі розглянемо ефекти, які існують в неоднорідних системах, маючи на увазі перш за все, ефекти, що дозволяють створити прилади сучасної напівпровідникової електроніки.

Припустимо, що ми освітили з енергією кванта  $h\nu = E_M$  (енергією іонізації донора) напівпровідник неоднорідно, так, як зображено на Рис. 6.1, тоді, в такому напівпровіднику, утворяться місця з різною концентрацією нерівноважних носіїв заряду.





### Рис. 6.1. Неоднорідно освітлений напівпровідник.

Оскільки в такій системі виникне градієнт концентрації носіїв заряду і цей градієнт існуватиме доти доки буде освітлення, то почнуться процеси дифузії їх у відповідності з напрямком та величиною градієнта концентрації. Як наслідок процесу дифузії виникає порушення електронейтральності, з'являються об'ємні заряди та локальне електричне поле (у відповідності з рівнянням Пуасона). В стаціонарному випадку струм обумовлений дифузійними процесами (дифузійний струм) врівноважується струмом дрейфу в електричному полі  $E$ , яке виникло внаслідок перерозподілу заряду обумовленого дифузією і повний струм в системі буде дорівнювати 0. Кількісно ці міркування можна записати наступним чином:

$$j = j_D + j_e = eD \frac{d\Delta n}{dx} + en\mu E \quad (6.1)$$

В стаціонарному випадку цей струм дорівнює 0.

#### 6.1.1. Співвідношення Ейнштейна.

З рівняння (6.1) можна отримати фундаментальне співвідношення, яке має назву співвідношення Ейнштейна. Розглянемо це питання докладніше.

Електрони, які знаходяться в електричному полі  $E(x)$  мають потенційну енергію  $\varphi(x) = -eV(x)$ , де  $V(x)$  - потенціал поля в точці  $x$ . Відповідно до закону розподілу Больцмана в умовах рівноваги концентрація електронів в точці  $x$  є  $n(x) = Ce^{\frac{eV(x)}{kT}}$ . Поле може бути визначене через потенціал, як  $E = -\frac{dV(x)}{dx}$ , тоді умова стаціонарності в одновірному випадку може бути записана як :

$$en\mu E = eD \frac{dn}{dx}, \quad (6.2)$$

$$\text{або: } eCe^{\frac{eV(x)}{kT}} \mu \frac{dV(x)}{dx} = eDCe^{\frac{eV(x)}{kT}} \cdot \frac{e}{kT} \frac{dV(x)}{dx} \quad (6.3)$$

Проводячи скорочення маємо:

$$\frac{\mu}{D} = \frac{e}{kT} \quad (6.4)$$

Співвідношення (6.4) називається співвідношення Ейнштейна і пов'язує рухливість з коефіцієнтом дифузії неосновних носіїв заряду.

#### 6.1.2. Радіус екранування. Електрорушійна сила Дембера.

На границі тінь - світло виникає електрорушійна сила, яка називається електрорушійною силою Дембера, яку можна знайти з умови, що стаціонарний струм дорівнює 0.

Таким чином, в наслідок неоднорідного освітлення виникає складний розподіл заряду і поля в системі. Знайдемо цей розподіл. Для цього використаємо окрім рівняння для густини струму рівняння Пуасона, яке пов'язує густину заряду з полем. Розглядаємо монополярний випадок, - це значить, що генерація електронів відбувається з рівнів концентрацією  $M$ , на

яких знаходиться  $m$  електронів. Тоді з врахуванням співвідношення Ейнштейна, система рівнянь набуває вигляду, яка описує такий процес в часі має вигляд:

$$\begin{cases} j = \mu kT \frac{dn}{dx} + en\mu E \\ \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (p - n) = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [(M - m) - n] \\ \frac{dn}{dt} = \gamma m N_{CM} + \beta kL - \gamma p + \frac{1}{e} \cdot \frac{dj(x)}{dx} \end{cases} \quad (6.5)$$

де  $p(x) = M - m$  - концентрація вільних місць на рівнях  $M$ . Підкреслимо, що коли ми говоримо про дірки  $p$ , то маємо на увазі вільні місця на центрах  $M$ , бо вільних дірок в валентній зоні ми не враховуємо (ми розглядаємо монополарний напівпровідник  $n$  - типу).

В умовах відсутності дифузії в кожній точці  $n = p$ , якщо ж дифузія має місце, то  $n(x) \neq p(x)$  і виникає просторовий заряд  $\rho = e(p - n)$ . Будемо розв'язувати нашу систему рівнянь у стаціонарному випадку, коли  $j = 0$ , та  $\frac{dn}{dt} = 0$ . Тоді з рівняння неперервності будемо мати:

$$\gamma m N_{CM} + \beta kL - \gamma p n = 0 \quad (6.6)$$

Будемо вважати, що  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ , та  $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$ . Підставимо значення  $n$  і  $p$  в (6.6), нехтуючи при цьому доданком із добутком  $(\Delta n \Delta p)$ .

$$\begin{aligned} \gamma m N_{CM} + \beta kL - \gamma n_0 p_0 - \gamma n_0 \Delta p - \gamma \Delta n p_0 = \\ \beta kL - \gamma N_{CM} \Delta p - \gamma n_0 \Delta p - \gamma \Delta n p_0 = \\ \beta kL - \gamma \Delta p (N_{CM} - n_0) - \gamma \Delta n p_0 = 0 \end{aligned} \quad (6.7)$$

В умовах термодинамічної рівноваги  $\gamma m_0 N_{CM} = \gamma n_0 p_0$  та  $n_0 = p_0$ , тоді з (6.7) отримуємо:

$$\Delta p = \frac{\frac{\beta kL}{\gamma} - \Delta n n_0}{n_0 + N_{CM}} \quad (6.8)$$

Повернемося до рівнянь для струму та рівняння Пуасона і враховуючи, що  $n_0 \gg \Delta n$ ,  $p_0 \gg \Delta p$  та  $n_0 = p_0$  будемо мати:

$$E = -\frac{kT}{en_0} \cdot \frac{dn}{dx}, \text{ а } \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (\Delta p - \Delta n) \quad (6.9)$$

Диференціюючи рівняння для  $E$  (6.9) по  $x$  матимемо:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{kT}{en_0} \cdot \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} \quad (6.10)$$

Порівнюючи праві частини рівнянь для  $\frac{dE}{dx}$  в рівняннях (6.9) та (6.10), враховуючи (6.8) будемо мати:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon kT} \left[ \frac{N_{CM} + 2n_0}{N_{CM} + n_0} \right] \cdot \Delta n + \frac{4\pi e^2 \beta kL}{\varepsilon kT \gamma (n_0 + N_{CM})} = 0 \quad (6.11)$$

Член у прямокутних дужках рівняння (6.11) може змінюватись від 1 до 2. Нехай  $n_0 \gg N_{CM}$ , тоді вводячи ще одне позначення розмірності довжини

$$l_e = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{8 \pi e^2 n_0}} \quad (6.12)$$

отримаємо з (6.11) рівняння у спрощеному вигляді:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{1}{l_e^2} \cdot \Delta n + \frac{1}{l_e^2} \cdot \frac{\beta k L}{2 \gamma m_0} = 0 \quad (6.13)$$

Зазначимо тут, що рівняння (6.13) є рівняння для концентрації носіїв заряду для лівої (Рис.6.1), освітленої частини зразка. Для правої, неосвітленої частини це ж рівняння матиме вигляд:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{1}{l_e^2} \cdot \Delta n = 0 \quad (6.14)$$

Загальний розв'язок цього рівняння є:

$$\Delta n = C_1 e^{k_1 x} + C_2 e^{k_2 x} \quad (6.15)$$

де  $k_1$  та  $k_2$  є корні характеристичного рівняння  $k^2 - \frac{1}{l_e^2} = 0$  і  $k_{1,2} = \pm \frac{1}{l_e}$ , таким чином:

$$\Delta n = C_1 e^{\frac{x}{l_e}} + C_2 e^{-\frac{x}{l_e}} \quad (6.16)$$

З простих фізичних міркувань ясно, що  $C_1 = 0$ , а  $C_2 = \Delta n(0)$ . На Рис.6.2 наведена залежність зміни концентрації від межі освітленої області в неосвітлену область.

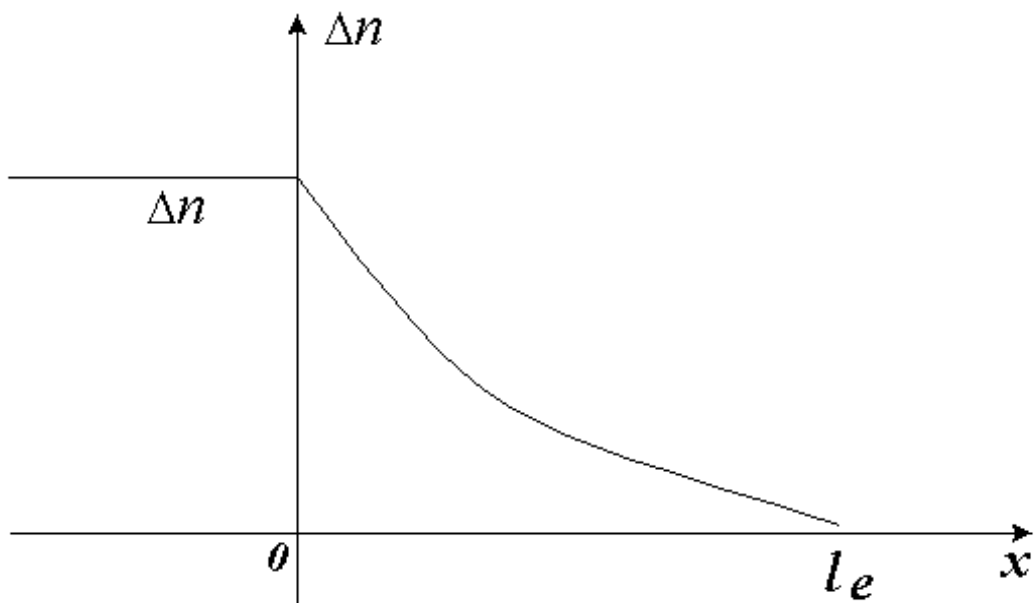


Рис.

6.2. Залежність зміни концентрації від межі освітленої області в неосвітлену.

$l_e$  - називається радіусом екранування, або довжиною Дебая (дебаєвський радіус екранування). З (6.12) видно,  $l_e \sim \frac{1}{\sqrt{n_0}}$ . Як правило, в практично важливих випадках величина  $l_e$  становить  $(10^{-4} - 10^{-6})$  см.

Таким чином, дифузія носіїв заряду в монополярному випадку розповсюджується на таку довжину в напівпровіднику.

### 6.1.3. Час релаксації Максвелла.

Із загальної теорії дифузії відомо, що ефективна довжина дифузії може визначатись, як  $l = \sqrt{D \cdot t}$ . Можна довести, що і в нашому випадку  $l_e$  можна представити в такому ж вигляді. Дійсно, помножимо чисельник та знаменник для  $l_e$  на  $\mu$  та врахуємо, що  $e n \mu = \sigma_0$  та співвідношення Ейнштейна  $D = \mu \frac{kT}{e}$  і будемо мати для  $l_e$ .

$$l_e = \sqrt{\frac{D \varepsilon}{8 \pi \sigma_0}} = \sqrt{2 D \tau_M} ; \tau_M = \frac{\varepsilon}{4 \pi \sigma_0} \quad (6.17)$$

де  $\tau_M = \frac{\varepsilon}{4 \pi \sigma_0}$  - константа, яка залежить лише від параметрів матеріалу і має назву сталої Максвелла, або час діелектричної релаксації. Фізичний зміст цієї константи є такий. Розглянемо прямокутник з даного матеріалу. Його опір може бути записаний, як відомо, слідуючим чином:  $R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma_0} \cdot \frac{l}{S}$  де  $l$  - довжина прямокутника,  $S$  - поперечний перетин,  $\rho$  - питомий опір. Ємність такого прямокутника може бути записана так:  $C = \frac{\varepsilon S}{4 \pi l}$ . Тоді стала часу такої системи є:  $R \cdot C = \frac{\varepsilon}{4 \pi \sigma_0}$  - тобто  $\tau_M$  - є  $RC$  даного матеріалу, або час встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги в матеріалі. Проводячи якісні оцінки ми отримаємо:  $\tau_M = 10^{-12}$  сек. для  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_M = 10^{-7}$  сек. для  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

### 6.1.4. Довжина дифузії нерівноважних основних носіїв заряду.

Для визначення  $\Delta n$  в освітленій частині зразка необхідно розв'язати рівняння (6.13) в загальному вигляді. Розв'язок цього рівняння є:

$$\Delta n = C_1 e^{\frac{x}{l_e}} + C_2 e^{-\frac{x}{l_e}} + \frac{\beta k L}{2 \gamma n_0} \quad (6.18)$$

Для визначення  $C_1$  та  $C_2$  використаємо умову неперервності  $\Delta n$  та  $\frac{\Delta n}{dx}$  в точці  $x = 0$ . В результаті такого розгляду отримаємо:

$$\Delta n(x)|_{x>0} = \frac{\beta k L}{4 \gamma n_0} \cdot e^{\frac{x}{l_e}}, \Delta n(x)|_{x<0} = \frac{\beta k L}{4 \gamma n_0} \cdot (2 - e^{-\frac{x}{l_e}}) \quad (6.19)$$

Неперервність  $\Delta n$  та  $\frac{d\Delta n}{dx}$  в точці  $x=0$  дає:

$$C_2 = C_1 + \frac{\beta k L}{2 \gamma n_0} \text{ та } -\frac{1}{l_e} C_2 = \frac{1}{l_e} C_1, C_2 = -C_1 \quad (6.20)$$

$$C_2 = \frac{\beta k L}{4 \gamma m_0}$$

На границі, в точці  $x=0$   $\Delta n|_{x=0} = \frac{\beta k L}{4 \gamma m_0}$ , в глибині освітленої частини  $\Delta n|_{x \rightarrow \infty} = \frac{\beta k L}{2 \gamma m_0}$ .

Знайдемо тепер  $\rho(x)$  - розподіл просторового заряду, в такій системі.

$\rho(x) = e(\Delta p - \Delta n)$ . Підставимо замість  $\Delta p$  його значення через  $\Delta n$ , враховуючи (6.8), вважаючи, що  $n_0 \gg N_{CM}$ . Тепер будемо мати:

$$\rho = e \cdot \left( \frac{\beta k L}{\gamma m_0} - 2 \Delta n \right) \quad (6.21)$$

Підставляючи в (6.21) з (6.19) значення  $\Delta n(x) = \frac{\beta k L}{4 \gamma m_0} e^{-\frac{x}{l_e}}$  будемо мати:

$$\rho(x)|_{x>0} = -\frac{e \beta k L}{2 \gamma m_0} e^{-\frac{x}{l_e}}, \rho(x)|_{x<0} = -\frac{e \beta k L}{2 \gamma m_0} e^{\frac{x}{l_e}} \quad (6.22)$$

Знайдемо розподіл поля  $E(x)$  в системі. Враховуючи, що  $E(x) = -\frac{kT}{en_0} \cdot \frac{d\Delta n}{dx}$

маємо:

$$E(x)|_{x>0} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\beta k L}{4 \gamma m_0^2 l_e} e^{-\frac{x}{l_e}}, E(x)|_{x<0} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\beta k L}{4 \gamma m_0^2 l_e} e^{\frac{x}{l_e}} \quad (6.23)$$

Відповідна величина електрорушійної сили Дембера може бути знайдена наступним чином:

$$V = \int_{-l_e}^{l_e} E(x) dx = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\beta k L}{2 \gamma m_0^2} \quad (6.24)$$

На Рис. 6.3 зображені якісно  $\Delta n(x)$ ,  $\rho(x)$ ,  $E(x)$  та  $V(x)$  в залежності від координати в області переходу від освітленої до неосвітленої ділянок зразка.

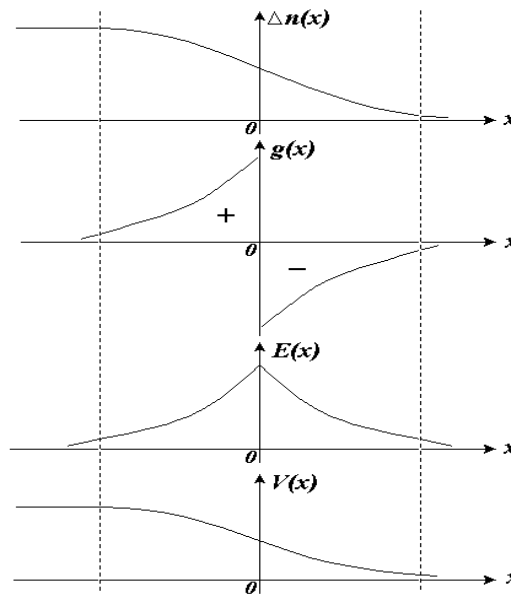


Рис. 6.3. Величини  $\Delta n(x)$ ,  $\rho(x)$ ,  $E(x)$  та  $V(x)$  в залежності від координати в області переходу від освітленої до неосвітленої ділянок зразка.

Розгляд, який ми провели вище, описує ситуацію, що має місце при малому рівні збудження ( $\Delta n \ll n_0$ ). У випадку середніх та високих рівнях збудження необхідно розглядати концентрації  $n_0 + \Delta n$ , або  $\Delta n$  відповідно.

Вплив зовнішнього електричного поля  $E_0$  залежить від його напрямку. Поле може бути прикладене так, що витягує електрони з освітленої області в затемнену, або навпаки. В цьому випадку характерна довжина  $l$  залежить від напрямку поля і дорівнює:

$$l = \frac{1}{\frac{eE_0}{2kT} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{2kT}{eE_0 l_e} \right)^2} - 1 \right)} \quad (6.25)$$

При цьому в області слабких полів  $E_0$ , коли  $E_0 \ll \frac{2kT}{el_e}$ , то  $l = l_e$ . Коли

$E_0 \gg \frac{2kT}{el_e}$ , то  $l = \frac{el_e E_0}{kT} = \frac{eE_0}{kT} D \tau_M = \frac{eE_0 D \varepsilon}{4\pi k T \sigma}$ . Необхідно зауважити, коли мова йде про сильне електричне поле, то це лише наближення, яке не порушує загальної системи розгляду задачі. Тобто всі інші умови задачі залишаються виконаними. Наприклад, в системі ще не настає пробій і подібні явища.

## 6.2. Дифузія та дрейф неосновних носіїв заряду.

Розглянемо напівпровідник  $p$ -типу ( $p_0 \gg n_0$ ). В області  $(0, -l)$  генеруються нерівноважні носії заряду, так, що  $\Delta n = \Delta p \ll p_0$ . При цьому час життя електронів буде -  $\tau_e$ . При таких умовах, які ми розглянули  $\Delta n$  може бути більше  $n_0$ , а значить і градієнт концентрації для електронів буде значно більший ніж для дірок. Розглянемо їх дифузію та дрейф. Хай до зразка прикладена різниця потенціалів так, як це зображено на Рис. 6.4.

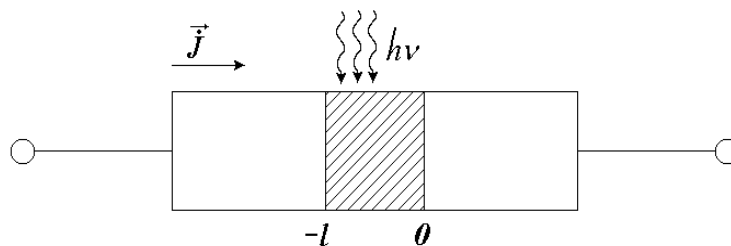


Рис. 6.4. Зразок напівпровідника, в якому область  $(0, -l)$  освітлена і прикладена різниця потенціалів так, що струм тече вздовж осі  $x$ .

Електрони з освітленої частини зразка дифундують в неосвітлений. Для збереження електронейтральності в ці ж області будуть затягуватися дірки. Характерний час цього процесу буде визначатись часом релаксації Максвелла. Таким чином, надлишкові неосновні носії заряду дифундуючи в глибину

напівпровідника притягують до себе рівну кількість основних носіїв заряду. Ці носії можуть надходити з області  $(0, -l)$ , або з контактів так, що просторовий заряд не утворюється, а дифузія неосновних носіїв заряду проходить, як дифузія незаряджених частинок. Рухаючись в глибину зразка, надлишкові електрони і дірки будуть рекомбінувати і їх концентрація при зростанні відстані від точки освітлення буде зменшуватись. У зовнішньому електричному полі додається ще й дрейф. Електронейтральність буде підтримуватись за рахунок великої кількості основних носіїв - дірок. В нашому випадку неосновні носії заряду у зовнішньому електричному полі дрейфують, як заряджені частинки не утворюючи просторового заряду. Підкреслимо важливість наших припущень. Процес, який ми розглядаємо, може відбуватися не лише при освітленні, а при будь-якому утворенні неосновних носіїв заряду, наприклад, інжекції, опроміненні тощо.

Концентрацію надлишкових неосновних носіїв заряду можна визначити розв'язуючи рівняння неперервності:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G + \frac{1}{e} \cdot \frac{dj_e}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_e} \quad (6.27)$$

В стаціонарному випадку  $\frac{d\Delta n}{dt} = 0$ . Тоді для неосвітленої частини зразку будемо мати:  $G = 0$ . Знайдемо  $\Delta n$  в неосвітленій частині зразка. Для цього продиференціюємо вираз для струму  $j_e = en\mu_e E + eD_e \frac{d\Delta n}{dx}$  і підставимо його в рівняння неперервності (6.1). Тоді матимемо:

$$D_e \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu_e E \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_e} = 0 \quad (6.28)$$

Будемо вважати,  $D_e, \mu_e, \tau_e$  не залежить від  $x$  і від  $E$ . Поділимо рівняння (6.28) на  $D_e$  та введемо позначення  $l_D = \sqrt{D_e \tau_e}$  - довжина, який пройде носій за час життя та  $l_E = \tau_e \mu_e E$  - довжина дрейфу в полі носія заряду за час життя. Тоді рівняння (6.28) можна переписати у вигляді:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{l_E}{l_D^2} \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{l_D^2} = 0 \quad (6.29)$$

Загальний розв'язок цього рівняння є:

$$\Delta n(x) = C_1 e^{\alpha_1 x} + C_2 e^{\alpha_2 x} \quad (6.30)$$

де  $\alpha_1$  та  $\alpha_2$  є розв'язки характеристичного рівняння:

$$\alpha^2 + \frac{l_E}{l_D^2} \alpha - \frac{1}{l_D^2} = 0 \quad (6.31)$$

і  $\alpha_{1,2}$  відповідно є:

$$\alpha_{1,2} = \frac{-l_E \pm \sqrt{l_E^2 + 4l_D^2}}{2l_D^2} \quad (6.32)$$

Враховуючи, що в неосвітленій частині концентрація носіїв може лише зменшуватися по відношенню від стаціонарної, яка сформувалась в освітленій області, розв'язок можна записати так:

$$\Delta n|_{x>0} = \Delta n(0) \cdot e^{-\frac{x}{l_1}} \text{ де } l_1 = \frac{2l_D^2}{l_E + \sqrt{l_E^2 + 4l_D^2}} \quad (6.33)$$

$$\Delta n|_{x<-b} = \Delta n(-b) \cdot e^{-\frac{x}{l_2}} \text{ де } l_2 = \frac{2l_D^2}{-l_E + \sqrt{l_E^2 + 4l_D^2}}$$

Таким чином, з обох боків від освітленої частини зразка концентрація неосновних носіїв струму зменшується за експоненційним законом з сталою затухання  $l_1$  та  $l_2$ . З (6.32) та (6.33) видно, що коли  $E = 0$ , то  $l_1 = l_2 = l_D = \sqrt{D_e \tau_e}$ . Оцінки показують, що ця величина досить велика і може досягати  $10^{-1}$  см.



### 6.3. Запитання для самоконтролю та задачі.

1. Який фізичний зміст співвідношення Ейнштейна ?
2. Оцінити коефіцієнти дифузії електронів та дірок в кремнії, германії та арсеніді галію.
3. Від яких параметрів напівпровідника та оточуючого середовища залежить радіус екранування Дебая ?
4. Який фізичний зміст часу релаксації Максвела ?
5. З яких міркувань можна визначити концентрацію неосновних носіїв заряду в області де не відбувається їх збудження ?
6. Задача. Оцініть величину часу релаксації Максвела для типових значень параметрів напівпровідників.
7. Задача. Зразок кремнію  $n$ -типу з концентрацією  $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  освітлюється світлом із області власного поглинання з інтенсивністю, що забезпечує темп генерації пар  $10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Час життя  $\tau_n = \tau_p = 2 \text{ мкс}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ . Показати на конкретному прикладі, що для нерівноважних умов  $np \neq n_i^2$ .
8. Задача. Знайти розподіл нерівноважних дірок у довгому зразку невідродженого германію  $n$ -типу при стаціонарній інжекції дірок у точці  $x = 0$   $\Delta p(0) = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при наявності електричного поля, яке прискорює дірки  $\varepsilon = 5 \text{ В/см}$ ;  $0.5 \text{ В/см}$ .  $T = 300 \text{ К}$ ,  $L_p = 0.09 \text{ см}$ . Розглянути одномірний випадок.
9. Задача. При експериментальному визначенні довжини дифузійного вміщення  $L_p$  у певній точці зразка  $n$ -типу вузьким світловим зондом генерують електронно-діркові пари. Визначити величину  $L_p$  у зразку германію  $n$ -типу, якщо відомо, що на відстані  $x_1 = 2 \text{ мм}$  від світлового зонду концентрація нерівноважних дірок  $\Delta p_1 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а при  $x_2 = 4.3 \text{ мм}$   $\Delta p_2 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .
10. Задача. Прямоzonний напівпровідник з власною концентрацією  $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  легований мілкими донорами до концентрації  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Час життя при низькому рівні збудження  $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 10^{-7} \text{ с}$ .

Виконати завдання:

1. обчислити стаціонарну концентрацію надлишкових носіїв  $\Delta n = \Delta p$  при однорідному збудженні з темпом оптичної генерації  $G_{opt} = 10^{22} \text{ пар/см}^3 \text{ с}$ , вважаючи, що коефіцієнт міжзонної рекомбінації  $C_r$  не залежить від рівня збудження;
2. визначити релаксацийний час життя  $\tau_n$  при заданому рівні збудження, користуючись співвідношенням  $R = \Delta n / \tau_n$  де  $R$  - темп рекомбінації.

## Розділ 7. Елементи фізики поверхні напівпровідників.

### 7.1. Поверхневі стани. Поверхневий потенціал.

Розглядаючи модель Кроніга-Пені, ми будували необмежений періодичний кристал і отримали, що в такому кристалі існують дозволені і заборонені зони і ці зони можуть бути заповнені електронами, або порожні. Ця модель показала, що в забороненій зоні не можуть існувати дозволені стани. З іншого боку ми знаємо, що будь-яке відхилення від точної періодичності призводить до існування додаткових дозволених станів у забороненій зоні напівпровідника. Наявність поверхні є само по собі порушенням періодичності і, значить, на поверхні має місце відхилення потенціалу від періодичності. Як показав І.Є.Тамм таке обмеження періодичності призводить до появи дозволених станів в забороненій зоні напівпровідника. Ці дозволені стани на поверхні напівпровідника у його забороненій зоні отримали назву тамівські поверхневі стани. В.Шоклі розглядав цю ж саму ситуацію але з боку фізичної природи хімічного зв'язку на поверхні і дійшов висновку, що існування обірваних зв'язків, викликане існуванням поверхні теж призводить до появи поверхневих станів. Ці стани отримали назву поверхневі стани по Шоклі. Ясно, що існування некомпенсованих хімічних зв'язків на поверхні призводить до її великої хімічної активності, що в свою чергу призводить до утворення хімічного зв'язку з адсорбованими атомами та молекулами. Це обумовлює зміну енергетичного положення поверхневих станів по відношенню до так би мовити “чистої” поверхні. В загальному випадку зонну енергетичну схему на поверхні можна зобразити слідуочим чином.

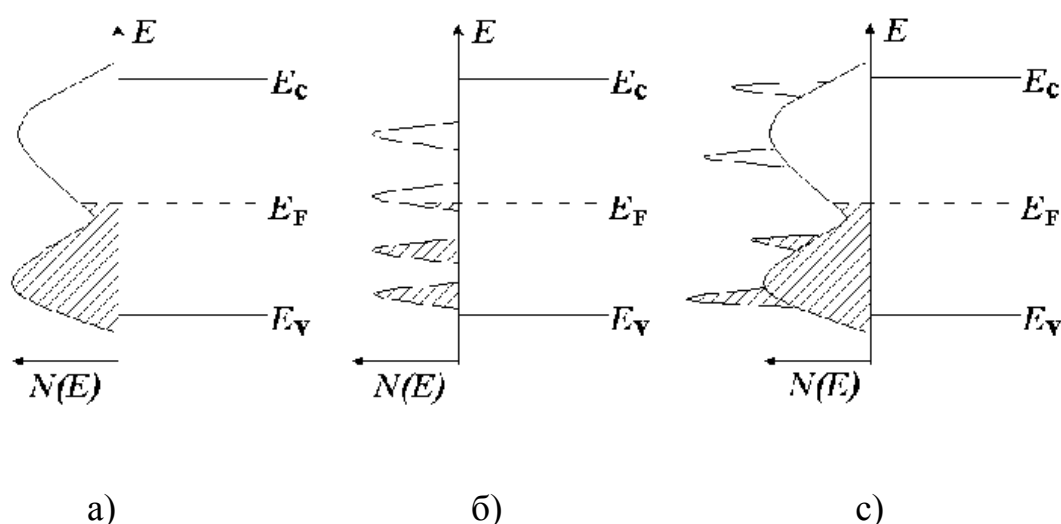


Рис. 7.1. Зонна енергетична схема поверхні: а) неперервний енергетичний розподіл електронних станів на поверхні; б) дискретні електронні стани; в) сплески густини електронних станів, що відповідають дискретним енергетичним станам на поверхні, на фоні неперервного розподілу.

Як видно з малюнків, вони відрізняються наявністю деякого розподілу електронних станів на поверхні за енергією з деяким  $N(E)$  і таким чином,

можна вважати таку ситуацію аналогом неупорядкованої системи; в другому випадку поверхневі стани характеризуються дискретними рівнями в забороненій зоні напівпровідника. Експериментальні результати дослідження властивостей поверхонь дають підстави думати, що на фоні деякого неперервного розподілу існують певні дискретні стани. В реальній ситуації і перший або другий варіант енергетичної діаграми визначаються природою поверхневих станів конкретної поверхні, яка знаходиться в конкретних реальних умовах.

Таким чином на поверхні є три типи станів: i) тамівські поверхневі стани; ii) поверхневі стани по Шоклі; iii) обумовлені адсорбційними властивостями поверхні, дефектами та домішками на поверхні. Перші два є так званими фундаментальними поверхневими станами і характеризують властивості ідеального кристалу, третій тип є характеристикою реальної поверхні.

На поверхневих станах можуть накопичуватися заряди (позитивні та негативні), які призведуть до існування поля на межі поділу. Заряд пов'язаний з електричним полем, або потенціалом, який визначається рівнянням Пуансона. Природа проникнення цього поля в напівпровідник якісно нічим не відрізняється від проникнення поля контактної різниці потенціалів в напівпровідник, про який ми вже говорили, і призводить до появи поблизу поверхні подвійного шару, або, що теж саме виникнення приповерхневої області просторового заряду. Підкреслимо тут, що вплив поля і заряду на поверхні повністю тотожні. Потенціал поверхні, таким чином, стає відмінним від потенціалу об'єму напівпровідника. Різниця потенціалів  $\varphi_s$  між потенціалом на поверхні і його положенням в об'ємі називається поверхневим потенціалом (рис.7.2) і в безрозмірних параметрах матиме вигляд:  $Y_s = \frac{e\varphi_s}{kT}$ .

Ясно, що коли має вигин зон на поверхні, то змінюється і концентрація носіїв в ньому, а це буде призводити до зміни провідності поверхневого шару по відношенню до об'єму кристалу.

## 7.2. Вплив поверхневого потенціалу на електропровідність.

Розглянемо вплив поверхневого потенціалу на електропровідність. Припустимо ми маємо напівпровідник  $n$  - типу. Нехай поверхнею в наслідок будь-якої причини захопився від'ємний заряд. Тоді поблизу поверхні виникає область збіднення, в якій концентрація основних носіїв змінюється. Розглянемо пластину напівпровідника, на поверхні якої має місце вигин зон.

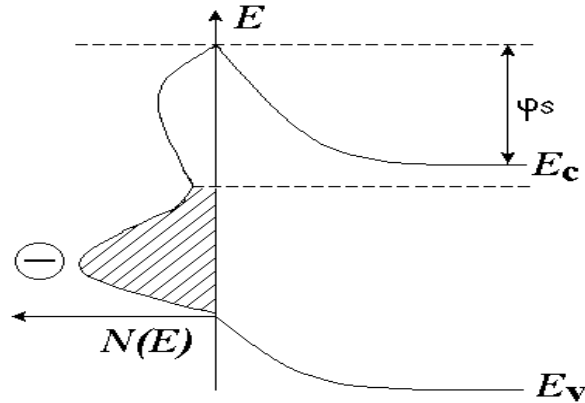


Рис.7.2. Поверхневий заряд і відповідний вигин зон у приповерхневій області напівпровідника.

Згідно з позначеннями, які зображені на рис. 7.2, в області вигину зон (просторового заряду) можна записати стум вздовж поверхні через елемент  $dx$  одиничної площі у вигляді:

$$j = e[\mu_h p(x) + \mu_e n(x)] \cdot E \cdot dx \quad (7.1)$$

Зміна струму відносно значення струму в об'ємі можна записати так:

$$j = e\{\mu_h[p(x) - p(0)] + \mu_e[n(x) - n(0)]\} \cdot E \cdot dx \quad (7.2)$$

Введемо позначення:

$$\Gamma_h = \int_0^\infty [p(x) - p(0)] dx \quad \text{та} \quad \Gamma_e = \int_0^\infty [n(x) - n(0)] dx \quad (7.3)$$

Тоді поверхнева провідність може бути записана у вигляді:

$$\Delta G = \frac{\Delta j}{E} = e\mu_h(\Gamma_h + b\Gamma_e) \quad \text{де:} \quad b = \frac{\mu_e}{\mu_h} \quad (7.4)$$

В загальному випадку рухливості носіїв заряду в об'ємі та на поверхні відрізняються. Це пов'язано, в першу чергу, зі зміною процесів розсіювання в цих двох середовищах. Якщо розсіювання носіїв заряду в об'ємі напівпровідника визначається, як правило, їх взаємодією з точковими дефектами, то розсіювання в приповерхневій області визначається в першу чергу їх взаємодією з дефектом, яким є сама поверхня.

Оскільки  $n(x)$  та  $p(x)$  залежать від вигину зон на поверхні, то і  $\Gamma_{e,h} = F(Y_s)$ . Можна точно розрахувати залежність  $\Delta G = F_1(Y_s)$ , однак, вже зараз з загальних міркувань можна побудувати якісну залежність цієї функції.

Розглянемо напівпровідник  $n$ -типу. В залежності від вигину зон на поверхні можуть утворюватися в приповерхневій області такі шари, як зображені на рис.7.3.

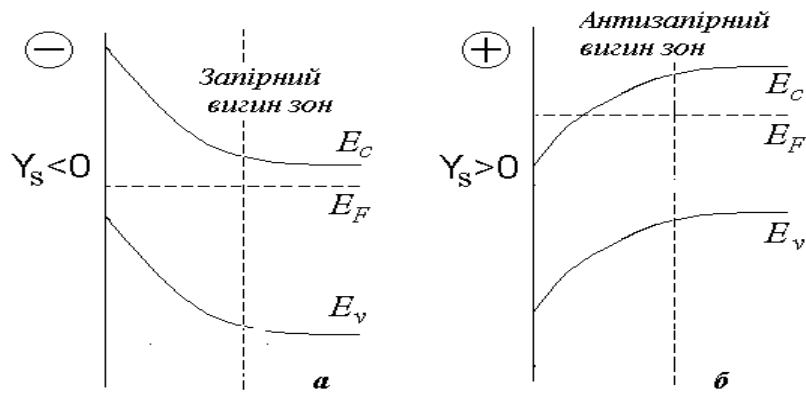


Рис.7.3. Приповерхневий вигин зон в залежності від знаку поверхневого заряду (поля).

Як видно з малюнку, при утворенні від'ємного заряду на поверхні напівпровідника  $n$  - типу виникає в приповерхневій області область просторового заряду збіднена основними носіями. Якщо ми уявимо собі, що на поверхні ми плавно змінюємо електричне поле, створене будь-яким чином, чи то за рахунок зовнішнього поля, чи за рахунок адсорбованого заряду, то стає зрозумілою крива (а) малюнку, який наведений вище. Для випадку позитивного заряду на поверхні напівпровідника ситуація відповідатиме кривій (б), того ж малюнку. З врахуванням (7.4) ясно, що точка мінімуму на залежності  $\Delta G = F_1(Y_s)$  відповідає ситуації, коли  $\mu_e n(x) = \mu_h p(x)$ . Якщо це так, то можна записати:

$n = n_0 e^{Y_s}$ ,  $p = p_0 e^{-Y_s}$  і значить:  $\mu_e n_0 e^{Y_s} = \mu_h p_0 e^{-Y_s}$  і, таким чином:

$$Y_s = \frac{1}{2} \ln \frac{\mu_e p_0}{\mu_h n_0} \quad (7.5)$$

Оскільки, як вже наголошувалось, дія заряду на поверхні та зовнішнього поля однакові, то дослідження властивостей реальної поверхні проводиться за допомогою ефекту поля.

### 7.3. Ефект поля.

В цьому ефекті зовнішнє поле прикладається перпендикулярно до поверхні напівпровідника через діелектричний простір (це може бути, наприклад слюда, атмосфера повітря чи певного газу, власний оксид напівпровідника ( $\text{SiO}_2$ ), штучно вирощений на кремнії нітрид кремнію ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) і так далі) і досліджується залежність поверхневої провідності від прикладеного зовнішнього поля. Порівняння теоретичної залежності  $\Delta G = F_1(Y_s)$  при різних технологічних обробках поверхні (різних травниках, адсорбції різних атомів та молекул, окислення поверхні напівпровідника, тощо) дає можливість вивчати властивості поверхневих станів реальної поверхні напівпровідників.

Це можна зробити слідуєчим чином. Якщо сумістити мінімум експериментальної кривої  $\Delta G$  з мінімумом, який задається виразом (7.5), то відхилення  $\Delta G_{\text{Експерим}}$  від  $\Delta G_{\text{Теорет}}$  при зміні зовнішнього поля можна однозначно

пов'язати з концентрацією та енергетичним розподілом поверхневих станів. Цей метод є основою для дослідження електронних властивостей реальної поверхні.

Необхідно наголосити, що прикладаючи електричне поле перпендикулярно до поверхні напівпровідника (використовуючи польовий електрод), можна отримати зміну знаку носіїв, що забезпечують провідність у приповерхневому каналі, по відношенню до об'єму напівпровідника. Цей ефект називається ефектом інверсії провідності у приповерхневому каналі.

На цьому ефекті побудований цілий клас напівпровідникових приладів, які відіграють суттєву роль у сучасній напівпровідниковій електроніці, особливо у мікроелектроніці.

#### 7.4. Прилади на основі структури метал - діелектрик - напівпровідник (МДН).

##### 7.4.1. Транзистори на основі МДН-структур.

Вперше МДН - структури як були запропоновані Д. Моллом, В. Пфаном та С. Гарретом у 1959 році, як прилади, що дозволяли електричним зовнішнім полем керувати ємністю такого приладу. Для дослідження термічно окисленої поверхні кремнію МДН - структури були використані у 1962 році. Дійсно МДН транзистор можна розглядати, як конденсатор одним електродом якого є метал, а другим - напівпровідник

Перш за все це так звані структури метал-оксид-напівпровідник (МОН), або, більш загально метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) - структури. На основі цих структур створені польові транзистори та прилади з зарядовим зв'язком. На рис. Зображена структура польового транзистора та залежність струму витік-стік від напруги на затворі.

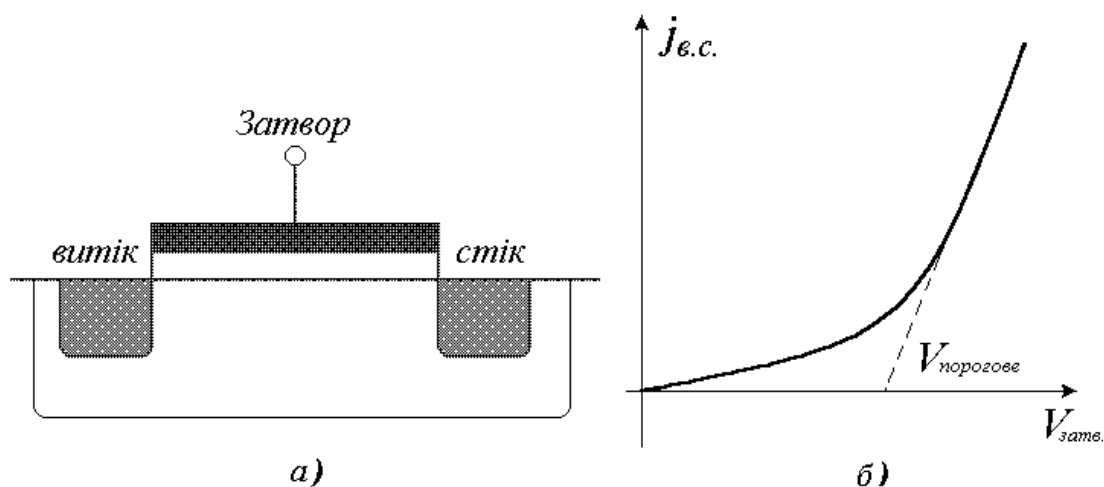


Рис.7.4. Зображена структура польового транзистора (а) та залежність струму витік-стік від напруги на затворі (б).

Роль керуючого електроду в цих транзисторах виконує польовий електрод, який забезпечує управління струмом, що тече між витоком і стоком вздовж поверхневого каналу.

Зараз існує два типи МДН транзисторів, так звані транзистори з вбудованим та з інверсійним каналом. Він сконструйований слідує таким чином. В підкладенці кремнію  $p$ - типу провідності дифузійною домішкою  $n$ - типу створюється канал і дві області  $n^+$  - типу, які є контактами відповідно до областей витоку та стоку. Потім пластина кремнію окислюється і в місцях  $n^+$  - областей методами літографії "відкриваються вікна" в оксиді, що дозволяють створити контакти до  $n^+$  - областей. Нанесений на діелектрик метал - відіграє роль затвору (керуючого електроду). МДН транзистор з вбудованим каналом може працювати при якійсь полярності напруги на затворі. При додатній напрузі область каналу збагачується електронами і струм між витоком та стоком росте. При від'ємній напрузі на електроді відбувається збіднення носіями заряду каналу і струм зменшується.

Другий тип МДН транзисторів є транзистор з інверсним каналом. В цьому типі транзисторів дифузійна область  $n$ - типу відсутня. При відсутності напруги на затворі  $n^+$  - області розділені між собою  $p$ - типом підкладкою і струм між ними визначається струмом зворотного зміщення  $p$ - $n$  переходу. Якщо напруга на затворі додатна, то концентрація дірок біля межі поділу діелектрик - напівпровідник зменшується і при достатній величині її електронів біля поверхні може стати більше ніж дірок (то б то відбудеться інверсія типу провідності напівпровідника). В наслідок цього процесу утвориться провідний канал між витоком та стоком, що призведе до збільшення струму між контактами. Ясно, що МДН транзистор з індукованим каналом працює лише при одній полярності напруги на затворі, на відміну від транзистора з вбудованим каналом, який може працювати і при збільшенні струму в каналі, при додатній напрузі на затворі, і при зменшенні - при від'ємній.

Розрахуємо вихідну вольт-амперну характеристику МДН транзистора з вбудованим каналом, який працює в режимі зменшення провідності каналу.

Питома електропровідність каналу можна записати у вигляді:

$$\sigma = e\mu_e (n + \Delta n) \quad (7.6)$$

де  $n$  - стаціонарна концентрація електронів в каналі;  $\Delta n$  - її зміна за рахунок ефекту поля. Інші позначення загальноприйняті.  $\Delta n$  можна обчислювати, як відношення індукованого в каналі заряду  $Q$  до об'єму заряду.

$$\Delta n = Q / eabl \quad (7.7)$$

де  $a, b$  і  $l$  є геометричні розміри каналу.

Як і для звичайного конденсатора повний заряд  $Q$  можна визначити, як  $Q = CV_s$  ( $V_s$  є напруга на затворі,  $C$  - ємність конденсатора). Тоді вираз (7.6) набуде вигляду:

$$\sigma = e\mu_e \left( n + \frac{CV_s}{eabl} \right) = \sigma_0 + \frac{\mu_e C V_s}{abl} = \frac{\mu_e C}{abl} (V_s - V_{s0}) \quad (7.8)$$

В виразі (7.8) введені позначення:  $\sigma_0 = e\mu_e n$  - питома провідність каналу при  $V_s = 0$  та

$$V_{30} = -\frac{\sigma_0 abl}{\mu_e C} = \frac{enabl}{C} \quad (7.9)$$

З фізичних міркувань ясно, що  $V_{30}$  у виразі (7.9) є напруга відсічки, при якій  $\sigma = 0$ . Такий запис для  $\sigma$  та  $V_{30}$  зручний для розрахунків у режимі збагачення, то б то коли  $V_3 > 0$ . У режимі збіднення, коли  $V_3 < 0$  (7.8) можна записати у вигляді:

$$\sigma = \frac{\mu_e C}{abl} (V_{30} - V_3) \quad (7.10)$$

Враховуючи, що під  $V_3$  ми розуміємо його абсолютне значення.

Опір каналу в нашому розгляді може бути записаний, як:

$$R_k = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{ab} = \frac{l^2}{\mu_e C (V_{30} - V_3)} \quad (7.11)$$

Зараз необхідно зазначити, що в наслідок протікання струму по каналу, напруга, що прикладена до затвору різна на різних його ділянках. Якщо вважати потенціал витоку рівним 0, то потенціал стоку буде дорівнювати  $V_c$ . Отже ця напруга буде розподілятися вздовж каналу, забезпечуючи падіння напруги  $V_1, V_2, \dots, V_i$  і так далі на різних його ділянках. Оскільки  $V_i$  прикладене до затвору, то напругу на затворі можна записати, як: біля витоку напруга є  $V_3$ , а біля стоку  $V_3 + V_c$  і область просторового заряду в напівпровіднику буде різна і, таким чином вираз (7.11) може бути використано лише для обрахування опору елементарної ділянки каналу довжиною  $dx$ . Тоді:

$$dR_k = \frac{R_k}{l} dx = \frac{l}{\mu_e C} \cdot \frac{dx}{V_{30} - [V_3 + V(x)]} \quad (7.12)$$

Однак струм, що протікає через любий перетин каналу залишається сталим (бо немає накопичення заряду в області каналу) і тоді можна записати падіння напруги на елементі з опором  $dR_k$  таким чином:

$$dV = I_c dR_k \quad (7.13)$$

Підставляючи в (7.13) вираз (7.12) і інтегруючи з граничними умовами  $V = 0$  при  $x = 0$  та  $V = V_c$  при  $x = l$  маємо:

$$\int_0^{V_c} (V_{30} - V_3 - V) dV = I_c \cdot \frac{l}{\mu_e C} \cdot \int_0^l dx \quad (7.14)$$

Звідки:

$$I_c = \frac{\mu_e C}{l^2} \cdot (V_{30} - V_3 - \frac{1}{2} V_c) V_c \quad (7.15)$$

З ростом  $V_c$  відбувається насичення струму  $I_c$  і при умові  $V_{30} = V_3 + V_c$ , або  $V_c = V_{30} - V_3$  маємо для струму насичення:

$$I_{нас} = \frac{\mu_e C}{2l^2} \cdot (V_{30} - V_3)^2 \quad (7.16)$$

Крутизна характеристики такого транзистору буде дорівнювати:

$$g = -\frac{dI_c}{dV_3} = \frac{\mu_e C}{l^2} (V_{30} - V_3) \quad (7.17)$$

Ми розглянули фізичні механізми формування вихідної характеристики МДН транзистору на прикладі транзистора з вбудованим каналом. Типові



експериментально отримані та розраховані характеристики наведені на рис.

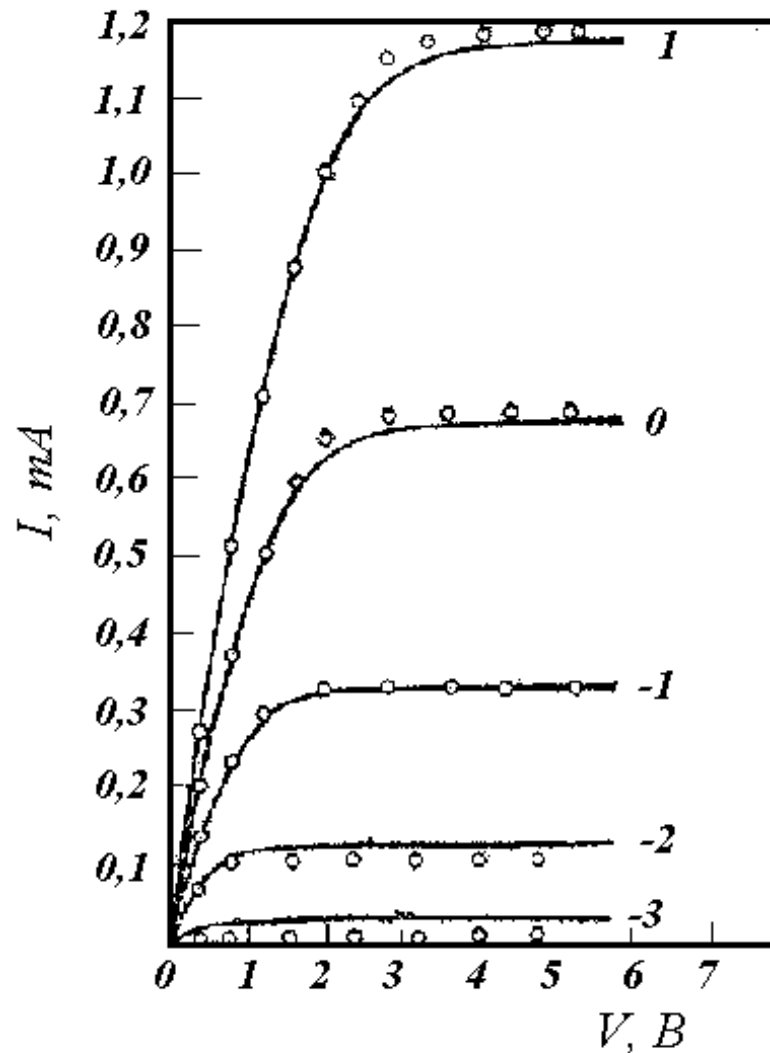


Рис.7.5. Експериментальні (крапки) та розраховані (суцільна лінія) витік-стік характеристики МДН - транзистору з вбудованим каналом. Параметром є напруга в вольтах на затворі.

Аналогічно можна провести розгляд для транзистору з індукованим каналом і отримати для струму насичення і крутизни відповідно вирази:

$$I_{\text{нас}} = \frac{\mu_e C}{2l^2} \cdot V_3^2 \quad (7.18)$$

$$g = -\frac{dI_c}{dV_3} = \frac{\mu_e C}{l^2} V_3 \quad (7.19)$$

Таким чином, як видно з проведеного розгляду, параметри транзистору визначаються ємністю МДН конденсатора, отже фізичними властивостями діелектрика між затвором і напівпровідником (чим більша ємність тим більша крутизна), і властивостями носіїв заряду в каналі, в першу чергу механізмами розсіювання їх в області просторового заряду (чим більша рухливість, тим

більша крутизна) та геометричними розмірами каналу (чим менша довжина каналу, тим більша крутизна характеристики). В кінці нашого розгляду слід зазначити, що польові транзистори працюють на основних носіях заряду, тому час перемикання визначається часом максвелівської релаксації, який може досягати  $10^{-11}$ - $10^{-12}$  сек., а це в свою чергу забезпечує велику швидкість напівпровідникових електронних схем, що створені на їх основі. Наш розгляд буде незавершеним, якщо ми не відзначимо, що досить проста технологія виготовлення МОН - структури, велика швидкість транзистора, створеного на її основі є тими основними перевагами які призвели до того, саме МОН транзистор став основою сучасної мікроелектроніки, на базі якого створюються великі і над великі інтегральні схеми.

#### 7.4.2. Прилади з зарядовим зв'язком.

На рис.7.6. зображена структура приладу з зарядовим зв'язком.

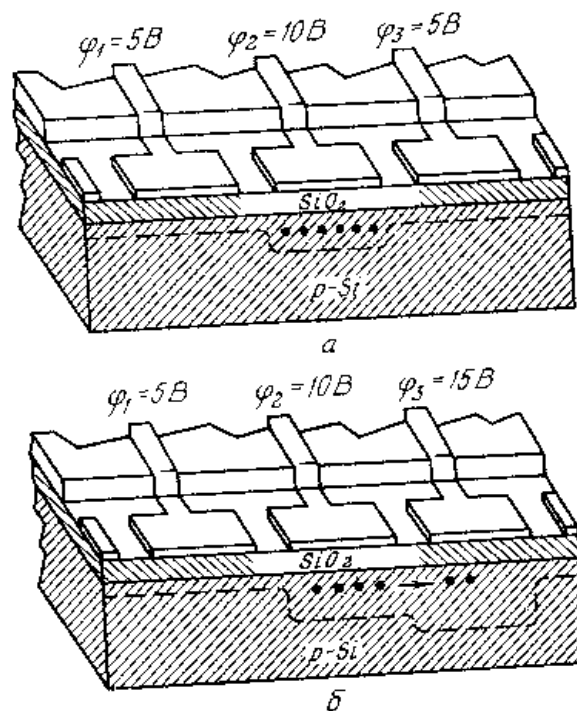


Рис. 7.6. Зображена структура приладу з зарядовим зв'язком: а) розподіл напруги при формуванні зарядового пакету; б) напруга на затворах при відповідному русі зарядового пакету.

Прилади з зарядовим зв'язком є польовим транзистором з багатьма керуючими електродами. Фактично цей прилад являє собою напівпровідникову підкладку, яка вкрита однорідним, або неоднорідним шаром діелектрика (як правило це оксид кремнію) і на цей діелектрик досить близько один від одного нанесені окремі затвори польового транзистора - електроди переносу. На рис.7.6 наведений випадок коли сигнальний зарядовий пакет знаходиться під

середнім електродом, напруга на якому більша ніж на сусідніх. Якщо на  $i$  польовий електрод подавати напругу, що відповідає співвідношенню  $V_{i+1} > V_i$ , то заряд, який знаходиться в  $i$  кишені області просторового заряду, буде перетікати в  $i+1$  і навпаки. Змінюючи напругу, синхронізуючи її потактово, можна потактово переносити сигнальний заряд із однієї області просторового заряду в іншу. На практиці для забезпечення направленої руху сигнального пакету заряду вздовж однієї координати використовуються трьохфазні електродні структури бо при їх виготовленні досить легко технологічно забезпечити умови малих (0,5 -1,0 мкм.) міжелектродні відстані. Для уникнення розтікання сигнального заряду через бокові, перпендикулярні до напрямку переносу сигнального заряду області, використовуються різні технологічні методи бокового обмеження каналу переносу. Це може бути додаткове легування підкладинки, що змінить область просторового заряду у цьому напрямку або використання додаткових керуючих електродів, які знаходяться під потенціалом, що зсуває вигин зон в приграничній області напівпровідника в режим акумуляції.

На основі таких структур створюються лінії затримки, регістри, матриці фотоприймачів і так далі.

#### **7.4.3. Енергонезалежні елементи пам'яті. Прилади з плаваючим затвором та МНОН-транзистори.**

На основі МДН структур можуть бути сконструйовані прилади, які дозволяють розв'язати гострі проблеми сучасної мікроелектронної техніки. Зараз постійно розробляються і широко виготовляються прилади на основі МДН структур, які дозволяють створювати напівпровідникові інтегральні запам'ятовуючі пристрої, в яких можливий електричним чином перезапис програми або енергетично незалежні запам'ятовуючі пристрої з довільною виборкою. Енергонезалежні елементи пам'яті можна розділити на два класи: прилади з плаваючим затвором та структури з подвійним діелектриком (так звані структури метал-діелектрик-оксид-напівпровідник (МДОН)). Запис заряду в них відбувається при інжекції носія з кремнію через оксид. Заряд зберігається або в металевому електроді, що знаходиться при плаваючому потенціалі (в структурах з плаваючим потенціалом), або на межі поділу оксиду кремнію з іншим діелектриком (в МДОН-структурах). Цей заряд змінює порогову напругу МДН- транзистора і доти, доки він існує, транзистор "пам'ятає" записану інформацію. Оцінки показують, що цей заряд може зберігатись більше 100 років. Витирання інформації може відбуватися або електричним керуванням відповідних потенційних бар'єрів, або опроміненням структури високоенергетичним, наприклад, ультрафіолетовим, опроміненням.

На рис.7.7 зображена енергетична зонна діаграма елемента пам'яті з плаваючим затвором.

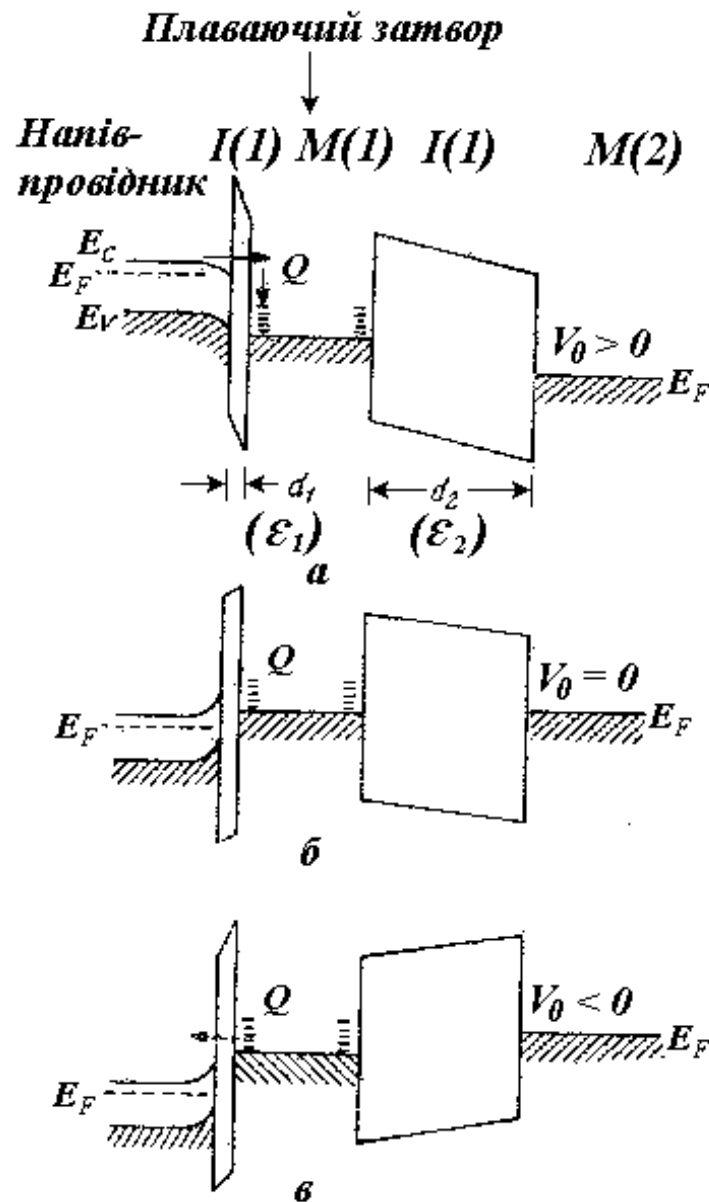


Рис.7.7. Енергетична зонна діаграма елемента пам'яті з плаваючим затвором: а) захват заряду в плаваючий затвор при зовнішньому зміщенні; б) збереження заряду при зовнішньому зміщенні, що дорівнює нулеві; в) "зтирання" заряду при зовнішньому зміщенні.

На основі ефектів, що описані вище, створюються структури метал - нітрид кремнію - оксид - напівпровідник. В цих структурах ізолятор, що знаходиться під польовим електродом, має декілька діелектричних шарів. Сенсація такої діелектричної композиції полягає в тому, що кожен з шарів (наприклад, нітрид кремнію та оксид кремнію) має свою заборонену зону. Оксид кремнію порядку 9,6 еВ., а нітрид кремнію 5,4 еВ. Уявімо собі, що товщина оксиду кремнію ( $\text{SiO}_2$ ) порядку 200 Å і нітриду кремнію ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) - порядку 600 Å. Тоді електрони інжектовані з напівпровідника через область  $\text{SiO}_2$  в область  $\text{Si}_3\text{N}_4$  будуть зберігатись в ній, захопившись глибокими пастками, які існують в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  і на межі поділу  $\text{Si}_3\text{N}_4$  -  $\text{SiO}_2$ , і при виключеній зовнішній напрузі. При цьому слід зазначити, що для надійнішого збереження інжектованого заряду межа

поділу між  $\text{Si}_3\text{N}_4$  та  $\text{SiO}_2$  додатково легується, наприклад золотом. Таке легування призводить до утворення на цій межі поділу глибоких пасток, потрапивши в які, носій заряду не може з них вийти за рахунок теплового збудження (то б то  $E_M \gg kT$ ). При прикладанні зворотної напруги можна “витягнути” заряд з пасток і повернути систему в початковий стан. Так створюється енергонезалежна пам’ять, що дозволяє перепрограмування.

#### 7.4.4. Іон селективні транзистори для створення сенсорів.

В сучасній науці останнім часом сформувався ще один напрямок, який ґрунтується на використанні унікальних властивостей МДН структури. Уявимо собі, що замість металу МДН структури ми будемо використовувати електроліт, або селективну до певних іонів, або газів мембрану. Оскільки в електроліті, або в газовому середовищі є певні речовини, що адсорбуючись на поверхні мембрани можуть змінювати заряд на зовнішній поверхні діелектрика, то на межі поділу діелектрик напівпровідник буде індукуватись певний заряд (бо структура повинна зберігати електронейтральність) і:

$$Q_M = Q_i + eN_A W = Q_s \quad (7.20)$$

де  $Q_M$  - заряд у мембрані;  $Q_i$  - індукований заряд у каналі і  $eN_A W_s$  - заряд області просторового заряду.

В той же час прикладена до структури зовнішня напруга при відсутності різниці робіт виходу між металом та напівпровідником падає на діелектрику  $V_0$  та в області просторового заряду  $\varphi_s$  так, що:

$$V = V_0 + \varphi_s \quad (7.21)$$

При цьому за означенням ємність є

$$C = dQ_s / d\varphi_s \quad (7.22)$$

і при будь-якій зовнішній напрузі виконується співвідношення (7.22). Враховуючи, що ємність просторового заряду ( $C_s$ ) і ємність діелектрика ( $C_0 = \varepsilon \cdot \varepsilon_D / d$ ) з’єднані послідовно маємо:

$$C = C_s C_0 / (C_s + C_0) \quad (7.23)$$

Таким чином, враховуючи (7.20)-(7.23) та знаючи параметри напівпровідника та оксиду, який використаний для створення структури, можна розрахувати залежність повної ємності від напруги на затворі. На рис.7.8. Наведена вольт-фарадна характеристика ідеальної МДН структури при різних режимах її вимірювання.

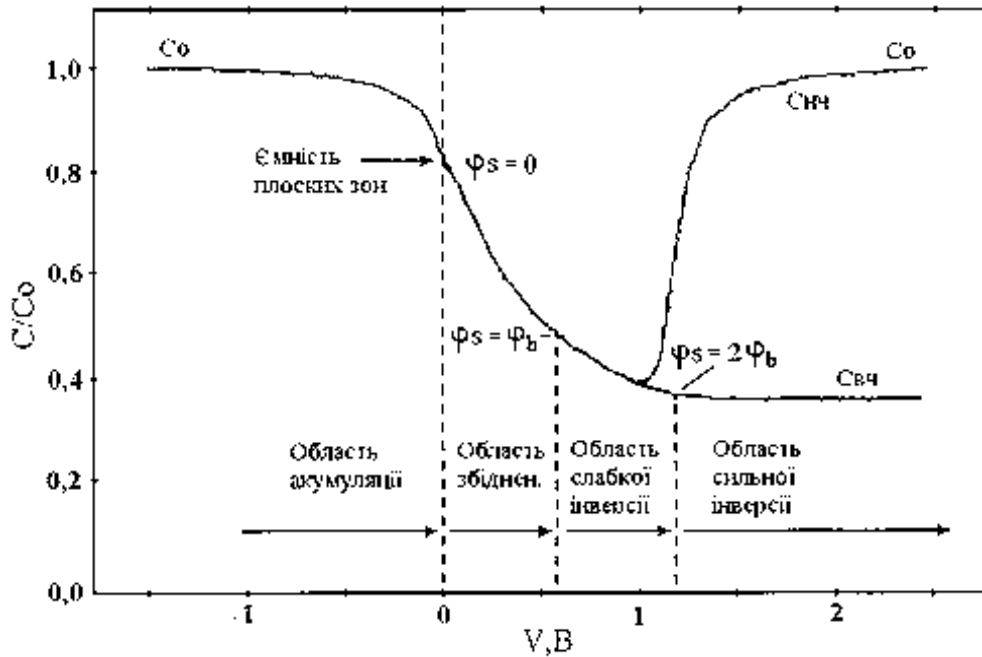


Рис.7.8. Розраховані вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН структури ( *p-Si* ) для режиму низької і високої частот прикладеної до структури змінної напруги.

В області  $V < 0$ , то б то акумуляції (накопиченні) дірок біля межі поділу напівпровідник - діелектрик ємність напівпровідника виявляється суттєво більшою за ємність діелектрика, тому повна ємність структури близька до  $C_0$ . Коли прикладена до структури напруга стає більше нуля, в приповерхневому шарі утворюється збіднена область, яка працює, як додатковий шар діелектрика і призводить до зменшення повної ємності структури. При подальшому збільшенні напруги відбувається перехід до стану інверсії (коли  $n \gg p$ ) і поведінка ємності в цій області залежить від частоти модуляції змінного сигналу, що є тестовим сигналом для виміру ємності. При низькій частоті, то б то коли концентрація носіїв заряду в інверсійному шарі, а отже і довжина його змінюється з прикладеною змінною напругою, диференціальна ємність інверсійного шару значно перевищує ємність діелектрика і, таким чином, ємність на низькій частоті  $C_n$  прямує до  $C_0$ . Коли частота тестуючого сигналу досить висока, така, що параметри інверсійного шару не змінюються при дії змінного сигналу, повна ємність вольт-фарадних характеристики виходить на деяке мінімальне значення ємності  $C_b$ , яке визначається товщиною характерної для режиму сильної інверсії.

Однак така ситуація має місце для ідеальної структури, тобто такої ситуації, коли ні в оксиді, ні на межі поділу немає ні пасток, ні вбудованого (в технологічному процесі виготовлення) заряду. В реальній ситуації на межі поділу оксид - кремній є заряд  $Q_{ss}$ , що являє собою заряд поверхневих станів і фактично є пастками електронів, які лежать в забороненій зоні кремнію. Окрім цього в оксиді є вбудований заряд, роль якого зводиться до екранування

зовнішнього електричного поля прикладеного до структури. Природа цього заряду пов'язана з зарядом захопленим в оксиді на пастки  $Q_T$ , зарядом рухомих іонів  $Q_M$  (наприклад лужних металів) та фіксованим зарядом, що обумовлений технологічними причинами і виник в процесі росту оксиду  $Q_F$ . Враховуючи, що і різниця робіт виходу напівпровідника і зовнішнього металу (або середовища  $\varphi_{MS}$ ) не рівні одна одній, маємо. Зсув реальної фолт-фарадної характеристики по відношенню до ідеальної може бути записаний, як:

$$\Delta V = \varphi_{MS} - (Q_{SS}(\varphi_S) + Q_T + Q_M + Q_F) / C_0 \quad (7.24)$$

Сучасні технологічні методи дозволяють отримати МДН структури практично з ідеальними вольт-фарадними характеристиками. Як видно з (7.24) сумарний знак заряду в оксиді призводить до відповідного зсуву ідеальної вольт-фарадної характеристики, як це зображено на рис. І, таким чином, є параметром, що характеризує або технологічний процес виготовлення МДН структури, або обмін зарядом з будь-яким зовнішнім середовищем.

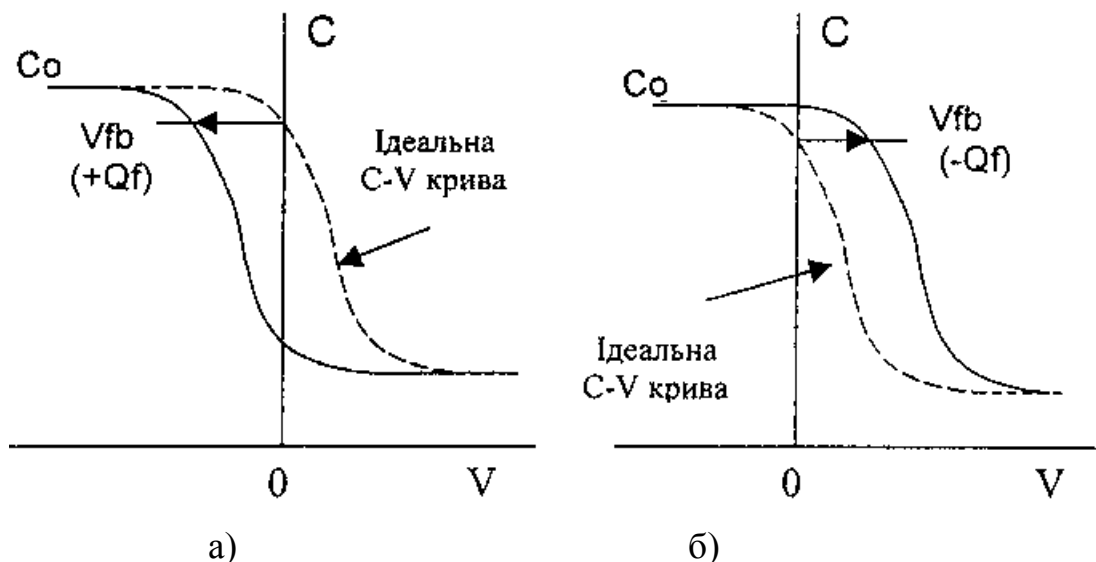


Рис.7.9. Зсув вольт-фарадних кривих по осі напруг, викликаний додатнім (а) та від'ємним (б) інтегральним зарядом в оксиді.

Експериментальні дослідження показали, деякі діелектрики, наприклад  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{LaF}_3$  та інші можуть самі виступати в ролі чутливих мембран, що селективно реагують на іони водню, срібла, фтору відповідно. На основі описаного ефекту з використанням багатошарових МДН-структур створені датчики (сенсори) відповідних речовин. Якщо на поверхню діелектрика нанести біологічно активну речовину, яка має селективну взаємодію лише з певною іншою біологічно активною речовиною, то ми матимемо прилад, що отримав сучасну назву біосенсор на основі МДН-структури. Залишається лише додати, що практично майже завжди використовується багатошаровий діелектрик. Найближчий діелектричний шар до кремнію є  $\text{SiO}_2$  щоб забезпечити мінімальну (реально  $< 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ) густину поверхневих станів на

межі поділу, а далі будь-яка багатошарова композиція, яка забезпечує селективність та накопичення заряду у відповідності до (7.24).

### 7.5. Поняття про квантування спектру носіїв заряду в каналі.

Обговорення властивостей МДН - структур буде неповним, якщо ми не розглянемо деякі ефекти пов'язані з зміною енергетичного спектру електронного газу в приповерхневому каналі. В главі 1 ми розглядали ситуацію, коли тверде тіло має нескінченну періодичність зі сталою ґратки у всіх трьох напрямках. При цьому довжина хвилі де Бройля носія заряду, що рухається в такому твердому тілі, завжди буде значно менше лінійних геометричних розмірів такого твердого тіла. Розглянемо ситуацію, коли у напівпровідникових плівках або у приповерхневій області просторового заряду довжина хвилі де Бройля носія заряду буде того ж порядку, що і геометричний розмір кристалу, наприклад, товщина напівпровідникової плівки. В такій ситуації необхідно враховувати квантування руху носіїв заряду у напрямку, який обмежений геометричними розмірами плівки. Квантування руху має місце не тільки для електронів та дірок в кристалі, а і для інших квазічастинок, наприклад фононів та екситонів. Ця група ефектів отримала назву квантово-розмірних ефектів в напівпровідниках.

Розглянемо один з них, який має місце в інверсному шарі електронів МДН структури. Для початку будемо вважати, що електрони знаходяться в прямокутній потенційній ямі, розміром  $d$  - товщини плівки. Якщо  $d < \lambda_d$  ( $\lambda_d$  - довжина хвилі де Бройля), то проекція квазіімпульсу  $k_z$ , перпендикулярна до площини плівки буде невизначеною. Тому енергія електрона в плівці (як і будь-якої другої квазічастинки) визначається повздовжніми проекціями квазіімпульсу  $k_x$  та  $k_y$  і, взагалі кажучи, квантовим числом  $s$ , яке замінює  $k_z$  і у припущенні квадратичного закону дисперсії, якщо центр зони Брилюена знаходиться в точці  $\vec{k} = 0$  матимемо:

$$E = E(k_x, k_y, s) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_1^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_2^*} + E_s \quad (7.25)$$

В прямокутній нескінченно глибокій ямі розв'язок рівняння Шредінгера для квантування рівнів дає:

$$E_s = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\pi}{d} \right)^2 s^2 \quad (7.26)$$

де  $m^*$  - ефективна маса у напрямку, перпендикулярному до поверхні плівки.

Для інверсного шару в каналі МДН - структури найпростішою апроксимацією ходу потенціалу в області просторового заряду є трикутна потенційна яма з лінійним ходом потенціалу. Як це зображено на Рис.7.10.



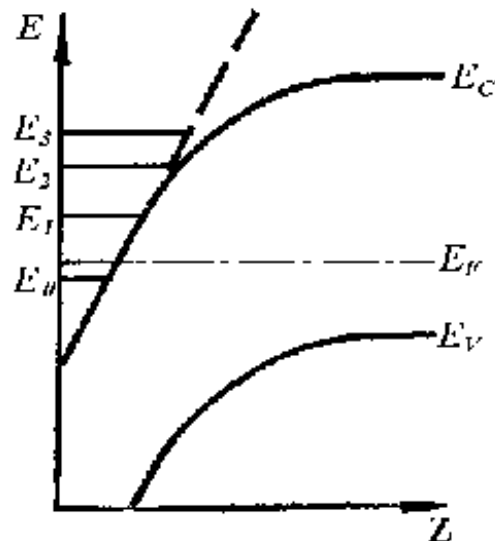


Рис. 7.10. Зонна схема приповерхневої області просторового заряду з трикутною апроксимацією ходу потенціалу та квантуванням енергетичного спектру електронів в каналі.

Енергетичний спектр носіїв заряду в області просторового заряду у загальному вигляді знаходять з самоузгодженого розв'язку рівняння Шредінгера та рівняння Пуасона. Для інверсного шару  $n$  - типу в напівпровіднику  $p$  - типу значення квантованих рівнів енергії електронів є :

$$E_s = \frac{1}{2} \left[ \frac{(3\pi e E_z \hbar)^2}{m^*} \right] \cdot \left( s + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad (7.27)$$

де  $E_z = \frac{e}{\varepsilon_2 \varepsilon_0} (N_A l_d + \Gamma_e)$  - величина поля в інверсному шарі.  $\varepsilon_2$  - діелектрична проникність напівпровідника;  $N_A$  - концентрація акцепторів в  $p$  - області;  $l_d$  - довжина області просторового заряду;  $\Gamma_e$  - концентрація електронів згідно з (7.3).

Як видно з (7.27), навід при  $s=0$  перший дискретний рівень не співпадає з дном зони провідності, а знаходиться вище нього на величину:

$$E_s = \frac{1}{2} \left[ \frac{(3\pi e E_z \hbar)^2}{m^*} \right] \cdot \left( \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad (7.28)$$

З (7.27) також видно, що зі збільшенням квантового числа  $s$  відстань між дискретними рівнями зменшується і спектр стає квазінеперервним.

Ясно, що коли змінюється енергетичний спектр електронів, то повинна змінюватись і густина станів у підзонах. При квадратичному законі дисперсії (7.25), проводячи такий же аналіз, як і при знаходженні (3.6) (3.7) для густини станів у тривимірному випадку для квантованого спектру матимемо густину станів в одній підзоні:

$$N(E) = \frac{r \sqrt{m_1^* m_2^*}}{\pi \hbar^2} S \quad (7.29)$$

де  $S$  - площа плівки,  $r$  - число двовимірних підзон. Таким чином з (7.29) отримуємо, що густина станів на одиницю об'єму плівки є:

$$N_{\text{підзон}} = \frac{r\sqrt{m_1^* m_2^*}}{\pi\hbar^2} \cdot \frac{1}{d} \quad (7.30)$$

З (7.30) видно, що густина станів у підзоні не залежить від енергії та номера підзони, на відміну від трьохвимірного випадку (3.7). Однак є інша характерна залежність густини станів у підзоні. Вона спадає за гіперболічним законом, коли товщина плівки збільшується. При певному значенні  $d$  починає заповнюватись наступна підзона і густина станів стрибком збільшується до величини  $N_{\text{підзони}}(d_n)$ . Таким чином виникає осцилююча залежність густини станів у плівці в залежності від її товщини. На Рис.7.11 наведена залежність густини станів від товщини плівки.

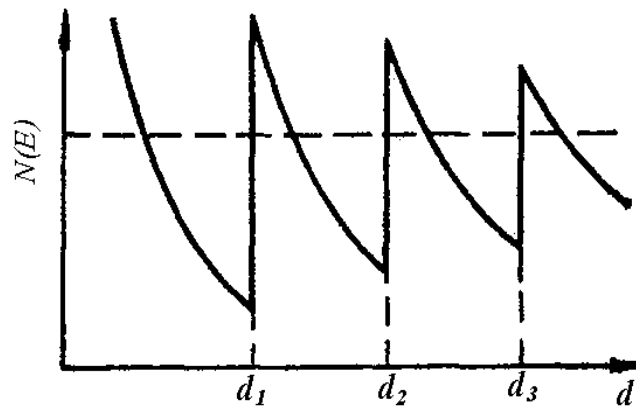


Рис.7.11. Залежність густини станів від товщини плівки при розмірному квантуванні.

Ясно, що положення стрибків (при товщинах  $d_1, d_2, d_3, d_4, \dots, d_n$ ) залежить від ходу потенціалу в плівці, але незалежно від форми потенціалу зберігаються осциляції при розмірному квантуванні.

Повна густина станів у плівці, при заданій енергії  $E$ , що відповідає заповненій підзоні  $m=s$  у випадку апроксимації ходу потенціалу прямокутною ямою визначається співвідношенням:

$$E_m = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2} m^2 \quad (7.31)$$

З загальних фізичних міркувань ясно, що для експериментального спостереження квантово-розмірних ефектів необхідно виконання певних умов.

Перш за все температура повинна бути такою, щоб теплові флюктуації не розмивали відокремлені одна від одної підзоним:

$$kT < E_{s+1} - E_s \quad (7.32)$$

Розмиття дискретного спектру може відбуватися внаслідок розсіювання носіїв заряду. Враховуючи всі механізми розсіювання  $\tau_s$  можна оцінити розмиття рівня використовуючи співвідношення невизначеності:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_s} = \frac{e\hbar}{m^* \mu_s} \ll E_{s+1} - E_s \quad (7.33)$$

Оскільки енергетична відстань між підзонами з ростом  $s$  зменшується то наскраді умови для спостереження квантоворозмірних ефектів будуть при малих  $s$ , або при  $s=0$ . Умова заповнення нижчих підзон накладає умову на

концентрацію носіїв заряду. Ясно, що вона залежить від форми потенціалу і для найпростішого випадку прямокутної потенційної ями має вигляд:

$$n < \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{1}{d^3} \quad (7.34)$$

В інверсних каналах МДН структур з кремнію при  $E_z = 4 \cdot 10^5 \text{ В.см}^{-1}$ ,  $m^* = 0,5 \cdot m_e$ ,  $E_0 = 4,5 \cdot kT$  і  $\Delta E = E_1 - E_0 = 3,4 \cdot kT$  критерії (7.32), (7.33) і (7.34) виконуються для реальних значень  $\mu_s$ . Умови утворення двовимірного газу в області просторового заряду також можна створити для інших напівпровідників таких як Ge, InSb, In As та інші.

### 7.6. Запитання для самоконтролю та задачі.

1. Яка природа існування поверхневих станів на поверхнях напівпровідників ?
2. Чим обумовлена зміна електропровідності в при поверхневому шарі напівпровідника при прикладанні зовнішнього електричного поля перпендикулярно до поверхні ?
3. Чим визначається питомий опір каналу польового транзистора?
4. Чим визначається швидкодія польового транзистора ?
5. Якими процесами обумовлене формування та рух зарядового пакету ?
6. Як можна оцінити час зберігання заряду в енергонезалежних елементах пам'яті ?
7. Що таке режим низької і високої частоти вольт-фарадної характеристики польового транзистора ?
8. Чим обумовлене квантування допустимої енергії носіїв заряду в каналі ?
9. При яких зовнішніх умовах можна спостерігати ефекти, що пов'язані зі зміною спектру енергетичних носіїв в каналі ?
10. Задача. Використовуючи вираз для знаходження енергетичних рівнів квантування для нескінченної прямокутної ями, оцініть товщину напівпровідникової плівки, при якій можна спостерігати розділені стани при температурах:  $T = 300 \text{ К}$ ,  $T = 100 \text{ К}$  та  $T = 30 \text{ К}$  для типових значень параметрів кремнію та арсеніду галію.