

1. Напівпровідникова електроніка. Мікро- та наноелектроніка.

Предметом дослідження електроніки є вивчення законів взаємодії електронів та інших заряджених частинок з електромагнітними полями та розробка методів створення електронних приладів, у яких ця взаємодія використовується для перетворення електромагнітної енергії з метою передачі, обробки та зберігання інформації, автоматизації виробничих процесів, створення енергетичних пристроїв, контрольно-вимірювальної апаратури, засобів наукового експерименту та ін.. Електроніку можна поділити на такі частини: вакуумна (вакуумна мікро- та вакуумна наноелектроніка), твердотільна (напівпровідникова, мікро- та наноелектроніка), квантова.

Напівпровідникова електроніка, мікро- та наноелектроніка є розділами твердотільної електроніки.

Напівпровідникова електроніка є основним напрямком твердотільної. Включає в себе дослідження взаємодії електронів з електромагнітними полями в напівпровідниках та методи та створення електричних приладів, у яких ця взаємодія використовується з метою перетворення електромагнітної енергії (наприклад, обробка та передача електричних сигналів).

Мікро- та наноелектроніка – підрозділ твердо тільної електроніки, пов'язаний з дослідженням та виготовленням електронних компонентів з характерними геометричними розмірами. Наведемо ці характерні розміри: **мікро-** (1 – 100 мкм), **субмікро-** (0,1 – 1 мкм), **нано-** (1 – 100 нм), **субнано-** (0 – 1 нм). Зазвичай такі пристрої виготовляють із напівпровідників та напівпровідникових сполук. Більшість компонентів звичайної електроніки (резистори, конденсатори, діоди і т.д.) також використовуються в мікроелектроніці, але вже у вигляді мініатюрних пристроїв у інтегральних мікросхемах.

Принципово новою особливістю наноелектроніки є те, що для елементів таких розмірів починають переважати квантові ефекти. З'являються нові властивості, нові перспективи подальшого розвитку.

2. Напівпровідникова електроніка. Приклади використання.

Предметом дослідження електроніки є вивчення законів взаємодії електронів та інших заряджених частинок з електромагнітними полями та розробка методів створення електронних приладів, у яких ця взаємодія використовується для перетворення електромагнітної енергії з метою передачі, обробки та зберігання інформації, автоматизації виробничих процесів, створення енергетичних пристроїв, контрольно-вимірювальної апаратури, засобів наукового експерименту та ін.. Електроніку можна поділити на такі частини: вакуумна (вакуумна мікро- та вакуумна наноелектроніка), твердотільна (напівпровідникова, мікро- та наноелектроніка), квантова.

Напівпровідникова електроніка, мікро- та наноелектроніка є розділами твердотільної електроніки.

Напівпровідникова електроніка є основним напрямком твердотільної. Включає в себе дослідження взаємодії електронів з електромагнітними полями в напівпровідниках та методи та створення електричних приладів, у яких ця

взаємодія використовується з метою перетворення електромагнітної енергії (наприклад, обробка та передача електричних сигналів).

У наш час важко уявити життя без електронних приладів. Використовується практично у всіх сферах людської діяльності (радіо, телебачення, комп'ютери, інтернет, мобільний зв'язок, інтелектуальні сенсори і т.д.).

3. Кінетичні явища в напівпровідниках. Електропровідність.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Електропровідність. В результаті невпорядкованого теплового руху в електронному газі в стані теплової рівноваги не має переважних напрямів руху, і тому середнє значення теплової швидкості рівне нулю. При накладанні зовнішнього електричного поля електрони отримують додаткову швидкість під дією поля. В цьому випадку результуючий рух електронів вже не є зовсім невпорядкованим і виникає направлений потік електричного заряду (електричний струм).

Відстань, яку проходить вільний носій заряду між двома зіткненнями, називається *довжиною вільного пробігу*, а усереднене значення всіх відрізків шляху є *середня довжина вільного пробігу*.

Час між двома зіткненнями і його усереднене значення називається *часом вільного пробігу* і *середнім часом вільного пробігу*.

Середня довжина вільного пробігу l і середній час вільного пробігу τ зв'язані співвідношенням $l = v_0 \times \tau$ (v_0 - середня швидкість теплового руху вільного носія).

Рух електрону в кристалі складається з невпорядкованого теплового і впорядкованого руху, визваного дією зовнішнього електричного поля.

Направлений рух сукупності носіїв заряду в електричному полі називається дрейфом, а швидкість їх направлено руху називається дрейфовою швидкістю.

Для напівпровідників. Процес перетворення зв'язаного електрона у вільний називається **генерацією**. Зворотний йому процес називається **рекомбінацією**.

Фактичний рух електрона в кристалі складається з невпорядкованого теплового і впорядкованого руху, який визивається дією зовнішнього електричного поля. Механізм провідності обумовлений рухом зв'язаних електронів по вакантним зв'язкам отримав назву діркової провідності.

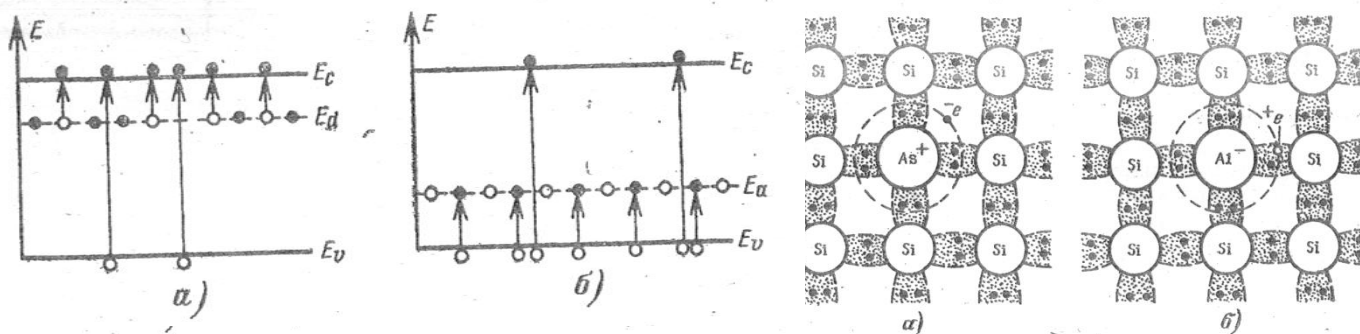
В чистому напівпровіднику, що не містить домішок, відбувається електронна і діркова електропровідність. Відповідно електричний струм у власному напівпровіднику визначається двома складовими – електронним і дірковим струмом, що протікають в одному напрямі. Напівпровідник, що містить у собі

домішки, називається домішковим, а провідність створена домішками називається домішковою електропровідністю.

Домішка, що віддає електрон називається **донорною**. Якщо домінуючу роль в провідності напівпровідника грають електрони, то вони є основними носіями заряду. Такий напівпровідник називається **електронним** або **n-типу**.

Домішка, що захоплює електрон називається **акцепторною**.

Якщо кількість дірок значно більша кількості вільних електронів, то електропровідність кристалу буде дірковою. В такому напівпровіднику основними носіями заряду будуть дірки. Напівпровідник з акцепторною домішкою називається **дірковим** або **p-типу**.



На рис зображено енергетичні діаграми та кристалічну ґратку донорного (а) та акцепторного (б) напівпровідників

В ізотропних речовинах дрейфова швидкість направлена або паралельно полю (у позитивних частинок), або протилежно полю (у від'ємних частинок), тому μ і σ скаляри і, відповідно вектори \mathbf{j} і \mathbf{E} співпадають по напрямку. В анізотропних речовинах це не має місця і співвідношення між \mathbf{j} і \mathbf{E} має більш загальний вид

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z, \\ j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z, \\ j_z &= \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z, \end{aligned}$$

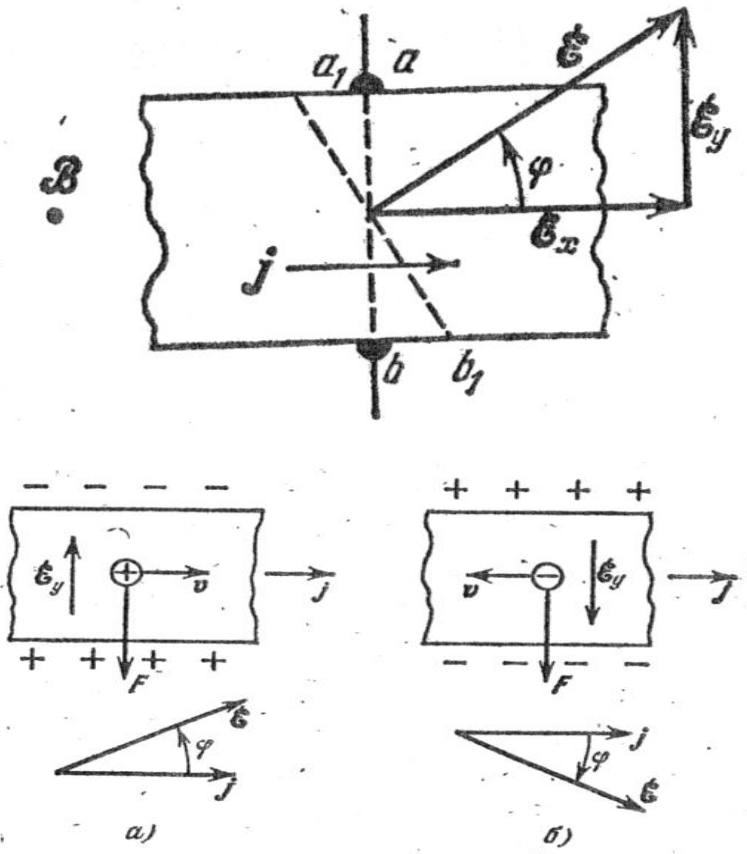
Або в скороченому записі: $j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E_\beta$ ($\alpha, \beta = x, y, z$).

У цьому випадку явище переносу заряду визначається вже не єдиним кінетичним коефіцієнтом, сукупністю коефіцієнтів $\sigma_{\alpha\beta}$, які є компонентами тензора 2-го рангу – тензора електропровідності.

4. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Холла.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Ефект Холла (відноситься до гальваноманітних явищ) полягає в тому, що в провіднику зі струмом, який поміщений в магнітне поле, з'являються електрорушійні сили і, як наслідок, виникає додаткове електричне поле.



$$E_y = U/d = RBj = RB I / ad$$

R – постійна Холла; d – товщина зразка; a – ширина зразка; I – повний струм

Як видно з рис., кут Холла – кут між векторами E та j , може бути додатнім (а) та від'ємним (б). Вираз кута Холла через компоненти тензора електропровідності в магнітному полі $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$\operatorname{tg}\varphi = E_y / E_x = -\sigma_{yx} / \sigma_{yy} = \sigma_{xy} / \sigma_{xx}; (\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}; \sigma_{xx} = -\sigma_{yy})$$

Вираз постійної Холла через компоненти тензора електропровідності в магнітному полі $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$R = 1/B \times \sigma_{xy} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) \quad (E_y =$$

$$\sigma_{xy} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) \times j_x)$$

Для напівпровідників. Вимірюючи знак і значення постійної Холла, можна встановити тип носіїв заряду і їх концентрацію. Одночасно вимірюючи питому електропровідність, є можливість визначити цілий ряд фундаментальних характеристик напівпровідників: ступінь чистоти, енергію активації домішок і ширину забороненої зони, відношення рухливості дірок і електронів і їх ефективні маси.

Поява холлівської ЕРС використовується в більшості вимірювальних пристроїв і схем автоматики: в магнітометрах (для вимірювання індукції магнітного поля), струмомірах (для вимірювання сили струму, який протікає в кабелях), ватметрах, для перетворення постійного струму в змінний, генерування, модуляції і демодуляції електромагнітних коливань; для підсилення електричних сигналів.

5. Кінетичні явища в напівпровідниках. Зміна опору в магнітному полі.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Зміна опору в магнітному полі. Властивість матеріалу змінювати свій електричний опір у магнітному полі називається **магнетоопором**. Якщо позначити опір матеріалу без магнітного поля ρ , а його опір у магнітному полі з магнітною індукцією \mathbf{B} позначити ρ_H , то магнетоопір зручно характеризувати

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_H - \rho}{\rho} .$$

Ця відносна зміна опору не залежить від напрямку прикладеного магнітного поля, а, отже, є парною функцією магнітної індукції \mathbf{B} . При малому магнітному полі відносна зміна опору залежить від магнітної індукції квадратично, в сильних полях зазвичай виходить на насичення. Якщо магнітне поле паралельне струму, поздовжній магнітоопір $\Delta\rho_{||}/\rho = 0$.

Величина магнетоопору для кожного конкретного матеріалу залежить від типу розсіювання носіїв заряду. Вона різна в залежності від того, чи розсіювання відбувається в основному на нейтральних чи на заряджених домішках чи на фононах.

Фізична природи явища: в однорідному магнітному полі вільні заряджені частинки рухаються по спіралі. Магнітне поле не впливає на складову швидкості вздовж поля, але складова, перпендикулярна до поля змінюється сильно. Як наслідок, електропровідність стає тензорною величиною. $\mathbf{j} = \hat{\sigma}(\mathbf{B})\mathbf{E}$

Якщо магнітне поле прикладене перпендикулярно до електричного поля, то струм можна записати у вигляді $j_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y$; $j_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y$.

Якщо вибрати вісь x вздовж зовнішнього поля, то, зазвичай, у магнітному полі виникне також і перпендикулярна складова напруженості електричного поля \mathbf{E}_y , яку можна знайти з умови $j_y = 0$. В такому випадку

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\sigma_0\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2} - 1 , \quad \text{де } \sigma_0 \text{— провідність без магнітного поля.}$$

Напівпровідники. У слабких магнітних полях, коли $\tau\omega_H \ll 1$, де τ — час релаксації носіїв заряду, а ω_H — циклотронна частота, в напівпровідниках із одним типом носіїв заряду відносну зміну опору в магнітному полі можна

оцінити за формулою: $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \omega_H^2 \frac{\langle\tau^3\rangle\langle\tau\rangle - \langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau^2\rangle^2}$, де час релаксації τ усереднюється по енергії. Якщо час релаксації енергії носія заряду не залежить від енергії, то відносна зміна опору в магнітному полі дорівнює нулю.

Але для більшості механізмів розсіювання носіїв заряду така залежність існує.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \langle\tau\rangle\langle\tau^{-1}\rangle - 1$$

У сильних магнітних полях і не залеж. від магнітного поля.

6. Кінетичні явища в напівпровідниках. Термоерс.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

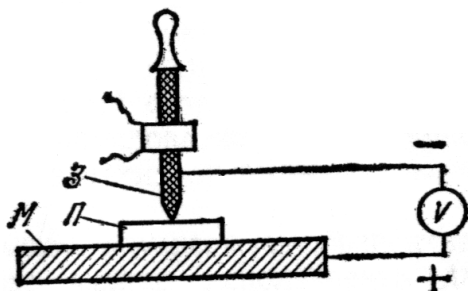
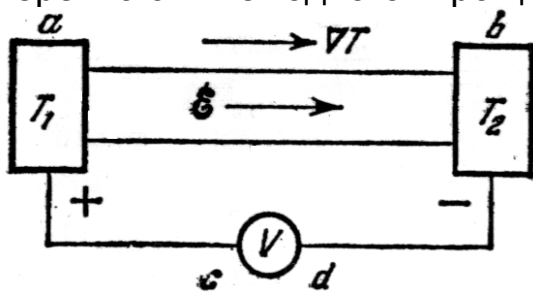
ТермоЕРС. (по суті те ж, що і ефект Зеебека) Даний ефект проявляється наступним чином: між кінцями розімкненого провідника, які мають різну температуру, виникає різниця потенціалів, а значить всередині провідника з'являється електрорушійна сила. Причиною ефекту є те, що потік дифузії заряджених частинок від нагрітого кінця до холодного більший, ніж в зворотному напрямку.

Фізична природа полягає в тому, що в кожній речовині електрони мають властивий для речовини розподіл за енергіями, яка характеризується рівнем хімічного потенціалу. При контакті двох речовин їхні хімічні потенціали вирівнюються за рахунок перетікання частини електронів із однієї речовини в іншу (див. Контактна різниця потенціалів). Якщо два контакти між провідниками мають однакову температуру, то перетікання електронів на одному контакті балансується аналогічним на іншому контакті й виникає термодинамічна рівновага. При неоднаковій температурі контактів, кількість електронів, які перетікають із одного провідника в інший і навпаки, різна, тож один із провідників стає зарядженим, що призводить до протікання електричного струму.

На кінцях провідника (і на його поверхні) з'являються електричні заряди, а в середині – електричне поле. $dV_0 = \alpha dT$ (α -диференційна термоерс).

Верхній рис. Термоерс, вказаний знак напруги відповідає позитивним носіям заряду і $T_2 > T_1$

Нижній рис. Термозонд. **З** – нагрітий стержень, **П**- напівпровідник, **М**- холодна металічна пластина. Знак напруги показаний для позитивних частинок



7. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Томсона.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Ефект Томпсона. Якщо в однорідному провіднику є градієнт температури в напрямку осі X і в тому ж напрямку проходить електричний струм густиною j , то в кожній одиниці об'єму за одиницю часу виділяється, крім тепла Джоуля j^2/σ ще додаткове тепло $-\alpha_T j dT/dx$, де α_T - коефіцієнт Томсона. При зміні напрямку струму на зворотній тепло Томсона міняє знак: замість поглинання тепла спостерігається його виділення, і навпаки.

При наявності градієнта температури в провіднику є ще тепловий потік, обумовлений теплопровідністю речовини.

Кількість тепла, що проходить через одиницю поверхні за одиницю часу в напрямку X є $-\chi dT/dx$, де χ – коефіцієнт теплопровідності. Якщо цей потік змінюється в просторі (в результаті зміни χ чи dT/dx), то в об'ємі провідника також виділяється тепло $d/dx(\chi dT/dx)$.

В загальному випадку, коли напрям j і ∇T не співпадає, повна генерація тепла в одиниці об'єму за одиницю часу рівна

$$Q_V = j^2 / \sigma - \alpha_T(j \nabla T) + \text{div} (\chi \nabla T).$$

В стаціонарному випадку $Q_V = 0$. Тому в провіднику встановлюється такий просторовий розподіл температури, при якому тепло, що відводиться теплопровідністю, як раз дорівнює сумі тепла Джоуля і тепла Томсона.

8. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Пельтьє.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Ефект Пельтьє. Зворотнє виділення тепла спостерігається на границі контакту двох різних провідників. Кількість тепла Q , що виділяється на одиниці площі контакту за одиницю часу, рівне $Q_s = \Pi_{12} j$. де j – густина струму через контакт, а Π_{12} – коефіцієнт Пельтьє. Він залежить від властивостей провідників, що контактують.

При зміні напрямку струму на зворотній замість виділення тепла спостерігається його поглинання і навпаки. Тобто, $\Pi_{12} = -\Pi_{21}$.

Причина виділення (поглинання) тепла Пельтьє полягає в тому, що середні енергії електронів E_1 і E_2 в різних провідниках 1 і 2 неоднакові, навіть якщо обидва провідники мають одну і ту ж температуру. При переході з одного провідника в другий **змінюється**:

- Потенціальна енергія електрона $-e\phi$, оскільки на границі розділу є скачок електростатичного потенціалу і тому $\phi_1 \neq \phi_2$.
- Може змінюватись середня кінетична енергія E . Причина – не класична статистика Максвела-Больцмана для електронів, а квантова статистика Фермі-Дірака, у відповідності до якої залежить не лише від температури, але і від концентрації електронів.

При наявності струму для підтримки температури контакту постійною від нього необхідно відводити енергію, якщо $E_1 > E_2$ (виділення тепла Пельтьє), або підводити її до контакту, коли $E_1 < E_2$ (поглинання тепла Пельтьє).

$\Pi_{12} = \Pi_1 - \Pi_2$. де Π_1 і Π_2 – коефіцієнти Пельтьє для провідника 1 і провідника 2, відповідно.

Зв'язок термоелектричних кінетичних коефіцієнтів: $\Pi = \alpha T$, $\alpha_T = T \alpha / dT$

Технічне застосування:

- термоелектричні генератори невеликої потужності;
- термоелектричні охолоджуючі пристрої

9. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Нернста-Етінгсгаузена.

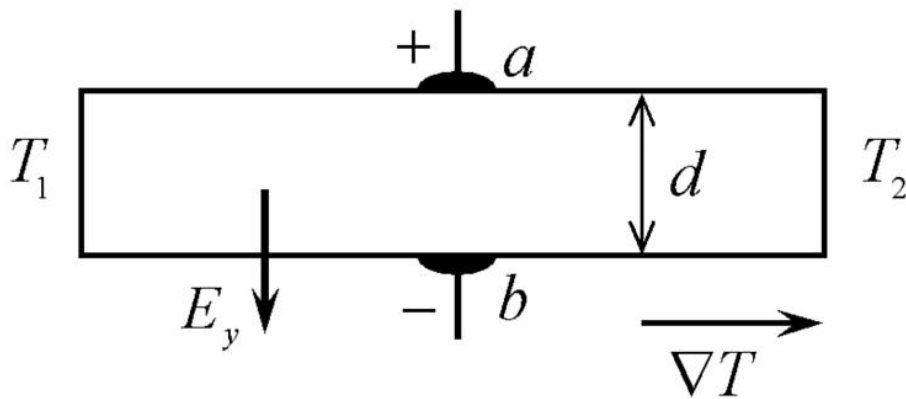
Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Ефект Нернста-Етінгсгаузена (поперечний). Якщо провідник, в якому є градієнт температури, помістити в магнітне поле, то в ньому виникне електричне поле E перпендикулярне до ∇T і B , тобто в напрямку вектора $[\nabla T \times B]$. Якщо градієнт температури направлений вздовж осі X , а магнітна індукція – вздовж осі Z , то електр. поле паралельне осі Y . $E_y = q_{\perp} B_z dT/dx$.

q_{\perp} - постійна Нернста-Етінгсгаузена.

Ge: $\rho \sim 1$ Ом см, $B \sim 10^3$ Гс, $dT/dx \sim 10^2$ рад/см, то $E_y \sim 10^{-2}$ В/см.

q_{\perp} залежить від температури і магнітного поля і при зміні цих величин може навіть міняти знак. Знак q_{\perp} не залежить від знаку носіїв заряду.



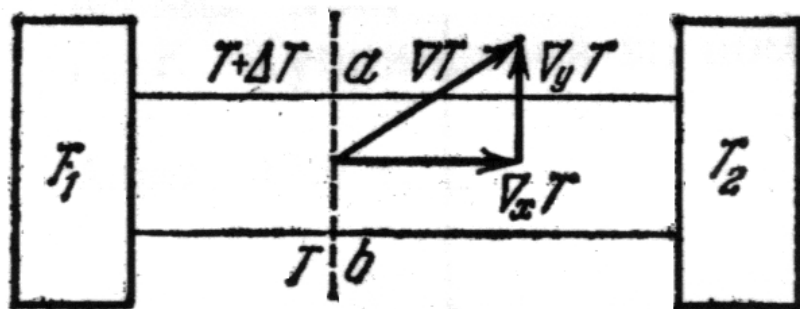
Даний ефект виникає в результаті відхилення потоку заряджених частинок силою Лоренца (аналогічно до ефекту Холла). Відмінність, однак, полягає в тім, що при ефекті Хола направлений потік частинок виникає в

результаті їх дрейфу в електричному полі, а в даному випадку – в результаті дифузії.

10. Кінетичні явища в напівпровідниках. Рігі-Ледюка.

Кінетичні явища в напівпровідниках також ще називаються явищами переносу. Причиною їх є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію та ін. В результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. До кінетичних явищ відносяться: електропровідність, ефект Холла, зміна опору в магнітному полі, термоерс, ефекти Томпсона, Пельтьє, Рігі-Ледюка, теплопровідність та інші.

Ефект Рігі—Ледюка. Термомагнітний ефект, який заключається в тому, що у провіднику з градієнтом температур, поміщеному у постійне магнітне поле, яке перпендикулярне тепловому потоку, виникає вторинний градієнт температур, перпендикулярний до поля та первинного градієнта.



$$\nabla_y T = SB_z \nabla_x T$$

де S — константа Рігі—Ледюка (характеризує властивості речовини)

Ефект Рігі-Ледюка пов'язаний з тим, дифундуючи носії заряду переносять з собою тепло (теплопровідність). Без магнітного поля потік тепла направлений від гарячого кінця до холодного, тобто паралельно $\nabla_x T$. В магнітному полі потоки дифузії і тепла повертаються силою Лоренца на деякий кут. Тому виникає складова теплового потоку вздовж осі Y , що і приводить до появи складової градієнта температури $\nabla_y T$. Так як сили Лоренца при даному напрямку дифузії залежать від знаку заряджених частинок, то кут повороту теплового потоку (а значить і константа) мають різні знаки для позитивних і негативних носіїв заряду.

Наближене відношення між константою Рігі—Ледюка та константою Холла:

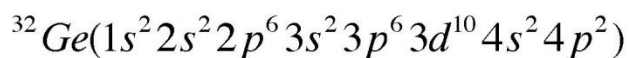
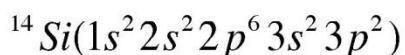
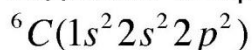
$$S = \sigma R_H \quad (\sigma — \text{питома електропровідність})$$

(наступне стосується більше до повздовжніх термомагнітних ефектів).

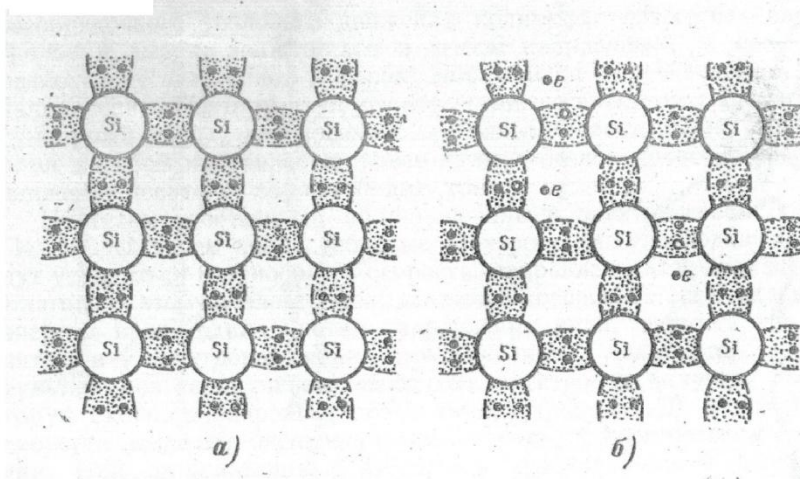
Існує також повздовжній ефект Рігі—Ледюка (е. Маггі—Рігі—Ледюка), який описує зміну теплопровідності провідника при поміщенні його в магнітне поле.

11. Електропровідність напівпровідників. Енергетичні зонні діаграми.

а) власні, елементарні (кристалічні ґратки типу алмаза, кожен атом з'єднаний чотирма валентними зв'язками з сусідніми атомами)



Двовимірне представлення розміщення зв'язків в ґратці кремнію:



Генерація — процес перетворення зв'язаного електрона у вільний.

Ймовірність утворення пари електрон-дірка залежить від температури n /провідника, а також від частоти та інтенсивності падаючого на n /провідник випромінювання.

Рекомбінація — процес перетворення вільного електрона у зв'язаний.

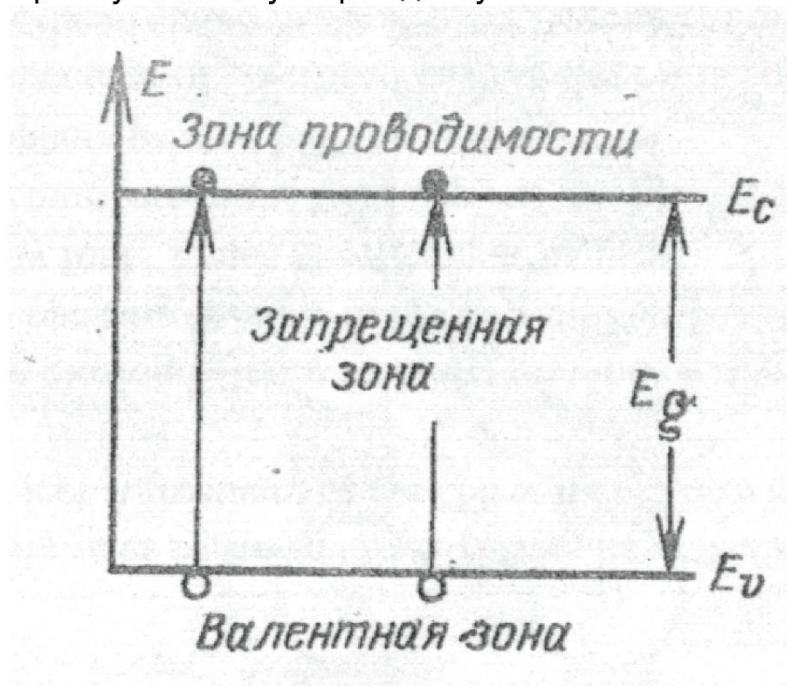
Ймовірність рекомбінації пропорційна добутку концентрацій дірок та електронів.

Рух електрона у кристалі складається з неупорядкованого теплового руху і впорядкованого руху під дією зовнішнього електричного поля.

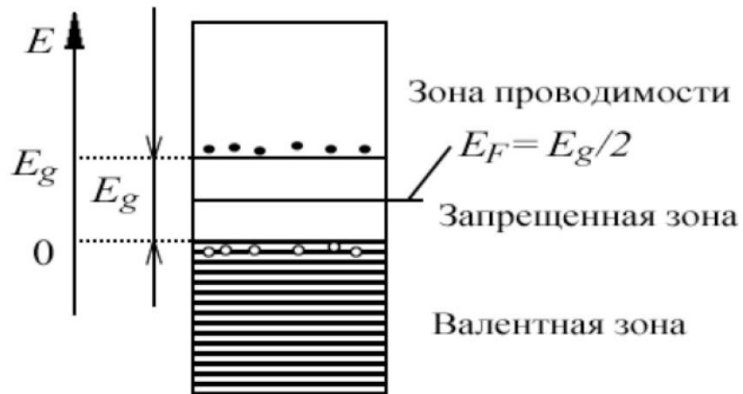
Механізм провідності, зумовлений рухом зв'язаних електронів по вакантним зв'язкам отримав назву діркової провідності.

В чистому напівпровіднику, що не містить домішок, відбувається електронна і діркова електропровідність. Відповідно електричний струм у власному напівпровіднику визначається двома складовими – електронним і дірковим струмом, що протікають в одному напрямі.

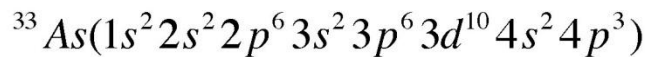
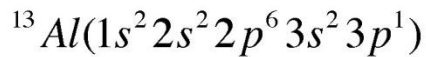
Енергетичні рівні у власному n /провіднику:



(альтернативний рисунок [Інтернет])

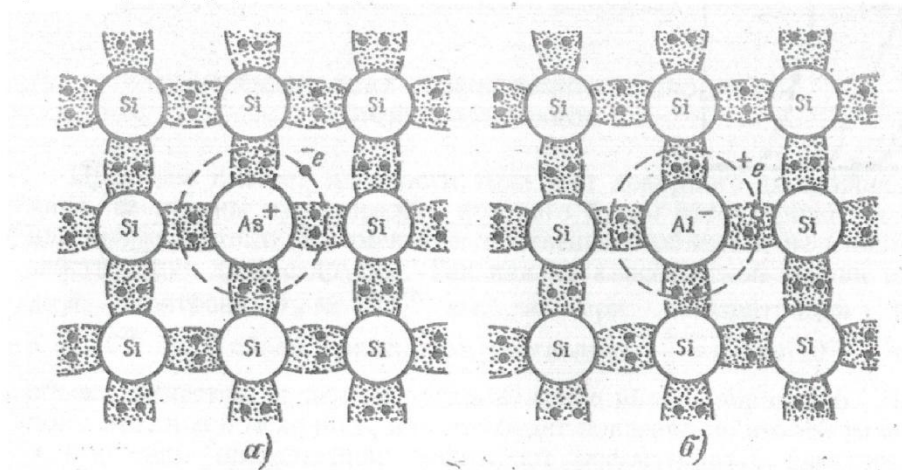


б) домішкові, елементарні



Провідність, створена домішками, називається домішковою провідністю $\sigma_{\text{д}}$

Схематичне зображення кристалічної ґратки донорного (^{33}As) (а) і акцепторного (^{13}Al) (б) напівпровідників:



Донорна домішка — домішка, що віддає електрон.

Якщо домінуючу роль в провідності напівпровідника грають електрони, то вони є основними носіями заряду, а дірки – неосновними носіями

заряду. Такий напівпровідник називається електронним або n – типу (negative; присутній надлишок від'ємних вільних носіїв заряду).

Донорні n/p отримуються додаванням домішки, від якої легко відривається електрон, який потім відносно вільно переміщується по кристалу, створюючи надлишок негативних носіїв заряду. Поява електронів, що легко відриваються, відповідає появі в забороненій зоні донорних рівнів поблизу нижнього краю зони провідності.

Акцепторна домішка — домішка, що захоплює електрон.

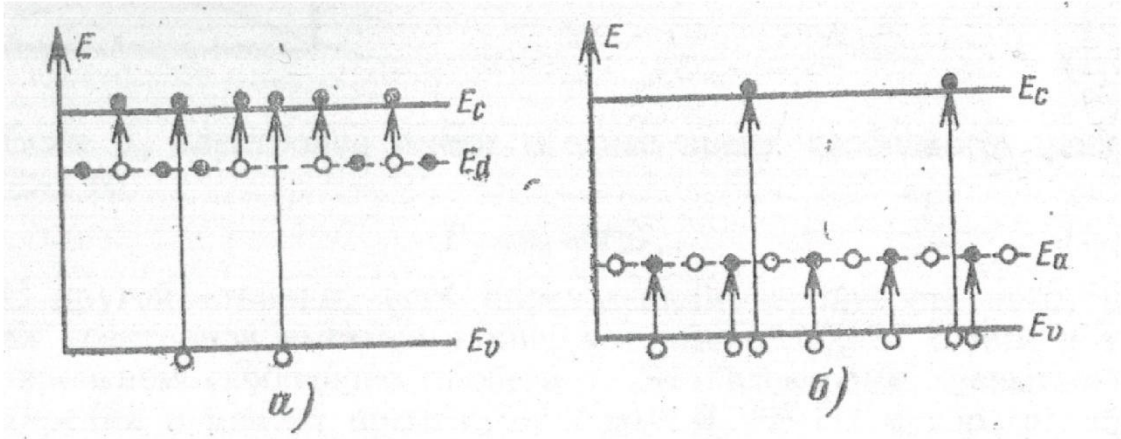
Якщо кількість дірок значно більша кількості вільних електронів, то електропровідність кристалу буде дірковою. В такому напівпровіднику основними носіями заряду будуть дірки, а електрони – неосновні носії заряду. Напівпровідник з акцепторною домішкою називається дірковим або p – типу (positive; присутній надлишок додатніх вільних носіїв заряду).

Акцепторні n/p отримуються додаванням домішки, яка легко відбирає електрони у атомів n/провідника, створюючи дірки. Перехід електрона з повноцінного ковалентного зв'язку в зв'язок з браком електрона відповідає появі в забороненій зоні акцепторних рівнів поблизу нижнього краю зони провідності.

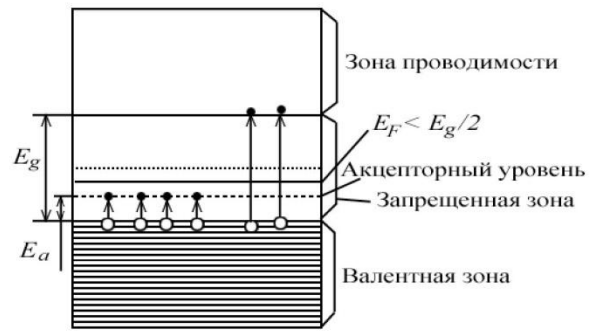
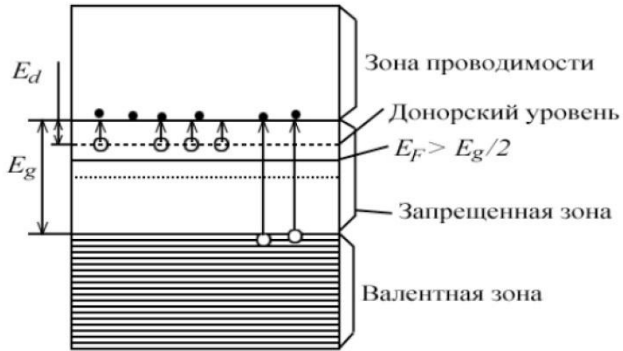
Не варто забувати про утворення пар електрон — дірка (як у випадку з власним n/провідником), але для цього процесу потрібна більша енергія, і ймовірність такого процесу при кімнатній температурі мала.

При збільшенні температури донорні/акцепторні n/провідники поступово перетворюються в n/провідник, аналогічний бездомішковому (власному) (а в подальшому — в n/провідник, аналогічний по провідності звичайному провіднику). Це відбувається через зміщення рівня Фермі до рівня, який співпадає з серединою забороненої зони. При низьких температурах рівень Фермі зміщений вгору по шкалі енергій у донорних n/провідників і вниз — у акцепторних n/провідників.

Енергетична діаграма донорного (а) і акцепторного (б) напівпровідників:

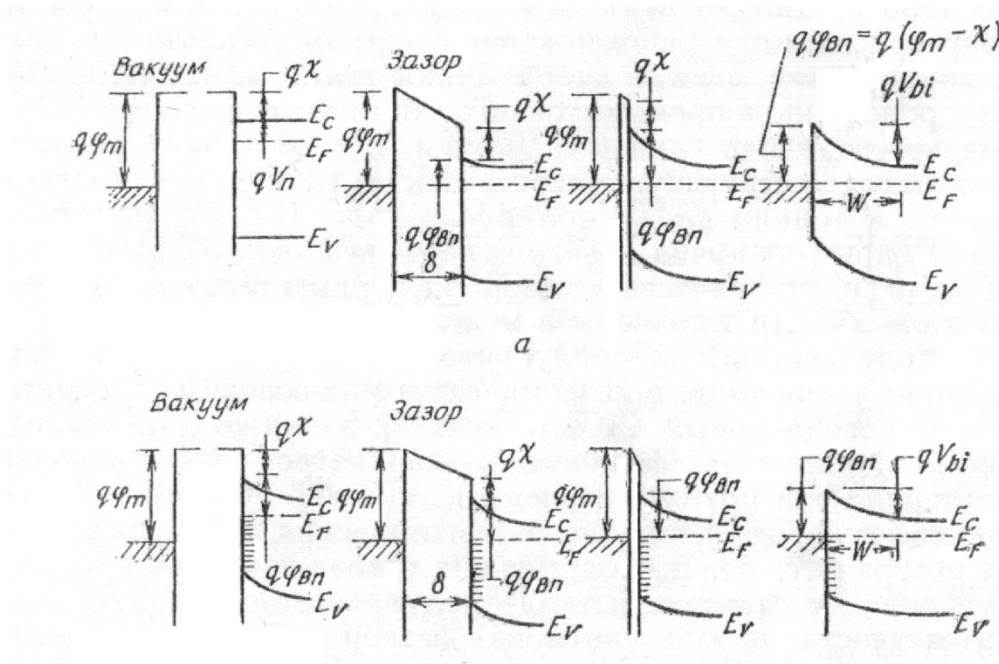


(альтернативні рисунки [Інтернет]):



12. Енергетичні зонні діаграми контактів метал-напівпровідник.

12. Енергетичні зонні діаграми контактів метал-напівпровідник



$q\phi_m - q(\chi + V_n)$ — контактна різниця потенціалів.

$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi)$ — n-тип.

$q\phi_{Bp} = E_g - q(\phi_m - \chi)$ — p-тип.

$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) = E_g$$

(І це все. Ви і так замахаетесь перемальовувати рисунок).

13. Контакт метал—напівпровідник. Питома смність збідненого шару.

Контакти метал—напівпровідник використовуються для випрямлення струму, в ряді НВЧ—н/провідникових пристроїв, а також як: затвори в польових і стоки та витки в МОН—транзисторах; електроди в генераторах на лавинно—пролітних діодах; треті електроди в пристроях, основаних на міждолинних переходах; фотодетектори та сонячні елементи.

13. Контакт метал-напівпровідник. Питома ємність збідненого шару.

Контакти метал—напівпровідник використовуються для випрямлення струму, в ряді НВЧ—н/провідникових пристроїв, а також як: затвори в польових і стоки та витoki в МОН—транзисторах; електроди в генераторах на лавинно—пролітних діодах; треті електроди в пристроях, основаних на міждолинних переходах; фотодетектори та сонячні елементи.

Питома ємність збідненого шару (про збіднений шар можна почитати в наступному питанні) визначається як:

$$C = \left| \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} \right| = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V - \frac{kT}{q})}} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad [\text{Ф/см}^2], \text{ де}$$

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (V_{bi} - V - \frac{kT}{q})} \quad [\text{Кл/см}^2] \text{ — величина просторового заряду на одиницю площі н/провідника}$$

З першого рівняння отримуємо:

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[-\frac{1}{d(\frac{1}{C^2}) / dV} \right]$$

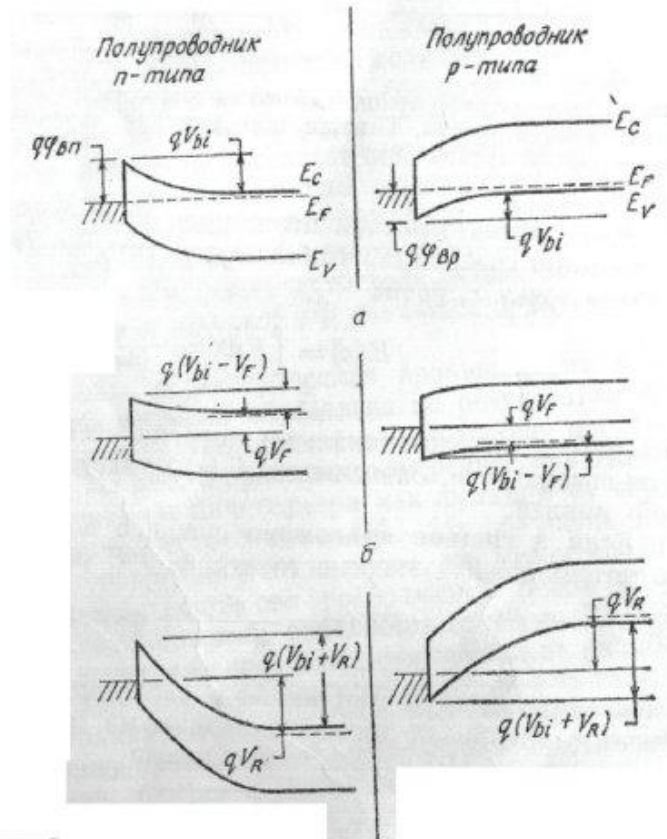
Якщо концентрація N_D постійна в усій області збідненого шару, то на графіку залежності $\frac{1}{C^2}(V)$ буде пряма лінія. Якщо ж концентрація не постійна, то, змінюючи диференційну ємність, можна визначити профіль легування.

14. Контакт метал-напівпровідник. Збіднений шар.

14. Контакт метал-напівпровідник. Збіднений шар.

(перша частина — в питанні №13)

При контакті металу з н/провідником валентна зона провідності займає деяке енергетичне положення відносно рівня Фермі металу.



Зонні енергетичні діаграми контактів металу с н/провідниками п і р-типів а) при термодинамічній рівновазі; б) при прямому зміщенні; в) при зворотньому зміщенні.

$$\text{Р-ня Пуассона: } \nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_s}$$

Для різкого несиметричного р—п-переходу (наближення різкої границі збідненого шару: $\rho \approx qN_D(x < W)$; $\rho \approx 0, \frac{dV}{dx} \approx 0(x > W)$, W — ширина збідненого шару):

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}$$

$$|E(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W - x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s} x$$

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left(Wx - \frac{1}{2} x^2 \right) - \varphi_{Bn}$$

$$E_m = E(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} = \frac{2 \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)}{W}$$

Останнє — максимальна величина електричного поля.

15. Контакт метал-напівпровідник. Процеси переносу носіїв через контакт.

(перша частина — в питанні №13)

Перенос заряду через контакт метал—н/провідник здійснюється головним чином основними носіями (на відміну від р—п-переходів, де струм зумовлений неосновними носіями).

4 основних транспортних процеси при прямому зміщенні контакту Шотткі (при оберненому зміщенні мають місце обернені процеси):

1. Надбар'єрний перенос (переважаючий у діодах Шотткі на помірно легуваних н/провідниках при температурах порядку 300 К)
2. Квантовомеханічне тунелювання електронів крізь бар'єр (важливо при більш високих рівнях легування, наприклад, у більшості омичних контактів)
3. Рекомбінація в області просторового заряду (процес, аналогічний рекомбінації в р—п-переході)
4. Інжекція дірок з металу в н/провідник (процес, аналогічний рекомбінації в нейтральному об'ємі).

Крім цього, вклад в повний струм через діод Шотткі можуть давати пастки поблизу границі розділу метал—н/провідник і струми витoku (рос. *утечки*) в периферійних областях контакту, які зумовлені високими крайовими електричними полями.

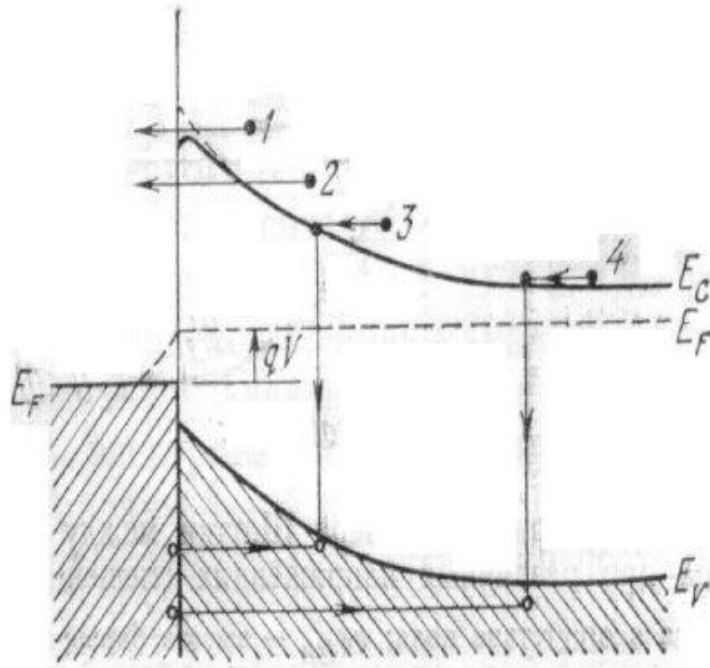


Рисунок. Чотири основних процеси переносу при прямому зміщенні

16. Контакт метал-напівпровідник. Теорія термоелектронної емісії.

(перша частина — в питанні №13)

Припущення:

1. Висота бар'єру $q\phi_{Bn} \gg kT$
2. Область, що визначає термоелектронну емісію, знаходиться в термодинамічній рівновазі.
3. Протікання повного струму не порушує цієї рівноваги.

Густина струму н/провідник \rightarrow метал (визначається числом електронів, які рухаються до металу з енергією, достатньою для подолання потенціального бар'єру) і концентрація електронів в інтервалі $[E; E+dE]$:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn$$

$$dn = N(E)F(E)dE$$

де $N(E)$ — густина станів, $F(E)$ — функція розподілу носіїв по енергіям, v_x — x-ова компонента швидкості електронів.

Після підстановок і перетворень:

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

де, $\varphi_B \equiv V_n + V_{bi}$; $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ — стала Річардсона для

термоелектронної емісії при нехтуванні розсіянням на оптичних фононах і квантовомеханічним відбиттям; m^* — ефективна маса в n/провіднику.

Густина струму метал \rightarrow n/провідник:

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$$

Сумма J_{sm} і J_{ms} є густиною повного струму:

$$J_n = J_{ST} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$J_{ST} \equiv A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$$

Струм не залежить від форми бар'єру, а лише від його висоти.

17. Контакт метал-напівпровідник. Дифузійна теорія струмопереносу.

(перша частина — в питанні №13)

Припущення:

1. Висота бар'єру $q\varphi_{Bn} \gg kT$
2. Розсіяння електронів при русі в збідненому шарі грає суттєву роль.
3. Концентрація носіїв при $x=0$ і $x=W$ не залежить від струму
4. Концентрація домішок в напівпровіднику досить мала, і виродження відсутнє.

Необхідно враховувати дві компоненти струму (дифузійну та польову):

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = q D_n \left[-\frac{q n(x)}{kT} \frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right]$$

Співвідношення Ейнштейна: $\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT}$

Граничні умови:

$$qV(0) = -q\varphi_{Bn}$$

$$qV(W) = -qV_n - qV$$

$$n(0) = N_C \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$$

$$n(W) = n = N_C \exp\left(-\frac{qV_n}{kT}\right)$$

Розподіл потенціалу в бар'єрі Шотткі:

$$qV(x) = \frac{q^2 N_D}{\epsilon_s} \left(Wx - \frac{x^2}{2}\right) - q\varphi_{Bn}$$

Остаточно маємо:

$$J_n \cong J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

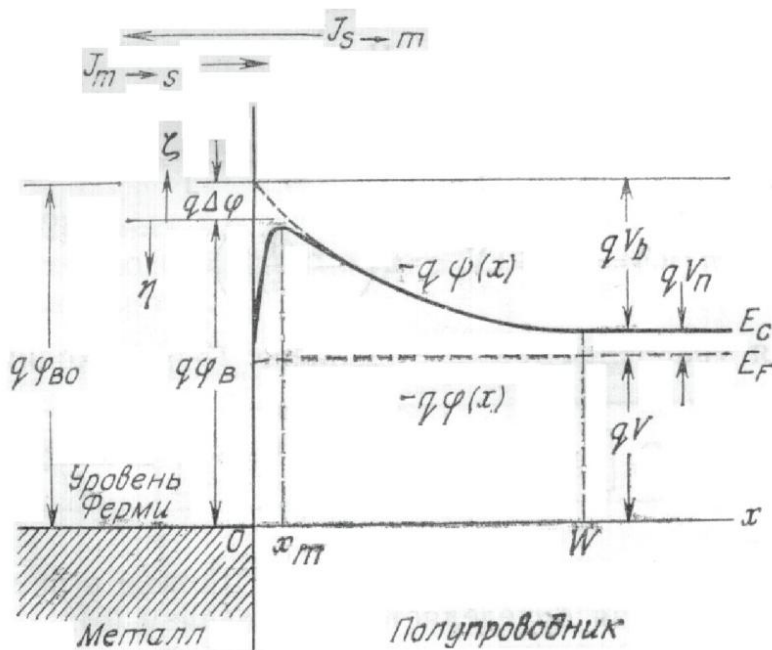
$$J_{SD} = \frac{q^2 D_n N_C}{kT} \left[\frac{2q(V_{bi} - V)N_D}{\epsilon_s} \right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right)$$

J_{SD} сильніше залежить від напруги і менш чутлива до температури, ніж J_{ST} .

18. Контакт метал-напівпровідник. Термоємійно-дифузійна теорія струмопереносу.

(перша частина — в питанні №13)

В цій теорії в якості граничної умови використовується швидкість термоелектронної рекомбінації V_R на поверхні розділу метал— n /провідник.



Енергетична діаграма контакту ($q\psi(x)$ — потенціальна енергія електрона, $q\phi(x)$ — положення квазірівня Фермі)

Так як дифузія носіїв залежить від розподілу потенціалу, то зразу враховано пониження потенціального бар'єру за рахунок ефекту Шотткі.

Повний струм і густина електронів у точці x :

$$J = -q\mu n \frac{d\phi_n}{dx}$$

$$n = N_C \exp\left(-\frac{q(\phi_n - \psi)}{kT}\right)$$

де N_C — ефективна густина станів в зоні провідності, T — температура електронів.

В області між x_m і $x=0$: $J = q(n_m - n_0)v_R$

Остаточоно:

$$J = \frac{qN_C v_R}{1 + v_R / v_D} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$v_D \equiv \left[\int_{x_m}^W \frac{q}{\mu kT} \exp\left[-\frac{q}{kT}(\phi_{Bn} + \psi)\right] dx \right]^{-1}$$

v_D — ефективна швидкість дифузії, яка описує перенесення електронів від границі збідненого шару W до точки максимуму потенціальної енергії.

$v_D \gg v_R$ — справедлива теорія термоелектронної емісії

$v_D \ll v_R$ — переважає процес дифузії

Остаточно для ВАХ маємо:

$$J = J_S \left(\exp \left[\frac{qV}{kT} \right] - 1 \right)$$

$$J_S = A^{**} T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right)$$

$$A^{**} = \frac{f_p f_Q A^*}{1 + \frac{f_p f_Q v_R}{v_D}}$$

$f_p = \exp \left(- \frac{x_m}{\lambda} \right)$ — ймовірність проходження електроном бар'єра з

урахуванням розсіювання на оптичних фононах.

f_Q — відношення повного струму до струму, який мав би місце при нехтуванні квантовомеханічними тунелюванням та відбиттям; сильно залежить від електричного поля і енергії електрона по відношенню до максимуму потенціала.

19. Контакт метал-напівпровідник. Тунельний струм.

(перша частина — в питанні №13)

Дві компоненти струму: термоелектронна і тунельна.

Irrashaimase!

$$J_{sm} = \frac{A^* T}{k} \left(\int_0^{\infty} T(\zeta) \exp \left[\frac{-q(V_b + V_n + \zeta - \Delta\phi)}{kT} \right] d\zeta + \int_0^{q(V_b - \Delta\phi)} F_S(V) T(\eta) (1 - F_m) d\eta \right)$$

$$J_{ms} = -\frac{A^* T}{k} \left(\exp \left(\frac{-q\phi_{Bn}}{kT} \right) \int_0^{\infty} T(\zeta) \exp \left[\frac{-\zeta}{kT} \right] d\zeta + \int_0^{q(V_b - \Delta\phi)} F_m T(\eta) (1 - F_S) d\eta \right)$$

Густина струму (повного, судячи за все) можна записати у вигляді:

$$J = J_s \left(\exp \left[\frac{qV}{nkT} \right] - 1 \right)$$

При $V \gg \frac{kT}{q}$: $J \approx J_s \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right)$

де J_s — густина струму насичення, яка отримується екстраполяцією лінійної в логарифмічному масштабі ділянки залежності $J(V)$ до точки $kV=0$, а n — фактор неідеальності, який визначається як:

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial(\ln J)}$$

В приладах на сильнолегованих н/провідниках, а також при низьких температурах переважаючим процесом переносу заряду стає тунелювання. Густина тунельної компоненти і коефіцієнт прозорості бар'єру:

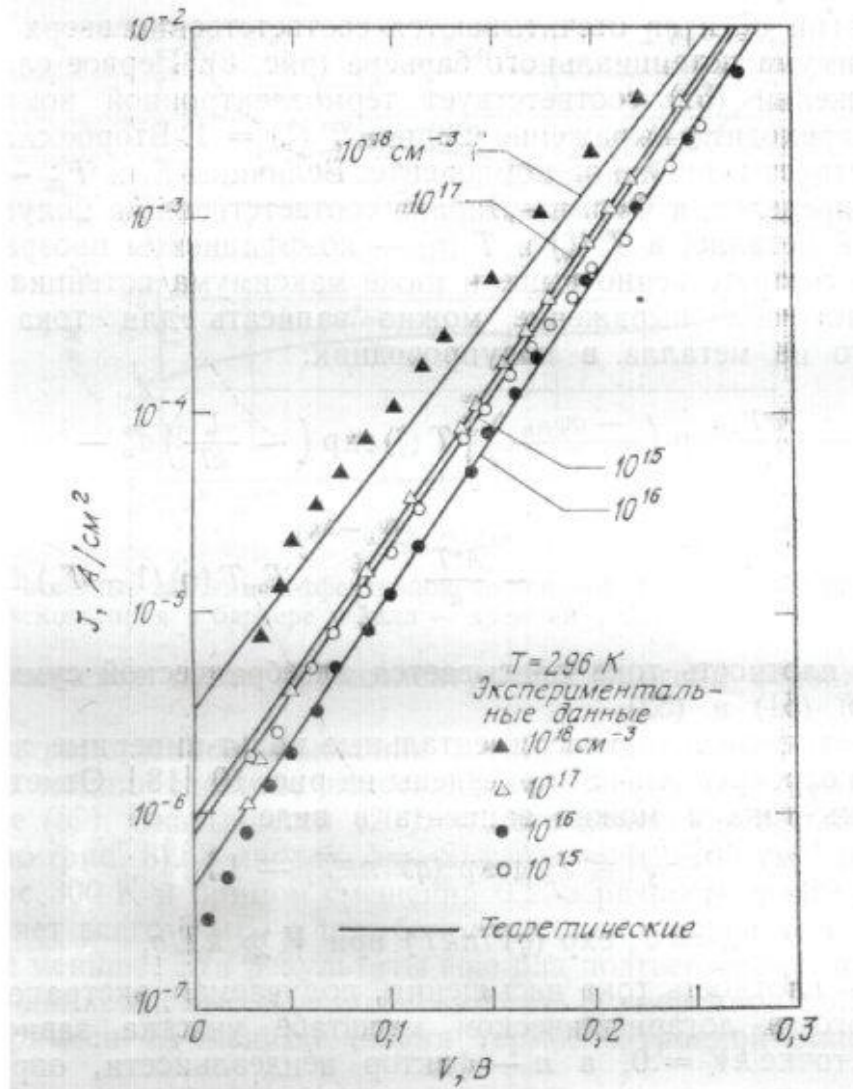
$$J_t \sim \exp \left(\frac{-q\phi_{Bn}}{E_{00}} \right)$$

$$T(\eta) \sim \exp \left(\frac{-q\phi_{Bn}}{E_{00}} \right)$$

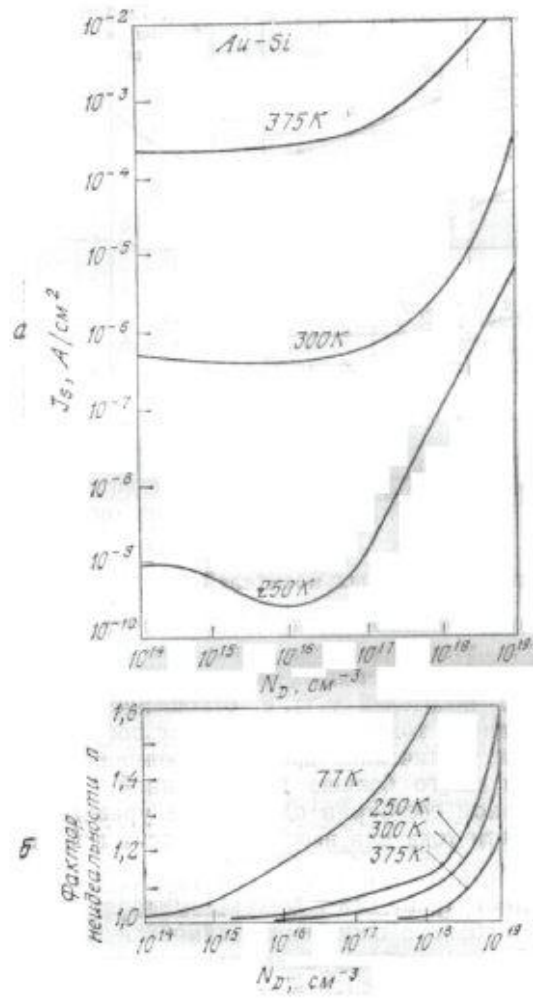
$$E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_s m^*}}$$

Видно, що тунельний струм експоненційно залежить від $\sqrt{N_D}$.

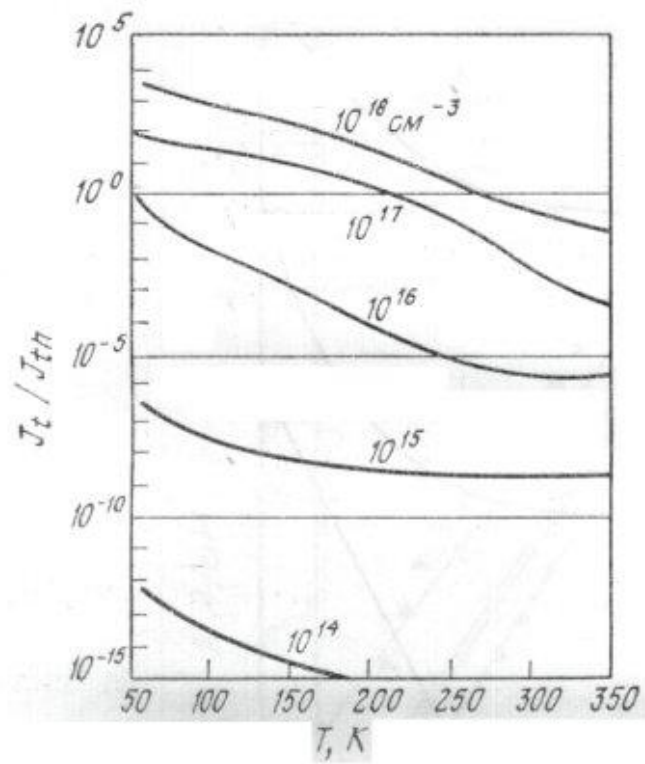
Теоретичні та експериментальні ВАХ діодів Au—Si:



Залежності густини струму насичення (а) та фактора неідеальності n (б) від концентрації легуючої домішки в діоді Au—Si при різних температурах:



Відношення тунельного струму до струму термоелектронної емісії в діодах Au—Si:



Припущення:

1. Товщина проміжного шару між металом та н/провідником або рівна нулю, або порядку міжатомних розмірів. Тому він є тунельно прозорим для електронів, а його вплив зводиться лише до падіння потенціалу на ньому.
2. Енергетична густина поверхневих станів не залежить від типу металу і визначається лише властивостями поверхні напівпровідника.

Густина заряду на поверхневих станах:

$Q_{SS} = -qD_s(E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi)$, де D_s — енергетична густина станів.

$q\Delta\phi$ — зниження бар'єру за рахунок ефекту Шоттки.

Поверхнева густина заряду збідненого шару н/провідника при термодинамічній рівновазі:

$$Q_{SC} = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (\phi_{Bn} - V_n + \Delta\phi - \frac{kT}{q})}$$

Повна густина заряду є сумою цих величин. Можна вважати (через малість просторового заряду в проміжному шарі), що на поверхні металу локалізований заряд протилежного знаку:

$$Q_M = -(Q_{SS} + Q_{SC})$$

Різниця потенціалів між поверхнями металу та н/провідника (за законом Гауса):

$$\Delta = -\delta \frac{Q_M}{\epsilon_i}$$

де ϵ_i — діелектрична проникність проміжного шару, δ — його товщина.

Також (внаслідок постійності рівня Фермі при термодинамічній рівновазі):

$$\Delta = \phi_m - (\chi + \phi_{Bn} + \Delta\phi)$$

Остаточно:

$$(\phi_m - \chi) - (\phi_{Bn} + \Delta\phi) = \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_D \delta^2}{\epsilon_i^2} (\phi_{Bn} + \Delta\phi - V_n - \frac{kT}{q})} - \frac{qD_s \delta}{\epsilon_i} (E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi)$$

Вирішуючи відносно φ_{Bn} , отримаємо:

Irrashaimase!

$$\varphi_{Bn} = \left[c_2(\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \Delta\varphi \right) \right] + \left\{ \frac{c_1 c_2^2}{2} - c_2^{3/2} \left[c_1(\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) \frac{c_1}{c_2} - \frac{c_1}{c_2} \left(V_n + \frac{kT}{q} \right) + \frac{c_2 c_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\}$$

$$c_1 \equiv \frac{2q\varepsilon_s N_D \delta^2}{\varepsilon_i^2}$$

$$c_2 \equiv \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta D_S}$$

При $\varepsilon_s \approx 10\varepsilon_0$, $\varepsilon_i = \varepsilon_0$ і $N_D < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина c_1 мала тому вираз для висоти бар'єру спрощується до виду:

$$\varphi_{Bn} = c_2(\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi \equiv c_2 \varphi_m + c_3$$

Якщо c_2 і c_3 можна визначити експериментально, а величина χ відома, то:

$$\varphi_0 = \frac{E_g}{q} - \frac{c_2 \chi + c_3 + \Delta\varphi}{1 - c_2}$$

$$D_S = \frac{(1 - c_2) \varepsilon_i}{c_2 \delta q^2}$$

Два граничні випадки:

1. Якщо $D_S \rightarrow \infty$, то $c_2 \rightarrow 0$ і $q\varphi_{Bn} = (E_g - q\varphi_0) - q\Delta\varphi$. В цьому випадку рівень Фермі на поверхні фіксується поверхневими станами на енергії, що перевищує край валентної зони на величину $q\varphi_0$. При цьому висота бар'єра не залежить від роботи виходу металу і повністю визначається ступенем легування і поверхневими властивостями напівпровідника.
2. Якщо $D_S \rightarrow 0$, то $c_2 \rightarrow 1$ і $q\varphi_{Bn} = q(\varphi_m - \chi) - q\Delta\varphi$. Цей вираз визначає висоту енергетичного бар'єру ідеального діода Шоттки (за відсутності поверхневих станів).

21. Визначення висоти бар'єру. Метод вольт-амперних характеристик.

Для помірно легованих n/провідників ВАХ в області прямих зміщень з $V > \frac{3kT}{q}$ має вигляд:

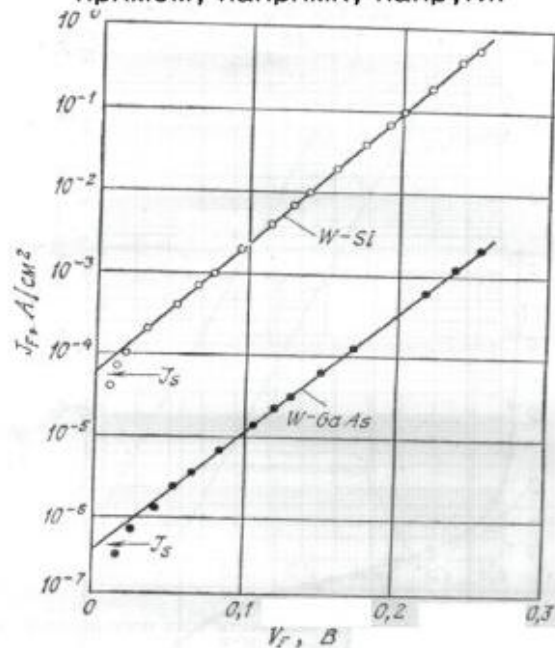
$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B_0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(\Delta\phi + V)}{kT}\right)$$

де ϕ_{B_0} — асимптотичне значення висоти бар'єру при нульовому полі;
 A^{**} — ефективна константа Річардсона; $\Delta\phi$ — пониження бар'єру за рахунок ефекту Шоттки. Останні дві величини є функціями від прикладеної напруги, тому можна представити J у вигляді (n — фактор неідеальності):

$$J \sim \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial(\ln J)} = \left[1 + \frac{\partial\Delta\phi}{\partial V} + \frac{kT}{q} \frac{\partial(\ln A^{**})}{\partial V} \right]^{-1}$$

Залежність густини струму в діодах W—Si і W—GaAs від прикладеної в прямому напрямку напруги:



Лінійно екстраполюючи ці залежності до $V=0$, знайдемо струм насичення J_s . Тоді висота бар'єру:

$$\phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^{**} T^2}{J_s}\right)$$

Ця залежність майже нечутлива до вибору A^{**} .

22. Визначення висоти бар'єру. Метод енергії активації.

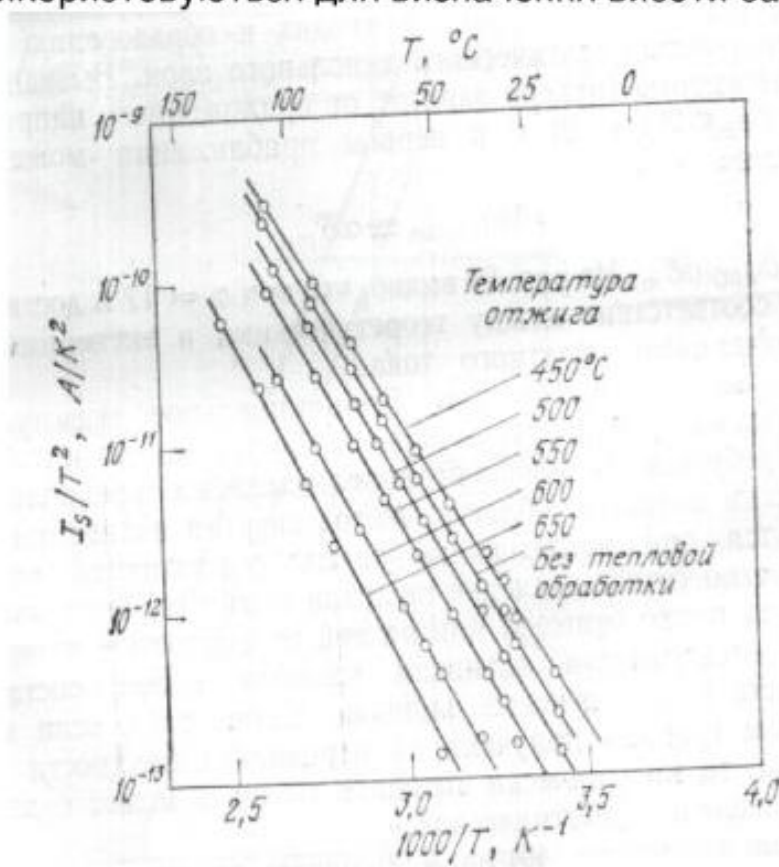
Принципальна перевага методу — не треба додаткових припущень про площу електрично активної області. Метод часто використовується при дослідженні поверхонь розділу з невідомою точно площею контакту.

$$\ln\left(\frac{I_F}{T^2}\right) = \ln(A_e A^{**}) - \frac{q(\varphi_{Bn} - V_F)}{kT}$$

A_e — площа електрично активної області.

В обмеженому інтервалі температур (наприклад, $273 < T < 373$ K) можна вважати, що A^{**} та φ_{Bn} не залежать від T . Якщо напруга прямого зміщення підтримується постійною, то з тангенса нахилу залежності $\ln\left(\frac{I_F}{T^2}\right) \left(\frac{1}{T}\right)$ знайдемо висоту бар'єру φ_{Bn} , а з лінійної екстраполяції до $1/T = 0$ отримаємо добуток $A_e A^{**}$.

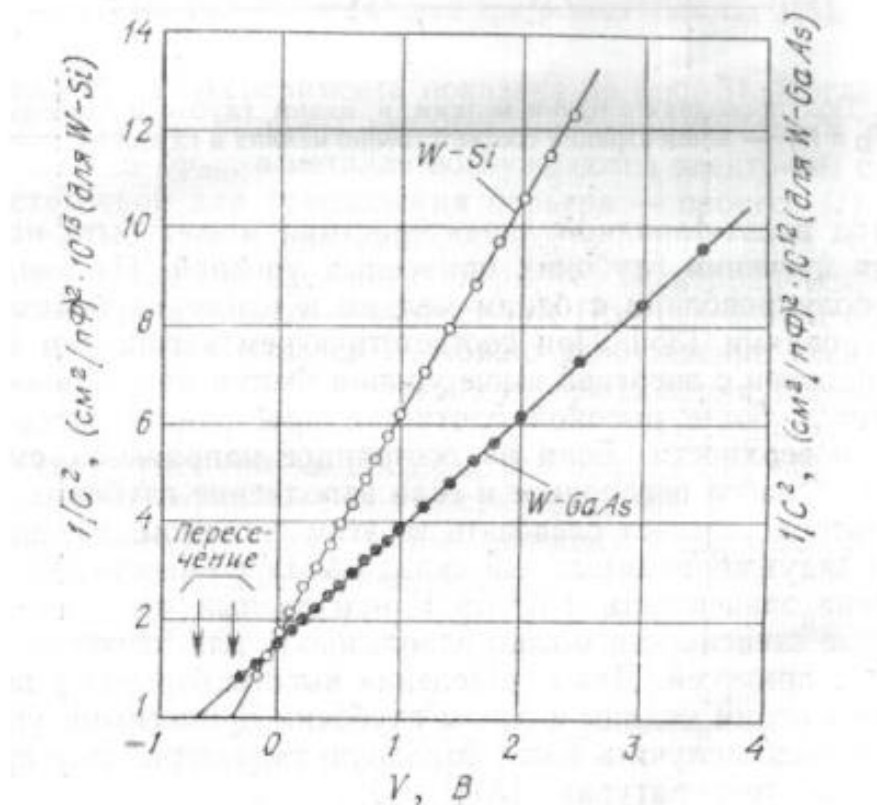
Залежність струму від температури в координатах, які використовуються для визначення висоти бар'єру



23. Визначення висоти бар'єру. Метод вольт-фарадної характеристики.

Якщо до постійної напруги зміщення додати слабку змінну напругу, то на поверхні металу і в n/провіднику будуть індукуватися додаткові змінні заряди протилежних знаків.

Залежність $\frac{1}{C^2}$ від прикладеної напруги для діодів W—Si і W—GaAs



Знайшовши точку перетину екстраполуючої прямої з віссю напруг (V_i), можна визначити висоту бар'єру:

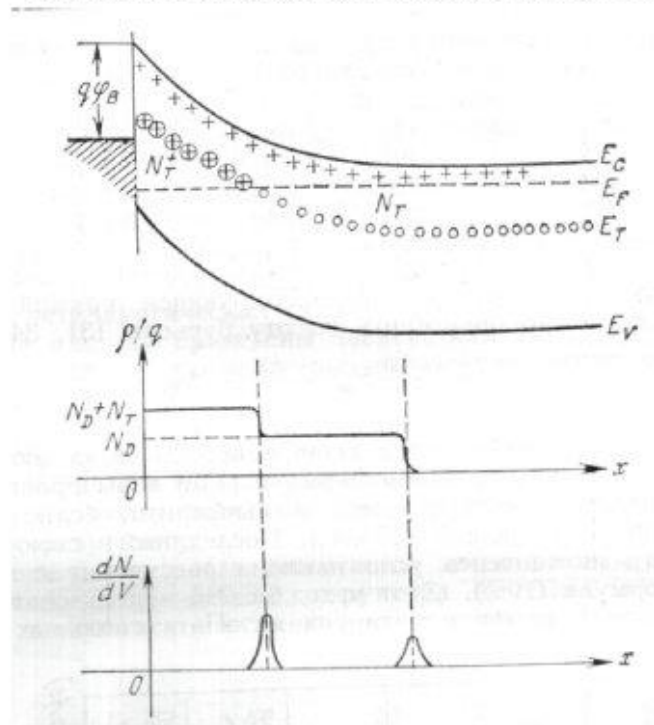
$$\varphi_{Bn} = V_i + V_n + \frac{kT}{q} - \Delta\varphi$$

qV_n — різниця енергій між рівнем Фермі та дном зони провідності в n/провіднику, яку можна вирахувати, знаючи концентрацію легуючої домішки. Останню можна знайти з тангенса кута залежності, яка розглядається (такий метод можна використовувати для визначення профіля легування епітаксійних шарів).

Метод вольт-фарадної характеристики можна використовувати для вивчення глибоких домішкових рівнів.

Н/провідник з одним мілким та одним глибоким донорними рівнями.

N_D, N_T — концентрації відповідно мілких та глибоких донорів

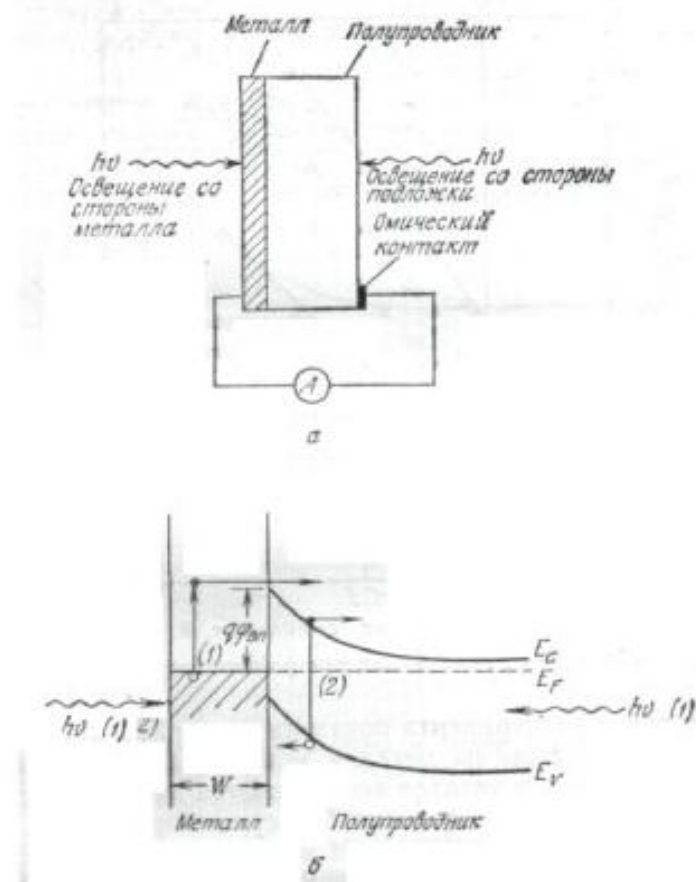


Для визначення висоти бар'єру в такому н/провіднику треба отримати вольт-фарадну характеристику при різних температурах.

24. Визначення висоти бар'єру. Фотоелектричний метод.

Прямий і найточніший метод вимірювання висоти бар'єру.

Принципова схема установки для фотоелектричних вимірювань (а) і енергетична діаграма процесів фотозбудження (б).



Зразок опромінюється з боку металу монохроматичним світлом з енергією $h\nu > q\phi_{Bn}$. В металі збуджуються електрони з енергією, достатньою для подолання бар'єру.

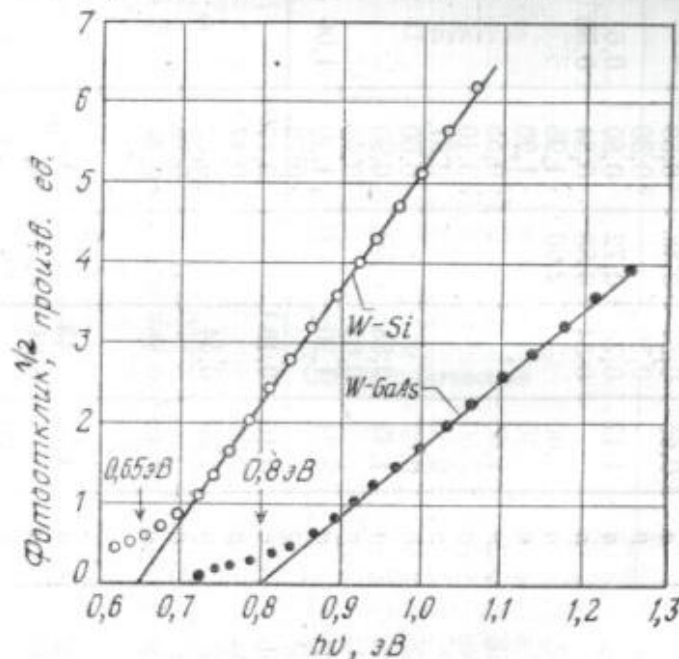
В теорії Фаулера залежність квантового виходу від енергії фотона (при $x \geq 0$):

$$R \sim \frac{T^2}{\sqrt{E_S - h\nu}} \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left(e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{4} + \frac{e^{-3x}}{9} - \dots \right) \right]$$

де $h\nu_0 \equiv q\phi_{Bn}$ — висота бар'єру, E_S - сума $h\nu_0$ і енергії Фермі, відрахована від дна зони провідності металу, $x \equiv h(\nu - \nu_0) / kT$.

При $E_s \gg h\nu$ і $x > 3$: $\sqrt{R} \sim h(\nu - \nu_0)$

Залежність кореню квадратного від фотовідгуку, перерахованого на один фотон, від енергії фотона для діодів W-Si і W-GaAs.



25. Ефект Шотткі.

Емісії електронів з металу заважає потенціальний бар'єр. Пониження цього бар'єру при збільшенні прикладеного електричного поля називається ефектом Шотткі.

Сила притягання між електроном і індукованим ним зарядом (сила зображення):

$$F = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}$$

Робота по переміщенню електрона з нескінченності в точку x :

$$A(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

Потенціальна енергія електрона при наявності зовнішнього поля E :

$$PE(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + qEx$$

Відстань, на якій потенціал досягає максимума, та пониження бар'єру:

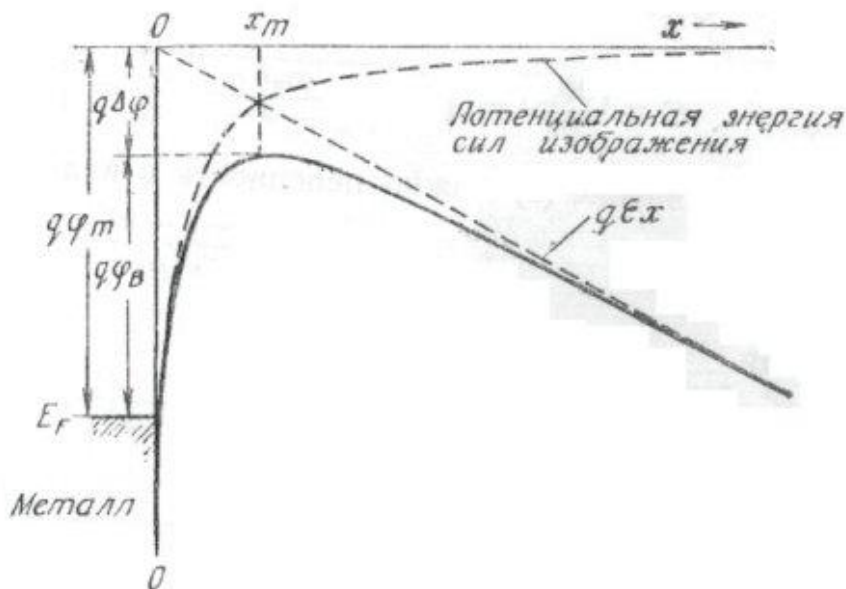
$$\frac{d[PE(x)]}{dx} = 0$$

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E}}$$

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_0}} = 2Ex_m$$

Енергетична діаграма системи метал-вакуум.

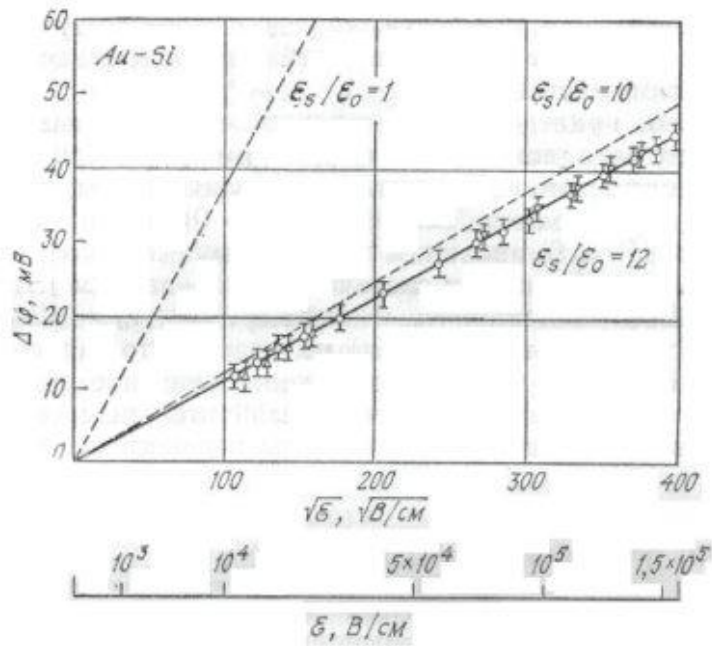
Ефективна робота виходу при прикладанні зовнішнього електричного поля зменшується. Це зменшення є наслідком суперпозиції зовнішнього електричного поля і сили зображення.



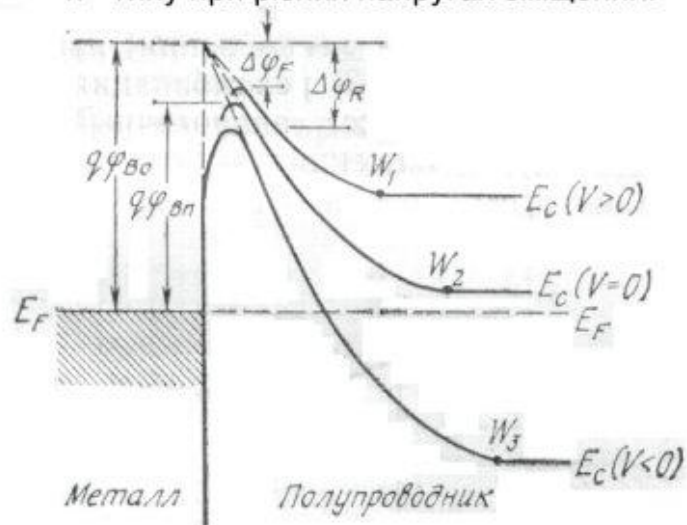
Отримані результати можна перенести на системи метал—напівпровідник. В цьому випадку електричне поле E замінюється полем поблизу границі розділу (де воно максимальне), а діелектрична проникність вакуума — на діелектричну проникність н/провідника:

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_s}}$$

Зниження енергетичного бар'єра як функція електричного поля в діодах Au – Si



Енергетичні діаграми бар'єра Шоттки між металом і напівпровідником n-типу при різних напругах зміщення.



26. Зміна бар'єру Шотткі під дією електричного поля.

(див. також кінець попереднього питання)

Висота бар'єру Шотткі в основному залежить від властивостей металу і поверхні розділу метал—н/провідник і майже не залежить від ступені легування. Тому на заданому н/провіднику можна отримати лише скінченний набір висот бар'єрів Шотткі.

Варіювати висоту потенціального бар'єру можна за рахунок створення на поверхні н/провідника тонкого шару з іншою концентрацією легуючої домішки. Тип шару визначає зміну бар'єру: при однакових типах бар'єр зменшується, при різних — збільшується.

Пониження бар'єру (н/провідник n—типу; E — поле):

$$E = \begin{cases} -E_m + \frac{qn_1x}{\epsilon_s}, 0 < x < a \\ -\frac{qn_2}{\epsilon_s}(W - x), a < x < W \end{cases}$$

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_s}}$$

$$E_m = \frac{q}{\epsilon_s} [n_1a + n_2(W - a)]$$

Якщо n_1a набагато більше 10^{11} см^{-2} , то:

$$E_m \approx \frac{qn_1a}{\epsilon_s}; \Delta\varphi \approx \sqrt{\frac{n_1a}{4\pi}}$$

Для протилежного за типом легування шару ефективна висота бар'єру:

$$\varphi_B' = \varphi_B + E_m\Delta - \frac{qp_1\Delta^2}{2\epsilon_s}$$

$$\Delta = \frac{1}{p_1} [ap_1 - (W - a)n_2]$$

Якщо $p_1 \gg n_2, ap_1 \gg n_2W$, то

$$\varphi_B' \approx \varphi_B + \frac{qp_1a^2}{\epsilon_s}$$

З ростом p_1a росте ефективна висота бар'єру.

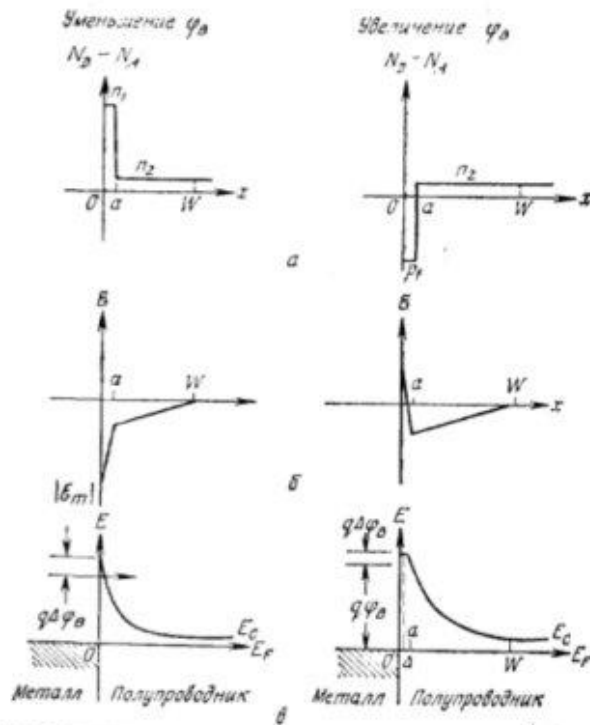


Рис. 34. Идеализированные зонные диаграммы контактов к полупроводнику n-типа с тонкими n^+ - или p^+ -слоями, служащими соответственно для уменьшения и увеличения высоты барьера.

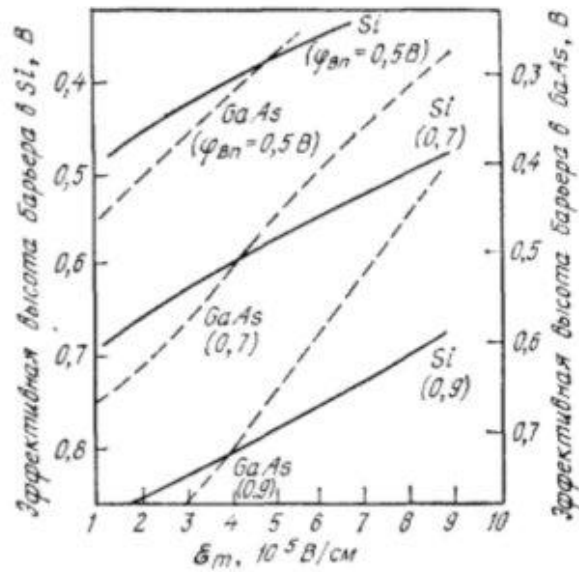


Рис. 35. Расчетные значения эффективной высоты барьеров на Si и GaAs в зависимости от поля E_m [52].

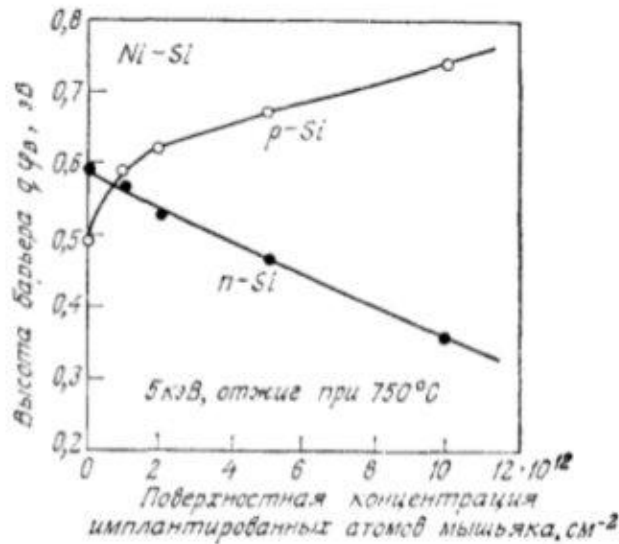


Рис. 36. Зависимость эффективной высоты энергетического барьера для дырок в подложке *p*-типа и для электронов в подложке *n*-типа от имплантированной дозы мышьяка [52].

27. Омичний контакт.

Омичним називають контакт метал—*n*/провідник, опір якого малий порівняно з об'ємним опором *n*/провідника і опором розтікання.

Найбільш важлива характеристика — питомий опір при нульовому зміщенні:

$$R_c \equiv \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1}$$

В контактах метал—*n*/провідник з низьким рівнем легування переважає термоелектронна компонента струму (див. кінець питання №18). В такому випадку:

$$R_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$

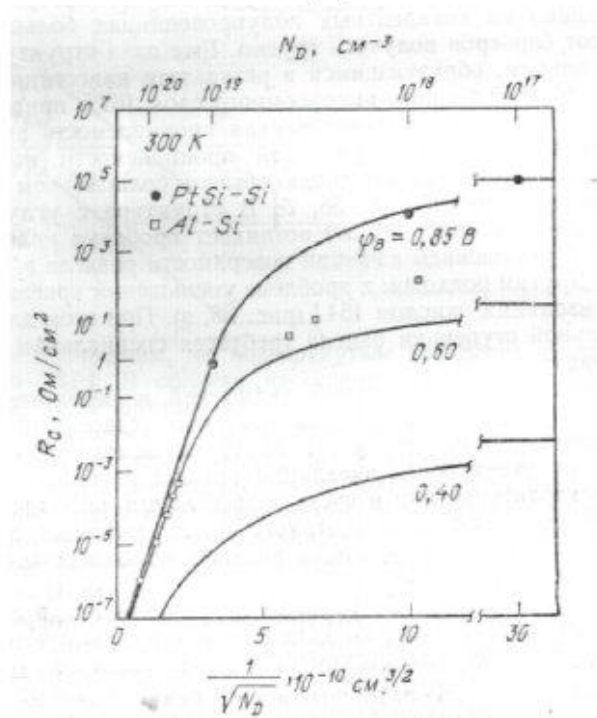
В контактах метал—*n*/провідник з високим рівнем легування переважає тунельна компонента струму (див кінець питання №19):

$$R_c \sim \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{E_{\infty}}\right) = \exp\left[\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{\hbar} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}\right)\right]$$

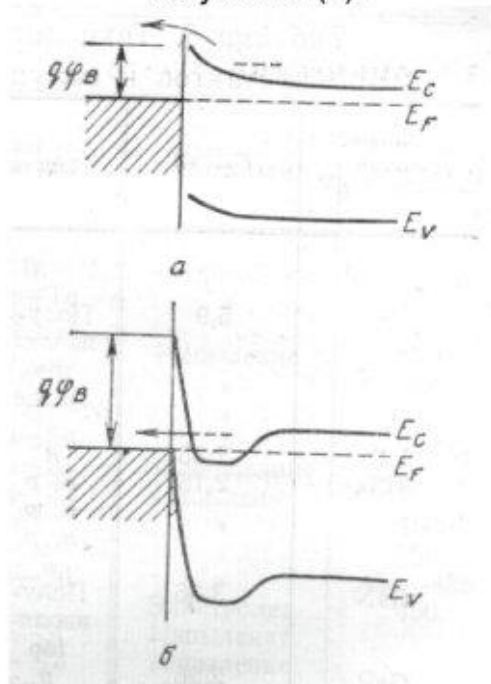
В тунельній області питомий опір експоненційно залежить від $\phi_{Bn} / \sqrt{N_D}$

Теоретичні і експериментальні залежності питомого опору контактів

від $\frac{1}{\sqrt{N_D}}$.



Омічні контакти з малою висотою бар'єру (а) і високим ступенем легування (б).



28. Формування контакту напівпровідників р і n – типів.

Всі електричні контакти можна розділити на три основні групи: омичні, нелінійні і інжектуючі. В залежності від призначення контакту до нього пред'являються різні вимоги. Так, омичний контакт повинний мати дуже малий перехідний опір, не спотворювати форму переданого сигналу, не створювати шумів, мати лінійну вольт - амперну характеристику. Нелінійні контакти використовуються для перетворення електричних сигналів (випрямлення, детектування, генерування і т. д.). Інжектуючі контакти мають здатність направляти носії зарядів тільки в одну сторону. Найбільше поширення в напівпровідниковій техніці і мікроелектроніці одержали контакти типу напівпровідник — напівпровідник, а фізичні явища, що відбуваються в зоні цих контактів, лежать в основі роботи більшості напівпровідникових приладів. Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна із яких має електропровідність n - типа, а інша р – типа, називають електронно – дірковим, чи р-n переходом



Розглянемо явища, що виникають при електричному контакті між напівпровідниками n- і р- типа

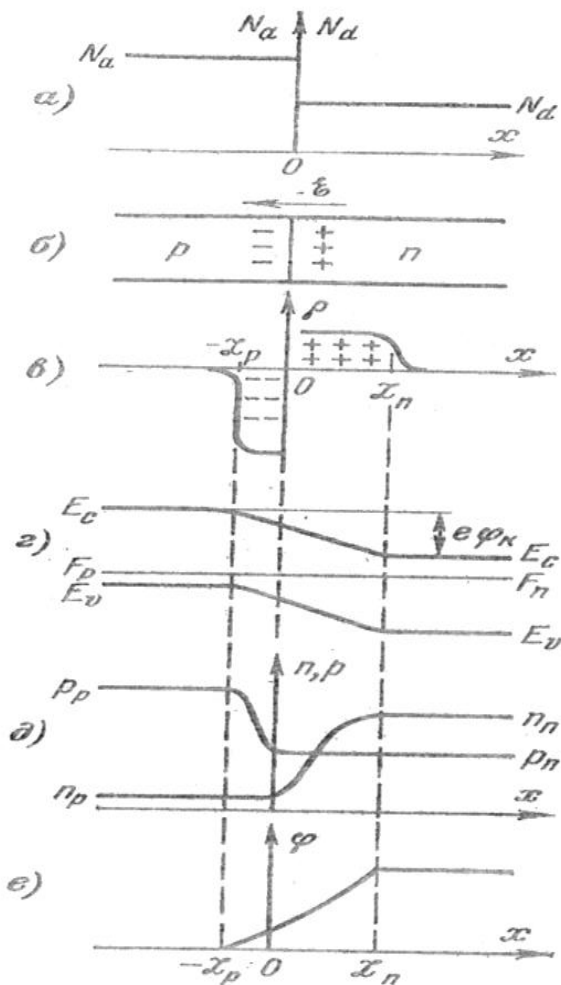


рис. Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і зміна потенціалу (е) в контакті електронного і діркового напівпровідника.

$$N_A > N_D$$

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$$

Існування електронно – діркового переходу обумовлено відмінностями в концентрації рухливих носіїв заряду електронної і діркової областей. В електронній частині напівпровідника концентрація електронів $n_n = N_D$, а

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$$

концентрація дірок в дірковій частині $p_p = N_A > p_n$,

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} < n_n$$

. Внаслідок того що концентрація електронів в n- області вище, ніж в р- області, а концентрація дірок в р- області вище, ніж в n- області, на границі цих областей існує градієнт

концентрацій носіїв, що викликає дифузійний струм електронів з n- області в p- область і дифузійний струм дірок з p- області в n- область. Крім струму, обумовленого рухом основних носіїв заряду, через границю розділу напівпровідників можливий струм неосновних носіїв (електронів з p- області в n- область і дірок з n- області в p- область). Внаслідок істотного розходження в концентраціях основних і неосновних носіїв струм, обумовлений основними носіями заряду, буде переважати над струмом неосновних носіїв.

Робота виходу з напівпровідника n-типу:

$$q\phi_p = \Phi_p$$

Робота виходу з напівпровідника p-типу:

$$q\phi_c = \Phi_p - \Phi_n = (\chi - E_c + F_p) - (\chi - E_c + F_n) = F_p - F_n.$$

Розглянемо випадок, коли донорні і акцепторні домішки повністю іонізовані.

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{N_C}{N_D}, \quad \Phi_p = \chi + E_g - kT \ln \frac{N_V}{N_A}. \quad q\phi_c = \Phi_p - \Phi_n = E_g - kT \ln \frac{N_V}{N_A} - kT \ln \frac{N_C}{N_D}.$$

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \quad E_g = kT \ln \frac{N_C N_V}{n_i^2}. \quad q\phi_c = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}. \quad \frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{q\phi_c}{kT}\right).$$

Контактна різниця потенціалів на p-n переході тим більша, чим сильніше леговані n- і p-області напівпровідника.

$$q\phi_{c.\max} = E_g$$

29. P-n – перехід. Вираз для ширини області просторового заряду.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна із яких має електропровідність n - типу, а інша p – типу, називають електронно – дірковим, чи p-n переходом. p-n перехід є основою для напівпровідникових діодів, тріодів та інших електронних елементів з нелінійною вольт-амперною характеристикою.

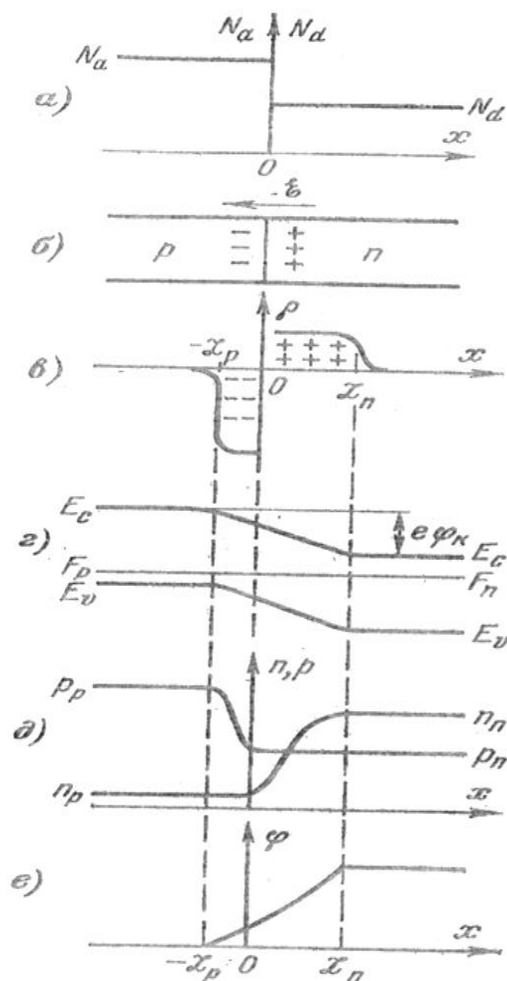


рис. (на наступній сторінці) Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і

зміна потенціалу (е) в контактні електронного і діркового напівпровідника.

В напівпровіднику p-типу концентрація дірок набагато перевищує концентрацію електронів, а в напівпровіднику n-типу навпаки. Якщо між двома такими напівпровідниками встановити контакт, то виникне дифузійний струм - носії заряду, хаотично рухаючись, перетікають з тієї області, де їх більше, в ту область, де їх менше. При такій дифузії електрони і дірки переносять із собою заряд. Як наслідок, область на границі стане зарядженою, і область в напівпровіднику p-типу, яка примикає до границі розділу, отримає додатковий негативний заряд, принесений електронами, а гранична область в напівпровіднику n-типу отримає позитивний заряд, принесений дірками. Таким чином, межа розділу буде оточена двома областями просторового заряду

протилежного знаку. Електричне поле, що виникає внаслідок утворення областей просторового заряду, викликає дрейфовий струм у напрямку, протилежному дифузійному струму. Зрештою, між дифузійним і дрейфовий струмами встановлюється динамічна рівновага, і перетікання зарядів припиняється.



Розглянемо два випадки: 1)

$$p_p \gg n_n, \quad L_p \ll L_n, \quad L_0 = L_p + L_n.$$

Коли $-L_p \leq x < 0$,

$$\rho = -qN_A^- = -qp_p.$$

Рівняння Пуасона для р-області:

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

Граничні умови: $\varphi(-L_p) = 0$;

$$\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=-L_p} = 0;$$

Отримаємо наступний розв'язок рівняння Пуасона:

$$\varphi_p = \frac{qp_p}{2\epsilon_s \epsilon_0} (L_p + x)^2.$$

$$2) \quad 0 < x \leq L_n,$$

$$\rho = qN_D^+ = qn_n.$$

Рівняння Пуасона для n-області:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{qn_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \quad \varphi(L_n) = \varphi_c;$$

$$\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=L_n} = 0.$$

Розв'язок рівняння Пуасона:

$$\varphi_n = \varphi_c - \frac{qn_n}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (L_n - x)^2.$$

При $x=0$ потенціал і його похідна неперервні, тому:

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0), \quad n_n L_n = p_p L_p.$$

$$\frac{d\varphi_p}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{d\varphi_n}{dx} \Big|_{x=0}.$$

В обох областях напівпровідника, що прилягають до р-n переходу, об'ємні заряди рівні. Це є умова збереження *електронейтральності*.

$$\frac{L_n}{L_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p}; \quad \varphi_c = \frac{q}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) = \frac{q}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} L_0 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}.$$

$$\frac{L_p}{L_0} = \frac{n_n}{n_n + p_p}.$$

Отже, вираз для ширини області просторового заряду:

$$L_0 = \sqrt{\frac{q}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} \varphi_c \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}.$$

Чим вища ступінь легування напівпровідника, тим менша ширина області просторового заряду L_0 . Якщо одна з областей легована значно сильніше іншої, то більша частина падіння електростатичного потенціалу приходить на високоомну область.

30. P-n – перехід. Бар'єрна ємність.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна із яких має електропровідність n - типу, а інша р – типу, називають електронно – дірковим, чи р-n переходом. р-n перехід є основою для напівпровідникових діодів, тріодів та інших електронних елементів з нелінійною вольт-амперною характеристикою.

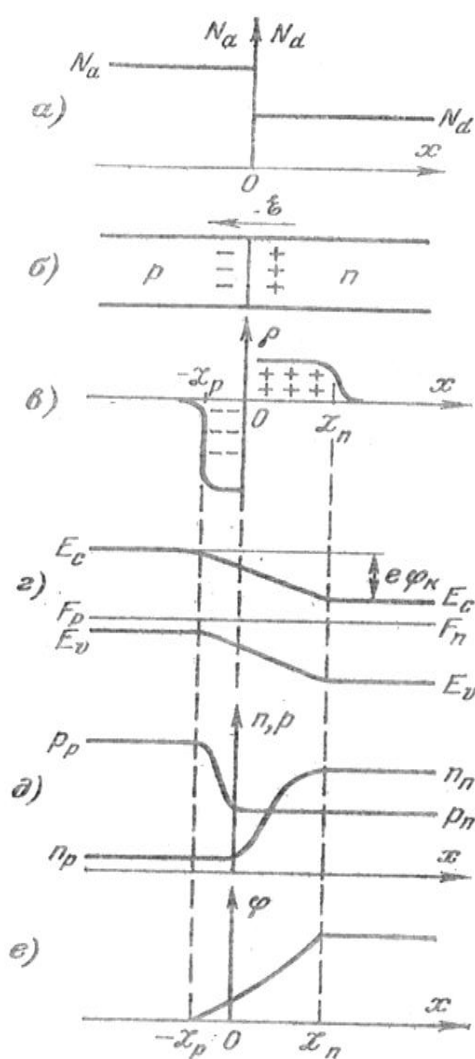


рис. Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і зміна потенціалу (е) в контакті електронного і діркового напівпровідника.

В області переходу має місце значне зменшення концентрації носіїв заряду. Електронно-дірковий перехід являє собою шар низької питомої провідності, який розміщений між областями високої питомої провідності, тому має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі називається бар'єрною ємністю. Бар'єрна (або зарядна) ємність обумовлена некомпенсованим зарядом іонізованих атомів домішки, зосередженими по обидві сторони від границі переходу. Ці об'ємні заряди нерухомі і не беруть участь в процесі протікання струму. Вони і створюють електричне поле переходу. При збільшенні зворотної напруги область просторового заряду і сам заряд збільшуються, причому це збільшення відбувається непропорційно. Бар'єрна ємність визначається за формулою:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_0} = \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon_s}{2 \phi_c} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}}$$

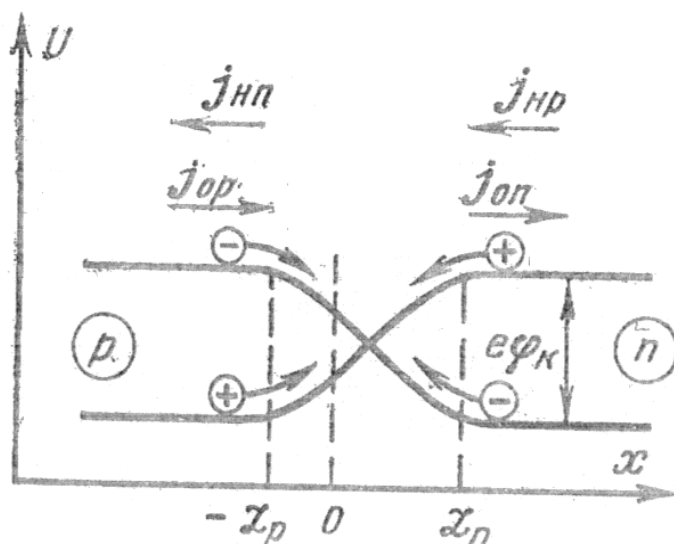
де L_0 - ширина області просторового заряду
Бар'єрна ємність складає десятки - сотні пікофарад.

31. P-n – перехід. Висота бар'єру.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна із яких має електропровідність n - типу, а інша р – типу, називають електронно – дірковим, чи р-n переходом. р-n перехід є основою для напівпровідникових діодів, тріодів та інших електронних елементів з нелінійною вольт-амперною характеристикою.



Існування електронно – діркового переходу обумовлено відмінностями в концентрації рухливих носіїв заряду електронної і діркової областей. Внаслідок того що концентрація електронів в n- області вище, ніж в р- області, а концентрація дірок в р- області вище, ніж в n- області, на границі цих областей існує градієнт концентрацій носіїв, результатом чого є дифузія електронів з n — області в р — область, а також зустрічна дифузія дірок. Оскільки носії мають електричний заряд, то дифузія супроводжується протіканням через р — п — перехід електричного струму, який носить назву дифузійного струму. У результаті дифузії основних носіїв заряду донори в n напівпровіднику, а акцептори в р — напівпровіднику іонізуються, в результаті чого в області контакту створюються об'ємні заряди — позитивні в n — області та негативні в р — області. Незначний внесок в об'ємний заряд дають також дифундовані дірки та електрони. Між утвореними об'ємними зарядами виникає контактна різниця потенціалів U_k та електричне поле напруженістю E . Це поле є гальмуючим для основних носіїв заряду, і прискорюючим для неосновних. Тобто внутрішнє електричне поле р-n переходу створює дрейфовий струм неосновних носіїв заряду. Цей струм спрямований назустріч дифузійному струму основних носіїв заряду. Контактне поле протидіє рухові основних носіїв заряду. Тому в р — n -переході для основних носіїв заряду виникає потенціальний бар'єр, висота якого eU_k , а ширина його визначається товщиною р — n — переходу. Із зростанням домішкової концентрації



збільшується концентрація основних носіїв заряду, що приводить до зростання кількості частинок, що дифундують. Тому збільшується густина об'ємного заряду, що забезпечує зростання U_k і зменшення товщини р — n — переходу. Для германію типові значення $U_k=0,3,..0,4$ В, $d=10^4...10^5$ см, а при великих концентраціях домішок $U_k=0,7$ В, $d=10^{-6}$ см. Якщо прикласти

до р — n переходу пряму напругу, то результуюче поле стане слабкішим, що призведе до зменшення різниці потенціалів на р - n — переході, внаслідок чого зменшиться висота потенціального бар'єра для основних носіїв заряду.

Якщо змінити полярність зовнішньої напруги на протилежну, тобто прикласти зворотню напругу, то напруженості зовнішнього та контактного полів будуть додаватися, що призведе до зростання висоти потенціального бар'єру.

На рис. потенціальні бар'єри для дірок і електронів в р-n переході.

32. Випрямлення на р-n - переході.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна із яких має електропровідність n - типа, а інша р – типа, називають електронно – дірковим, чи р-n переходом. Включений в електричний ланцюг рп-перехід має однобічну провідність, тобто його вольт амперна характеристика нелінійна. Причиною нелінійних властивостей р-п-переходу є існуюче в переході вбудоване електричне поле. Поле в р-п-переході можна змінити шляхом подачі на структуру зовнішньої напруги. Якщо полярність зовнішньої напруги спрямована проти поля в переході, то гальмівне для основних носіїв заряду поле в переході (або потенційний бар'єр), зменшується, і потік основних носіїв заряду через р-п-перехід збільшується й значно перевищує існуючий потік неосновних носіїв. Така напруга на р-п-переході називається прямою. Якщо полярність зовнішньої напруги збігається з полярністю контактної різниці потенціалів, сумарне гальмуюче для основних носіїв заряду поле в переході зростає, що призводить до зменшення потоку основних носіїв заряду через перехід. Така зовнішня напруга на р-п-переході називається зворотною.

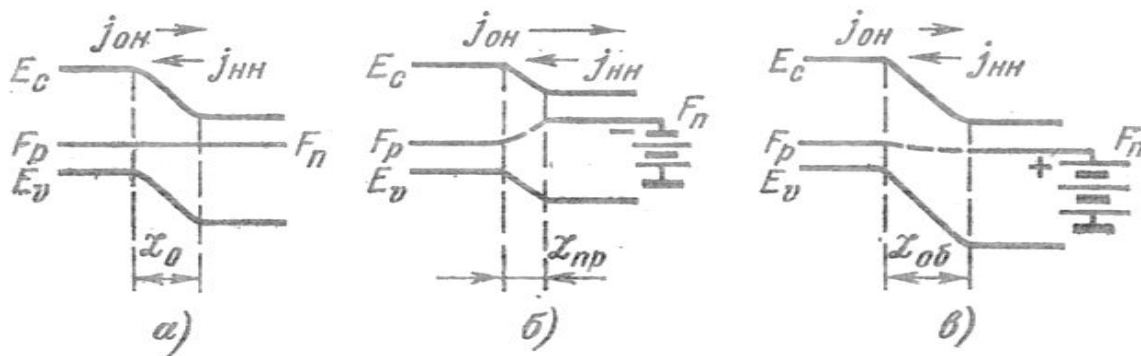


рис. Енергетична діаграма р-n переходу при термодинамічній рівновазі (а), при подачі на перехід прямого (б) і оберненого (в) зміщення.

Для прямого зміщення:

$$L_F = \sqrt{\frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} (\varphi_c - V) \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}$$

$$J = J_{ma} - J_{mi}$$

Введення в напівпровідник носіїв заряду за допомогою р-n переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називається інжекцією.

$$p = p_n + \Delta p$$

$$p(L_n) = p_p \exp\left(-\frac{q(\varphi_c - V)}{kT}\right) = p_n \exp\left(\frac{qV}{kT}\right).$$

$$\Delta p(L_n) = p - p_n = p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right].$$

$$\Delta n(-L_p) = n_p \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right].$$

При збільшенні прямого зміщення на р-п переході концентрація неосновних носіїв, що інжектуються, різко зростає, що приводить до сильного росту струму через контакт при прямому зміщенні.

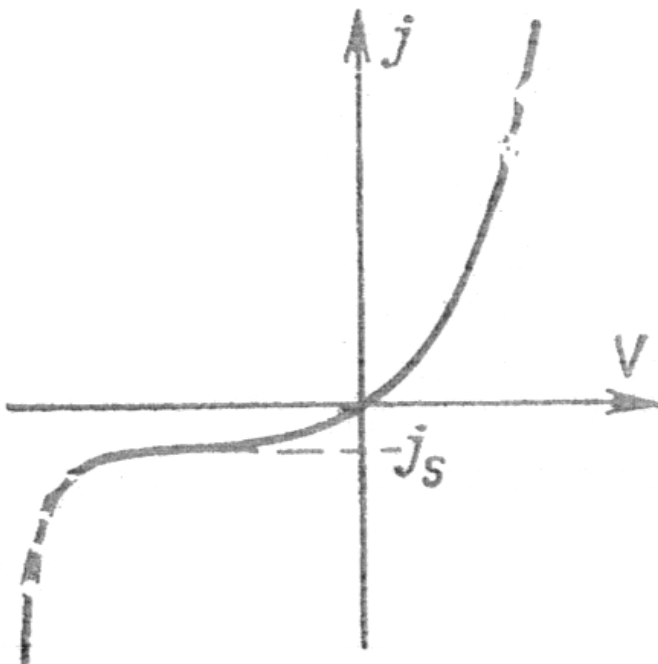
Для оберненого зміщення:

$$\Delta p(L_n) = p - p_n = p_n \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right].$$

$$\Delta n(-L_p) = n_p \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right].$$

Зменшення концентрації носіїв заряду в порівнянні з рівноважною під дією оберненої напруги в приконтактній області р-п переходу називається екстракцією носіїв заряду.

При оберненому зміщенні р-п переходу струм основних носіїв заряду буде меншим, ніж в рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм через р-п перехід буде направлений від р-області до р-області і зі збільшенням оберненої напруги спочатку буде незначно зростати, а потім прагнути до деякої величини, яка називається струмом насичення. Отже, р-п перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику.



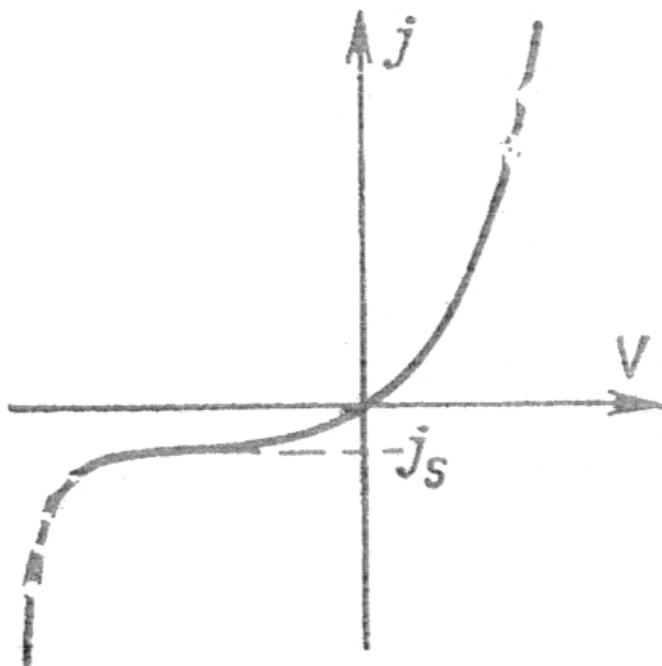
Малі значення зворотного струму р-п — переходу в порівнянні з прямим (до 10^6 разів) дозволяють використовувати його для випрямлення змінного струму.

33. Вольт-амперна характеристика р-п – переходу.

Вольт-амперною характеристикою р-п переходу називається залежність струму, що протікає через р-п перехід, від величини і полярності прикладеної напруги. Аналітичний вираз ВАХ р-п переходу має вигляд:

$$I = I_{\text{обр}} [\exp(q_e U / kT) - 1]$$

де $I_{\text{обр}}$ - зворотний струм насичення р-п переходу. U - напруга, прикладена до р-п переходу.



Включення, при якому до р-п переходу прикладається зовнішня напруга в протифазі з контактною різницею потенціалів, називається прямим. Практично вся зовнішня напруга прикладається до запірного шару, оскільки його опір значно більше опору іншої частини напівпровідника. Дрейфовий струм зменшується, дифузний струм різко зростає. Динамічна рівновага порушується і через р-п перехід протікає прямий струм.

Оскільки контактна різниця потенціалів складає десяті доли вольта, то вже при малих (-0,1 В)

прямих напругах висота потенціального бар'єра суттєво зменшується, що приводить до великих значень прямого струму навіть при порівняно малій напрузі.

Відбувається також зменшення товщини р-п -переходу, що приводить до зменшення опору, причому наявність об'ємного заряду обумовлює нелінійну залежність між струмом і напругою. Введення в напівпровідник носіїв заряду за допомогою р-п переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називається інжекцією. При збільшенні прямого зміщення на р-п переході концентрація неосновних носіїв, що інжектуються, різко зростає, що приводить до сильного росту струму через контакт при прямому зміщенні.

Включення, при якому до р-п переходу прикладається зовнішня напруга у фазі з контактною різницею потенціалів, називається зворотним. Висота потенціального бар'єра зростає. Уже при малих зворотних напругах внаслідок зростання висоти потенціального бар'єра дифузійний струм практично стає рівним нулю. Провідність р-п — переходу обумовлена неосновними носіями заряду, а зворотний струм — де струм дрейфу. Дрейфовий струм в основному визначається тепловим рухом носіїв, внаслідок чого слабо залежить від величини зворотної напруги. Оскільки концентрація неосновних носив мала, то й зворотний струм значно менший від прямого. Зменшення концентрації носіїв

заряду в порівнянні з рівноважною під дією оберненої напруги в приконтактній області р-n переходу називається екстракцією носіїв заряду.

При оберненому зміщенні р-n переходу струм основних носіїв заряду буде меншим, ніж в рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм через р-n перехід буде направлений від n-області до р-області і зі збільшенням оберненої напруги спочатку буде незначно зростати, а потім прагнути до деякої величини, яка називається струмом насичення. Отже, р-n перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику.

34. Різкий р-n – перехід.

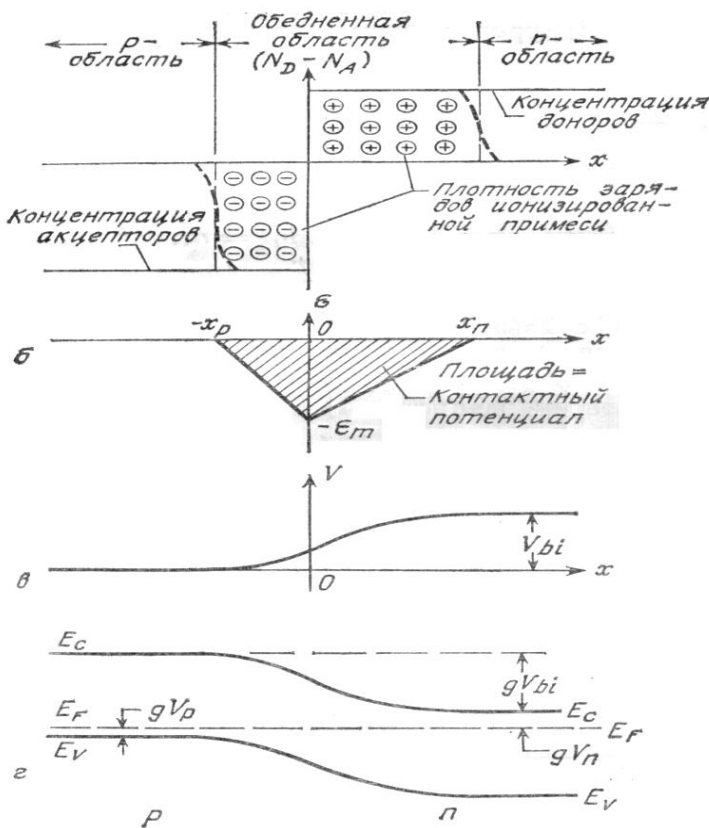


рис. Різкий перехід при тепловій рівновазі.

а- розподіл просторового заряду (штриховими лініями позначені "хвости" розподілу основних носіїв);

б- розподіл електричного поля;

в- зміна потенціалу з відстанню ($V_{bi} = \varphi_c$ - контактна різниця потенціалів);

г- зонна діаграма.

За характером розподілу домішок р-переходи підрозділяють на різкі і плавні. Рівняння Пуассона для різкого переходу:

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} [p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)].$$

Розглянемо два випадки:

1) $0 < x \leq x_n$

Тоді: $-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+(x).$

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x}{\varepsilon_s} = \frac{qN_D}{\varepsilon_s} (x - x_n)$$

$$2) -x_p \leq x < 0.$$

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx -\frac{q}{\varepsilon_s} N_A^-(x).$$

$$E(x) = -\frac{qN_A(x+x_p)}{\varepsilon_s}$$

Нехай $x = 0$;
 $E = E_m$.

Тоді $|E_m| = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon_s}$.

Розподіл потенціалу буде мати наступний вигляд:

$$V(x) = E_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right).$$

Дифузійний потенціал:

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \equiv \frac{1}{2} E_m (x_n + x_p).$$

Де $W=L_0$ – повна ширина збідненої області.

Для різкого симетричного переходу: $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$.

Для різкого несиметричного переходу: $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{qN_B}}$.

$$N_B = N_D, \quad N_A \gg N_D,$$

$$N_B = N_A \quad \text{якщо} \quad N_D \gg N_A$$

Тоді отримаємо більш точний вираз для ширини збідненої області:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_B} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} \right)} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}. \quad \text{де} \quad \beta = \frac{q}{kT}.$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{qN_B \beta}}. \quad L_D - \text{Дебаєвська довжина (характеристичний}$$

параметр для напівпровідників).

Для різкого p-n переходу вираз для бар'єрної ємності буде наступний:

$$C = \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_B}{2(V_{bi} \pm V - 2kT/q)}} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2L_D}} \sqrt{\frac{1}{(\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)}}$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2L_D^2}{\epsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2), \quad \frac{d(1/C^2)}{dV} \cong \frac{2L_D^2 \beta}{\epsilon_s^2} = \frac{2}{q\epsilon_s N_B}$$

Для несиметричного різкого переходу залежність $1/C^2$ від V є прямою лінією. Її нахил визначає концентрацію домішки в підкладці (N_D). А точка перетину з віссю абсцис (при $1/C^2=0$) дає величину $V_{bi}=2kT/q$.

Формула справедлива і для переходів з більш складним розподілом домішки, ніж для різкого переходу. В загальному виді

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N(W)},$$

$$W = \frac{\epsilon_s}{C(V)}$$

Залежність ємності від напруги не чутлива до змін

профілю домішки в високолегованій області, якщо вони мають місце на відстанях менших дебаєвської довжини. При визначенні розподілу домішок C-V методом забезпечується просторова роздільна здатність порядку дебаєвської довжини.

35. Плавний p-n – перехід.

За характером розподілу домішок p-n переходи підрозділяють на різкі і плавні. Плавні p-n переходи отримують методом дифузійної технології, коли

здійснюється дифузія домішки в донорний напівпровідник і навпаки. Так як концентрація легуючої домішки при дифузії зменшується вглиб зразка поступово, утворюється плавний перехід, межею якого і буде границя областей кристала з електронним або дірковим типом провідності.

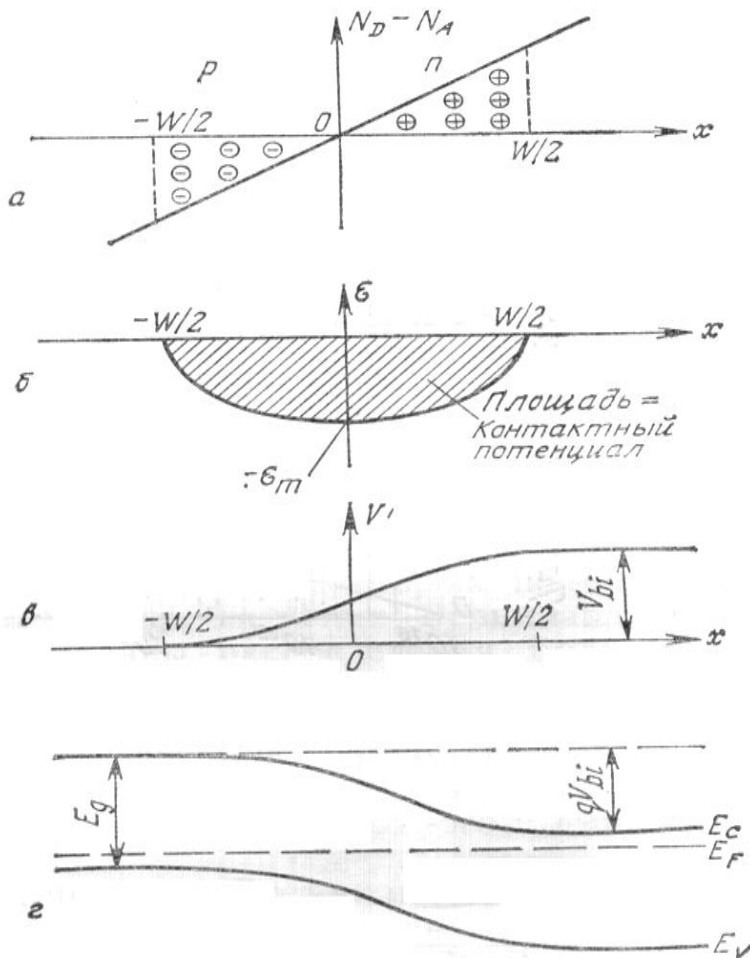
Плавний лінійний перехід в тепловій рівновазі.

а - розподіл просторового заряду;

б - розподіл електричного поля;

в - зміна потенціалу з відстанню;

г - зонна діаграма.



Рівняння Пуассона:

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} (p - n + ax) \approx \frac{q}{\varepsilon_s} ax. \quad -\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}.$$

a – градієнт концентрації домішки розмірністю см^{-4} .

$$E(x) = -\frac{qa}{\varepsilon_s} \frac{(W/2)^2 - x^2}{2}.$$

В точці $x=0$ поле приймає максимальне значення E_m .

$$|E_m| = \frac{qaW^2}{8\varepsilon_s}.$$

Контактна різниця потенціалів: $V_{bi} = \frac{qaW^3}{12\varepsilon_s}$. або $W = \left(\frac{12\varepsilon_s V_{bi}}{qa}\right)^{1/3}$.

Контактна різниця потенціалів на лінійному переході:

$$V_{bi} \approx \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{(aW/2)(aW/2)}{n_i^2}\right] = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{aW}{2n_i}\right)^2.$$

Бар'єрна ємність лінійного переходу:

$$C \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \left[\frac{qa\varepsilon_s^2}{12(V_{bi} \pm V)}\right]^{1/3}.$$

36. Вольт-амперна характеристика р-п – переходу. Формула Шоклі.

Для побудові ідеальної вольт-амперної характеристики роблять наступні припущення (наближення):

- 1) Наближення збідненого шару з різкими границями.
- 2) Наближення Больцмана, тобто в збідненій області справедливий розподіл Больцмана.
- 3) Наближення низького рівня інжекції, тобто густина інжекттованих неосновних носіїв мала в порівнянні з концентрацією основних носіїв.
- 4) Відсутність в збідненому шарі струмів генерації і постійність електронного і діркового струмів, що протікають через нього.

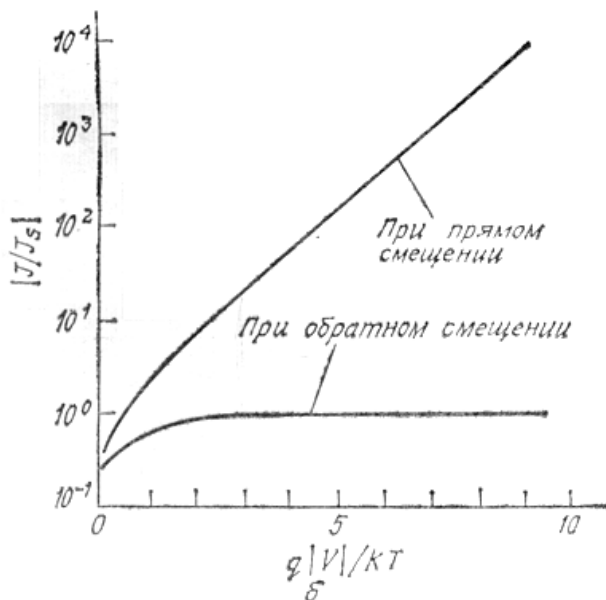
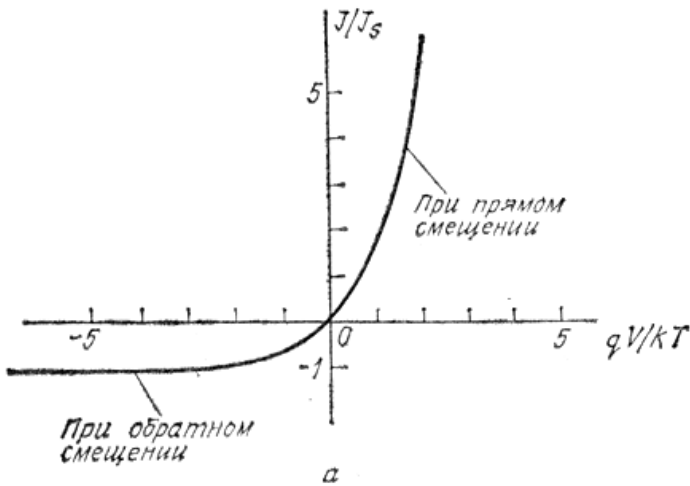
рис. Вольт-амперні характеристики ідеального переходу.

а- лінійний масштаб;

б- напівлогарифмічний масштаб.

Вольт-амперна характеристика ідеального р-п переходу має яскраво виражений несиметричний вид. В області прямих напруг струм р-п переходу дифузійний та експоненційно зростає зі зростанням прикладеної напруги. В області оберненої напруги зміщення струм р-п переходу - дрейфовий і не залежить від прикладеної напруги.

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) ідеального діода з р-п-переходом, що відображає його основні властивості, була отримана У. Шоклі. ВАХ була розрахована шляхом вирішення рівняння неперервності, яке пов'язує концентрацію



носіїв заряду в будь-якій частині напівпровідника з параметрами електричного поля в ньому, швидкістю генерації рекомбінації носіїв заряду, процесом дифузії носіїв і часом. Основними спрощеннями, зробленими при побудові математичної моделі діода, були наступні: товщина р-п-переходу дорівнює нулю; генераційні і рекомбінаційні процеси, як в області переходу, такі в обсязі напівпровідника відсутні; відсутні явища пробою р-п-переходу і поверхневі стану, не враховується омичний опір об'єму напівпровідника.

У загальному випадку струм через перехід складається з електронної та діркової складових, які з урахуванням прийнятих спрощень є чисто дифузійними.

Сумарна густина дифузійного струму:

$$\left. \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{\Delta n_p}{L_n} \quad \left. \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{\Delta p_n}{L_p}$$

Електронна та діркова складові струму на кордонах переходу:

$$j_n = -\frac{q \times D_n}{L_n} n_{p0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

$$j_p = -\frac{q \times D_p}{L_p} p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$$

Підсумувавши густини електронного і діркового струмів, помноживши на площу і опускаючи знак мінус, отримуємо ВАХ р-п-переходу:

$$J = J_p + J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

де J_s - зворотний струм насичення діода

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}.$$

Формула (1) і є формулою Шоклі.

37. Пробій р-п – переходу. Теплова нестійкість.

При досить великих зворотних напругах в р-п-переході може статися пробій. Пробоєм називається необмежене збільшення струму при постійній або навіть зменшуваній напрузі на р-п-переході. Розрізняють три види пробою: лавинний, тунельний, тепловий. Тепловий пробій р-п переходу відбувається внаслідок виривання валентних електронів зі зв'язків в атомах при теплових коливаннях кристалічної ґратки. Теплова генерація пар «електрон - дірка» призводить до збільшення концентрації неосновних носіїв заряду та зростання зворотного струму. Збільшення струму супроводжується подальшим підвищенням температури. Процес наростає лавиноподібно, відбувається зміна структури кристала, і перехід необоротно виходить з ладу. Якщо ж при виникненні пробою струм через р-п перехід обмежений опором зовнішнього ланцюга і потужність, що виділяється на переході, невелика, то пробій є оборотним. Щоб запобігти тепловий пробій, необхідно покращувати тепловідвід від р-п-переходу.

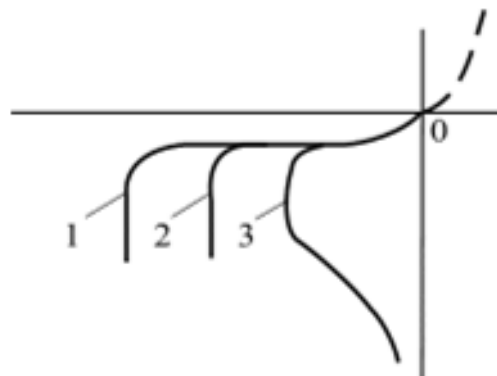


рис.(зображена обернена вітка ВАХ) Види пробою:
1- лавинний, 2-тунельний, 3- тепловий

38. Пробій р-п – переходу. Тунельний ефект.

При досить великих зворотних напругах в р-п-переході може статися пробій. Пробоєм називається необмежене збільшення струму при постійній або навіть зменшуваній напрузі на р-п-переході. Розрізняють три види пробою: лавинний, тунельний, тепловий. Тунельний пробій пов'язаний з тунельними переходами електронів крізь вузький і високий потенційний бар'єр. Тунельний ефект полягає в переході електронів валентної зони р-області безпосередньо в зону провідності n -області. Пояснюється це явище тим, що при великій напруженості електричного поля на границі двох областей з різними типами електропровідності енергетичні зони викривляються так, що енергія валентних електронів р-області стає такою ж, як енергія вільних електронів n-області.

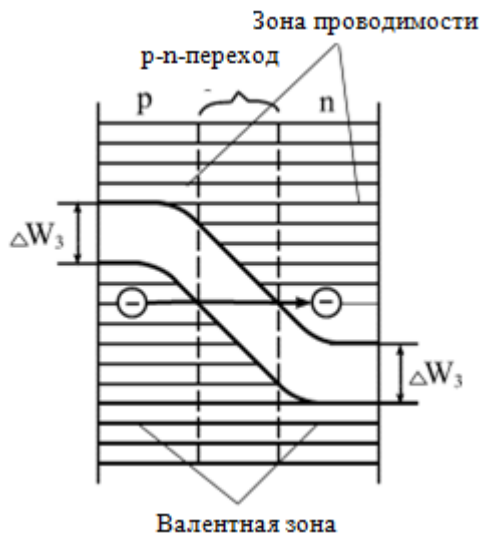


рис. Енергетична діаграма, що ілюструє тунельний пробій

Електрони переходять на енергетичній діаграмі як би по горизонталі із заповненої зони у вільну зону сусідньої області, що знаходиться на тому ж рівні, а в напівпровідниковому приладі, відповідно, через р-п-перехід. В результаті переходу додаткових неосновних носіїв заряду виникає тунельний струм, що перевищує зворотний потік нормального режиму в десятки разів. Напруга на р-п-переході при тунельному пробіі залишається постійною. При підвищенні температури напруга тунельного пробою зменшується. Лавинний і тунельний пробіі оборотні, тобто при включенні в ланцюг рп-переходу обмежуючого струм опору ці види пробою не призводять до руйнування рп-переходу.

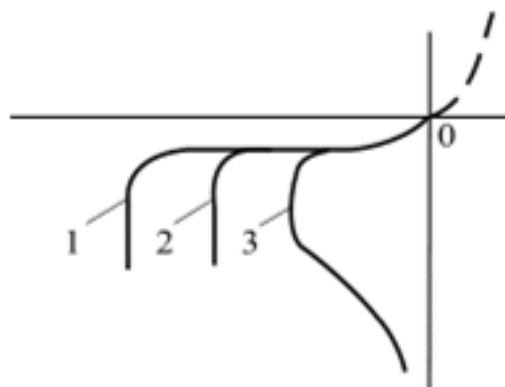


рис. (зображена обернена вітка ВАХ)
Види пробою: 1- лавинний, 2-тунельний, 3- тепловий

39. Пробій р-п – переходу. Лавинне помноження.

При досить великих зворотних напругах в р-п-переході може статися пробій. Пробоєм називається необмежене збільшення струму при постійній або навіть зменшуваній напрузі на р-п-переході. Розрізняють три види пробою: лавинний, тунельний, тепловий. Лавинний пробій - електричний пробій р-п-переходу, викликаний лавинним розмноженням носіїв заряду під дією сильного електричного поля. Він обумовлений ударною іонізацією атомів швидко рухомими неосновними носіями заряду. Рух цих носіїв заряду з підвищенням зворотної напруги прискорюється електричним полем в області р-п-переходу. При досягненні певної напруженості електричного поля вони набувають достатню енергію, щоб при зіткненні з атомами напівпровідника відривати валентні електрони з ковалентних зв'язків кристалічної ґратки. Рух утворених при такій іонізації атомів пар «електрон - дірка» також прискорюється електричним полем, і вони, в свою чергу, беруть участь у подальшій іонізації атомів. Таким чином, процес генерації додаткових неосновних носіїв заряду лавиноподібно наростає, а зворотний струм через перехід збільшується. Струм в колі може бути обмежений тільки зовнішнім опором. Лавинний пробій виникає в високоомних напівпровідниках, що мають велику ширину р-п-переходу. У цьому випадку прискорювані електричним полем носії заряду встигають у проміжку між двома зіткненнями з атомами отримати достатню енергію для їх іонізації. Напруга лавинного пробою - це напруга, при якій M_p прагне до нескінченності (Коефіцієнт помноження дірок - M_p). Умова пробою задається інтегралом іонізації:

$$\int_0^W \alpha_p \exp\left[-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right] dx = 1,$$
$$\int_0^W \alpha_n \exp\left[-\int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right] dx = 1,$$

α_n і α_p - Коефіцієнти іонізації електронів і дірок.

Якщо ($\alpha_n = \alpha_p$), наприклад для (GaP), то

$$\int_0^W \alpha dx = 1.$$

Напруга лавинного пробою збільшується з підвищенням температури через зменшення довжини вільного пробігу між двома зіткненнями носіїв заряду з атомами. При лавинному пробої напруга на р-п-переході залишається постійною, що відповідає майже вертикальній ділянці в зворотній гілці вольт амперної характеристики.

Напруга пробою несиметричного різкого переходу

$$V_B = \frac{E_m W}{2} = \frac{\epsilon_s E_m^2}{2q} (N_B)^{-1},$$

Напруга пробою лінійного переходу

$$V_B = \frac{2EW}{3} = \frac{4E_m^{3/2}}{3} \left(\frac{2\epsilon_s}{q}\right)^{1/2} (a)^{-1/2}.$$

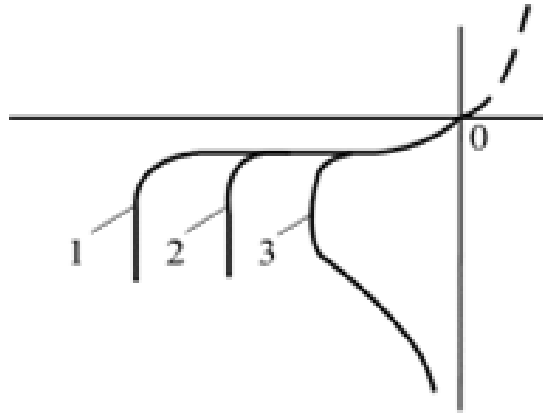


рис. (зображена обернена вітка ВАХ) Види пробою:
1- лавинний, 2-тунельний, 3- тепловий

40. Схемні функції діодів на основі р-п – переходу.

Запишемо вираз для ВАХ р-п – переходу:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right].$$

Де I_s - зворотний струм насичення діода

До схемних функцій р-п – переходу належать наступні:

- 1) Прямий опір на постійному струмі- статичний опір R_F

$$R_F \equiv \frac{V_F}{I_F} \approx \frac{V_F}{I_s} \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right),$$

$$V \geq 3kT / q$$

- 2) Прямий опір для малого сигналу- динамічний опір r_F

$$r_F \equiv \frac{dV_F}{dI_F} = \frac{nkT}{qI_F}.$$

- 3) Обернений опір на постійному струмі- статичний опір R_R

$$R_R \equiv \frac{V_R}{I_R} \approx \frac{V_R}{I_s},$$

$$|V_R| \geq 3kT / q$$

- 4) Обернений опір для малого сигналу- динамічний опір r_R

$$r_R \equiv \frac{\partial V_R}{\partial I_R} = \frac{nkT}{qI_s}$$

- 5) Коефіцієнт випрямлення на постійному струмі R_R/R_F

$$R_R / R_F \propto \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right)$$

- 6) Коефіцієнт випрямлення на змінному струмі r_R/r_F

$$r_R / r_F \propto \frac{I_F}{I_s \exp(-q|V_R|/kT)}.$$

41. P-i-n - діоди.

PIN-діод - різновид діода, в якому між областями електронної (п) і діркової (р) провідності знаходиться власний (нелегований) напівпровідник (і-область). р і н області як правило легуються сильно, так як вони часто використовуються для омичного контакту до металу. Широка нелегована і-область робить рін-діод поганим випрямлячем, але з іншого боку це дозволяє використовувати його в атенюаторах (послаблювачах сигналу), швидких перемикачах, фотодетекторах, а також у високовольтній електроніці. Як правило призначений для роботи в сантиметровому діапазоні хвиль (НВЧ).

Характерні якості рін -діода проявляються при роботі в режимі сильної інжекції, коли і-область заповнюється носіями заряду з сильнолегованих п + і р + областей, до яких прикладається пряме зміщення напруги. PIN-діод функціонально можна порівняти з відром води з отвором збоку - як тільки відро наповнюється до рівня отвору - воно починає протікати. Точно так само і діод починає пропускати струм, як тільки заповниться носіями заряду і-область. Через те, що в і-області дуже низька концентрація носіїв заряду, там практично відсутні процеси рекомбінації під час інжекції. Але в режимі прямого зсуву концентрація носіїв заряду на кілька порядків перевищує власну концентрацію. На низьких частотах для рін -діода справедливі ті ж рівняння, що і для звичайного. На високих частотах рін -діод поводить себе як практично ідеальний резистор - його вольт-амперна характеристика (ВАХ) лінійна навіть для дуже великого значення напруги. На високих частотах в і-області

знаходиться велика кількість накопиченого заряду, який дозволяє діоду працювати. На низьких частотах заряд в і-області рекомбінує і діод вимикається. Велика ширина і-області також означає, що рін -діод має невелику ємність при зворотному зміщенні.

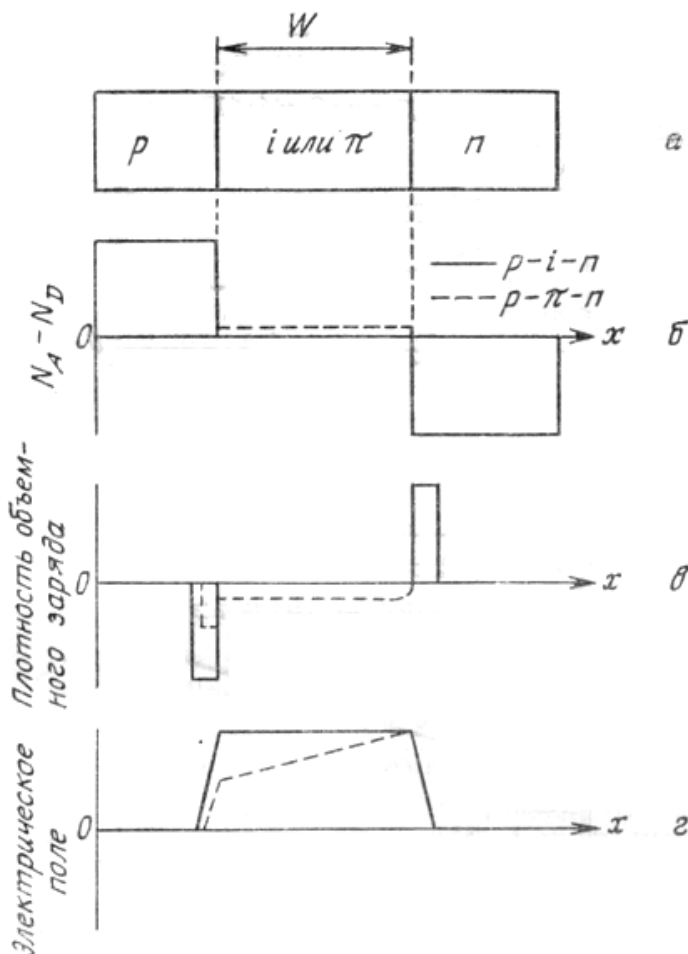


рис. Розподіл домішки, густини об'ємного заряду і електричного поля в р-і-п і р- π -п діодах

Області просторового заряду в рін -діоді практично повністю знаходяться в і-області. У порівнянні зі звичайними, рін -діод має значно більшу ОПЗ, границі якої незначно змінюються залежно від прикладеної

зворотної напруги. Таким чином збільшується обсяг напівпровідника, де можуть бути утворені електронно-діркові пари під впливом випромінювання (наприклад, оптичного - фотона). Деякі фотодетектори, такі як PIN-фотодіоди та фототранзистори (в яких перехід база-колектор є пін-діодом), використовують рпн-перехід для реалізації функції детектування.

42. Гетеропереходи. N-p – гетероперехід.

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, рGe - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного р-п переходу полягає в тому, що в звичайних р-н переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, рSi - nSi. Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Ідеальний різкий гетероперехід без пасток на границі розділу (Андерсон). Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP.

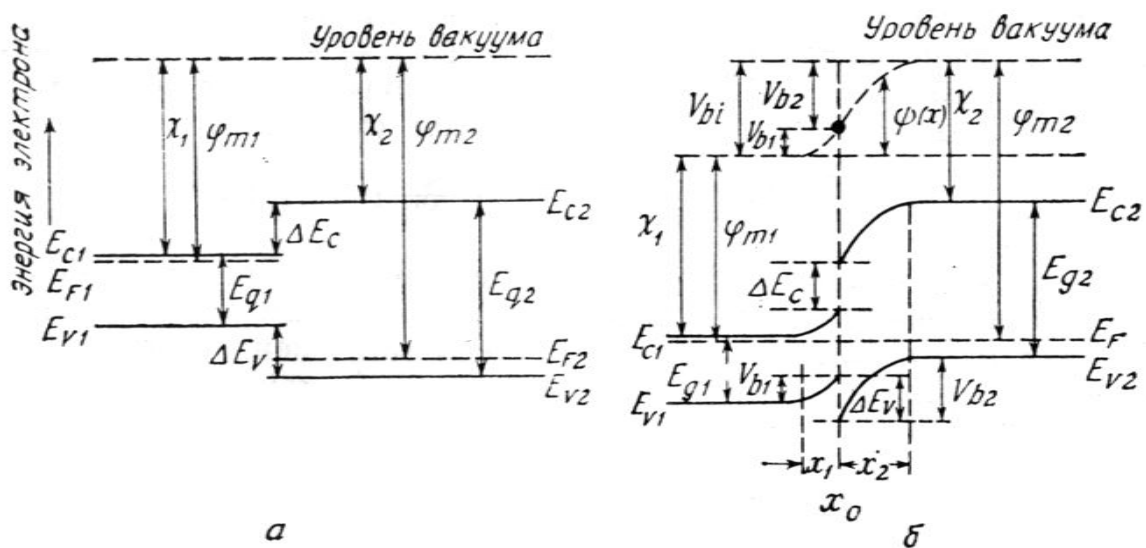
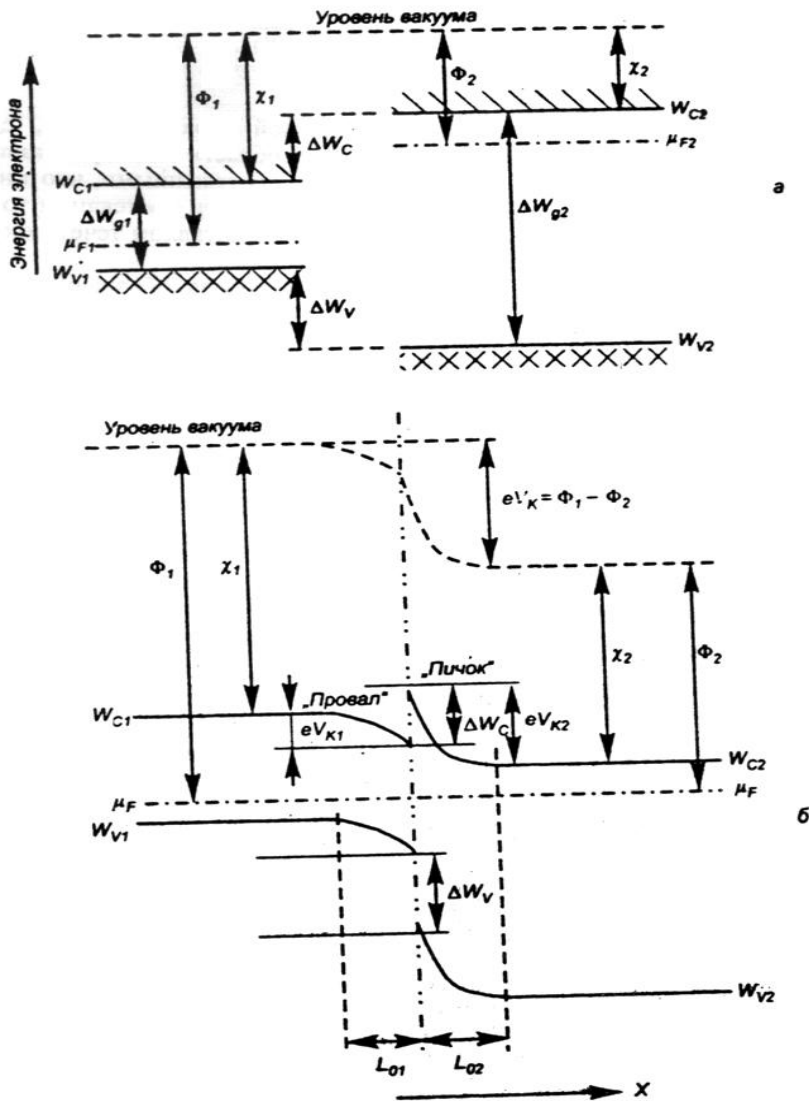


рис. Зонні діаграми двох ізольованих напівпровідників при умові електронейтральності (а) і ідеального анізотипного р-п - гетеропереходу при тепловій рівновазі (б).

рис. Рівноважні діаграми енергетичних зон до (а) і після (б) утворення різкого р-n гетеропереходу.



Ширина збідненого шару в кожному напівпровіднику і бар'єрна ємність знаходиться з рішення рівняння Пуасона для різкого переходу з кожної сторони границі розділу.

Одна з граничних умов – неперервність електричної індукції на границі розділу

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$$

Повний контактний потенціал

$$V_{bi} = V_{b1} + V_{b2}.$$

$$x_1 = \left[\frac{2N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{D1}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2}.$$

$$x_2 = \left[\frac{2N_{D1}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{A2}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2}.$$

x_1, x_2 – електронна спорідненість першого і другого напівпровідника

$$C = \left[\frac{qN_{D1}N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2}{2(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})(V_{bi} - V)} \right]^{1/2}.$$

Відношення напруг на кожному напівпровіднику

$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2}\epsilon_2}{N_{D1}\epsilon_1}.$$

$$V = V_1 + V_2.$$

N_{D1} і N_{A2} – концентрації донорів і акцепторів у напівпровідниках 1 і 2.

43. Гетеропереходи. N-n⁺ – гетероперехід.

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGe - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного р-п переходу полягає в тому, що в звичайних р-н переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, pSi - nSi. Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Ідеальний різкий гетероперехід без пасток на границі розділу (Андерсон). Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP.

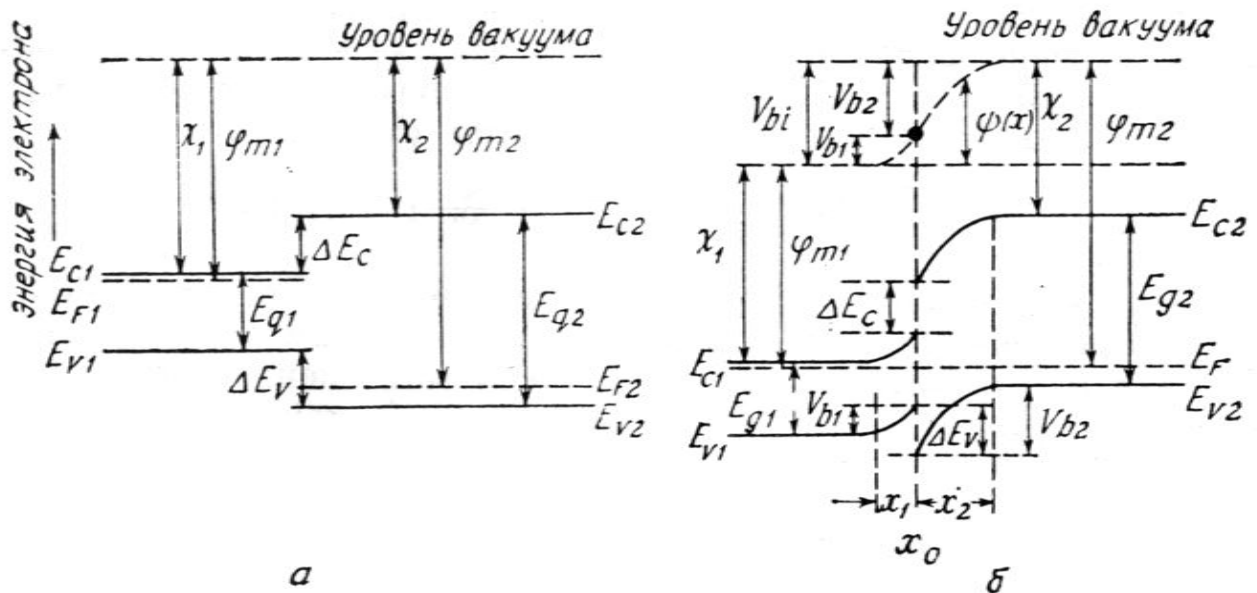


Рис Зонні діаграми двох ізолюваних напівпровідників при умові електронейтральності (а) і ідеального анізотипного р-п - гетеропереходу при тепловій рівновазі (б).

В ізотипних гетеропереходах типу n-n і р-р вклад неосновних носіїв заряду в електричний струм знехтувано малий. Ізотипні гетеропереходи відносяться до пристроїв з основними носіями заряду.

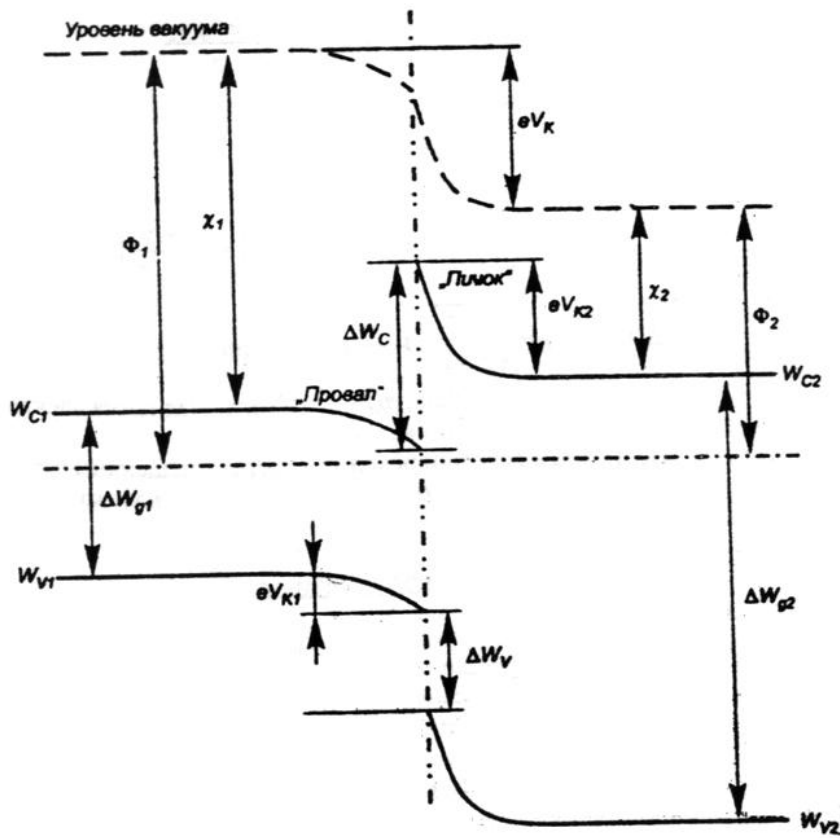


рис. Рівноважна діаграма енергетичних зон різкого n-n гетеропереходу.

«Пічок» і «провал» обумовлені вибраними параметрами напівпровідників, які контактують: $\chi_1 > \chi_2$ і $E_{g1} < E_{g2}$ ($\Delta W_{g1} < \Delta W_{g2}$). На відміну від анізотропних гетеропереходів, збіднений шар утворюється лише з боку широкозонного напівпровідника, а з боку вузькозонного напівпровідника збагачений шар,

товщина якого менша шару збіднення. В зв'язку з цим прикладена напруга падає в основному на широкозонному напівпровіднику.

$$V_{k2} = \frac{\epsilon_1 N_{d1}}{\epsilon_2 N_{d2}} \left\{ \frac{kT}{q} [\exp(\frac{qV_{k1}}{kT}) - 1] - V_{k1} \right\}.$$

Ємність перехідної області

$$C_{n-n} = \sqrt{\frac{qSN_{d2}\epsilon_2}{2V_k}}.$$

$$V_{k2} \gg V_{k1}$$

Для різких n-n переходів Андерсон отримав наступний вид ВАХ:

$$I = B \exp(-\frac{qV_{k2}}{kT}) [\exp(\frac{qV_{k1}}{kT}) - 1].$$

$$I = B \exp(-\frac{qV_{k2}}{kT}) [\exp(\frac{qV_{k1}}{kT}) - 1].$$

ν - коефіцієнт пропускання електронів через поверхню розділу; m_n^* - ефективна маса електронів в широкозонному напівпровіднику.

Ізотипний гетероперехід вважається зміщеним в прямому напрямку, якщо прикладена напруга зменшує контактну різницю потенціалів.

44. Вольт-амперні характеристики гетеропереходів.

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGe - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного р-п переходу полягає в тому, що в звичайних р-п переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, pSi - nSi. Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Розглянемо ВАХ гетеропереходів.

1) Дифузійна модель Андерсона

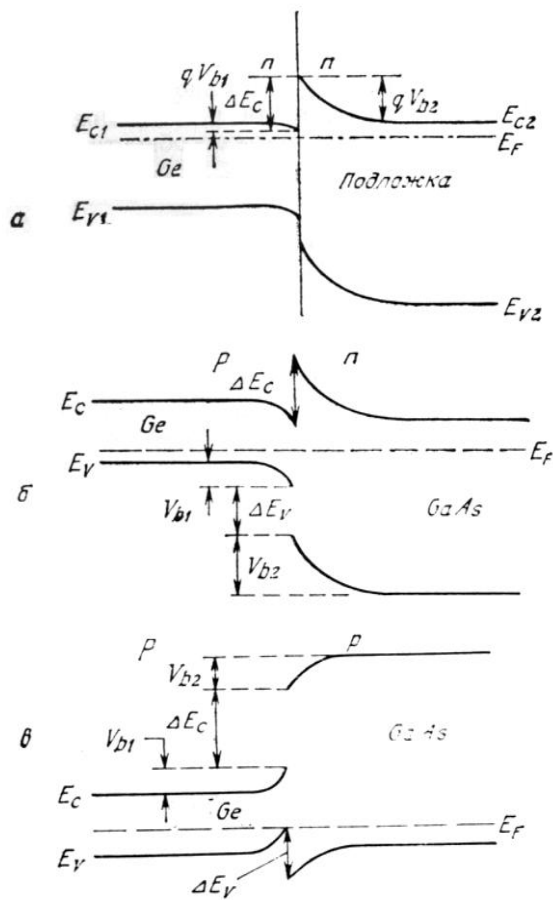


рис. Зонні діаграми ідеального ізотипного n-n - гетеропереходу (а), а також ідеальних р-п (б) і р-р – гетеропереходів (в).

Струм термоелектронної емісії:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right) \right].$$

$$J = J_0 \left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

$$J_0 \equiv \frac{qA^* T V_{bi}}{k} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{kT}\right).$$

Де V_{bi} – повний контактний потенціал; V_1, V_2 – напруга першого і другого напівпровідників

Обернений струм не має насичення, а при великих значеннях V лінійно зростає з напругою. В прямому напрямі залежність J від qV/kT можна апроксимувати експоненційною функцією:

$$J \propto \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right).$$

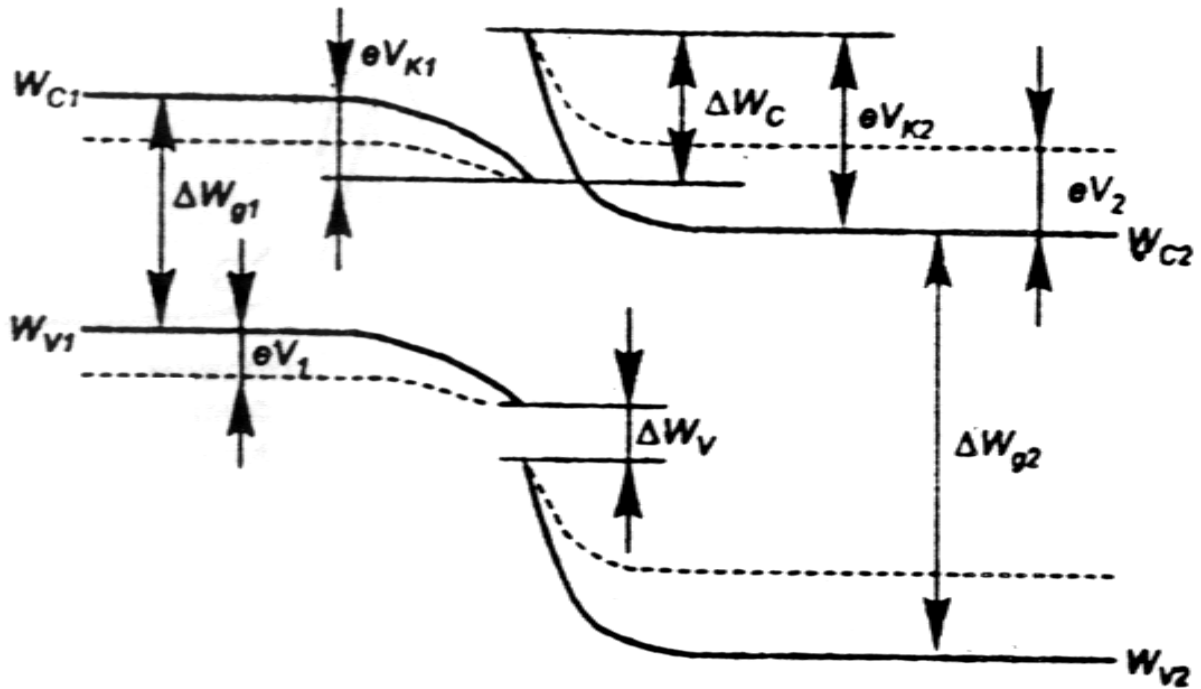


рис. Діаграма енергетичних зон різкого р-п гетеропереходу при прямому зміщенні (пунктирні лінії); неперервні лінії відповідають нульовому зміщенню.

2) Емісійна модель різкого р-п гетеропереходу

Переніс заряду здійснюється в основному електронами, при розрахунку ВАХ враховуються накоплення неосновних носіїв заряду на краях збідненої області і вплив потенціального бар'єру (у виді "пічка" на n-стороні гетеропереходу) на проходження струму.

$$I = \frac{I_s I_d}{I_s + I_d} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

$$I_s = qSN_{d1} \sqrt{\frac{D_{n1}}{\tau_{n1}}}.$$

Якщо $l_s \ll l_d$, то повний струм дорівнює величині струму в моделі Шоклі для гомопереходу.

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

Якщо $l_s \gg l_d$, то повний струм співпадає зі струмом розрахованим в діодній емісійній моделі Шоткі.

$$I = I_d \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

3) Емісійно-рекомбінаційна модель р-п гетеропереходу

Допускається, що на границі розділу знаходиться тонкий шар дефектної кристалічної ґратки з великою швидкістю рекомбінації, а носії заряду досягають границі розділу за допомогою термічної емісії через відповідні бар'єри.

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right].$$

$$I_0 = B \exp\left(-\frac{qV_K}{\beta kT}\right).$$

$$\beta \approx 1 - 2.$$

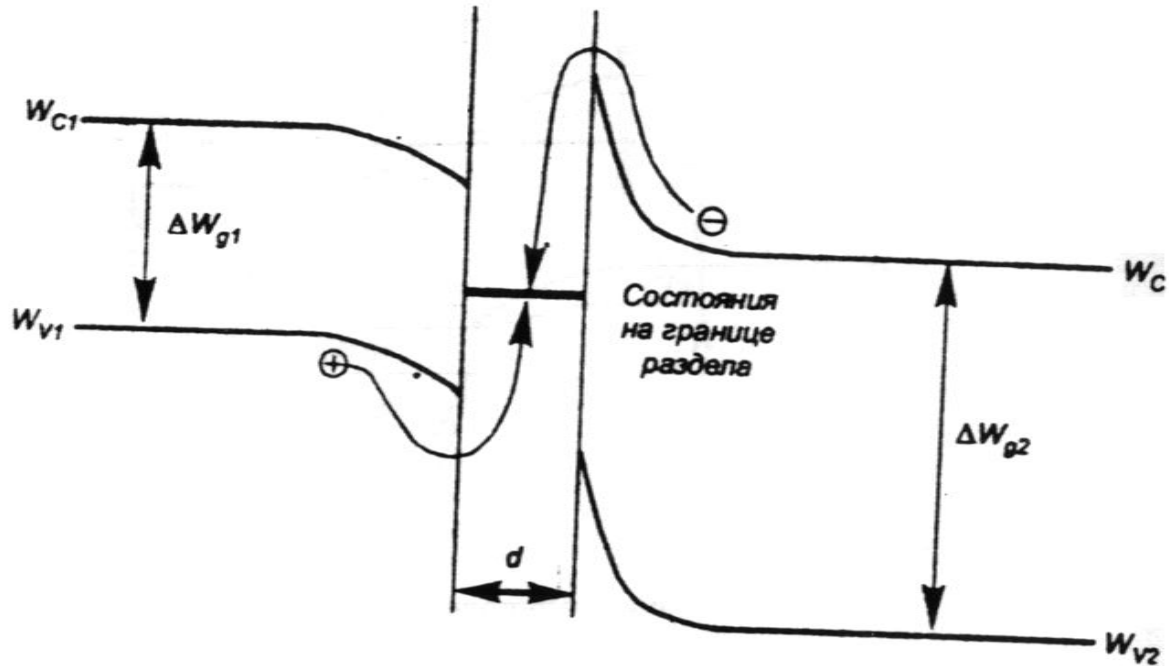


рис. Схема емісійно-рекомбінаційної моделі р-п гетеропереходу

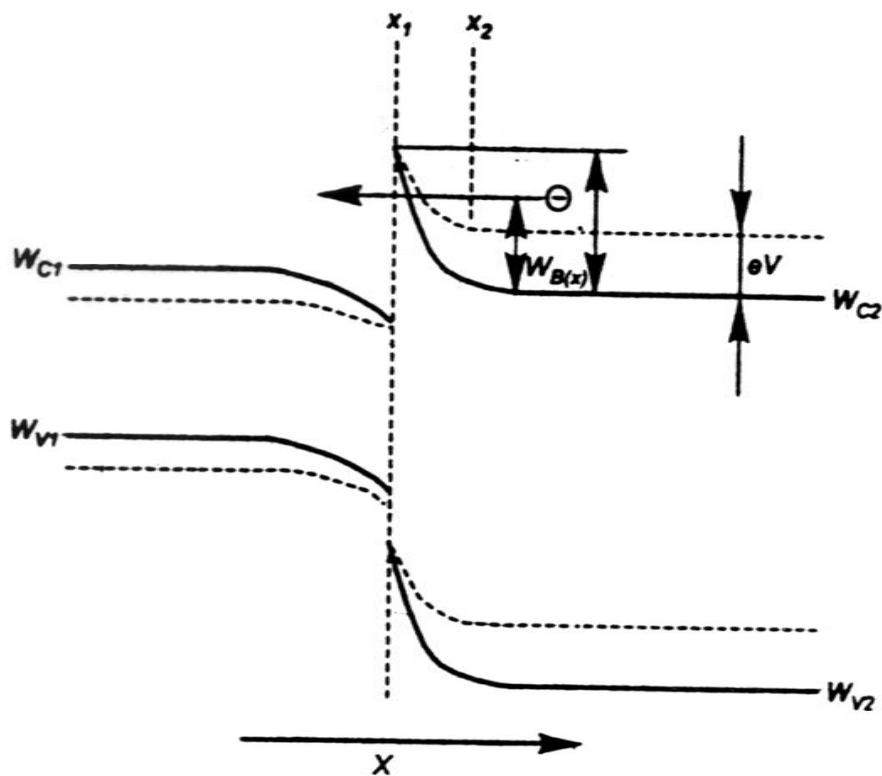
4) Тунельна модель різкого р-п гетеропереходу

Потенціальний бар'єр у вигляді пічка в широкозонному напівпровіднику n типу електрони можуть подолати або термічною емісією через бар'єр, або тунелюванням крізь нього.

$$T = \exp\left\{-2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m_n^* [W_b(x) - qaV]} dx\right\}.$$

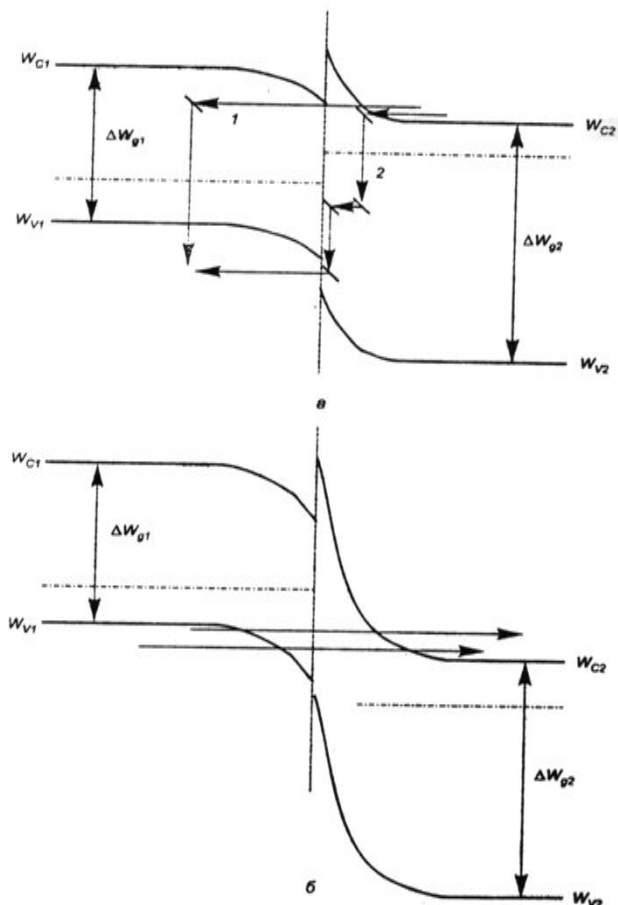
Якщо тунелювання через бар'єр є домінуючим механізмом протікання струму, то загальний вираз ВАХ при прямому зміщенні має вид

$$I = I_s(T) \exp\left(\frac{V}{V_0}\right).$$



5) Тунельно-рекомбінаційна модель різкого р-п гетеропереходу

Допускається, що відбувається тунелювання електронів із зони провідності широкозонного напівпровідника на незайняті локальні центри в забороненій зоні вузькозонного матеріалу р- типу з наступною рекомбінацією з діркою. Можливі і ступінчаті тунельно-рекомбінаційні процеси.



Діаграма енергетичних зон різкого р-п гетеропереходу при прямому (а) і оберненому (б) зміщенні, яка ілюструє тунелювання електронів.

45. Приклади приладів на гетеропереходах.

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності. Гетеропереходи використовуються в різних напівпровідникових приладах: напівпровідникових лазерах, світлодіодах, фотоелементах, оптронах і т.д.

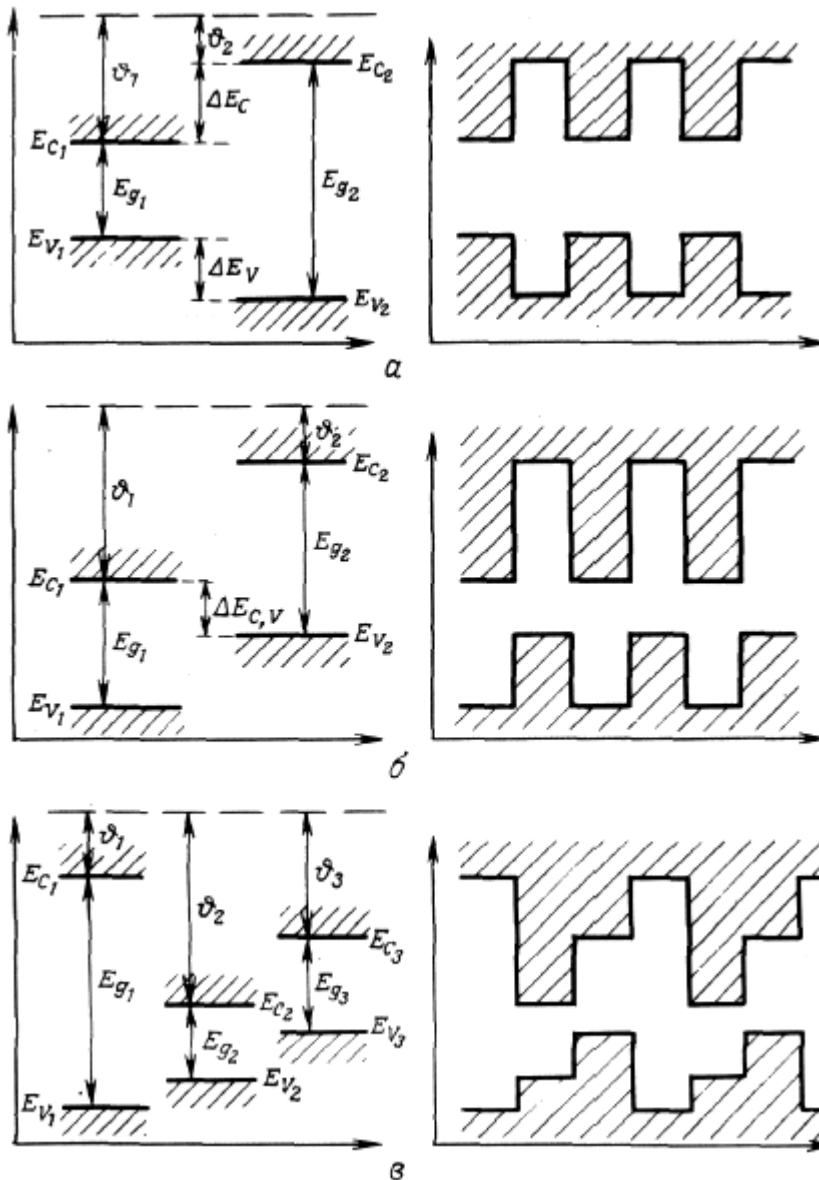
Інжекційний лазер являє собою напівпровідниковий двохелектродний прилад з р-п-переходом (тому часто як рівноправний використовується термін "лазерний діод»), в якому генерація когерентного випромінювання пов'язана з інжекцією носіїв заряду при протіканні прямого струму через р-п-перехід. Широке промислове поширення отримали тільки Гетеролазери, спільними рисами яких є одностороння інжекція, чітко виражений хвилевий ефект, можливість суперінжекції.

Світлодіод це напівпровідниковий діод з р-п-переходом, протікання струму через який викликає інтенсивне некогерентного випромінювання. Робота світлодіода заснована на спонтанній рекомбінаційній люмінесценції надлишкових носіїв заряду, інжектуємих в активну область (базу) світлодіода. Як і у випадку лазерів найкраще поєднанням параметрів мають гетеросвітлодіоди на основі гетероструктур, хоча специфіка генерації некогерентного випромінювання дозволяє широко використовувати і світлодіоди на основі однорідних напівпровідників.

Штучні квантові ящики і надрешітки знаходять все більше застосування при розробці випромінювачів. У міру зменшення товщини активних зон лазерів і світлодіодів стають істотними квантові розмірні ефекти, тобто явища, в яких малі геометричні розміри розглянутих областей зобов'язують враховувати квантову природу вільних носіїв заряду.

46. Надградки.

Термін «надградка» зазвичай використовують для періодичних структур, що складаються з двох напівпровідників, що повторюються в одному напрямку. Період по товщині зазвичай складає декілька до десятків нанометрів, що менше довжини вільного пробігу електронів, але більше постійної кристалічної ґратки. Такий періодичний потенціал надградки суттєво змінює зонну структуру вихідних напівпровідників, створюючи міні зони в просторі хвильового вектора і енергетичні підзони.



На рисунку розподіл країв зони провідності і валентної зони відносно рівня вакууму (штрихова лінія) в окремих не контактуючих речовинах (зліва) і в композиційних надградках різних типів (справа): а – надградка I типу, б – надградка II типу, в – політипна надградка. По абсцисі – просторова координата, по ординаті – енергія.

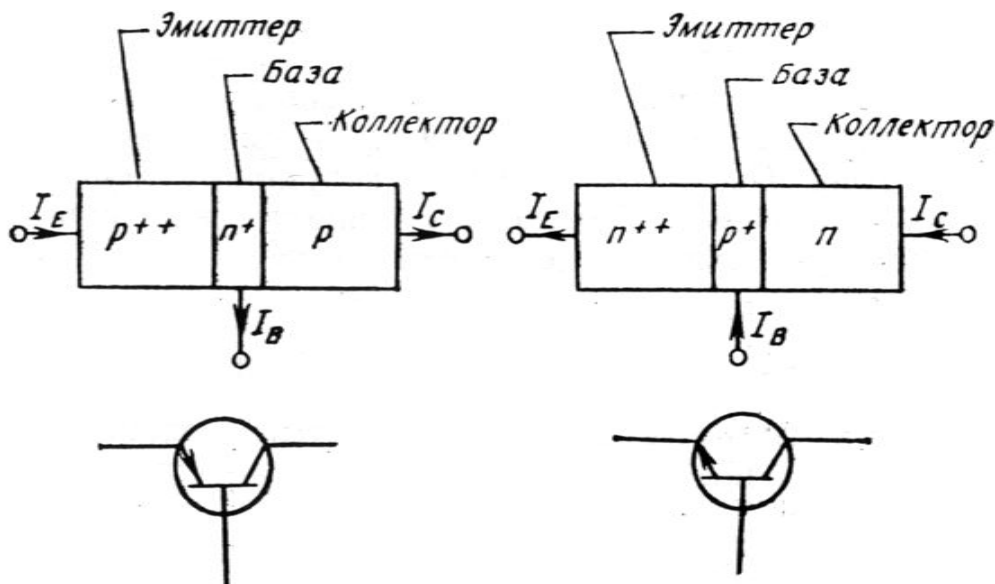
В надградці I типу розриви в зоні провідності ΔE_C і в валентній зоні ΔE_V мають протилежні знаки, і заборонені зони повністю перекриваються (контрваріантна композиційна надградка).

знак, і заборонені зони перекриваються лише частково, або не перекриваються взагалі (коваріантна надградка).

Політипна надградка являє собою трьохкомпонентну систему, де шари, що утворюють надградку II типу, доповнюються широкозонним напівпровідником, що створює потенціальні бар'єри як для електронів, так і для дірок.

47. Біполярні транзистори. Умовні позначення та назви елементів.

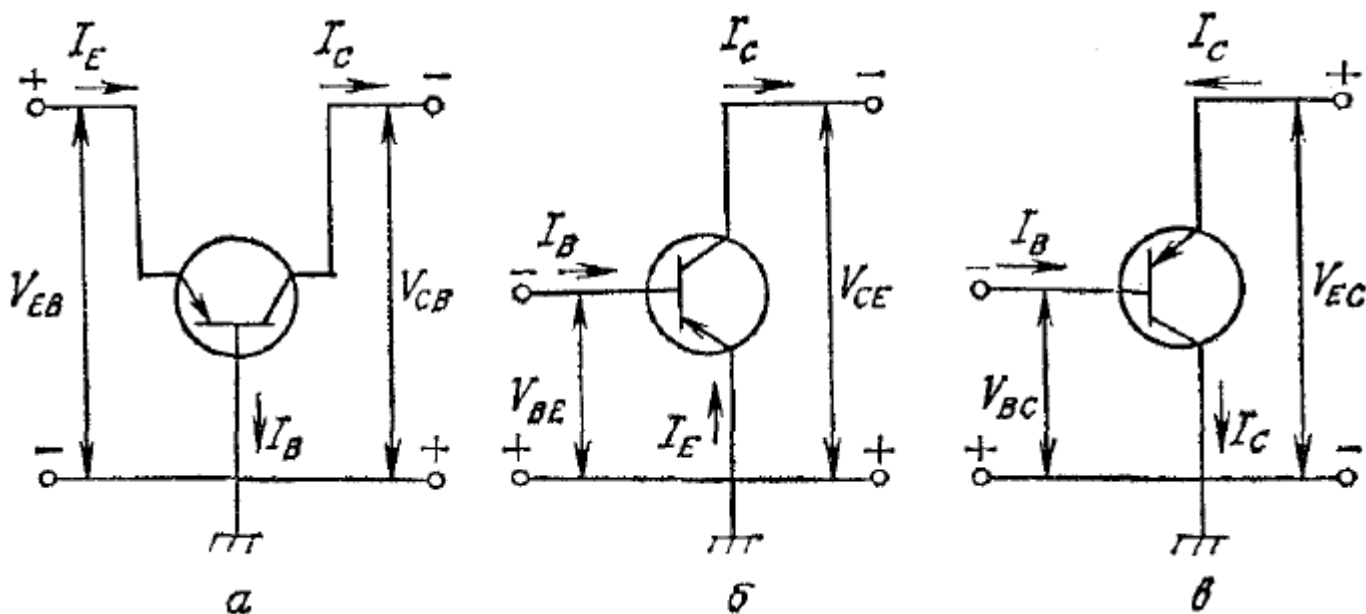
Біполярний транзистор – трьохелектродний напівпровідниковий прилад. Розрізняють два основних типи біполярних транзисторів: р-n-p і n-p-n.



На рисунку наведено умовні позначення та назви елементів р-n-p і n-p-n транзисторів. Біполярний транзистор складається з трьох послідовно розташованих шарів напівпровідника. Середній шар називається базою, зовнішні шари – емітером і колектором. Стрілкою вказано напрямок струму при нормальних умовах роботи, тобто при прямому зміщенні емітерного р-n-перехода і оберненому зміщенні колекторного переходу.

48. Біполярні транзистори. Схеми включення.

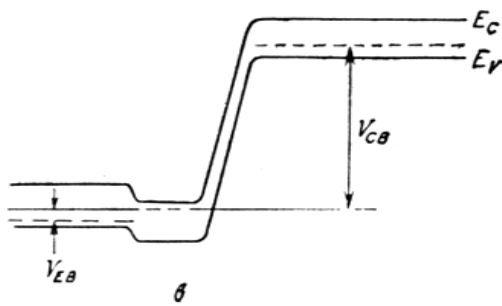
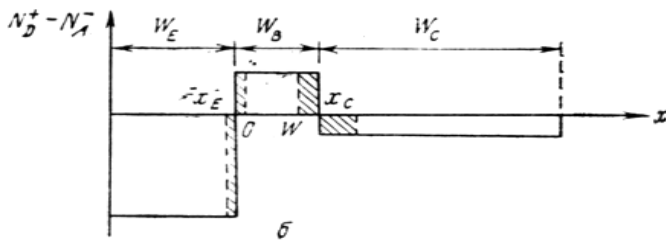
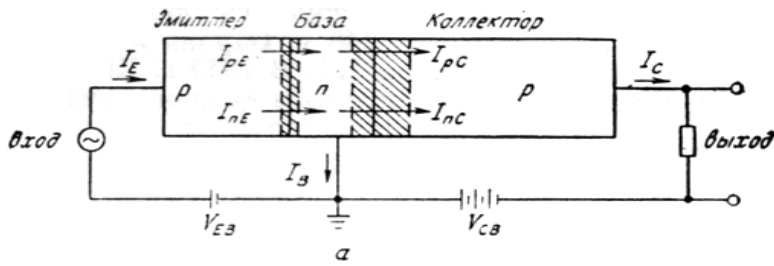
На рисунку показано включення р-n-p – транзистора по схемі зі спільною базою, спільним емітером і спільним колектором. Напрямки струмів і знаки напруг відповідають нормальним умовам роботи. Для n-p-n – транзистора всі напрямки струмів і полярності напруг необхідно змінити на протилежні.



а – схема зі спільною базою; б – схемі зі спільним емітером; в – схема зі спільним колектором.

49. Процеси, що протікають при роботі біполярного транзистора.

На рисунку біполярний транзистор р-п-р- типу, включений по схемі зі спільною базою(а), профіль легування транзистора зі ступінчастим розподілом домішок (б) і зонна діаграма при нормальній роботі (в).



Статичні характеристики транзистора можна безпосередньо отримати із теорії р-п – переходу. Говорячи про основні властивості транзистора, вважатимемо, що ВАХ емітерного і колекторного переходів підпорядковуються рівнянням ідеального діода, тобто можна знехтувати ефектами обумовленими поверхневою рекомбінацією-генерацією, послідовним опором, високим рівнем інжекції.

Якщо весь потенціал падає на збідненій області р-п-перехода, з рівняння неперервності і рівняння для густини струмів визначаються рівноважні характеристики. Для нейтральної області бази:

$$0 = -\frac{p - p_B}{\tau_B} + D_B \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad J_p = -qD_B \frac{\partial p}{\partial x}, \quad J_n = J_{tot} + qD_B \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \text{де } p_B - \text{рівноважна густина неосновних носіїв в базі; } J_{tot} - \text{повна густина струмів провідності; } \tau_B - \text{час життя неосновних носіїв; } D_B - \text{коефіцієнт дифузії.}$$

Залежність повного емітерного струму від прикладеної напруги:

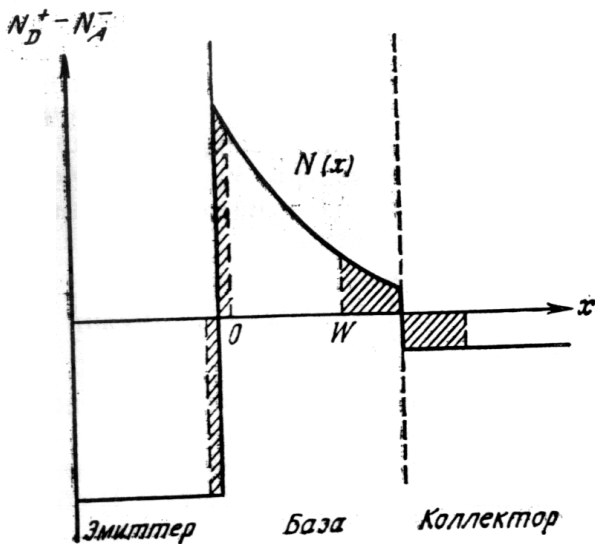
$$I_E = AJ_p(x=0) + AJ_n(x=-x_E) = A(-qD_B \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0}) + A(-qD_E \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=-x_E}) = Aq \frac{D_B p_B}{L_B} \text{cth}(\frac{W}{L_B}) [(\exp(\frac{qV_{EB}}{kT}) - 1) - \frac{1}{\text{ch}(\frac{W}{L_B})} (\exp(\frac{qV_{CB}}{kT}) - 1)] + aq \frac{D_E n_E}{L_E} (\exp(\frac{qV_{EB}}{kT}) - 1)$$

Залежність повного колекторного струму від прикладеної напруги:

$$I_C = AJ_p(x=W) + AJ_n(x=x_C) = A(-qD_B \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=W}) + A(-qD_C \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=x_C}) = Aq \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\text{sh}(\frac{W}{L_B})} [(\exp(\frac{qV_{EB}}{kT}) - 1) - \text{cth}(\frac{W}{L_B}) (\exp(\frac{qV_{CB}}{kT}) - 1)] + Aq \frac{D_C n_C}{L_C} (\exp(\frac{qV_{CB}}{kT}) - 1)$$

Струм бази: $I_B = I_E - I_C$

50. Нерівномірний розподіл домішки в базі. Число Гумеля.



Профіль легування транзистора з градієнтом концентрації домішок в базі. Транзистор з подібним розподілом домішок називають дрейфовим, оскільки в його базу вбудовано електричне поле, що прискорює дрейф дірок.

Повний струм колектора в такому випадку $I_c = I_1 \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) + I_2$, $I_1 = \frac{qAD_B n_i^2}{W} \int_0^W N(x) dx$

де I_2 - струм насичення, n_i - концентрація носіїв у власному напівпровіднику, D_B - коефіцієнт дифузії, A - площа.

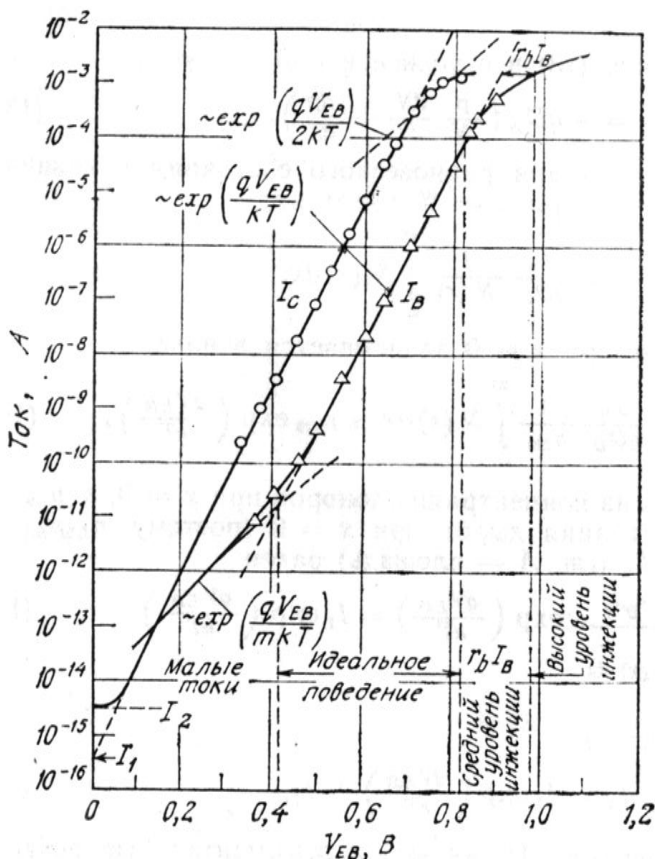
Цей закон добре виконується майже у всьому діапазоні струмів, за виключенням дуже високих струмів, при яких густина інжектованих носіїв порядку або більше концентрації домішок у колекторі.

Кількість домішок на одиницю площі бази (число Гумеля) можна отримати з виразу:

$$Q_b \equiv \int_0^W N(x) dx = \frac{q}{I_1} AD_B n_i^2$$

Для кремнієвих біполярних транзисторів число Гумеля лежить в діапазоні $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$

51. Типова вольт-амперна характеристика базового струму.



Типова характеристика базового струму наведена на рисунку. Можна виділити чотири ділянки:

- 1) область малих струмів, де базовий струм змінюється по закону $\exp(qV_{EB}/mkT)$ з $m \sim 2$;
- 2) область ідеальної поведінки;
- 3) область середнього рівня інжекції, характерна значним падінням напруги на опорі бази;
- 4) область високого рівня інжекції.

Для покращення характеристики в області малих струмів необхідно зменшити густину пасток в збідненій області і на поверхні напівпровідника. Для зменшення опорі бази і послаблення ефектів обумовлених високим рівнем інжекції, необхідно змінити профіль легування бази і конструкцію самого транзистора.

52. Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільною базою.

Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільною базою α_0 (в гібридній системі параметрів чотириполюсника позначається як h_{FB}), визначається наступним чином:

$$\alpha_0 \equiv h_{FB} = \frac{\partial I_C}{\partial I_E} = \frac{\partial I_{pE}}{\partial I_E} \frac{\partial I_{pC}}{\partial I_{pE}} \frac{\partial I_C}{\partial I_{pC}}$$

Перший множник $\frac{\partial I_{pE}}{\partial I_E}$ називають ефективністю емітера γ , множник $\frac{\partial I_{pC}}{\partial I_{pE}}$ -

коефіцієнтом переносу в базі α_T , множник $\frac{\partial I_C}{\partial I_{pC}}$ - коефіцієнтом помноження колектора

M . Оскільки при нормальній роботі транзистора зміщення на переході колектор-база набагато нижче напруги пробією, то статичний коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільною базою: $\alpha_0 = \gamma \alpha_T M \cong \gamma \alpha_T$.

53. Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільним емітером.

Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільним емітером β_0 (в гібридній системі параметрів чотириполюсника позначається як h_{FE}), рівний

$$\beta_0 \equiv h_{FE} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \cdot \alpha_0 \text{ і } \beta_0 \text{ взаємопов'язані наступним чином: } \beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}. \text{ Величина}$$

α_0 в біполярних транзисторах близька до одиниці, тому β_0 зазвичай набагато більше 1.

При нормальній роботі р-п-р – транзистора $V_{EB} > 0$ і $V_{CB} \ll 0$. У виразах для струму нехтуємо V_{CB} . В цьому випадку справедливі наступні співвідношення:

$$\gamma = \frac{\text{приріст діркового струму з емітера}}{\text{приріст загального емітерного струму}} = \frac{\partial A J_p(x=0)}{\partial J_E} = \left[1 + \frac{n_E D_E L_B}{p_B D_B L_E} \text{th}\left(\frac{W}{L_B}\right) \right]^{-1},$$

$$\alpha_T = \frac{\text{приріст двркового струму, що досяг колектора}}{\text{приріст діркового струму з емітера}} = \frac{J_p(x=W)}{J_p(x=0)} = \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{W}{L_B}\right)} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_B^2},$$

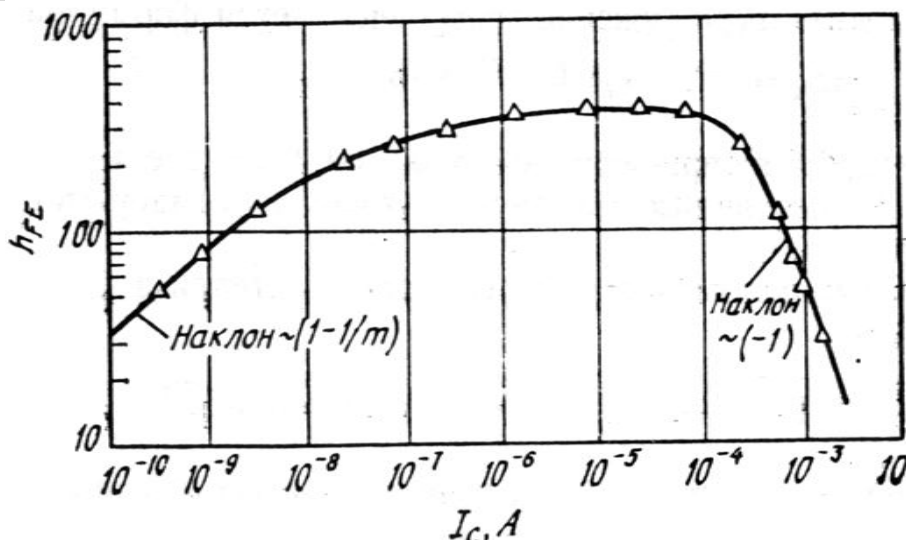
γ – ефективність емітера, α_T коефіцієнт переносу в базі.

Якщо α_T близький до 1, то:

$$h_{FE} = \frac{\gamma}{1 - \gamma} = \frac{p_B D_B I_E}{L_E D_E L_B} \text{cth}\left(\frac{W}{L_B}\right) \sim \frac{p_B}{n_E} \left(\frac{1}{W}\right) \sim \frac{N_E}{N_B W} \sim \frac{N_E}{Q_b},$$

N_B і N_E – концентрації домішок в базі і емітері відповідно, Q_b – число Гумеля.

54. Залежність коефіцієнту підсилення транзистора h_{FE} від струму колектора.



Коефіцієнт підсилення по струму в загальному випадку залежить від струму колектора.

При дуже малих струмах колектора вклад рекомбінаційно-генераційного струму в збідненій області емітера і поверхневих струмів витоку може перевищувати корисний дифузійний струм неосновних носіїв в базі. Відповідно, ефективність емітера є низькою. Коефіцієнт підсилення струму h_{FE} зростає зі струмом колектора за наступним законом:

$$h_{FE} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \sim \frac{\exp(qV_{EB} / kT)}{\exp(qV_{EB} / mkT)} = \exp\left[\frac{qV_{EB}}{kT} \left(1 - \frac{1}{m}\right)\right] \sim (I_C)^{1-1/m}$$

Зниження кількості об'ємних і поверхневих пасток приводить до збільшення h_{FE} при низьких рівнях струму. Коли величина базового струму попадає в інтервал, що відповідає ідеальній поведінці, h_{FE} досягає області максимальних значень.

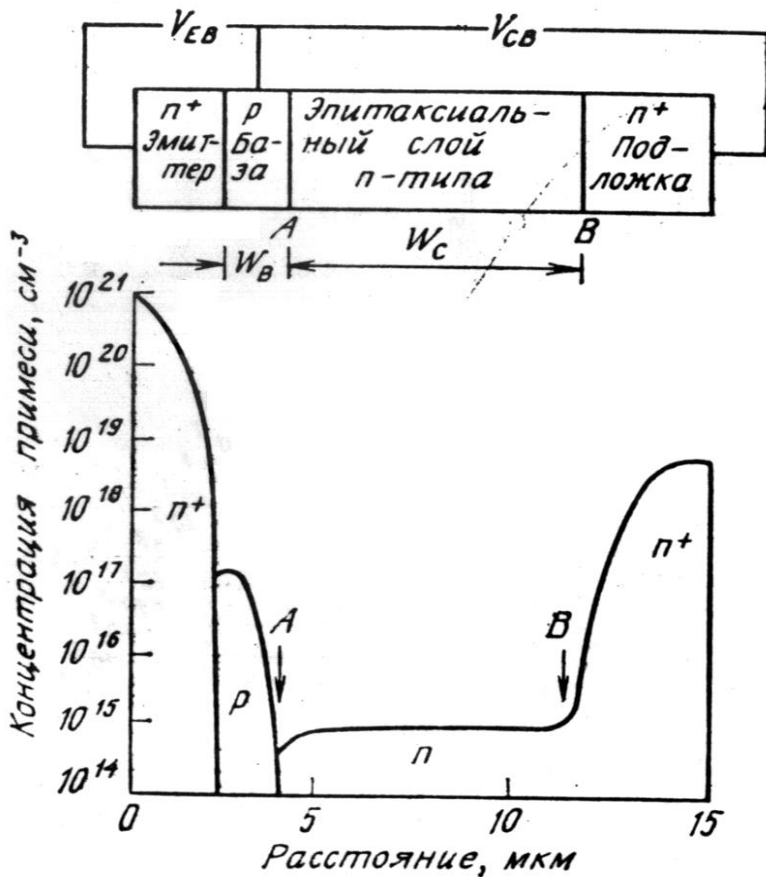
При подальшому збільшенні колекторного струму густина неосновних носіїв інжектованих в базу наближається до вихідної густини основних носіїв (умова високого рівня інжекції). Інжектовані носії визивають підвищення густини основних носіїв в базі, що в свою чергу призводить до зниження ефективності емітера.

Зменшення коефіцієнту підсилення при збільшенні I_C називається ефектом Вебстера. При високому рівні інжекції:

$$h_{FE} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \sim \frac{\exp(qV_{EB} / 2kT)}{\exp(qV_{EB} / kT)} = \exp(-qV_{EB} / 2kT) \sim (I_C)^{-1}$$

Щоб мати великий коефіцієнт підсилення h_{FE} , ступінь легування емітера повинна бути в багато разів вищою, ніж ступінь легування бази, тобто $N_E/N_B \gg 1$. Однак при дуже високій концентрації домішки в емітері починають проявлятися ефект звуження ширини забороненої зони і ефект оже-рекомбінації. Обидва визивають зменшення h_{FE} .

55. Эффект Кирка.

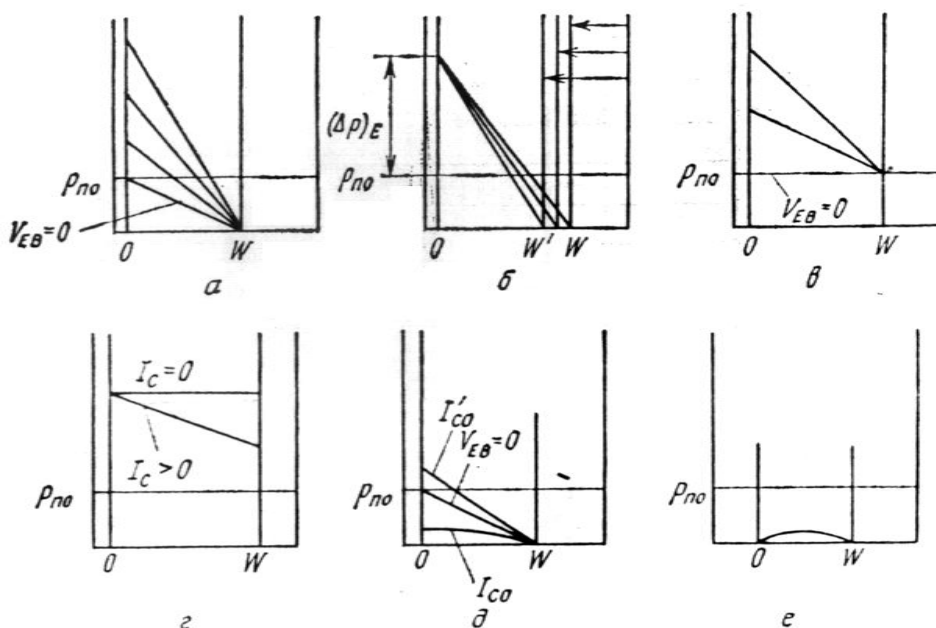


(на рисунку профіль легування n-p-n – транзистора з епітаксійним колектором) В сучасних біполярних транзисторах зі слабо легованим епітаксійним колектором на коефіцієнт підсилення впливає зміщення під дією великих струмів області з високим електричним полем з точки А в точку В. В результаті ефективна ширина бази зростає від W_B до (W_B+W_C) . Це явище отримало назву ефект Кірка. Воно приводить до збільшення числа Гумеля в базі Q_b і до зниження h_{FE} .

56. Вихідні вольт-амперні характеристики в схемі зі спільною базою.

Основні співвідношення в транзисторі можна сформулювати наступним чином.

1. Прикладені напруги задають густини струмів неосновних носіїв на границях областей за допомогою фактора $\exp(qV/kT)$.
2. Емітерний і колекторний струми пропорційні градієнтам густини неосновних носіїв (дірок) на границях переходів, тобто при $x=0$ і $x=W$.



3. Базовий струм дорівнює різниці між емітерним і колекторним струмами.

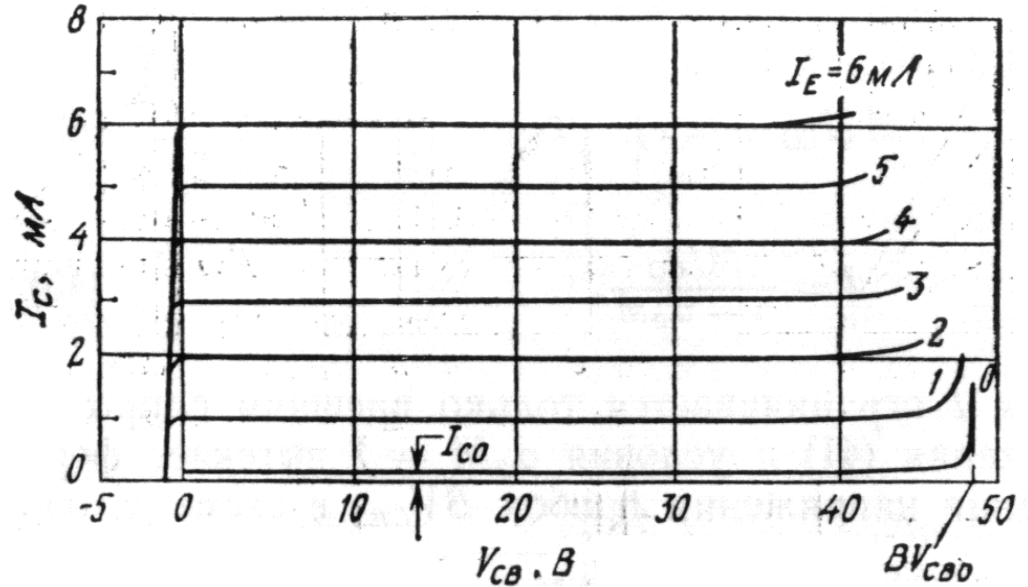
На рисунку розподіл густини дірок в базі р-п-р-транзистора при різних прикладених напругах. а- нормальне включення: $V_{CB}=\text{const}$, V_{EB} - змінна; б- нормальне включення: $V_{EB}=\text{const}$, V_{CB} - змінна; в- V_{EB} - позитивне, $V_{CB}=0$; г- обидва переходи зміщені в прямому напрямку; д-

врахування струмів I_{CO} і I_{CO}' ; е- обидва переходи зміщені в оберненому напрямку.

За допомогою цих графіків можна пояснити статичні вольт-амперні характеристики транзисторів. Для даного транзистора емітерний струм і колекторний струм є функціями прикладених напруг V_{EB} і V_{CB} .

Сімейство вихідних характеристик транзистора, включеного за схемою зі спільною базою:

Колекторний струм практично рівний емітерному струму. Колекторний струм практично залишається незмінним навіть при нульовій нарузі, оскільки надлишкові дірки продовжують вилучатись колектором (рис. 1, в).



57. Вихідні вольт-амперні характеристики в схемі зі спільним емітером. Ефект Ерлі.

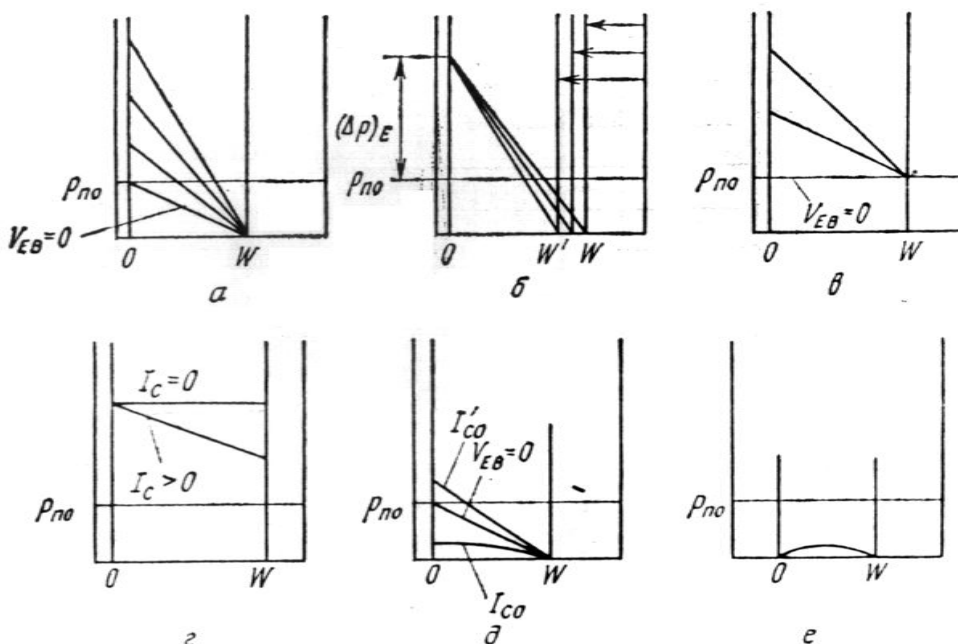
Основні співвідношення в транзисторі можна сформулювати наступним чином.

1. Прикладені напруги задають густини струмів неосновних носіїв на границях областей за допомогою фактора $\exp(qV/kT)$.

2. Емітерний і колекторний струми пропорційні градієнтам густини неосновних носіїв (дірок) на границях переходів, тобто при $x=0$ і $x=W$.

3. Базовий струм дорівнює різниці між емітерним і колекторним струмами.

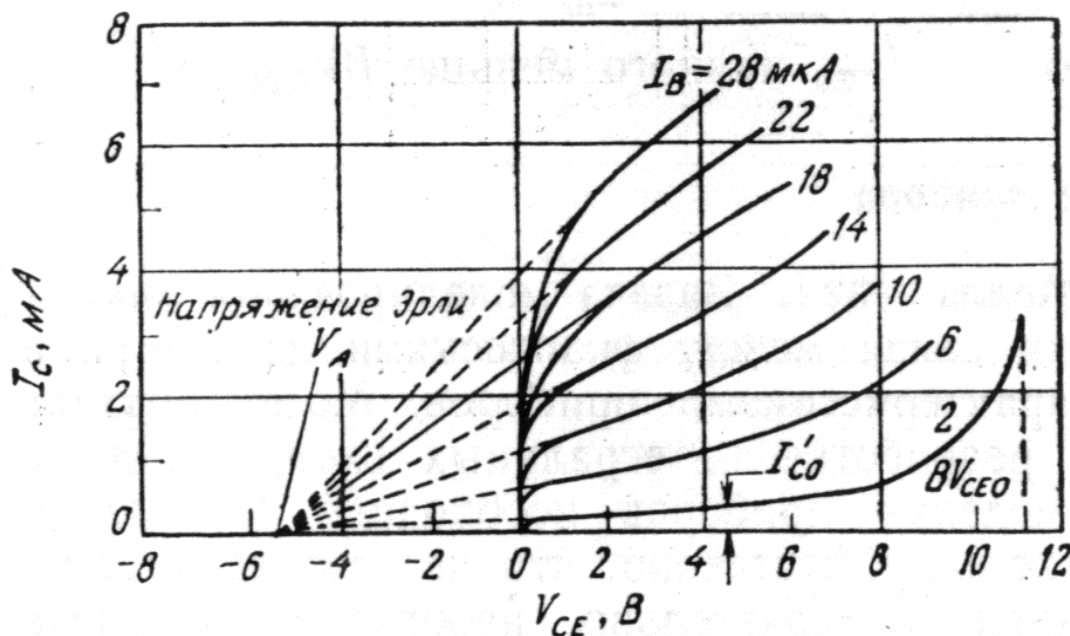
На рисунку розподіл густини дірок в базі р-п-р-транзистора при різних прикладених напругах.



а- нормальне включення: $V_{CB} = \text{const}$, V_{EB} змінна; б- нормальне включення: $V_{EB} = \text{const}$, V_{CB} змінна; в- V_{EB} позитивне, $V_{CB} = 0$; г- обидва переходи зміщені в прямому напрямку; д- врахування струмів I_{CO} і I_{CO}' ; е- обидва переходи зміщені в оберненому напрямку.

За допомогою цих графіків можна пояснити статичні вольт-амперні характеристики транзисторів. Для даного транзистора емітерний струм і колекторний струм є функціями прикладених напруг V_{EB} і V_{CB} .

Сімейство вихідних характеристик транзистора, включеного за схемою зі спільним емітером:



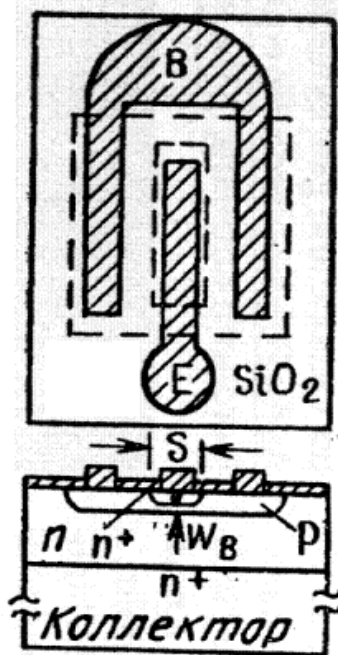
Відмітимо великий коефіцієнт підсилення струму і зростання струму колектора із зростанням напруги колектор-емітер. I_{C0} – колекторний струм при відсутності струму бази.

Зі збільшенням V_{CE} ширина бази W зменшується і

спостерігається збільшення β_0 . Відсутність насичення вихідних характеристик транзистора в схемі зі спільним емітером обумовлено значним збільшенням β_0 з ростом V_{CE} . Цей факт отримав назву ефекту Ерлі. Напруга V_A , при якій перетинаються екстрапольовані вихідні характеристики, називається напругою Ерлі. В транзисторі с шириною бази W_B , набагато більшій розміру збідненої області в базі, напруга Ерлі рівна:

$$V_A \approx \frac{qN_B W_B^2}{\epsilon_s}$$

58. НВЧ біполярні транзистори.

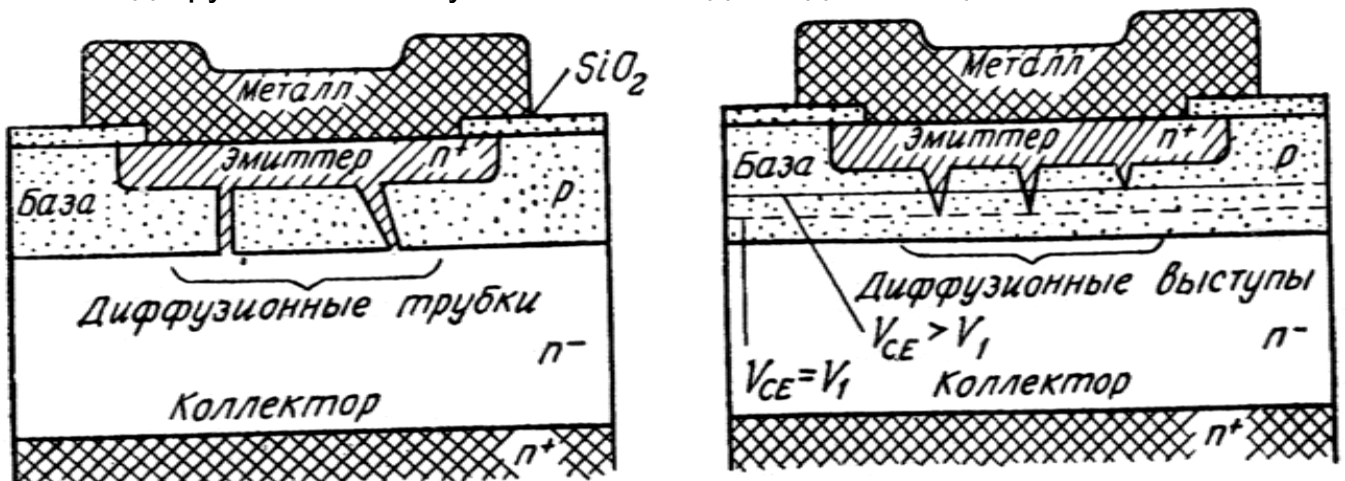


НВЧ-транзистори призначені для роботи на високих частотах. Оскільки рухливість електронів в кремнії вище рухливості дірок, то всі кремнієві НВЧ-транзистори – прилади n-p-n-типу. Для зменшення послідовного колекторного опору в якості підкладки використовують епітаксійну n-n⁺-структуру. На її поверхні формують ізоляційний шар. Базовий та емітерний шари створюються дифузією або іонною імплантацією. За рахунок топології транзистора досягають необхідних струмових характеристик. За допомогою зміни профілю легування досягають потрібних частот і прийнятних пробивних напруг.

Для покращення високочастотних властивостей транзисторів повинні бути суттєво зменшені розміри активних областей і значення паразитних параметрів. В НВЧ-транзисторах визначними критичними розмірами є

ширина емітерної полоски S і товщина бази W_B .

Зі зменшення ширини бази першорядну важливість набуває усунення можливих закороток між емітером і колектором, що викликані дифузійними трубками і дифузійними виступами в базі вздовж дислокацій.



59. Частота відсічки НВЧ біполярних транзисторів.

Частота відсічки f_T є найбільш важливим показником якості НВЧ-транзистора.

Визначається як частота, на якій коефіцієнт підсилення по струму в режимі короткого замикання схеми зі спільним емітером дорівнює $h_{FE} \equiv \frac{\partial I_C}{\partial I_E} = 1$.

Частота відсічки зв'язана з фізичною структурою транзистора через час затримки носіїв, що пролітають від емітера до колектора, τ_{ec} :

$$f_T = \frac{1}{\tau_{ec}}$$

Час затримки τ_{ec} є сума чотирьох часів затримки, які характеризують послідовні фази руху носіїв від емітера до колектора:

$$\tau_{ec} = \tau_E + \tau_B + \tau_C + \tau_C'$$

τ_E - час зарядки збідненого шару емітера, визначається виразом:

$$\tau_E = r_e (C_e + C_c + C_p) \approx \frac{kT}{qI_E} (C_e + C_c + C_p)$$

де r_e – опір емітера; C_e – ємність емітера; C_c – ємність колектора; C_p – інші паразитні ємності пов'язані з базовим виводом; I_E – емітерний струм, який приблизно рівний колекторному струму.

Друга складова часу затримки являє собою час прольоту через шар бази і дорівнює:

$$\tau_B = \frac{W^2}{\eta D_B}, \text{ де } \eta=2 \text{ для випадку рівномірного легування бази.}$$

У випадку нерівномірного розподілу домішки в базі, як в дрейфовому транзисторі, коефіцієнт η має бути збільшеним.

Якщо вбудоване поле E_{bi} постійне, то коефіцієнт η приймає значення

$\eta \approx 2[1 + (\frac{E_{bi}}{E_0})^{3/2}]$, де $E_0 = 2D_B/\mu_B W$. При $E_{bi}/E_0 = 10$ $\eta \approx 60$, тобто за рахунок

великого вбудованого поля досягається значне зменшення τ_B .

Третя складова часу затримки пов'язана з прольотом носіїв через збіднений шар колектора:

$$\tau_C = \frac{x_C - W}{2v_s}, \text{ де } v_s - \text{ гранична швидкість носіїв в колекторі.}$$

Четверта компонента затримки обумовлена часом, протягом якого заряджається збіднена ємність колектора:

$$\tau'_C = r_C C_C, \text{ де } r_C - \text{ послідовний опір колектора, } C_C - \text{ ємність колектора.}$$

В епітаксійному транзисторі r_C може бути суттєво зменшеним і час затримки τ'_C знехтувано малий в порівнянні з іншими часами затримки.

$$f_T = \frac{1}{\tau_{ec}} = \left\{ \left[\frac{kT(C_e + C_c + C_p)}{qI_C} + \frac{W^2}{\eta D_B} + \frac{x_C - W}{2v_s} \right] \right\}^{-1}$$

Видно, що для підвищення частоти відсічки необхідно зменшити товщину бази транзистора, товщину колектора і працювати при високих густинах струму.

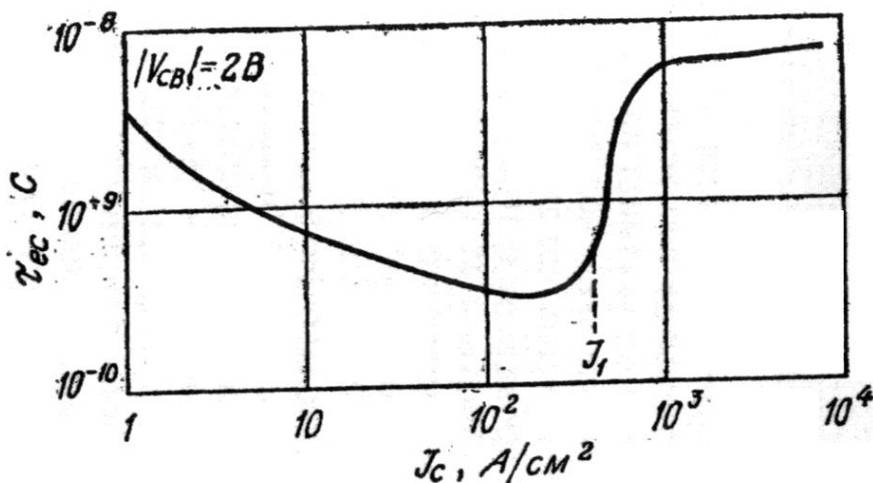
Однак при зменшенні товщини колектора відбувається відповідне зменшення пробивної напруги. Отже необхідно шукати компроміс між високочастотними властивостями транзистора і його здатністю витримувати високі напруги.

60. Залежність частоти відсічки НВЧ біполярних транзисторів від струму колектора.

Частота відсічки зв'язана з фізичною структурою транзистора через час затримки носіїв, що пролітають від емітера до колектора, τ_{ec} :

$$f_T = \frac{1}{\tau_{ec}}, \text{ де } \tau_{ec} = \tau_E + \tau_B + \tau_C + \tau'_C.$$

Зі збільшенням робочого струму частота відсічки підвищується, оскільки час зарядки емітера τ_E обернено пропорційний струму. Разом з тим, коли струм стає досить великим і густина інжекттованих неосновних носіїв зрівнюється або перевищує концентрацію домішки в базі, ефективна товщина бази зростає від W_B до $(W_B + W_C)$.



При низьких густинах струмів τ_{ec} падає з ростом J_C , і колекторний струм переноситься в основному за рахунок дрейфу, тобто $J_C \approx q\mu_C N_C E_C$ де μ_C , N_C , E_C - рухливість, концентрація домішки і електричне поле в

колекторному епітаксійному шарі відповідно.

При подальшому наростанні струму час затримки приймає мінімальне значення, а потім починає зростати, особливо швидко при струмі J_1 . Цьому струму відповідає максимальне однорідне електричне поле

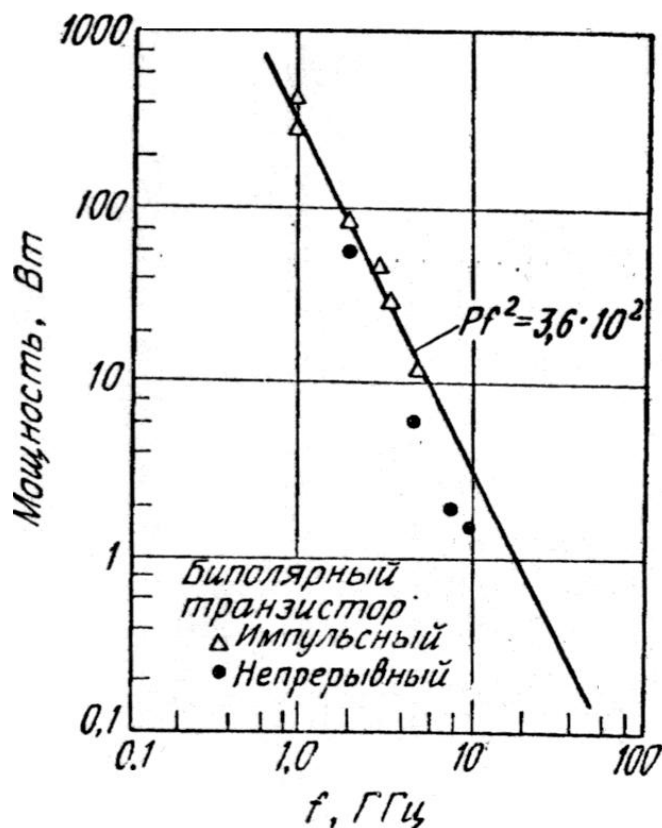
$$E_C = (V_{C0} + |V_{CB}|) / W_C,$$

де V_{C0} - контактний потенціал колектора, V_{CB} - напруга прикладена між базою і колектором. Струми, що перевищують, не можуть вже переноситись через епітаксійну область колектора тільки за рахунок дрейфової компоненти.

$$J_1 = q\mu_c N_c (V_{C0} + |V_{CB}|) / W_C$$

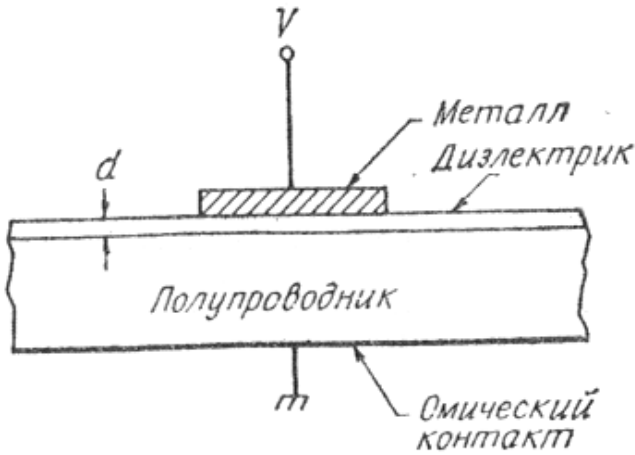
В результаті ефекту Кірка цей струм є оптимальним з точки зору максимальної частоти відсічки.

61. Залежність потужності від частоти НВЧ біполярних транзисторів.



На рисунку наведено залежність вихідної НВЧ-потужності від частоти. Вихідна потужність обернено пропорційна квадрату частоти, що є результатом обмеження, що накладається полем лавинного пробоя і граничною швидкістю носіїв.

62. Ідеальна МДН структура.



Схематично МДН-структура приведена на рисунку, де d – товщина шару діелектрика, V – напруга, що прикладена до металевого польового електрода.

Поняття «ідеальна МДН-структура» визначається наступним чином:

1. Роботи виходу електронів із металу і напівпровідника однакові, або різниця робіт виходу φ_{ms} рівна нулю:

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_b \right) = 0, \quad (\text{для n-типу})$$

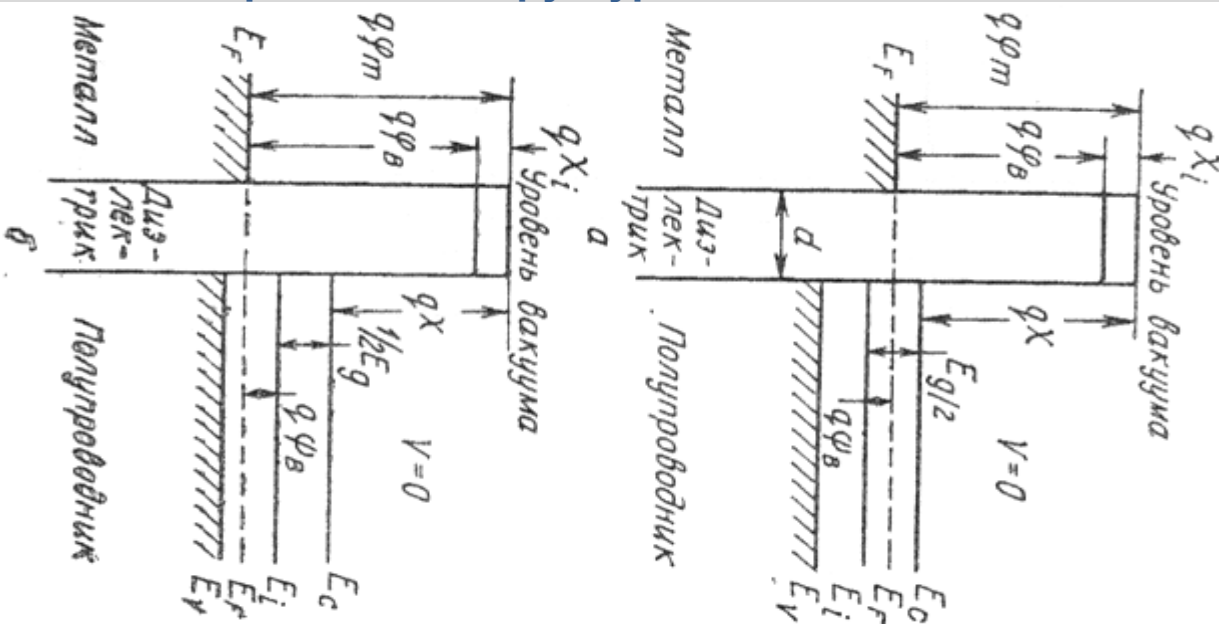
$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_b \right) = 0. \quad (\text{для p-типу})$$

де φ_m – робота виходу металу; χ – спорідненість до електрону напівпровідника, E_g – ширина забороненої зони, ψ_b – різниця між рівнем Фермі E_F і положенням рівня Фермі у власному напівпровіднику E_i . Умова (1) означає, що у відсутність зовнішньої напруги $V=0$ енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон).

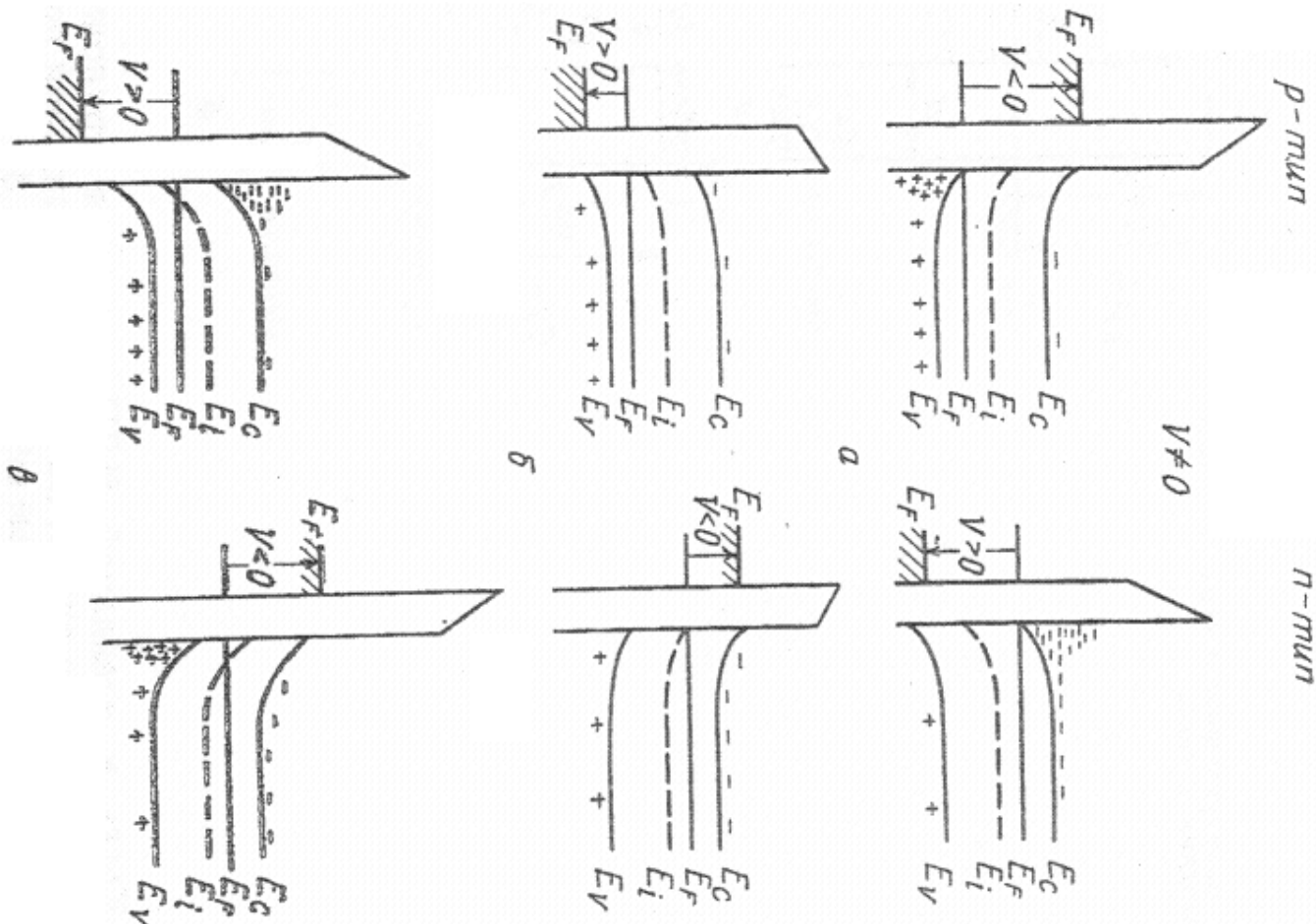
2. При будь-яких зміщеннях в структурі може існувати тільки заряд в її напівпровідниковій частині і рівний йому заряд протилежного знаку на металічному електроді, який відділений від напівпровідника шаром діелектрика.

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

63. Зонні діаграми МДН структур.



Зонні діаграми ідеальних МДН структур при $V=0$.
а- напівпровідник n-типу; б- напівпровідник p-типу.



Зонні діаграми МДН-структури при $V \neq 0$.

а- режим акумуляції; б- режим збіднення; в- режим інверсії.

Для МДН-структури з напівпровідником р-типу. Якщо до металічного електроду структури прикладена від'ємна напруга, край валентної зони у ганиці з діелектриком вигинається вгору і наближається до рівня Фермі (а). Оскільки в ідеальній МДН-структурі наскрізний струм рівний нулю, рівень Фермі в напівпровіднику залишається постійним. Оскільки концентрація дірок експоненціально залежить від різниці енергій ($E_F - E_V$), такої вигин зон приводить до збільшення числа основних носіїв (дірок) у поверхні напівпровідника. Цей режим називається режимом акумуляції.

Якщо до МДН-структури прикладено не занадто велика додатна напруга, зони вигинаються в оберненому напрямку і при поверхнева область напівпровідника збіднюється основними носіями (б). Цей режим називається режимом збіднення.

При великих додатних напругах зони вигинаються вниз настільки сильно, що поблизу поверхні відбувається перетин рівня Фермі E_F з власним рівнем E_i . В цьому випадку (в) концентрація неосновних носіїв (електронів) у поверхні переважає над концентрацією основних носіїв. Це режим інверсії.

64. Приповерхневая область просторового заряда в МДН структурах.

Для экранировки поля от положительного заряда необходимо подтянуть электроны из объема полупроводника. При этом характерная глубина проникновения электрического поля также составляет десятки и сотни ангстрем.

Следовательно, из-за малой концентрации свободных носителей заряда в объеме полупроводника возможно проникновение электрического поля вглубь полупроводника на большие, по сравнению с межатомными, расстояния. Проникшее электрическое поле перераспределяет свободные носители заряда. Это явление получило название эффекта поля. Таким образом, *эффект поля* – это изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля. Поскольку заряд свободных носителей или ионизированных доноров пространственно распределен в приповерхностной области полупроводника и эта область не является электронейтральной, она получила название *область пространственного заряда* (ОПЗ).

Отметим, что в случае реализации эффекта поля источником внешнего электрического поля могут быть заряды на металлических пластинах вблизи поверхности полупроводника, заряды на границе и в объеме диэлектрического покрытия и т.д.

Наличие электрического поля $E(x)$ в ОПЗ меняет величину потенциальной энергии электрона в этой области. Если электрическое поле направлено от поверхности вглубь полупроводника, то электроны будут иметь минимальную энергию в этом поле вблизи поверхности, где для них энергетическое положение соответствует наличию потенциальной ямы. Очевидно, что

изменение потенциальной энергии электрона $U(x) - U(\infty) = \int_{\infty}^x E(x) dx$, где

$U(\infty)$ – потенциальная энергия электрона в нейтральном объеме полупроводника. Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия электронов равна нулю, изменение потенциальной энергии по координате должно изменить точно так же ход дна зоны проводимости, а соответственно и вершины валентной зоны. Этот эффект изображен на зонных диаграммах, приведенных на рисунках 3.1, 3.2, и получил название *изгиба энергетических зон*. Величина разности потенциалов между квазинейтральным объемом и произвольной точкой ОПЗ получила название *электростатического потенциала*

$$\psi = \frac{1}{q} \int_x^{\infty} E(x) dx . \quad (3.2)$$

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называется *поверхностным потенциалом* и обозначается ψ_s . На зонной диаграмме (рис. 3.1) величина ψ_s отрицательна.

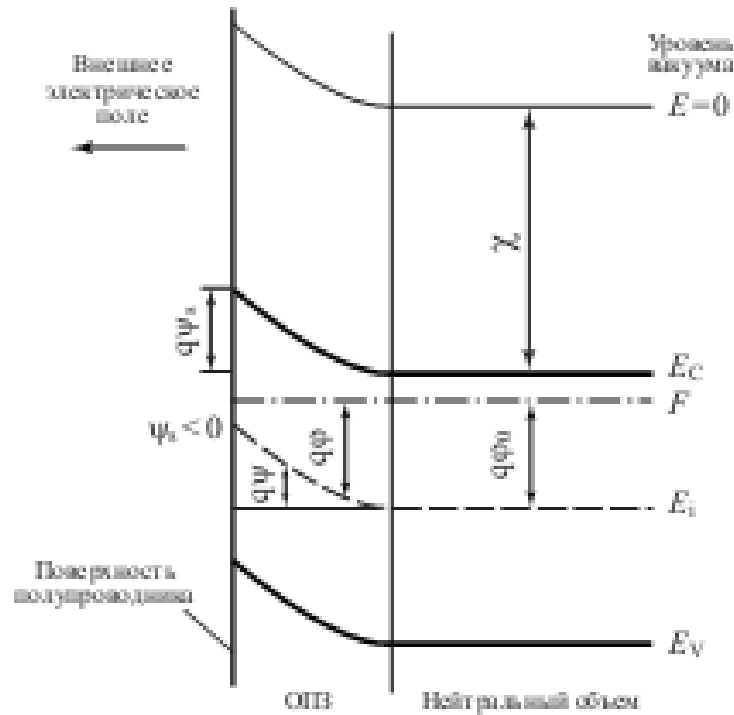


Рис. 3.1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника n -типа

Выразим концентрацию электронов n и дырок p в ОПЗ через электростатический потенциал ψ . В квазинейтральном объеме в невырожденном случае

$$\begin{aligned} n_0 &= n_i e^{\beta\phi_0}, \\ p_0 &= p_i e^{-\beta\phi_0}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $\beta = q/kT$, ϕ_0 – расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в квазинейтральном объеме. Величины n и p в ОПЗ будут:

$$\begin{aligned} n &= n_i e^{\beta\psi} = n_i e^{\beta(\psi+\phi_0)} = n_0 e^{\beta\psi}, \\ p &= p_i e^{-\beta\psi} = p_i e^{-\beta(\psi+\phi_0)} = p_0 e^{-\beta\psi}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Величины концентраций электронов n_s и дырок p_s на поверхности носят название *поверхностной концентрации* и имеют значения

$$\begin{aligned} n_s &= n_0 e^{\beta\psi_s}, \\ p_s &= p_0 e^{-\beta\psi_s}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

В зависимости от направления и величины внешнего электрического поля, типа полупроводниковой подложки различают 4 различных состояния поверхности полупроводника: обогащение, обеднение, слабая инверсия и сильная инверсия. Все эти ситуации отражены на рисунке 3.2 для полупроводника n -типа.

Обогащение – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей больше, чем концентрация основных носителей в нейтральном объеме (рис. 3.2а).

n -тип	$n_s > n_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$
----------	-------------	--------------------	--------------

p -тип	$p_s > p_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$
----------	-------------	---------------------	--------------

Обеднение – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме, но больше, чем поверхностная концентрация неосновных носителей (рис. 3.2б).

n -тип	$p_s < n_s < n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$0 < \psi_s < \varphi_0$
p -тип	$n_s < p_s < p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$0 < \psi_s < \varphi_0$

Переход от состояния обогащения к состоянию обеднения происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 0$, получившем название *потенциала «плоских» зон*. При этом концентрации основных и неосновных носителей на поверхности и в объеме совпадают.

Слабая инверсия – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем поверхностная концентрация основных, но меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рис. 3.2в).

n -тип	$n_s < p_s < n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$\varphi_0 < \psi_s < 2\varphi_0$
p -тип	$p_s < n_s < p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$\varphi_0 < \psi_s < 2\varphi_0$

Переход от области обеднения к области слабой инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $|\psi_s| = \varphi_0$, соответствующем состоянию поверхности с собственной проводимостью

$$n_s = p_s = n_i.$$

Сильная инверсия – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рис. 3.2г).

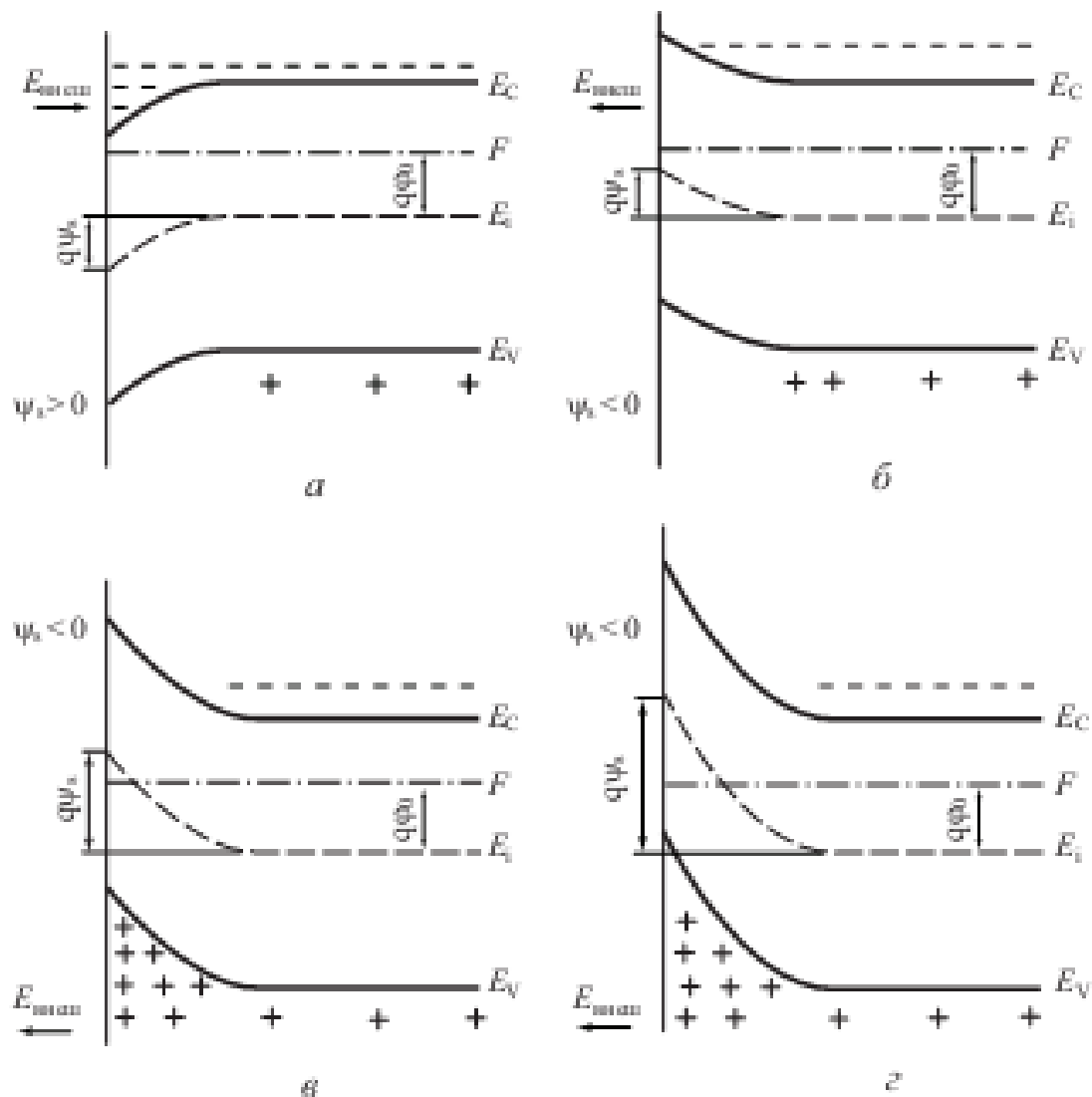


Рис. 3.2. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника *n*-типа при различных состояниях поверхности:

a) обогащение; *б)* обеднение; *в)* слабая инверсия; *г)* сильная инверсия

<i>n</i> -тип	$p_s > n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$ \psi_s > 2\phi_0$
<i>p</i> -тип	$n_s > p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$\psi_s > 2\phi_0$

Переход от области слабой инверсии к области сильной инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 2\phi_0$, получившем название «порогового» потенциала. При этом концентрация неосновных носителей на поверхности равна концентрации основных носителей в объеме полупроводника.

Та область в ОПЗ, где суммарная концентрация свободных носителей электронов и дырок меньше, чем концентрация ионизованной примеси, называется *областью обеднения*. Область в ОПЗ, где концентрация свободных неосновных носителей больше, чем основных, получила название *инверсионного канала*.

65. МДН структура. Залежність електричного поля від потенціалу.

Одной из основных задач при анализе области пространственного заряда полупроводника является нахождение связи между электростатическим потенциалом $\varphi(x)$, с одной стороны, и величинами заряда в области пространственного заряда Q_s , избытка электронов и дырок $\Gamma_{p,n}$, емкости ОПЗ C_s – с другой. Нахождение этой связи основано на решении уравнения Пуассона для ОПЗ.

3.2.1. Уравнение Пуассона для ОПЗ

Запишем уравнение Пуассона для полупроводника p -типа:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s}. \quad (3.6)$$

Величина $\rho(x)$ в общем случае, когда отсутствует ограничение на малость возмущения, будет:

$$\rho(z) = q(N_D^+ - N_A^- + p - n). \quad (3.7)$$

В квазинейтральном объеме, где условие электронейтральности выполняется, $\rho(x) = 0$.

Тогда

$$N_D^+ - N_A^- = n_0 - p_0. \quad (3.8)$$

Поскольку, как было показано в (3.3 – 3.5),

$$\begin{aligned} n &= n_0 e^{\beta\psi}, & p &= p_0 e^{-\beta\psi}, \\ n_0 &= n_i e^{-\beta\psi_0}, & p_0 &= p_i e^{\beta\psi_0}, \end{aligned}$$

для $\rho(z)$ в ОПЗ имеем:

$$\rho(x) = -qp_0[e^{-2\beta\psi_0}(e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.9)$$

Подставляя (3.9) в (3.6), имеем для нахождения $\psi(z)$ дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{qp_0}{\epsilon_s\epsilon_0}[e^{-2\beta\psi_0}(e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.10)$$

Домножим выражение для дебаевской длины экранирования, которое представлено в разделе 2.5 формулой (2.23), слева и справа на величину $\frac{d\psi}{dz}$.

Тогда

$$\frac{d\psi}{dz} \cdot \frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2. \quad (3.11)$$

Следовательно,

$$d\left(\frac{d\psi}{dz}\right)^2 = \frac{qP_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} [e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1] d\psi. \quad (3.12)$$

Проинтегрировав (3.12) от бесконечности до некоторой точки ОПЗ, получаем:

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)^2 = \frac{qP_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{1}{\beta} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.13)$$

Воспользовавшись определением дебаевской длины экранирования L_D (2.23), а также соотношением $E(z) = -\frac{d\psi}{dz}$, получаем:

$$E^2 = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{1}{L_D^2} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.14)$$

Обозначим

$$F(\psi, \varphi_0) \equiv [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]^{1/2}. \quad (3.15)$$

Из (3.14) и (3.15) имеем:

$$E = -\frac{d\psi}{dz} = \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} F(\psi, \varphi_0). \quad (3.16)$$

Соотношение (3.16) называется *первым интегралом уравнения Пуассона*.

Знак электрического поля выбирается в зависимости от знака поверхностного потенциала. Если $\varphi_s > 0$ (обеднение основными носителями или инверсия), поле направлено вглубь полупроводника по оси z и положительно. При $\varphi_s < 0$ поле E направлено против оси z и отрицательно.

Величина электрического поля на поверхности E_s будет:

$$E_s = \pm \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.17)$$

Поскольку согласно теореме Гаусса величина электрического поля на поверхности E_s связана определенным образом с плотностью пространственного заряда на единицу площади Q_{sc} , имеем:

$$Q_{sc} = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.18)$$

Отметим, что соотношения (3.16 – 3.18), полученные в этом разделе, являются очень важными и будут в дальнейшем неоднократно привлекаться для анализа ОПЗ.

66. МДН структура. Залежність величини об'ємного заряду від потенціалу.

Выражение (3.18) для заряда в ОПЗ, полученное в предыдущем параграфе, справедливо для любых значений поверхностного потенциала. Однако использование его для конкретных случаев довольно затруднено в силу громоздкости функции $F(\psi, \varphi_0)$ в виде (3.15). Получим выражение для заряда Q_{sc} , упростив соотношение (3.18) для различных областей.

Область обогащения ($\psi_s < 0$). Для полупроводника p -типа заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен зарядом свободных дырок Q_p как только

$$|\psi_s| > \frac{kT}{q}; \quad |\beta\psi_s| > 1.$$

$$Q_{sc} = Q_p = \frac{\sqrt{2}\epsilon_s\epsilon_0kT}{qL_D} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}. \quad (3.19)$$

Область обеднения ($\varphi_0 > \psi_s > 0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B . Из (3.16, 3.18) следует, что

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2\epsilon_s\epsilon_0qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) = \frac{\sqrt{2}\epsilon_s\epsilon_0kT}{qL_D} (\beta\psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Ширина обедненной области

$$W = \frac{Q_B}{qN_A} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)}.$$

Область слабой инверсии ($2\varphi_0 > \psi_s > \varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} , так же как и в случае обеднения, обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B , поскольку заряд свободных электронов $Q_n \ll Q_B$.

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2\epsilon_s\epsilon_0qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) = \frac{\sqrt{2}\epsilon_s\epsilon_0kT}{qL_D} (\beta\psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.21)$$

Область сильной инверсии ($\psi_s > 2\varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен в основном зарядом свободных электронов вблизи поверхности в инверсионном канале Q_n , хотя в начале области сильной инверсии еще существует вклад заряда ионизованных акцепторов

$$Q_{sc} = Q_w + Q_B = Q_n = \frac{\epsilon_s\epsilon_0kT}{\sqrt{2}qL_D} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.22)$$

Величина заряда ионизованных акцепторов Q_B в ОПЗ и ширина слоя обеднения W не зависят от поверхностного потенциала ψ_s и равны:

$$Q_B = \sqrt{2q\epsilon_s\epsilon_0N_A} \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right); \quad W = \sqrt{\frac{2q\epsilon_s\epsilon_0}{qN_A} \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right)}. \quad (3.23)$$

Отметим, что, как следует из рисунка 3.2 и выражений (3.19 – 3.22), область обогащения по многим параметрам подобна области сильной инверсии,

а область обеднения – области слабой инверсии. На рисунке 3.3 приведено значение заряда в ОПЗ Q_{sc} как функции поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанное для конкретного случая.

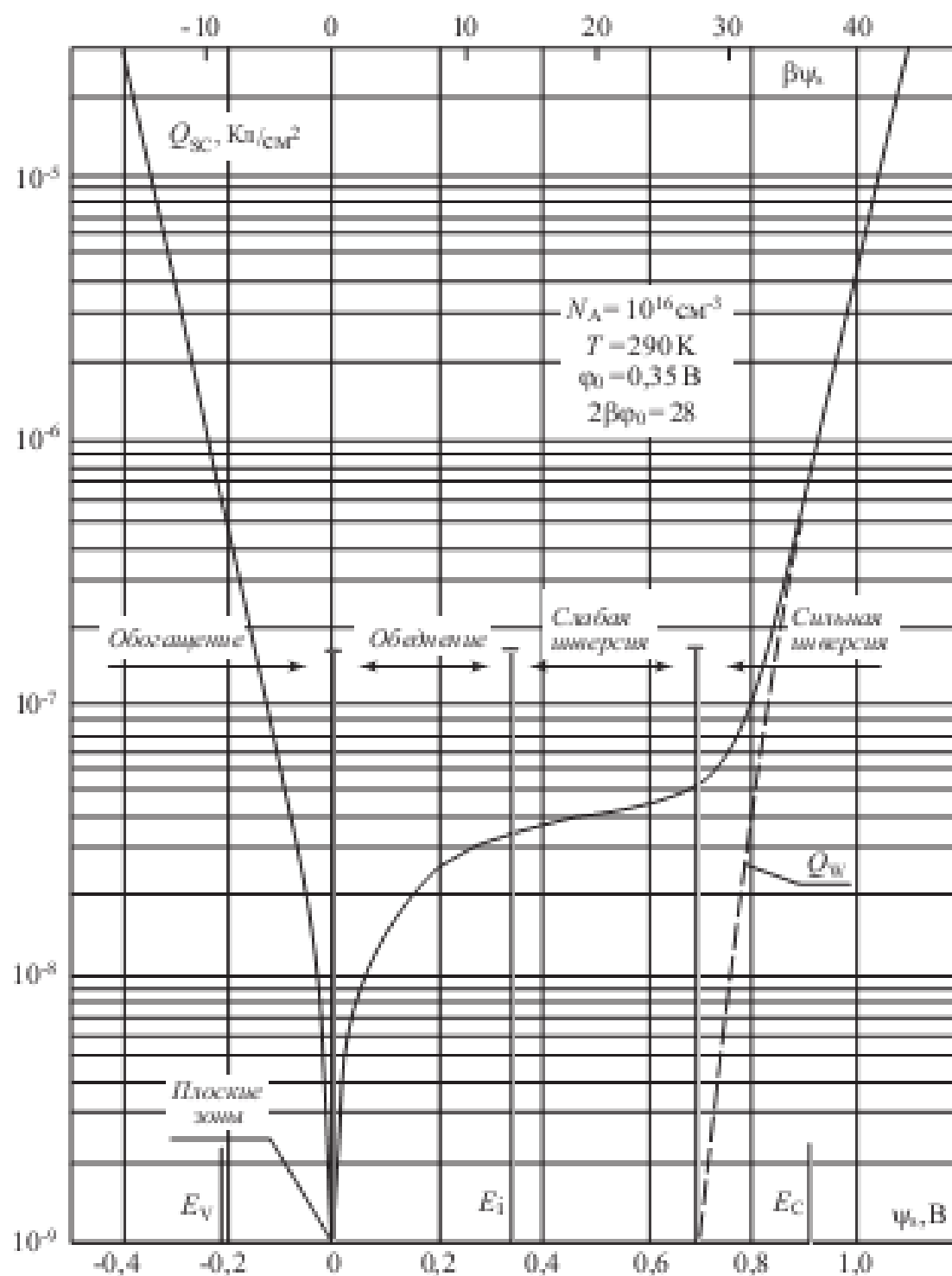


Рис. 3.3. Зависимость заряда в ОПЗ от поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанная для кремния p -типа

67. Повна диференційна ємність напівпровідника в МДН структурі.

Поскольку полный заряд в ОПЗ Q_{sc} зависит от величины поверхностного потенциала ψ_s , то область пространственного заряда обладает определенной емкостью C_{sc} .

Величина C_{sc} , как следует из соотношения (3.18), будет равна:

$$C_{sc} \equiv \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{\sqrt{2} L_D} \frac{\left[(1 - e^{-\beta \psi_s}) + e^{-2\beta \phi_0} (e^{\beta \psi_s} - 1) \right]}{F(\psi_s, \phi_0)}. \quad (3.54)$$

Для того, чтобы получить выражения для емкости ОПЗ в различных случаях (обеднение, обогащение, инверсия), можно либо непосредственно воспользоваться (3.54), либо воспользоваться выражениями для заряда Q_{sc} , полученными в разделе 3.2.2. Напомним, что рассматривается полупроводник p -типа.

Область обогащения ($\psi_s < 0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью свободных дырок C_p :

$$C_{sc} = C_p = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{L_D} e^{-\frac{\beta \psi_s}{2}}. \quad (3.55)$$

Область обеднения и слабой инверсии ($2\phi_0 > \psi_s > 0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью области ионизованных акцепторов C_B :

$$C_{sc} = C_B = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_A}{2 \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)}} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{W}. \quad (3.56)$$

Из соотношения (3.56) следует, что емкость C_{sc} в области обеднения слабо зависит от поверхностного потенциала ψ_s убывая с ростом последнего. Минимальное значение емкости C_{sc} достигается вблизи порогового значения поверхностного потенциала.

Емкость ОПЗ в области обеднения и слабой инверсии эквивалентна емкости плоского конденсатора, заполненного диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_s пластины которого находятся друг от друга на расстоянии W , равном ширине ОПЗ.

Плоские зоны ($\psi_s = 0$)

Соотношения (3.55) и (3.56) несправедливы при $\psi_s \rightarrow 0$, т.е. в области плоских зон у поверхности полупроводника. Непосредственная подстановка $\psi_s = 0$ в выражение (3.55) приводит к неопределенности типа «ноль делить на ноль».

Для расчета емкости плоских зон C_{FB} необходимо провести разложение экспоненты в (3.55) в ряд и после предельных переходов имеем:

$$C_{sc} = C_{FB} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{L_D} = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_A}{kT/q}}. \quad (3.57)$$

Емкость ОПЗ в плоских зонах эквивалентна емкости плоского конденсатора с обкладками, удаленными на дебаевскую длину экранирования.

Область сильной инверсии ($\psi_s > 2\phi_0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью свободных электронов C_n в инверсионном слое и при достаточно больших значениях поверхностного потенциала $\beta(\psi_s - 2\phi_0) \geq 7$ будет равна:

$$C_n = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{\sqrt{2} L_D} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\phi_0)}{2}}. \quad (3.58)$$

Из анализа (3.55) и (3.58) следует, что емкости свободных носителей в обогащении и сильной инверсии экспоненциально зависят от поверхностного потенциала ψ_s и имеют одинаковые значения, если величину поверхностного потенциала отсчитывать для инверсии от порогового значения $\psi_s = 2\phi_0$.

На рисунке 3.7 приведен график зависимости емкости ОПЗ C_{sc} от величины поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанной по соотношениям (3.55 – 3.58).

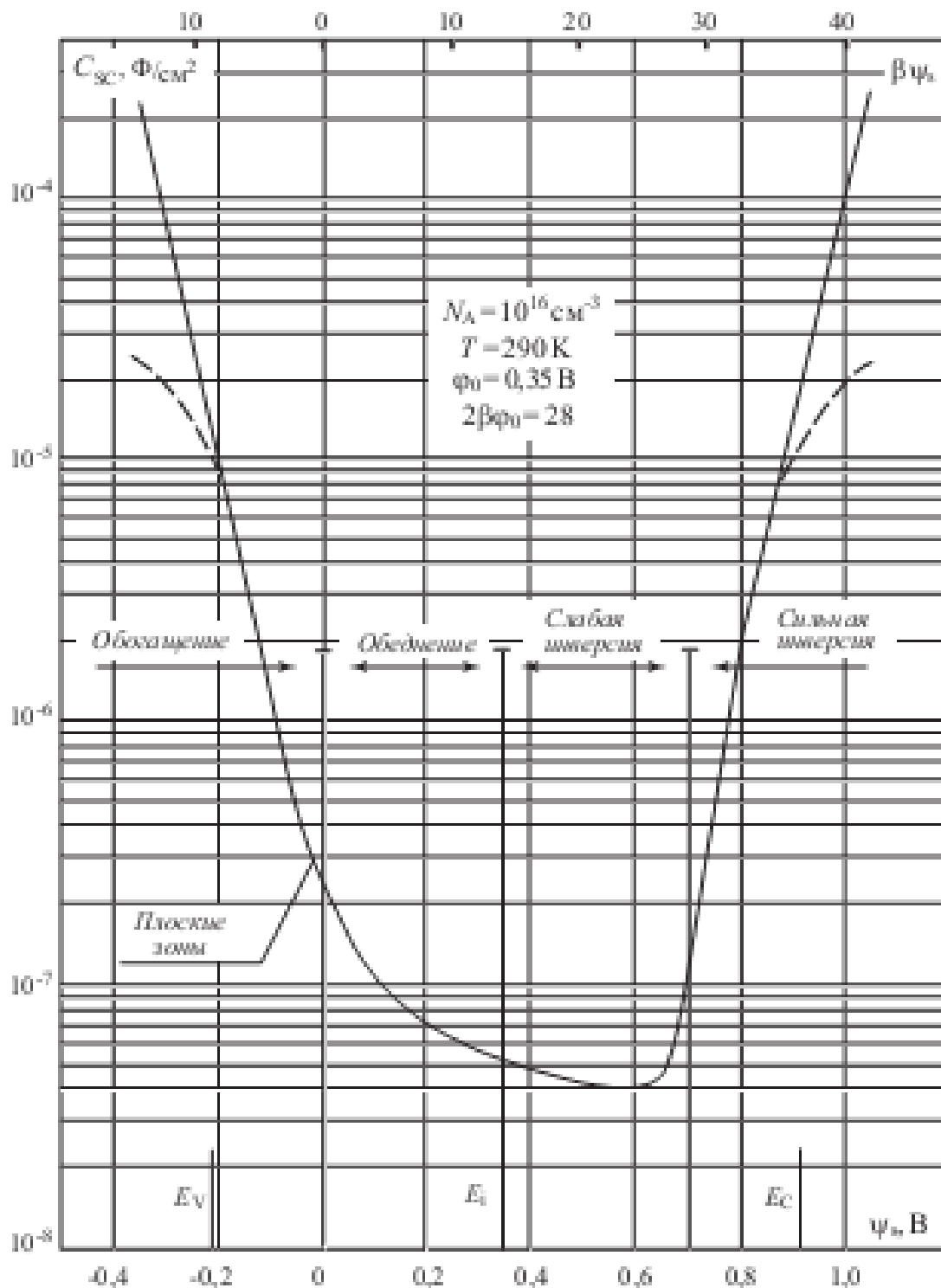
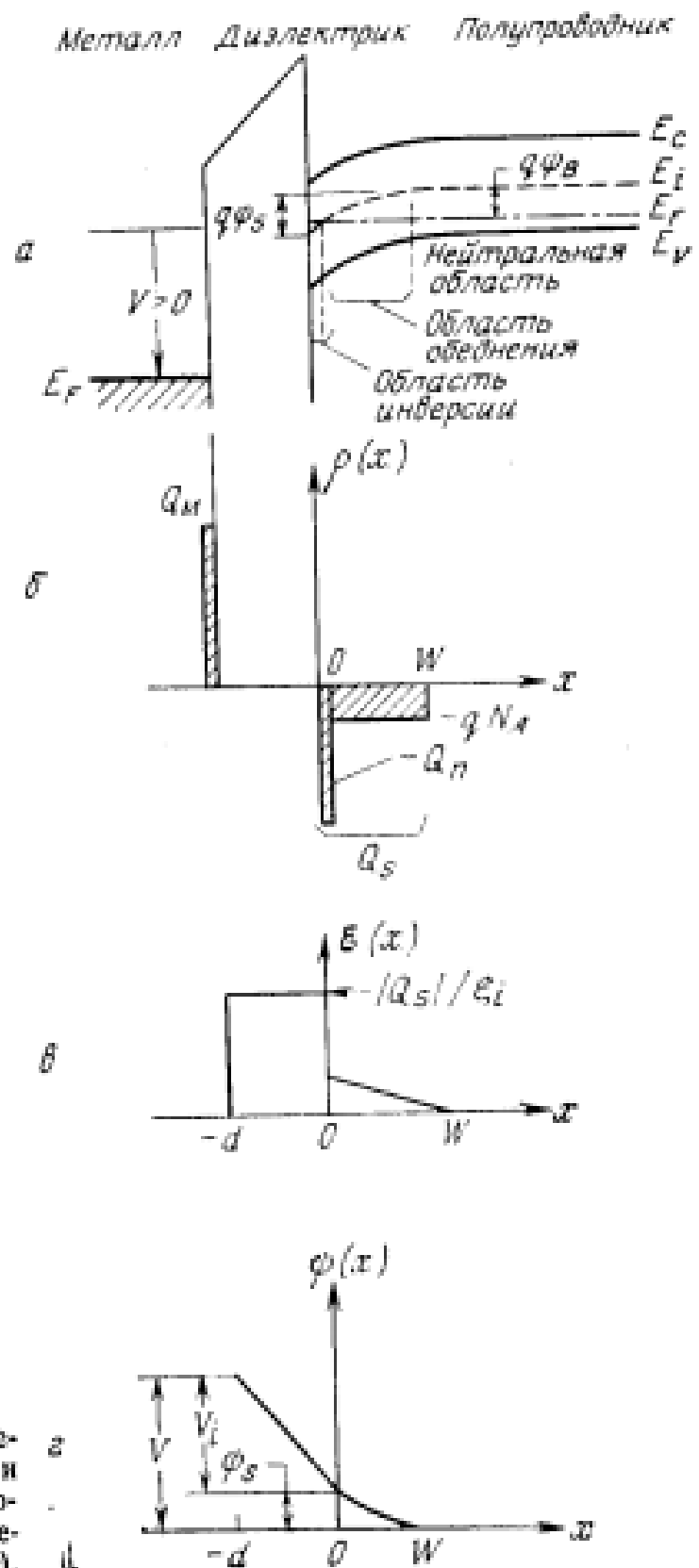


Рис. 3.7. Зависимость емкости области пространственного заряда C_{sc} от поверхностного потенциала, рассчитанная в классическом (сплошная линия) и вырожденном (пунктирная линия) случае

68. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН структури.

На рис. 6, а приведена зонная діаграма ідеальної МДП-структури з тем же, що і на рис. 4, характером изгиба зон. На рис. 6, б приведено розподілення заряду в структурі. Ясно, що для забезпечення електронейтральності структури заряд на її



металлическом электроде Q_M должен быть равен сумме электронного заряда в инверсионном слое Q_n и заряда ионизированных акцепторов в области обеднения полупроводника:

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s. \quad (22)$$

Все заряды здесь отнесены к единице площади границы раздела, W — толщина обедненного слоя, Q_s — полная поверхностная плотность заряда в полупроводнике. На рис. 6, *в* и *г* показаны распределения электрического поля и потенциала в структуре, которые соответствуют первому и второму интегралам уравнения Пуассона.

Ясно, что в отсутствие разности работ выхода приложенное напряжение делится между полупроводником и изолятором, т. е.

$$V = V_i + \psi_s, \quad (23)$$

где V_i — падение напряжения на слое диэлектрика, равное (см. рис. 6, *в*)

$$V_i = \mathcal{E}_i d = \frac{|Q_s| d}{\epsilon_i} \left(\equiv \frac{|Q_s|}{C_i} \right), \quad (24)$$

Полная емкость структуры

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad [\Phi/\text{см}^2], \quad (25)$$

что соответствует последовательному соединению емкости полупроводника C_D и емкости слоя диэлектрика $C_i = \epsilon_i/d$. Последняя определяется толщиной диэлектрика и представляет собой максимально возможную емкость всей структуры. Емкость полупроводника изменяется при изменении напряжения на структуре (уравнение (20)). Используя формулы (20), (23)—(25), можно определить зависимость полной емкости идеальной МДП-структуры (рис. 7, кривая (а)) от приложенного напряжения. Особый интерес представляет значение полной емкости структуры в состоянии плоских зон, т. е. при $\psi_s = 0$. Для этой величины из выражений (21) и (25) получим

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) L_D} = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) \sqrt{kT\epsilon_s/p_{D0}q^2}}, \quad (26)$$

где ϵ_i и ϵ_s — диэлектрические проницаемости изолятора и полупроводника соответственно, а L_D — дебаевская длина дырок (см. выражение (13)).

Зависимость емкости идеальной МДП-структуры от напряжения при отрицательных значениях последнего отвечает аккумуляции дырок у границы раздела. В этом режиме дифференциальная емкость полупроводника (выражение (20)) существенно больше емкости диэлектрика, поэтому полная емкость структуры близка

к величине C_i . Когда напряжение, приложенное к МДП-структуре, становится больше 0, в приповерхностном слое полупроводника образуется обедненная область, которая действует как добавочный слой диэлектрика. Это приводит к уменьшению полной емкости МДП-структуры. Затем, проходя через минимум, обозначенный на рис. 7 символами $C_{\text{мин}}$ и $V_{\text{мин}}$, полная дифференциальная емкость структуры резко возрастает, снова приближаясь к величине C_i . Последнее обусловлено тем, что в данной области напряжений у границы раздела с диэлектриком образуется электронный инверсионный слой, дифференциальная емкость которого также значительно превышает емкость диэлектрика. Отметим, что нарастание емкости в области положительных смещений зависит от того, успевает ли концентрация инверсионных электронов следовать за изменениями приложенного к структуре переменного напряжения, с помощью которого осуществляется измерение емкости. Данный режим осуществляется лишь при сравнительно малых частотах, когда скорость генерационно-рекомбинационных процессов, ответственных за изменение концентрации неосновных носителей (в нашем случае электронов), достаточна, чтобы электронная плотность изменялась в фазе с напряжением измерительного сигнала. Экспериментально установлено, что для структур металл — SiO_2 —Si соответствующая частотная граница лежит в диапазоне 5—100 Гц [15, 16]. При более высоких частотах увеличения дифференциальной емкости структуры при положительных

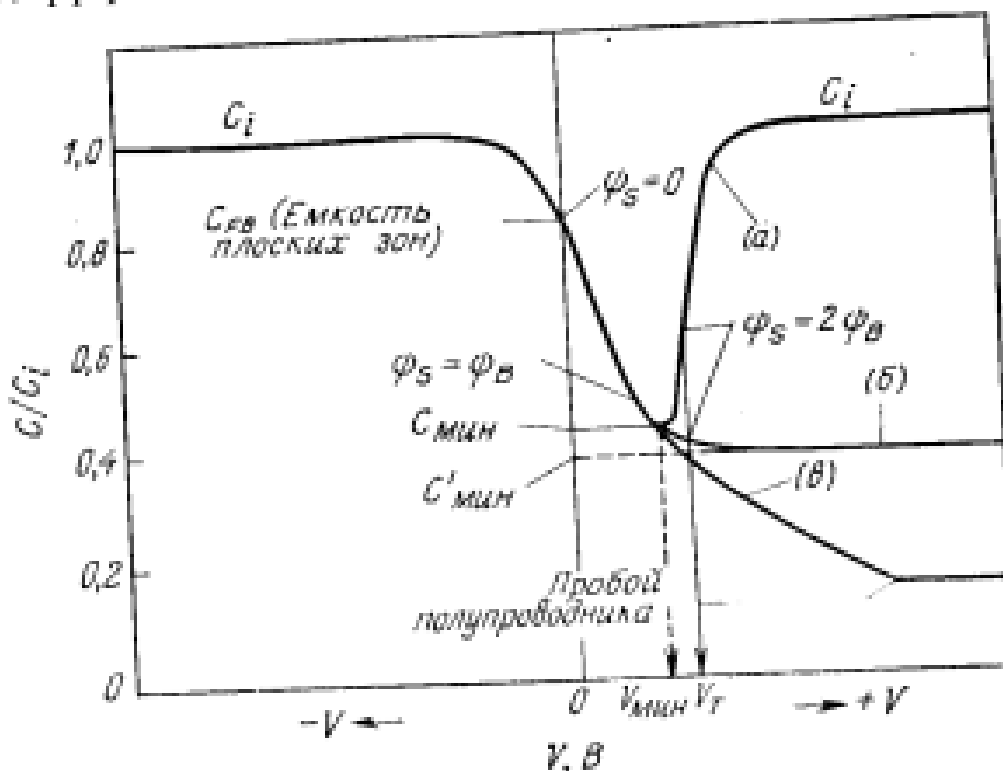


Рис. 7. Вольт-фарадные кривые идеальной МДП-структуры [16].

(а) — в области низких частот; (б) — в области высоких частот; (в) — в режиме глубокого обеднения.

напряжениях не наблюдается (кривая (б) на рис. 7). Кривая (а) на этом рисунке соответствует вольт-фарадной характеристике идеальной МДП-структуры в условиях глубокого обеднения (импульсное напряжение смещения). Эта зависимость непосредственно связана с режимами работы приборов с зарядовой связью (ПЗС), которые рассмотрены в разд. 7.4. В области сравнительно высоких напряжений кривая (а) становится пологой в результате лавинного пробоя приповерхностной области полупроводника МДП-структуры. Более подробно влияние ударной ионизации на характеристики МДП-структур рассмотрено ниже.

69. Високочастотна та низькочастотна вольт-фарадні характеристики ідеальної МДП структури.

Форму высокочастотной $C-V$ -кривой идеальной МДП-структуры можно рассчитать так, как и вольт-фарадную зависимость резкого асимметричного $p-l$ -перехода [17, 70]. В режиме обеднения заряд, приходящийся на единицу площади границы раздела, равен $-qN_A W$, где N_A — концентрация ионизированных акцепторов, а W — глубина обедненного слоя. Интегрирование соответствующего уравнения Пуассона дает следующее распределение потенциала в обедненном слое:

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \quad (27)$$

причем поверхностный потенциал

$$\psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s}. \quad (27a)$$

С увеличением приложенного напряжения ψ_s и W растут, пока не наступает сильная инверсия ($\psi_s(\text{inv}) \simeq 2\psi_B$) (рис. 5), во время которой рост ψ_s и W резко замедляется. В режиме сильной инверсии небольшое увеличение поверхностного потенциала $\Delta\psi_s$ вызывает существенное увеличение плотности заряда инверсионного слоя, который экранирует объем полупроводника от проникновения электрического поля с электрода структуры. Можно считать, что в режиме сильной инверсии достигается максимальная толщина обедненного слоя, равная, согласно формулам (19) и (27a),

$$W_m \simeq \frac{2\epsilon_s \psi_s(\text{inv})}{qN_A} = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}}. \quad (28)$$

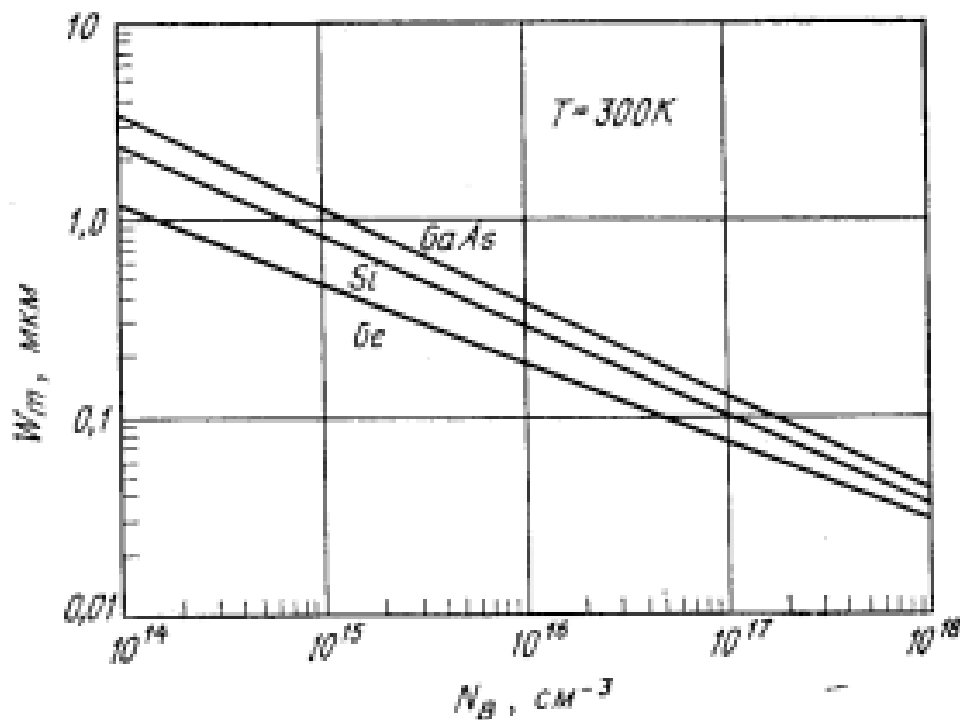


Рис. 8. Зависимость максимальной ширины обедненного слоя от концентрации примеси в Ge, Si и GaAs при сильной инверсии.

Зависимости W_m от концентрации легирующей примеси, рассчитанные для Ge, Si и GaAs при комнатной температуре, приведены на рис. 8. Здесь N_B равно либо N_A , либо N_D в зависимости от типа проводимости полупроводника. Важной величиной является так называемое напряжение включения (пороговое напряжение) V_T , при котором начинается сильная инверсия. Используя формулы (19) и (23), находим

$$V_T = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_B, \quad (29)$$

где $Q_s = qN_A W_m$. Отсюда с помощью выражения (22) получим окончательно

$$V_T \approx \frac{\sqrt{2e_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} + 2\psi_B. \quad (29a)$$

Соответствующее V_T значение дифференциальной емкости идеальной МДП-структуры

$$C'_{\text{мин}} \approx \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s) W_m}. \quad (30)$$

Высокочастотная вольт-фарадная характеристика идеальной МДП-структуры [16] приведена на рис. 9. При $0 < V < V_T$ ее можно аппроксимировать зависимостью, полученной в приближении обедненного слоя (штриховая линия), а при $V < 0$ и $V >$

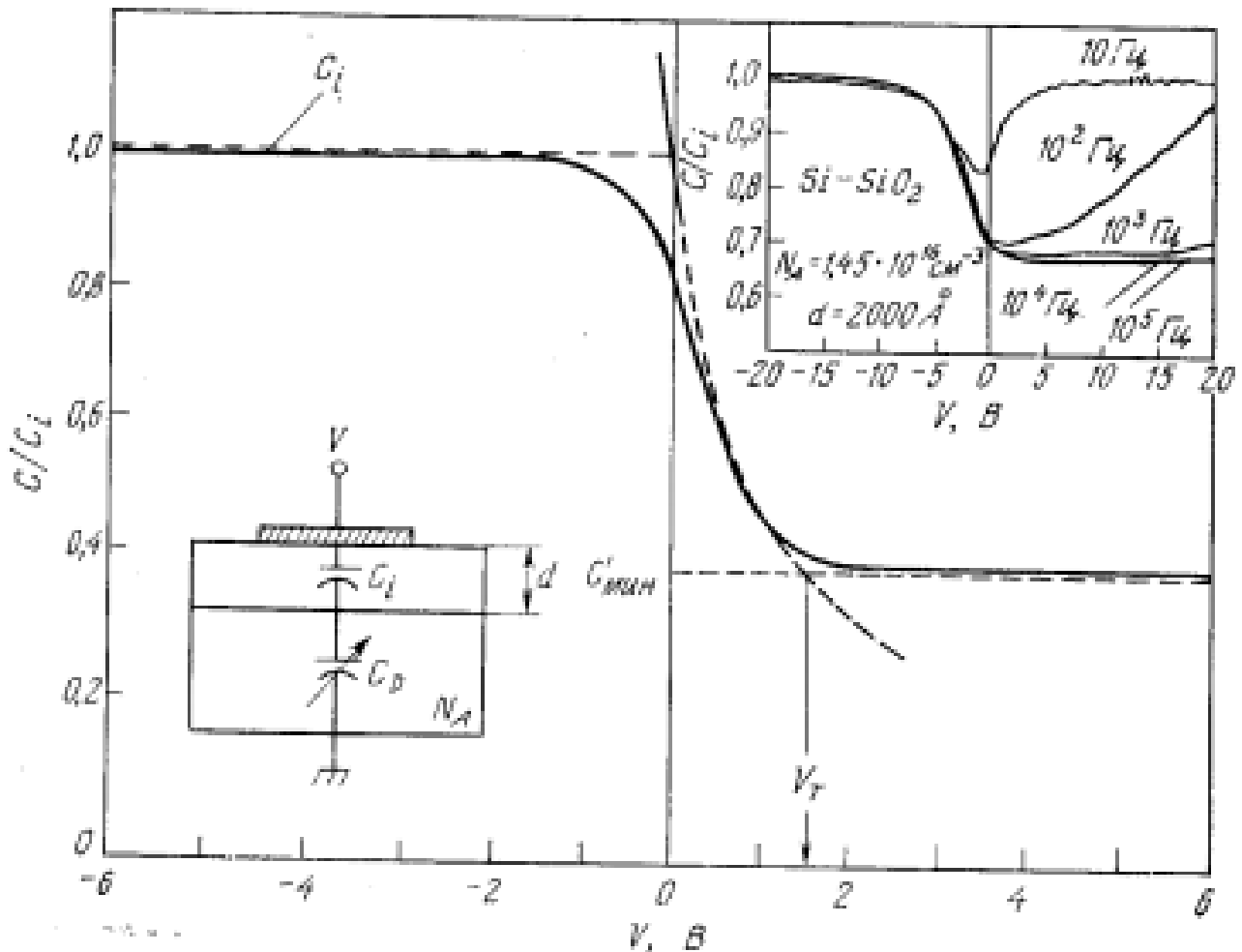


Рис. 9. Высокочастотная вольт-фарадная зависимость МДП-структуры и ее аппроксимация (штриховые линии). На вставке приведены $C - V$ -кривые при разных частотах тестирующего напряжения [16].

$> V_T$ — постоянными значениями C_i и $C_{\text{мин}}$ соответственно. На вставке к рис. 9 приведены экспериментальные $C - V$ -кривые кремниевых МОП-конденсаторов, снятые при разных частотах.

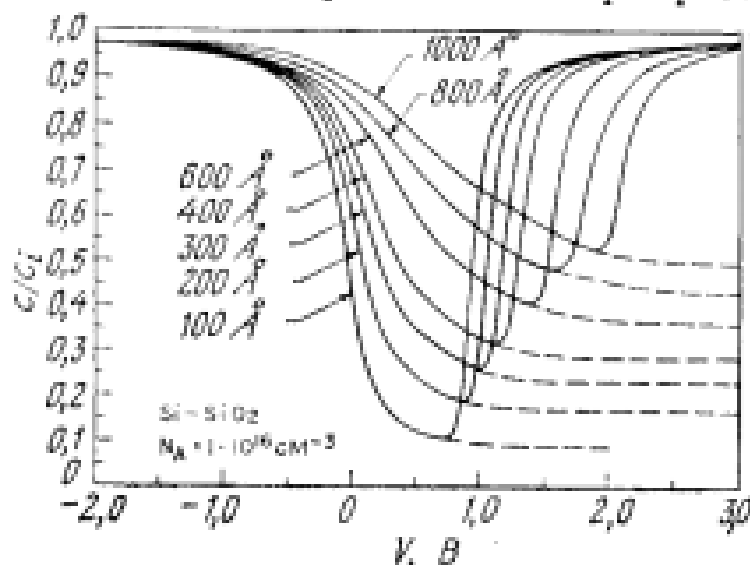


Рис. 10. $C - V$ -кривые идеальных МДП-структур. Сплошными линиями показаны низкочастотные характеристики, а штриховыми — высокочастотные [18].

Отметим, что низкочастотный характер $C-V$ -зависимости, как уже говорилось выше, начинает проявляться при $f \lesssim 100$ Гц.

Серия вольт-фарадных характеристик идеальных МДП-структур (металл — SiO_2 —Si) с различными значениями толщины слоя оксида и степени легирования полупроводника рассчитана в ра-

боте [18]. Некоторые из них (для типичных значений толщины SiO_2) приведены на рис. 10. Отметим, что в структурах с более тонким слоем SiO_2 наблюдается более сильная зависимость емкости от напряжения. На рис. 11 приведены зависимости поверхностного

70. Заряды в Si-SiO₂ - МДН структуре.

Из всех МДП-структур наиболее важными являются структуры металл— SiO_2 —Si (МОП). Однако природа различных электрофизических процессов, происходящих на границе раздела Si— SiO_2 , в настоящее время еще не получила достаточно полного объяснения. Многие исследователи [7] считают, что границу раздела Si— SiO_2 , возникающую при термическом окислении кремния, следует рассматривать как некоторый переходный слой с переменным химическим составом. Предполагается, что на границе монокристаллического кремния находится моноатомный слой нестехиометрического SiO_x ($1 < x < 2$; стехиометрической двуокиси кремния соответствует $x = 2$), представляющий собой не полностью окисленный кремний. Затем следует промежуточный слой SiO_2 с большими внутренними механическими напряжениями толщиной 10—40 Å, который переходит в обычный ненапряженный стехиометрический аморфный SiO_2 . Отличие характеристик реальных МОП-структур от соответствующих зависимостей идеальных

МДП-конденсаторов обусловлено существованием поверхностных ловушек и зарядов в окисле.

В настоящее время принята следующая классификация этих зарядов и ловушек [19] (рис. 15):

1. Заряд, захваченный поверхностными ловушками Q_{it} , представляющий собой заряд электронных состояний, которые локализованы на границе раздела Si— SiO_2 и энергия которых лежит в глубине запрещенной зоны полупроводника. Эти поверхностные состояния, называемые также быстрыми (а иногда пограничными), могут достаточно быстро перезаряжаться, обмениваясь электронами (дырками) с кремнием. Поверхностные состояния, вероятно, обусловлены избыточными атомами кремния (трехвалентным кремнием), избыточным кислородом или примесными атомами.

2. Фиксированный заряд окисла Q_f , расположенный на границе раздела или в непосредственной близости от нее. Величина этого заряда остается практически постоянной во всей области электрических полей, характерных для рабочего диапазона напряжений на МОП-структурах.

3. Заряд, захваченный в окисле Q_{ot} . Этот заряд возникает, например, при рентгеновском облучении структур или инжекции горячих электронов в диэлектрик. Соответствующие ловушки более или менее равномерно распределены по толщине слоя окисла.

4. Заряд подвижных ионов Q_m (например, ионов натрия), который может перемещаться в слое окисла при стрессовых термо-полевых нагрузках МДП-структур.

Величину всех этих зарядов обычно относят к единице площади границы раздела, т. е. измеряют в единицах Кл·см⁻². Вместо Q_i часто используют соответствующие поверхностные плотности, которые обозначают символом N_i с теми же индексами ($N_i = Q_i/q$ — число зарядов на 1 см²). Поскольку энергетические уровни состояний, захватывающих поверхностный заряд Q_{it} , непрерывно распределены в запрещенной зоне полупроводника, полезной характеристикой является энергетическая плотность поверхностных состояний

$$D_{it} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{it}}{dE} \text{ [число зарядов/см}^2 \cdot \text{эВ]}. \quad (32)$$

7.3.1. Заряд, захваченный поверхностными ловушками

Поверхностные состояния изучали Тамм [20], Шокли [21] и многие другие авторы [7]. Основная причина возникновения этих состояний в запрещенной зоне полупроводника заключается в том, что сама граница раздела является нарушением пространственной периодичности кристаллической решетки. Первое экспериментальное доказательство существования поверхностного

захваченного заряда Q_{it} получили Шокли и Пирсон [22] при измерении поверхностной проводимости. Измерения на чистых поверхностях, полученных сколом в сверхвысоком вакууме [23], показывают, что в этом случае плотность Q_{it} чрезвычайно велика: порядка числа атомов на свободной поверхности кристалла ($\sim 10^{15}$ атом/см²). В современных МОП-структурах, получаемых термическим окислением кремния, подавляющая часть поверхностного заряда Q_{it} нейтрализуется в процессе низкотемпературного (450 °С) отжига в атмосфере водорода. В лучших образцах величина N_{it} не превышает 10^{10} см⁻², что соответствует одному захваченному заряду на каждые 10^5 атомов границы раздела.

Емкостные методы. Для определения величины заряда, захваченного на поверхностные ловушки, можно использовать измерения входной емкости МДП-структуры и измерения ее входной проводимости, поскольку формулы (36а) и (36б) в принципе содержат одинаковую информацию о поверхностных состояниях. Ниже показано, что метод проводимости обеспечивает несколько более высокую точность определения плотности поверхностных состояний. Это оказывается особенно важным при исследовании МОП-структур с относительно малой ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$) плотностью поверхностных состояний. Преимущество емкостных методов состоит в том, что с их помощью можно сравнительно легко определять сдвиг напряжения плоских зон и величину полного захваченного заряда Q_{it} (интегральную плотность поверхностных состояний).

Метод проводимости. Как уже говорилось выше, активная и реактивная составляющие комплексной проводимости МДП-структуры содержат одинаковую информацию о поверхностных состояниях. Однако при использовании емкостных методов возникают определенные трудности с выделением емкости поверхностных состояний из измеренной полной емкости структуры, поскольку последняя содержит емкость диэлектрика и емкость обедненного слоя полупроводника. Эти трудности особенно велики при исследовании МДП-структур с малой плотностью состояний. В предложенном в работе [26] методе проводимости, основанном на измерении активной составляющей отклика МДП-структуры, эти трудности устранены, поскольку активная составляющая комплексной проводимости МДП-структуры обусловлена исключительно запаздыванием процесса перезарядки поверхностных состояний. Поэтому метод проводимости дает более точные и надежные результаты, что особенно важно для систем с относительно малой плотностью поверхностных состояний, таких, как, например, система с термически окисленным кремнием.

7.3.2. Заряди в окисле

В соответствии с классификацией, предложенной в работе [19] и сформулированной в начале разд. 7.3, заряд в окисле состоит из фиксированного заряда окисла Q_f , заряда, захваченного в окисле Q_{ot} , и заряда подвижных ионов Q_m (рис. 15).

Фиксированный заряд окисла Q_f имеет следующие свойства: 1) величина остается неизменной в широком диапазоне изменений поверхностного потенциала ψ_s ; 2) локализован в слое толщиной порядка 30 Å вблизи границы раздела Si — SiO₂ [7]; 3) величина слабо зависит от толщины слоя окисла типа проводимости и концентрации легирующей примеси в подложке; 4) в большинстве случаев положителен, а величина зависит от ориентации подложки и технологических режимов окисления и отжига структур. Предполагается, что фиксированный заряд Q_f обусловлен либо избыточным (трехвалентным) кремнием, либо избыточным (несвязанным, потерявшим один электрон) кислородом в приповерхностном слое SiO₂. При анализе электрических характеристик МОП-структур фиксированный заряд Q_f можно рассматривать как заряженный слой, локализованный на границе раздела Si — SiO₂.

На рис. 23 приведены высокочастотные вольт-фарадные зависимости, сдвинутые вдоль оси напряжений в результате присутствия либо положительного, либо отрицательного фиксированного заряда Q_f на границе раздела [7]. Положение этих кривых характеризует так называемый сдвиг напряжения плоских зон, определенный по отношению к $C - V$ характеристике идеальной МДП-структуры с $Q_f = 0$. Независимо от типа проводимости подложки положительный заряд Q_f сдвигает $C - V$ -характеристику в сторону отрицательных напряжений смещения, а отрицательный заряд Q_f — в сторону положительных смещений.

Характер влияния фиксированного заряда Q_f на $C - V$ -характеристики можно легко пояснить с помощью рис. 24, где условно показано «поперечное сечение» МОП-структуры с положитель-

ным Q_f при отрицательном напряжении смещения. Для полной электронейтральности структуры необходимо, чтобы каждый отрицательный заряд на ее металлическом электроде компенсировался равным по величине и противоположным по знаку зарядом в диэлектрике или в полупроводнике. В идеальной МДП-структуре $Q_f = 0$, и эта компенсация осуществляется только за счет заряда ионизированных доноров в обедненном слое полупроводника.

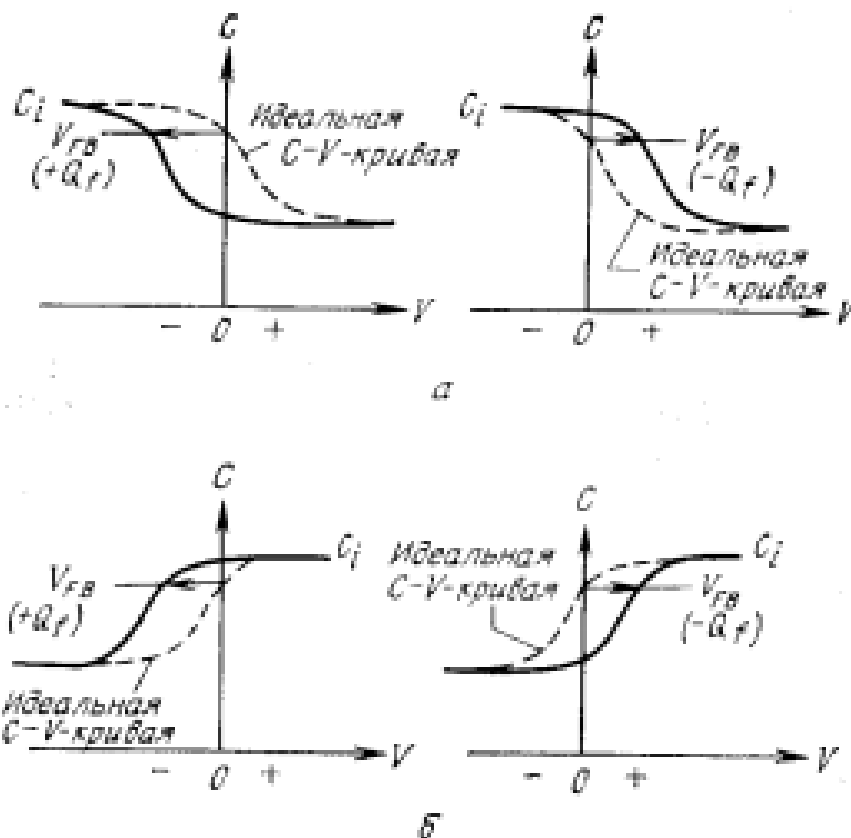
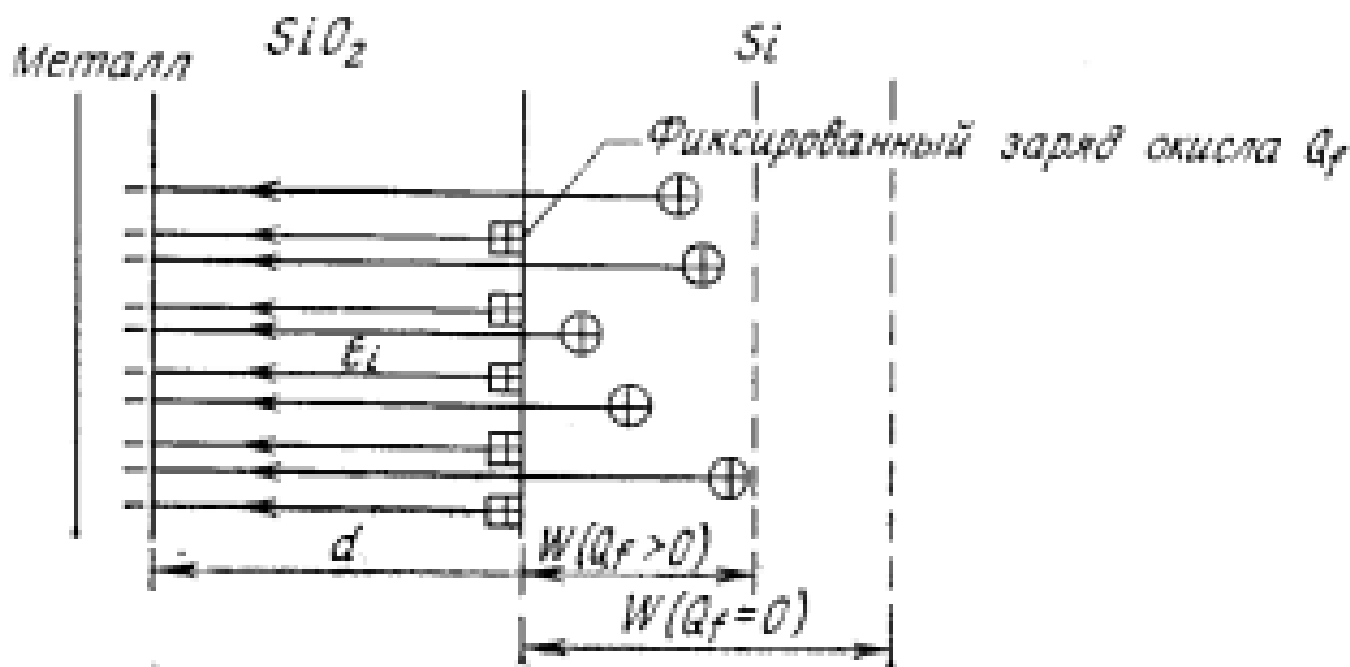


Рис. 23. Сдвиг $C - V$ -кривых вдоль оси напряжений, обусловленный положительным или отрицательным фиксированным зарядом окисла [7].
 а — для полупроводника p -типа; б — для полупроводника n -типа.



72. Вплив різниці робіт виходу на вольт-фарадні характеристики МДН структур.

Разность работ выхода. Согласно нашему определению, в идеальной МДП-структуре разность работ выхода электрона из металла и полупроводника равна нулю (рис. 2):

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right). \quad (48)$$

Если же эта разность отлична от нуля, а кроме того, в диэлектрике МДП-структуры присутствует заряд Q_0 (выражение (47)), вольт-фарадные характеристики реальной МДП-структуры будут сдвинуты вдоль оси напряжений относительно идеальной $C - V$ -кривой на величину

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_0}{C_i} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f + Q_m + Q_{ot}}{C_i}, \quad (49)$$

которая называется сдвигом напряжения плоских зон. (Для простоты мы не учитывали заряд, захваченный на поверхностных состояниях.) Если по каким-либо причинам можно пренебречь величиной заряда подвижных ионов и зарядом, захваченным на объемных ловушках диэлектрика, выражение (49) упрощается и принимает вид

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f}{C_i}. \quad (49a)$$

Энергетическая зонная диаграмма границы раздела Si — SiO₂ была определена по результатам измерений фотоэмиссии электронов [37]. Установлено, что ширина запрещенной зоны SiO₂ примерно равна 9 эВ, а сродство к электрону $q\chi_i = 0,9$ эВ. Работа выхода из металла в МОП-структурах обычно определяется по результатам измерений фотоотклика или вольт-фарадных характеристик. На рис. 27 приведены экспериментальные зависимости фотоотклика МОП-структур с электродами из различных металлов от энергии возбуждающих фотонов [38]. По оси ординат здесь отложен корень кубический из фотоотклика в произвольных единицах. Пересечение этих прямых с осью абсцисс определяет величину энергетического барьера $q\varphi_B$ между металлом и SiO₂.

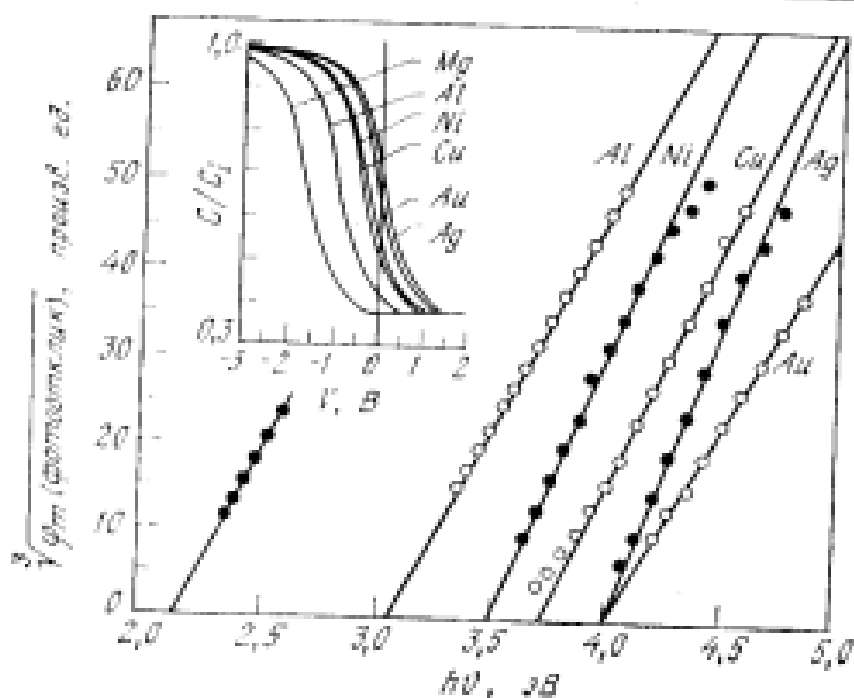


Рис. 27. Зависимость фотоотклика МОП-структур с различными металлическими электродами от энергии фотонов. На вставке приведены соответствующие $C - V$ -кривые [38].

Следовательно, работа выхода из металла Φ_m равна сумме $\Phi_B + \chi_i$. Где χ_i — сродство к электрону в окисле (рис. 2). Подобные результаты получаются также из анализа вольт-фарадных характеристик берни экспериментальных МОП-структур с одинаковыми параметрами окисного слоя и подложки, различающихся лишь материалом полевого электрода (вставка на рис. 27). Как следует из уравнения (49), $C - V$ характеристики таких МОП-структур должны быть сдвинуты относительно друг друга на величину, равную разности работ выхода из соответствующих металлов: $\Phi_{m1} - \Phi_{m2} = \Phi_{B1} - \Phi_{B2}$. Поэтому, если работа выхода электрона для одного из металлов известна, по сдвигу $C - V$ -кривых можно определить абсолютные значения Φ_m для всех остальных металлов.

Экспериментальные значения Φ_m для ряда металлов, определенные указанными методами, приведены в табл. 3, где указаны также работы выхода из соответствующих металлов в вакуум. Отметим совпадение значений Φ_m , определенных вольт-фарадным и фотоэмиссионным методами, и заметное отличие этих значений от работы выхода электрона в вакуум. Последнее не является неожиданным, если учесть поликристалличность металлических пленок, нанесенных в качестве полевого электрода на слой окисла МОП-структуры, а также и то, что условия на границе раздела металл — окисел довольно сильно отличаются от условий на границе монокристаллический металл — вакуум при измерениях «вакуумной» работы выхода электрона. С помощью рассмотренных выше экспериментальных методов было также установлено, что

Таблица 3. Работа выхода металлов

Металл	φ_m (по $C - V$ -критериям), В	φ_m (по фотоотклику), В	φ_m (работа выхода в вакууме), В
Mg	3,35	3,15	3,7
Al	4,1 ¹	4,1	4,25
Ni	4,55	4,6	4,5
Cu	4,7	4,7	4,25
Au	5,0	5,0	4,8
Ag	5,1	5,05	4,3

¹ Это значение φ_m для Al является суммой высоты барьера (3,2 В) и сродства к электрону в SiO_2 (0,9 В).

высота энергетического барьера на границе кремний — двуокись кремния практически не зависит от кристаллической ориентации подложки (в пределах погрешности 0,1 эВ).

Из приведенных выше результатов следует, что разность работ выхода φ_{m2} может составлять заметную долю наблюдаемого сдвига напряжения плоских зон МОП-структуры, и, таким образом, ее необходимо учитывать (см. уравнение (49)) при оценках величины фиксированного заряда окисла по сдвигу $C - V$ -характеристик. В качестве примера на рис. 28, а приведена зонная диаграмма МОП-структуры с алюминиевым полевым электродом и окислом толщиной 500 Å, термически выращенным на кремниевой подложке n -типа ($N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В этом случае $\varphi_m = 4,1$ В, работа выхода из полупроводника $\chi + E_g/2q - \varphi_B = 4,35$ В и, следовательно, разность работ выхода $\varphi_{m2} = 4,1 - 4,35 = -0,25$ В.

При изготовлении современных интегральных схем в качестве затворного электрода широко применяются пленки сильнолегированного поликремния. Для поликремниевых затворов n^+ -типа, где уровень Ферми практически совпадает с положением дна зоны проводимости, эффективная работа выхода φ_m равна величине сродства к электрону в кремнии ($\chi_{\text{Si}} = 4,15$ В). В поликремниевых затворах p^+ -типа, где уровень Ферми лежит у потолка валентной зоны, эффективная работа выхода $\varphi_m = \chi_{\text{Si}} + E_g/q = 5,25$ В.

На рис. 28, б приведена зависимость разности работ выхода φ_{m2} от уровня легирования кремниевой подложки для МОП-структур с затворными электродами из Al, Au и поликремния n^+ - и p^+ -типа [38, 39]. Из этих графиков следует, что в зависимости от материала затвора при нулевом напряжении смещения приповерхностная область полупроводника МОП-структуры может оказаться практически в любом состоянии (от аккумуляции до инверсии).

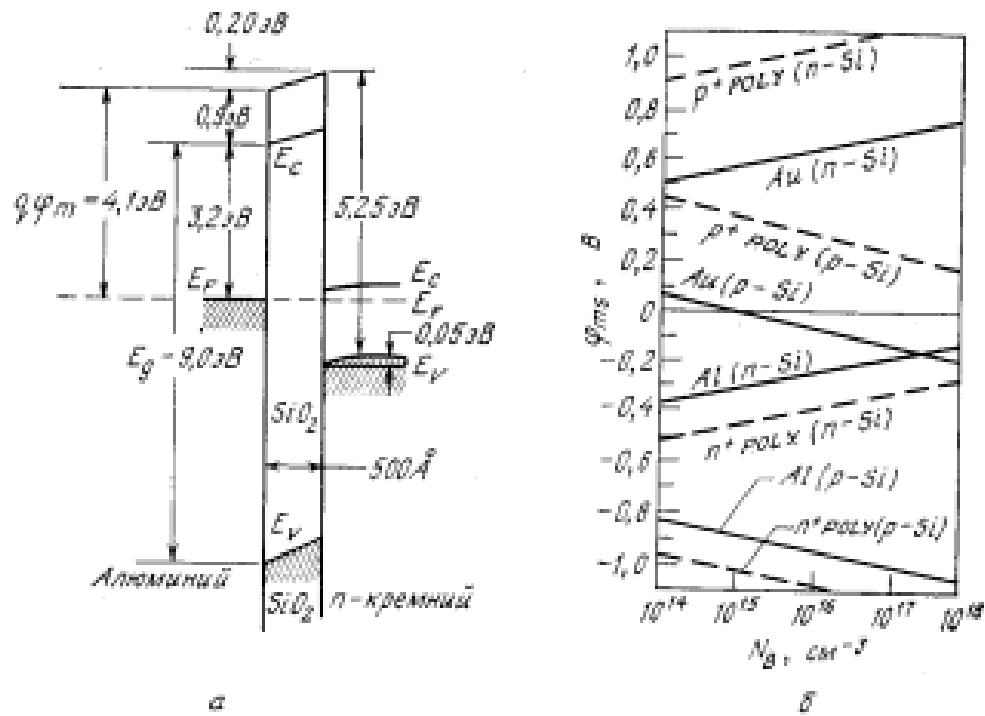
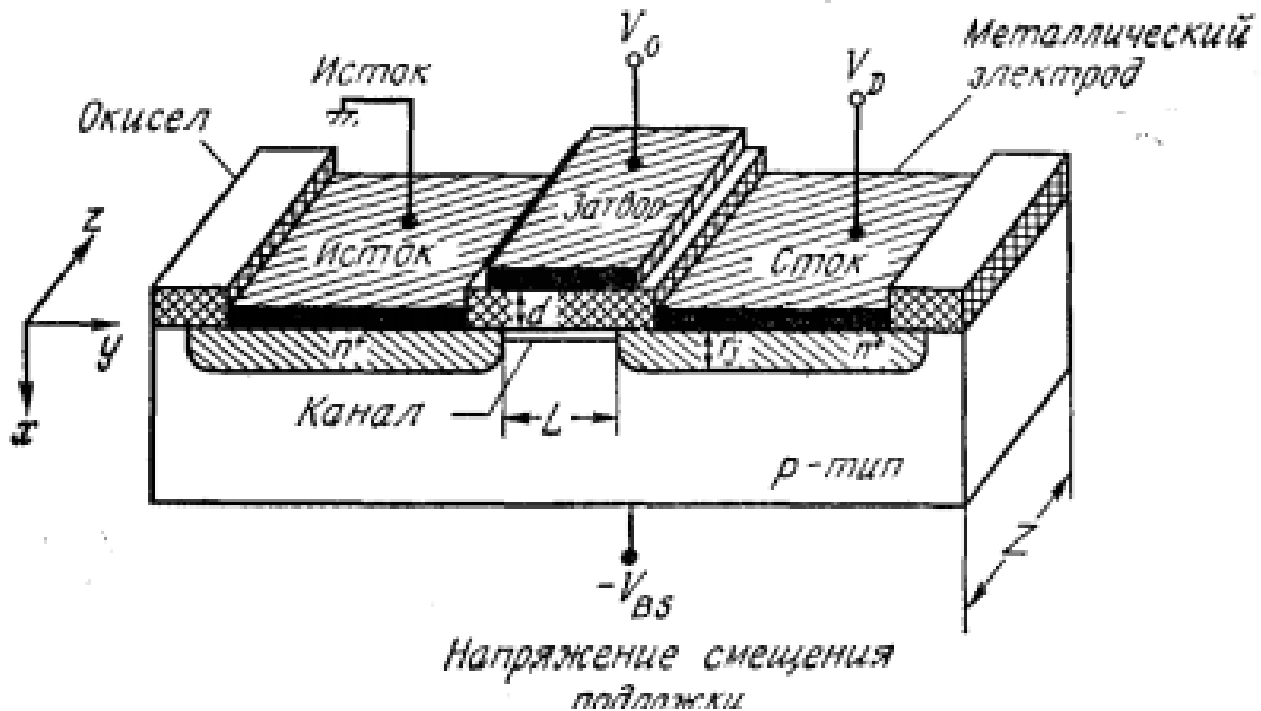


Рис. 28. Зонная диаграмма (а) структуры Al — SiO₂ — Si с толщиной окисла 500 Å и $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и зависимость (б) разности работ выхода от степени легирования в МОП-структурах с электродами из вырожденного поликремния, Al и Au [38, 39].

73. МДН транзистори.

Основная структура полевого транзистора металл—окисел—полупроводник (МОП-транзистора) показана на рис. 3. Этот четырехполюсный прибор состоит из полупроводниковой подложки



p -типа, в которой сформированы (например, с помощью ионной имплантации) две высоколегированные n^+ -области — сток и исток¹. Металлический электрод, отделенный от подложки слоем окисла, называется затвором. В последнее время в качестве затвора используются высоколегированный поликремний, а также некоторые комбинации поликремния и силицидов. Основными параметрами структуры являются длина канала L — расстояние между металлургическими границами n^+ — p -переходов стока и истока, ширина канала Z , толщина слоя изолятора d , глубина переходов r_j и уровень легирования подложки N_A . В кремниевых интегральных схемах отдельный МОП-транзистор окружен в целях изоляции областью с толстым слоем окисла, который называется пассивирующим или полевым (в отличие от тонкого слоя подзатворного окисла).

Рассматривая работу прибора, мы будем все напряжения отсчитывать от потенциала истока, т. е. считать его заземленным. Когда напряжение на затворе отсутствует, электрическая цепь исток — сток представляет собой два n^+ — p -перехода, включенных навстречу друг другу. При этом в ней может протекать очень малый ток, равный току утечки обратносмещенного перехода². Если же к затвору приложено достаточно большое положительное напряжение, у границы с диэлектриком образуется инверсионный слой или канал, соединяющий n^+ -области стока и истока. Проводимость этого инверсионного канала модулируется при изменении напряжения на затворе. Тыловой контакт к подложке может находиться либо под тем же опорным потенциалом, что и исток, либо под напряжением, соответствующим обратному смещению n^+ — p -перехода исток—подложка. Напряжение обратного смещения подложки также влияет на проводимость инверсионного канала.

8.2.1. Неравновесные условия

Когда между стоком и истоком транзистора приложено напряжение, МОП-структура оказывается в неравновесных условиях. При этом квазиуровень Ферми неосновных носителей (в данном случае электронов) оказывается ниже равновесного уровня Ферми. На рис. 4 приведены двумерные зонные диаграммы, соответствующие различным режимам работы МОП-транзистора, который для удобства показан развернутым на 90° (рис. 4, а) [16]. Зонная

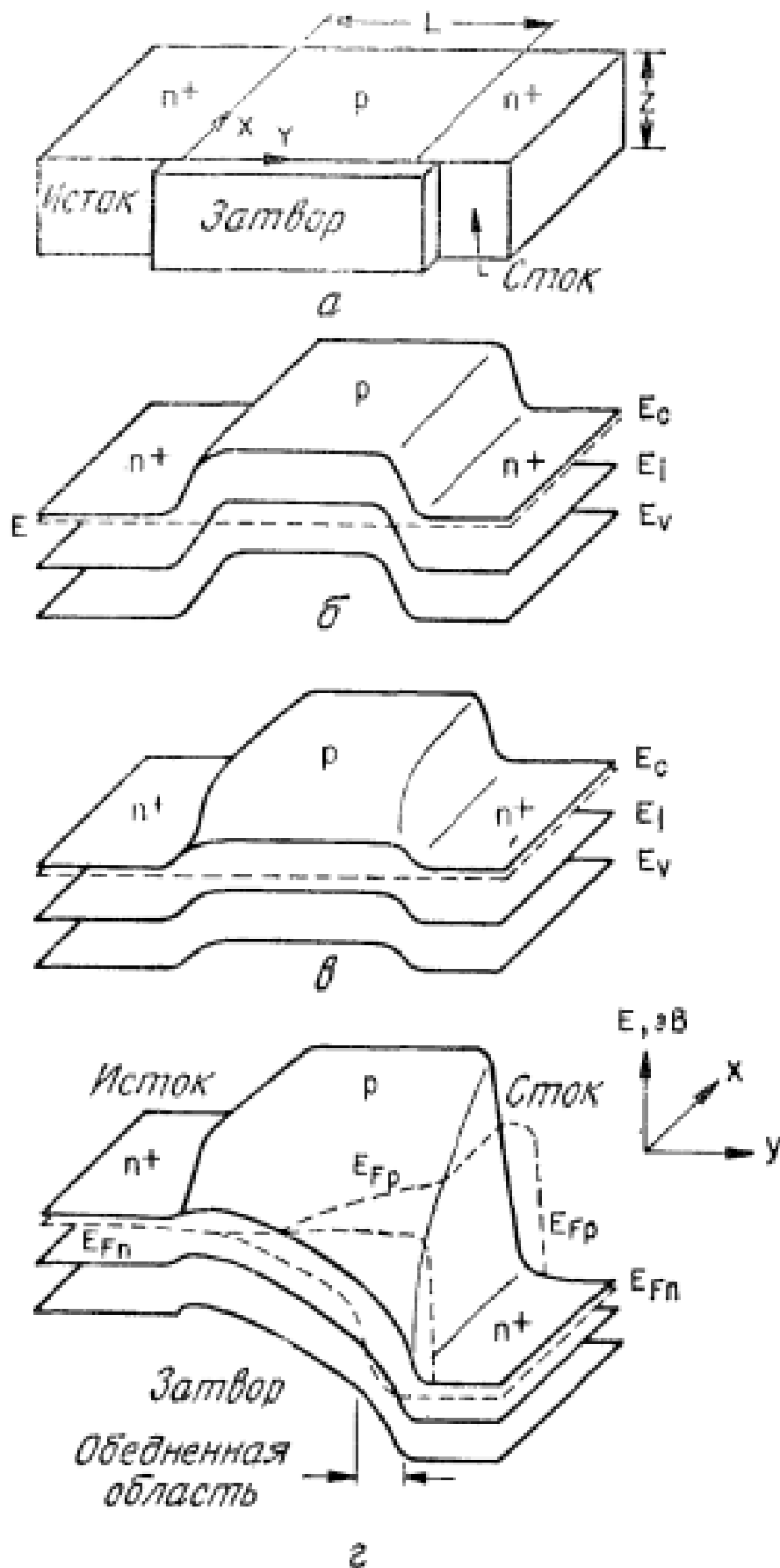


Рис. 4. Двумерная зонная диаграмма n-канального МОП-транзистора [16].
 а — конфигурация прибора; б — равновесная зонная диаграмма (плоские зоны, нулевое смещение подложки); в — равновесная зонная диаграмма при инвертирующем смещении на затворе; г — неравновесная ситуация (напряжения поданы на затвор и сток структуры).

схема на рис. 4, б соответствует равновесным условиям ($V_D = 0$), отсутствию обратного смещения на подложке ($V_{HS} = 0$) и нулевому напряжению на затворе ($V_G = 0$, плоские зоны). На рис. 4, в показана также равновесная ситуация, но уже с инвертированной границей раздела ($V_G > 0$). Неравновесная ситуация, когда соответствующие положительные напряжения приложены и к затвору, и к стоку, показана на рис. 4, г. Штриховыми линиями показаны дырочный и электронный квазиуровни Ферми. В то время как дырочный квазиуровень Ферми E_{FP} не зависит от координат (остается равным равновесному уровню Ферми в объеме подложки), электронный квазиуровень Ферми E_{FN} уменьшается по мере приближения к стоку. Из рис. 4, г видно также, что в неравновесных условиях, для того чтобы инвертировать поверхность вблизи стока, требуется большее напряжение на затворе, чем в равновесном случае, когда $\psi_s(\text{inv}) \simeq 2\psi_B$. Это обусловлено тем, что напряжение на стоке понижает электронный квазиуровень Ферми, а инверсионный слой на поверхности может образоваться только в том случае, когда поверхностный потенциал, отсчитанный от собственного уровня энергии E_i , пересекает квазиуровень Ферми основных носителей.

Подробнее смотри Зи, т.2, стр.7-12

74. МДН-транзистори. Лінійна область та область насичення вихідних вольт-амперних характеристик.

Рассмотрим сначала качественно работу МОП-транзистора. Будем считать, что напряжение на затворе структуры G достаточно для сильной инверсии на границе с окислом (рис. 6, а). Тогда, если напряжение на стоке V_D не слишком велико, инвер-

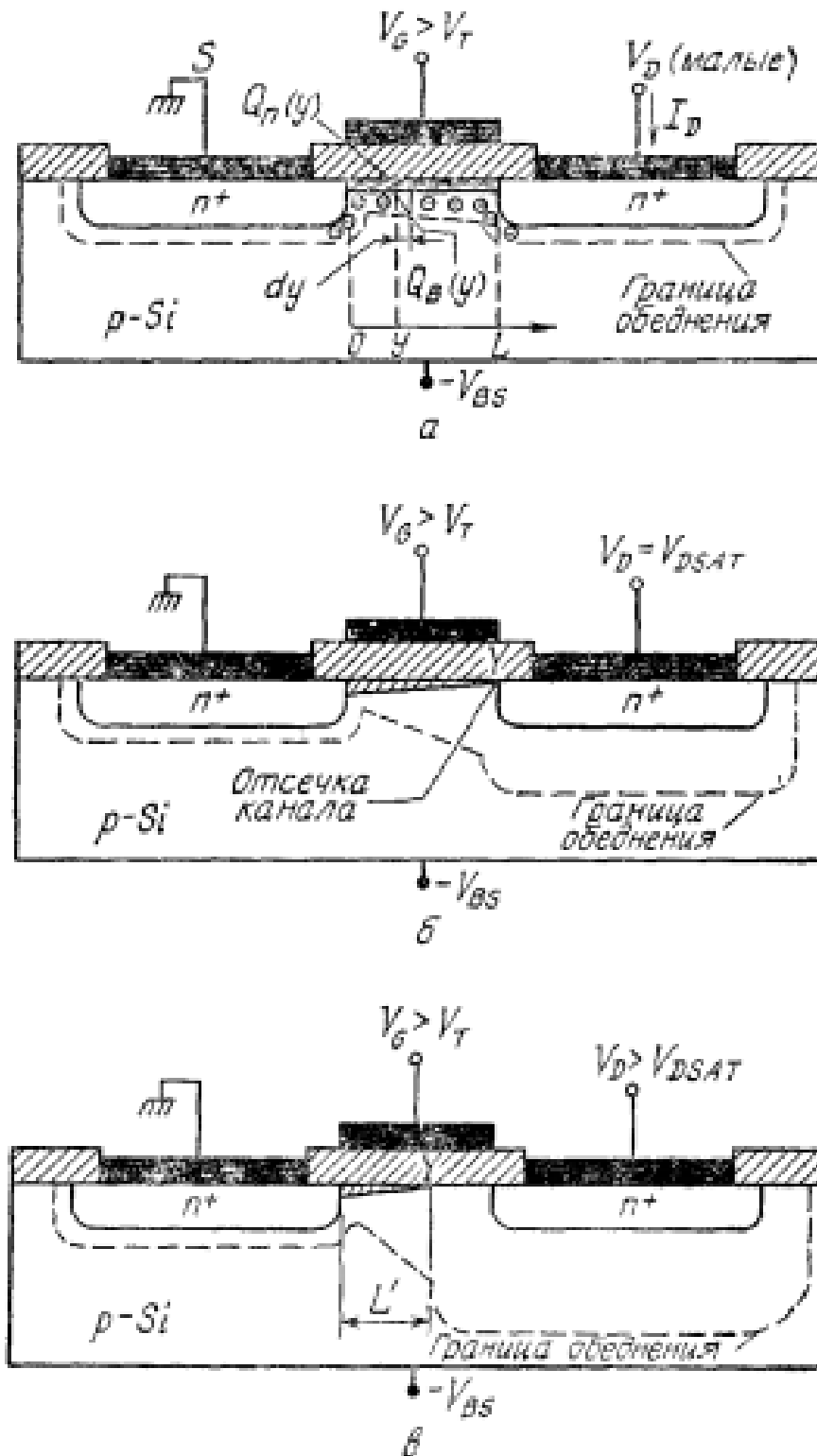


Рис. 6. МОП-транзистор в линейном режиме (малые напряжения на стоке) (а), в начале насыщения (отсечка канала на границе со стоком $Y = L$) (б) и в режиме насыщения (показано уменьшение эффективной длины канала) (в).

сионный слой действует как обычное сопротивление, и ток через проводящий инверсионный канал I_D будет увеличиваться пропорционально напряжению стока V_D . Эта область называется линейной областью работы прибора. С увеличением напряжения на стоке в конце концов достигается момент, когда ширина канала x_i , а следовательно, и заряд инверсионного слоя Q_n в точке $y = L$ (прямо на границе стока) становится равным нулю. Эти условия соответствуют началу режима отсечки канала (рис. 6, б). Напряжение стока в данном режиме обозначим $V_{D, sat}$. При больших напряжениях ($V_D > V_{D, sat}$) точка отсечки Y сдвигается к истоку, а ток стока при этом увеличивается лишь незначительно (рис. 6, в), поскольку напряжение между истоком и точкой отсечки канала Y по-прежнему равно $V_{D, sat}$. Инжекция неосновных носителей из точки Y в обедненную область стока подобна процессу инжекции носителей переходом эмиттер—база биполярного транзистора в обедненную область его коллекторного перехода.

Теперь выведем аналитические соотношения, определяющие основные характеристики МОП-транзисторов, используя при этом следующие допущения: 1) подзатворная область прибора представляет собой идеальную МОП-структуру, что в соответствии с определением этого понятия, данным в гл. 7, означает отсутствие поверхностных состояний, фиксированного заряда в окисле, разности работ выхода между полупроводником и металлом и т. д.; 2) учитывается только дрейфовая компонента тока; 3) подвижность носителей в инверсионном слое постоянна (не зависит от электрического поля); 4) концентрация легирующей примеси в канале однородна; 5) обратные токи утечки p — n -переходов пренебрежимо малы; 6) поперечное электрическое поле \mathcal{E}_x , направленное перпендикулярно границе раздела (по оси x), значительно превышает продольное электрическое поле \mathcal{E}_y , направленное вдоль поверхности (по оси y). Последнее допущение называется приближением плавного канала.

В соответствии с принятыми допущениями поверхностная плотность полного заряда в полупроводнике на расстоянии y от истока и поверхностный потенциал $\psi_s(y)$ в той же точке связаны следующим соотношением:

$$Q_s(y) = [-V_G + \psi_s(y)] C_i, \quad (13)$$

где $C_i \equiv \epsilon_i/d$ — удельная емкость окисла. Используя выражение (8) для заряда инверсионного слоя, получим

$$Q_n(y) = Q_s(y) - Q_B(y) = -[V_G - \psi_s(y)] C_i - Q_B(y). \quad (14)$$

В режиме сильной инверсии поверхностный потенциал ψ_s равен $2\psi_{fc} + V(y)$, где $V(y)$ — напряжение обратного смещения

в точке y по отношению к потенциалу истока (который мы считаем заземленным). Как уже говорилось выше, заряд обедненного слоя

$$Q_B(y) = -qN_A W_m = -\sqrt{2\epsilon_s q N_A |V(y) + 2\psi_B|}. \quad (15)$$

Подставив это выражение в выражение (14), получим

$$Q_n(y) = -[V_G - V(y) - 2\psi_B] C_i + \sqrt{2\epsilon_s q N_A |V(y) + 2\psi_B|}. \quad (16)$$

Проводимость канала представляет собой интеграл

$$g = \frac{Z}{L} \int_0^{x_i} \sigma(x) dx \quad (17)$$

от объемной удельной проводимости

$$\sigma(x) = qn(x) \mu_n(x). \quad (18)$$

Полагая, что подвижность μ не зависит от x , получим

$$g = \frac{qZ\mu_n}{L} \int_0^{x_i} n(x) dx = qZ\mu_n |Q_n|/L. \quad (19)$$

Сопротивление элементарного участка канала длиной dy есть

$$dR = \frac{dy}{gL} = \frac{dy}{Z\mu_n |Q_n(y)|} \quad (20)$$

и, следовательно, падение напряжения на этом участке

$$dV = I_D dR = \frac{I_D dy}{Z\mu_n |Q_n(y)|}, \quad (21)$$

где ток стока I_D — константа, не зависящая от y . Умножив выражение (16) на выражение (21) и проинтегрировав полученное выражение от истока ($y = 0$, $V = 0$) до стока ($y = L$, $V = V_D$), для рассматриваемого идеализированного случая найдем

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_i \left\{ \left(V_G - 2\psi_B - \frac{V_D}{2} \right) V_D - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A}}{C_i} \left[(V_D + 2\psi_B)^{3/2} - (2\psi_B)^{3/2} \right] \right\}. \quad (22)$$

Из выражения (22) следует, что при фиксированном напряжении на затворе V_G ток стока I_D сначала линейно увеличивается с напряжением стока V_D (линейная область), затем крутизна характеристики плавно уменьшается до нуля, после чего начинается область насыщения. Семейство выходных ($I_D - V_D$) характеристик идеального МОП-транзистора приведено на рис. 7.

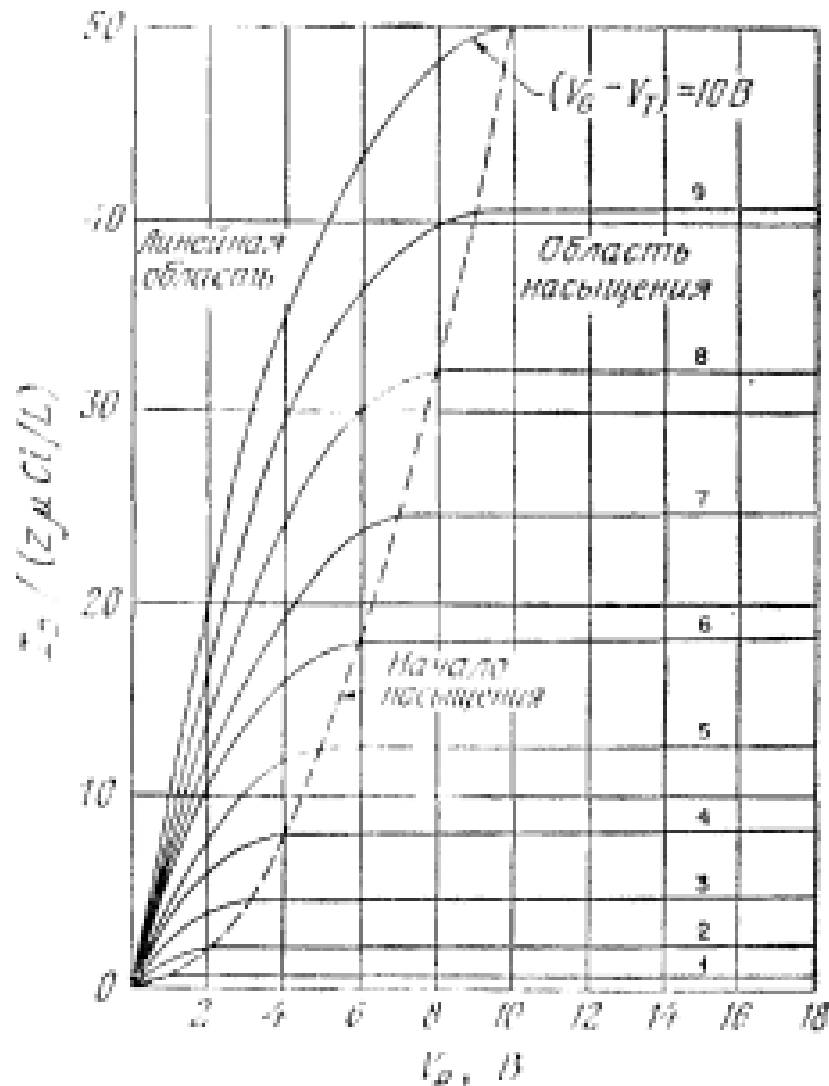


Рис. 7. Выходные (стокные) характеристики идеального МОП-транзистора (I_D в зависимости от V_D). Штриховая линия соединяет точки начала насыщения на характеристиках, соответствующих различным смещениям на затворе транзистора ($I_{D \text{ sat}}, V_{D \text{ sat}}$). При $V_D > V_{D \text{ sat}}$ ток стока остается постоянным.

Рассмотрим названные выше две области более подробно. Для малых напряжений стока, разлагая выражение (22), получим

$$I_D \approx \frac{z}{L} \mu_n C_i \left[(V_G - V_T) V_D - \left(\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{4C_i} \right) V_D^2 \right], \quad (23)$$

или еще проще (при $V_D \ll (V_G - V_T)$)

$$I_D \approx \frac{z}{L} \mu_n C_i (V_G - V_T) V_D, \quad (23a)$$

где

$$V_T = 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} \quad (24)$$

— пороговое напряжение. Теоретические зависимости порогового напряжения от концентрации примеси и толщины изолятора для Si—SiO₂-систем были приведены в гл. 7 (рис. 14). Эксперимен-

тально пороговое напряжение определяют, линейно продолжая измеренную при малых V_D сток-затворную характеристику ($I_D - V_G$) до пересечения с осью напряжений.

Дифференцируя выражение (23а), получим для проводимости g_D и крутизны g_m идеального МОП-транзистора в линейной области

$$g_D \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{const}} = \frac{Z}{L} \mu_n C_t (V_G - V_T), \quad (25)$$

$$g_m \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const}} = \frac{Z}{L} \mu_n C_t V_D. \quad (26)$$

По мере увеличения напряжения стока V_D заряд инверсионного слоя Q_n в точке $y = L$ (у края стока) уменьшается и, наконец, становится равным нулю при $V_D = V_{D \text{ sat}}$. Это явление по аналогии с подобным эффектом в полевых транзисторах с $p-n$ -переходом в качестве затвора называется отсечкой канала. При $V_D = V_{D \text{ sat}}$ ток стока достигает максимального значения $I_{D \text{ sat}}$. При больших напряжениях ($V_D > V_{D \text{ sat}}$) наступает насыщение ($I_D = I_{D \text{ sat}}$). Величину напряжения отсечки $V_{D \text{ sat}}$ получим, приравняв нулю выражение (16) с $V(L) = V_{D \text{ sat}}$:

$$V_{D \text{ sat}} = V_G - 2\varphi_n - K^2(1 - \sqrt{1 + 2V_G/K^2}), \quad (27)$$

где $K = \sqrt{e_s q N_A / C_t}$. Ток насыщения $I_{D \text{ sat}}$ можно найти, подставив выражение (27) в выражения (22) и (23):

$$I_{D \text{ sat}} \approx \frac{mZ}{L} \mu_n C_t (V_G - V_T)^2, \quad (28)$$

где коэффициент m в общем случае зависит от уровня легирования подложки. При сравнительно малых концентрациях примеси $m \approx 1/2$ [11]. Пороговое напряжение V_T в этом выражении в режиме насыщения для МОП-транзисторов с низколегированными подложками определяется также уравнением (24). В сильнолегированных структурах V_T оказывается зависящим от V_G . Крутизна МОП-транзистора в области насыщения в соответствии с выражением (28) равна

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const}} = \frac{2mZ}{L} \mu_n C_t (V_G - V_T). \quad (29)$$

При выводе соотношений, определяющих основные характеристики МОП-транзисторов, мы использовали ряд упрощающих предположений. Попробуем теперь отказаться от первых двух предположений, т. е. проанализируем, какое влияние на характеристики МОП-транзистора оказывают неидеальность МОП-структуры и диффузионная компонента тока в канале. Как уже говорилось в гл. 7. фиксированный заряд окисла и пазность

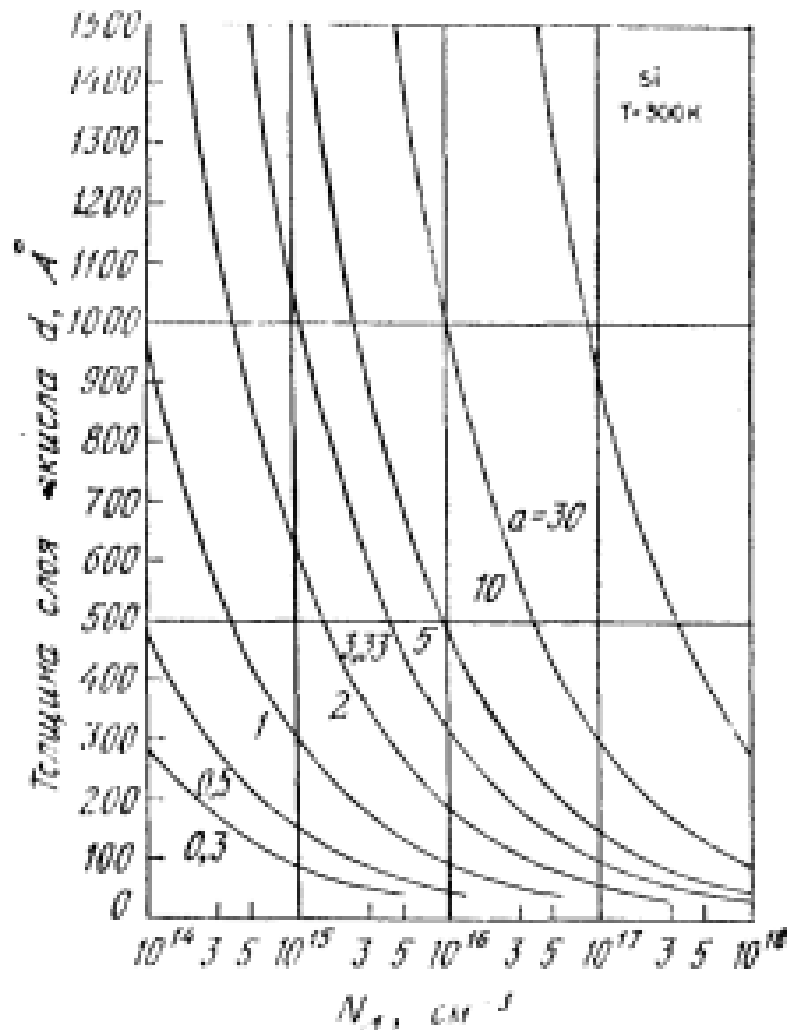


Рис. 8. Номаграмма для определения значений безразмерного параметра α [19].

работ выхода электрона из металла и полупроводника обуславливают сдвиг напряжения плоских зон МОП-структуры V_{FB} . Ясно, что на эту же величину должно сдвинуться и пороговое напряжение МОП-транзистора:

$$\begin{aligned}
 V_T &= V_{FB} + 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} = \\
 &= \left(\varphi_{ms} - \frac{Q_f}{C_i} \right) + 2\psi_B + \frac{\sqrt{4\epsilon_s q N_A \psi_B}}{C_i}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

На пороговое напряжение МОП-транзистора влияет также напряжение обратного смещения подложки V_{BS} :

$$V_T = V_{FB} + 2\psi_B + \sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B + V_{BS})} / C_i, \quad (31)$$

или

$$\begin{aligned}
 \Delta V_T &= V_T(V_{BS}) - V_T(V_{BS} = 0) = \\
 &= \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A}}{C_i} (\sqrt{2\psi_B + V_{BS}} - \sqrt{2\psi_B}) =
 \end{aligned}$$

$$= \frac{a}{\beta} (\sqrt{2\beta\psi_B + \beta V_{BS}} - \sqrt{2\beta\psi_B}), \quad (32)$$

где

$$a \equiv \sqrt{2} (\epsilon_s/L_D)/C_1 = \sqrt{2} (\epsilon_s/\epsilon_i) (d/L_D). \quad (33)$$

При выполнении конкретных расчетов для нахождения a удобно использовать номограмму, приведенную на рис. 8 [19]. Семейство зависимостей сдвига порогового напряжения ΔV_T от смещения подложки V_{BS} для некоторых типичных значений параметра a приведено на рис. 9. Легко видеть, что чем больше a , тем больше ΔV_T .

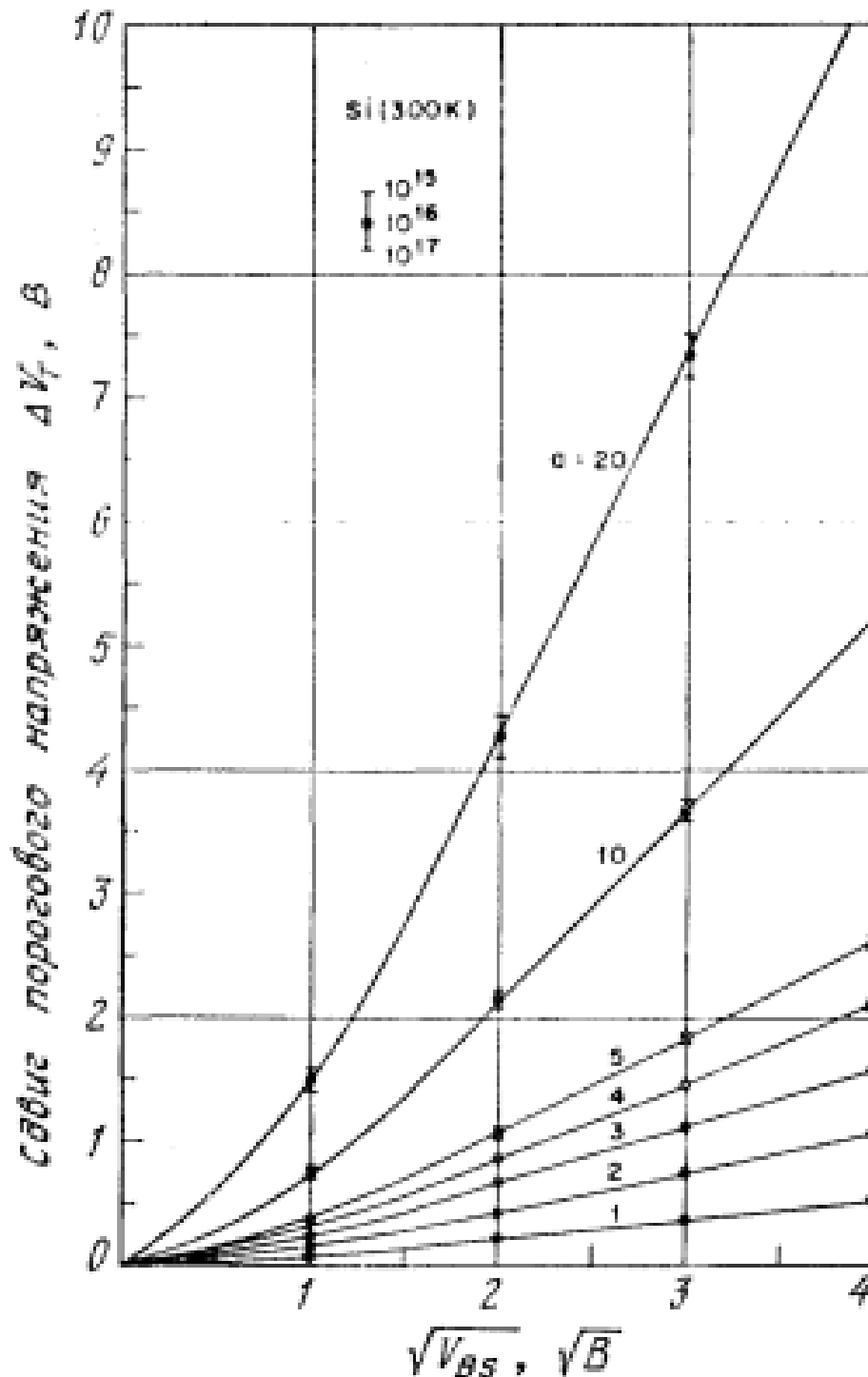


Рис. 9. Сдвиг порогового напряжения за счет обратного смещения подложки

Для исследования влияния диффузионной компоненты тока канала рассмотрим двумерную зонную схему МОП-транзистора в неравновесных условиях (рис. 4, з), где, в частности, показано изменение положения электронного квазиуровня Ферми по длине канала. С помощью этого квазиуровня ψ_{Fn} плотность полного тока канала, включая обе его компоненты (диффузионную и дрейфовую), можно записать в виде

$$J_D(x, y) = qn_n \delta_v + qD_n \nabla n = -qD_n n(x, y) \nabla \psi_{Fn}. \quad (34)$$

Снова используя приближение плавного канала, из выражения (34) получим для полного тока

$$\begin{aligned} I_D &= \int_0^{x_t} J_D(x, y) Z dx = \\ &= \frac{1}{L} \int_0^L D_n q Z \left(\frac{\partial \psi_{Fn}}{\partial y} \right) \int_0^{x_t} n(x, y) dx dy = \\ &= \frac{Z}{L} \frac{\varepsilon_s \mu_n}{L_D} \int_0^{V_D} \int_{\psi_B}^{\psi_s} \frac{e^{\beta\psi - \beta V}}{F(\beta\psi, V, n_{p0}/p_{p0})} d\psi dV. \end{aligned} \quad (35)$$

Напряжение на затворе связано с поверхностным потенциалом ψ_s соотношением

$$\begin{aligned} V_G' &= V_G - V_{FB} = -\frac{Q_s}{C_i} + \psi_s = \\ &= \frac{2\varepsilon_s kT}{C_i q L_D} F\left(\beta\psi_s, V, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) + \psi_s. \end{aligned} \quad (36)$$

Когда напряжение на затворе V_G существенно превышает пороговое напряжение V_T , выражение (35) переходит в приближенную формулу (22). Однако в окрестности порогового напряжения, а также вблизи отсечки канала точность формулы (22) недостаточна, и здесь следует использовать точное выражение (35). Для конкретных структур с определенными значениями физических параметров (размеров, концентрации примеси, подвижности) уравнения (35) и (36) решаются численными методами. Получаемые при этом зависимости справедливы при любых напряжениях на стоке (и в линейной области, и в области насыщения). В качестве примера на рис. 10 приведены результаты одного из таких расчетов [16], которые отчетливо демонстрируют эффект насыщения тока — типичное свойство выходных характеристик МОП-транзисторов с длинным каналом.

- 75. Порогова напруга.
- 76. Провідність і крутизна МДН транзистора в лінійній області.
- 77. Вплив неідеальності МОН структури на порогову напругу.
- 78. Вплив оберненого зміщення підкладки на порогову напругу.

Питання 75, 76, 77, 78 входять в питання 74, бо їх просто неможливо розділити

79. Підпорогова область МДН транзистора.

8.2.3. Подпороговая область

Если напряжение на затворе МОП-транзистора ниже порогового и граница с окислом находится в условиях слабой инверсии, соответствующий ток стока называют подпороговым током [20, 21]. Подпороговая область характеристик особенно важна для МОП-транзисторов, предназначенных для работы в низковольтных полупроводниковых устройствах с малым энергопотреблением (цифровые логические схемы, устройства памяти), поскольку именно этот режим соответствует закрытому состоянию МОП-транзистора, а также описывает процесс переключения из закрытого состояния в открытое.

В условиях слабой инверсии основной компонентой тока канала является диффузионная составляющая. Формула для тока стока выводится так же, как и выражение для коллекторного тока в биполярном транзисторе с однородно легированной базой. Рассматривая МОП-транзистор как $n-p-n$ - (исток—подложка—сток)-биполярный транзистор, можно написать

$$I_D = -qAD_n \frac{dn}{dy} = qAD_n \frac{n(0) - n(L)}{L}, \quad (37)$$

где A — эффективная поперечная площадь канала, а $n(0)$ и $n(L)$ — объемные концентрации электронов у истока и стока соответственно (рис. 6, а):

$$n(0) = n_{p0} e^{\beta \psi_s}, \quad (38a)$$

$$n(L) = n_{p0} e^{\beta \psi_s - \beta V_D}. \quad (38b)$$

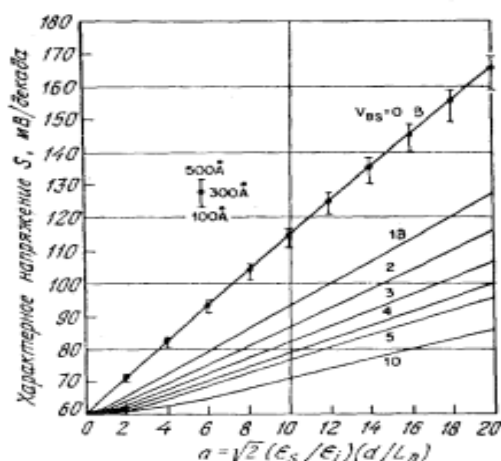


Рис. 11. Характерный сдвиг затворного напряжения S , обеспечивающий в подпороговой области изменение тока на порядок, при различных обратных смещениях подложки [19].

Здесь ψ_s — поверхностный потенциал у истока. Эффективная поперечная площадь канала представляет собой произведение ширины канала Z на эффективную толщину инверсионного слоя в направлении, перпендикулярном поверхности. Поскольку концентрация электронов экспоненциально зависит от потенциала ψ , эффективная толщина канала равна расстоянию от поверхности, на котором потенциал уменьшается на величину порядка kT/q . Следовательно, эффективная толщина канала равна $kT/q\mathcal{E}_s$, где \mathcal{E}_s — поверхностное электрическое поле, которое в режиме слабой инверсии определяется выражением

$$\mathcal{E}_s = -Q_D/\epsilon_s = \sqrt{2qN_A\psi_s/\epsilon_s}. \quad (39)$$

Подставив выражения (38) и (39) в выражение (37), получим [18, 22]

$$I_D = \mu_n \left(\frac{Z}{L}\right) \frac{qC_i}{2\beta^2} \left(\frac{n_i}{N_A}\right)^2 (1 - e^{-\beta V_D}) e^{\beta\psi_s} (\beta\psi_s)^{-1/2}. \quad (40)$$

В последнем выражении были использованы соотношение Эйнштейна $D_n = \mu_n kT/q$ и безразмерный параметр a , характеризующий МОП-структуру. Поверхностный потенциал ψ_s у истока в этих обозначениях записывается через напряжение на затворе V_G следующим образом [18, 19]:

$$\psi_s = (V_G - V_{FB}) - \frac{a^2}{2\beta} \left\{ \left[1 + \frac{4}{a^2} (\beta V_G - \beta V_{FB} - 1) \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (41)$$

Из выражения (40) следует, что в подпороговой области ток стока экспоненциально увеличивается с ростом напряжения на затворе V_G и перестает зависеть от напряжения стока при $V_D > 3kT/q$. С помощью формул (40) и (41) можно определить характерное изменение напряжения на затворе S , требуемое для изменения тока стока на порядок. По определению

$$\begin{aligned} S &= \ln 10 dV_G/d(\ln I_D) = \\ &= (kT/q) \ln 10 d(\beta V_G)/d(\ln I_D) = \\ &= (kT/q) \ln 10 \left[1 + C_D(\psi_s)/C_i \right] \left\{ 1 + \left(\frac{2}{a^2}\right) [C_D(\psi_s)/C_i]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (42)$$

В обычных ситуациях, когда $a \gg C_D/C_i$,

$$S \approx \frac{kT}{q} \ln 10 (1 + C_D/C_i). \quad (43)$$

Слагаемое в скобках здесь представляет собой отношение емкостного делителя $(C_i + C_D)/C_i$. В структурах с высокой плотностью поверхностных состояний D_{it} эффективную емкость поверхностных состояний $C_{it} = qD_{it}$ нужно «включить» параллельно емкости обед-

нешнего слоя C_D , т. е. заменить в выражении (43) C_D на $C_D + C_{it}$. При этом

$$S_{Dit} \approx \frac{kT}{q} \lg 10 \left(1 + \frac{C_D + C_{it}}{C_i} \right). \quad (44)$$

Когда к подложке МОП-транзистора приложено обратное смещение, поверхностный потенциал ψ_s увеличивается и соответственно уменьшается емкость обедненного слоя C_D , а следовательно, и характерное изменение затворного напряжения S . На рис. 11 приведены теоретические зависимости S от величины параметра α при различных обратных смещениях на подложке МОП-транзистора [19]. Следует отметить, что существенное уменьшение S вызывает уже «первый вольт» обратного смещения подложки.

Экспериментальные подпороговые характеристики МОП-транзистора с длинным каналом (15,5 мкм) для трех значений напряжения обратного смещения V_{BS} приведены на рис. 12 [23]. Как и следовало ожидать, ниже порогового напряжения V_T , отмеченного на каждой из кривых стрелочкой, ток стока МОП-транзистора экспоненциально зависит от напряжения на затворе.

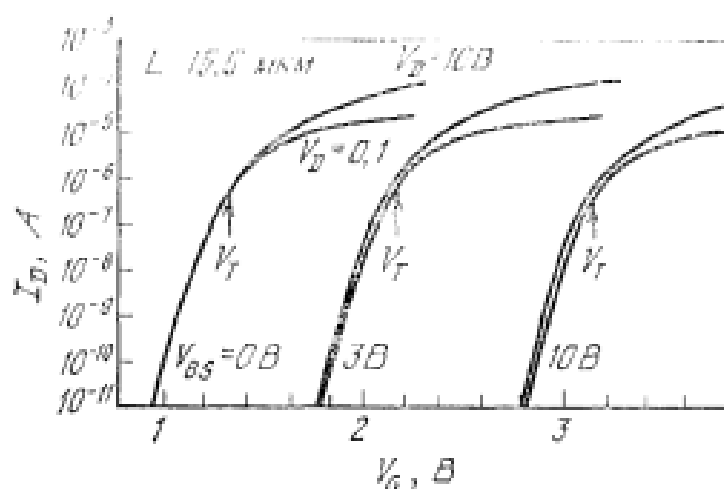


Рис. 12. Экспериментальные подпороговые характеристики МОП-транзистора с длинным каналом ($L = 15,5$ мкм) [23].

Отметим также, что подпороговый участок экспериментальных кривых практически не изменяется при изменении напряжения стока от 0,1 до 10 В. Независимость I_D от V_D на подпороговом участке характерна для длинноканального поведения МОП-транзистора. Толщина слоя окисла и уровень легирования подложки прибора, характеристики которого приведены на рис. 12, составляли 570 \AA и $5,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. (Параметр α равен 4.) При этом теоретические значения $S = 83$ мВ на декаду для $V_{BS} = 0$, $S = 67$ мВ на декаду для $V_{BS} = 3$ В и $S = 63$ мВ на декаду при $V_{BS} = 10$ В (рис. 11), а $\Delta V_T = 0,75$ В для $V_{BS} = 3$ В и $\Delta V_T = 1,7$ В для $V_{BS} = 10$ В (рис. 9). Эти результаты близки к экспериментальным значениям соответствующих величин, найденным по характеристикам прибора (рис. 12).

80. Залежність рухливості носіїв в каналі МДН транзистора від поперечного електричного поля.

8.2.4. Подвижность носителей

При малых продольных электрических полях \mathcal{E}_y дрейфовая скорость носителей инверсионного слоя пропорциональна приложенному полю $v_d = \mu_n \mathcal{E}_y$ (\mathcal{E}_y — параллельно направлению тока). Из результатов измерений следует, что дрейфовая поверхностная подвижность μ_n зависит от поперечного электрического поля \mathcal{E}_x (\mathcal{E}_x перпендикулярно направлению тока). На рис. 13 приведены зависимости $\mu_n(\mathcal{E}_x)$, измеренные [24] при трех различных температурах в кремниевых МОП-структурах на *p*-подложке с ориентацией (100). Отметим, что, согласно результатам работы [24], подвижность μ_n не зависит от обработки поверхности и уровня легирования подложки при $N_A < 10^{17}$ см⁻³. При постоянной

температуре поверхностная подвижность уменьшается с увеличением эффективного поперечного электрического поля

$$(\mathcal{E}_x)_{\text{eff}} = \frac{1}{r_n} \left(Q_n + \frac{1}{2} Q_n \right), \quad (45)$$

где $(\mathcal{E}_x)_{\text{eff}}$ — поперечное электрическое поле, усредненное по распределению электронов в инверсионном слое.

При увеличении продольного электрического поля \mathcal{E}_y наступает насыщение дрейфовой скорости (аналогично тому, что наблюдается в объеме кремния). Экспериментальные зависимости дрейфовой скорости инверсионных электронов от величины продольного электрического поля приведены на рис. 14 [25, 26]. При фиксированном значении поперечного электрического поля \mathcal{E}_x дрейфовая скорость при малых значениях \mathcal{E}_y пропорциональна продольному полю \mathcal{E}_y , причем коэффициент пропорциональности равен подвижности μ_n . Зависимость μ_n от \mathcal{E}_x приведена на рис. 13. При увеличении поля \mathcal{E}_y дрейфовая скорость стремится к определенному пределу. Ее зависимость от поля \mathcal{E}_y можно аппроксимировать довольно общим выражением [27]

$$v_d = v_0 \left[1 + \left(\frac{v_n}{v_c} \right)^2 \left(\frac{v_0}{v_c} + G \right)^{-1} + \left(\frac{v_0}{v_s} \right) \right]^{-1/2}, \quad (46)$$

где v_c , v_s и G — подгопочные параметры, а

$$v_0 \equiv \mu_n(\mathcal{E}_x) \mathcal{E}_y. \quad (47)$$

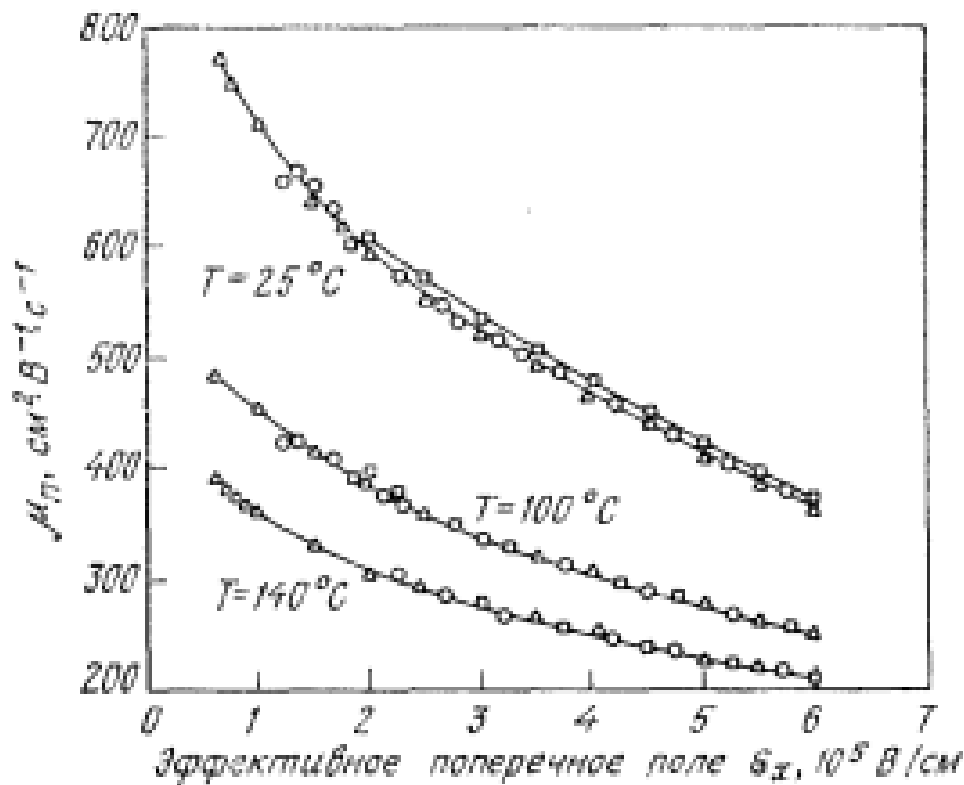


Рис. 13. Зависимость подвижности инверсионного слоя μ_n от эффективного поперечного поля E_x при трех температурах ($E_y < 10^5 \text{ В/см}$) [24].

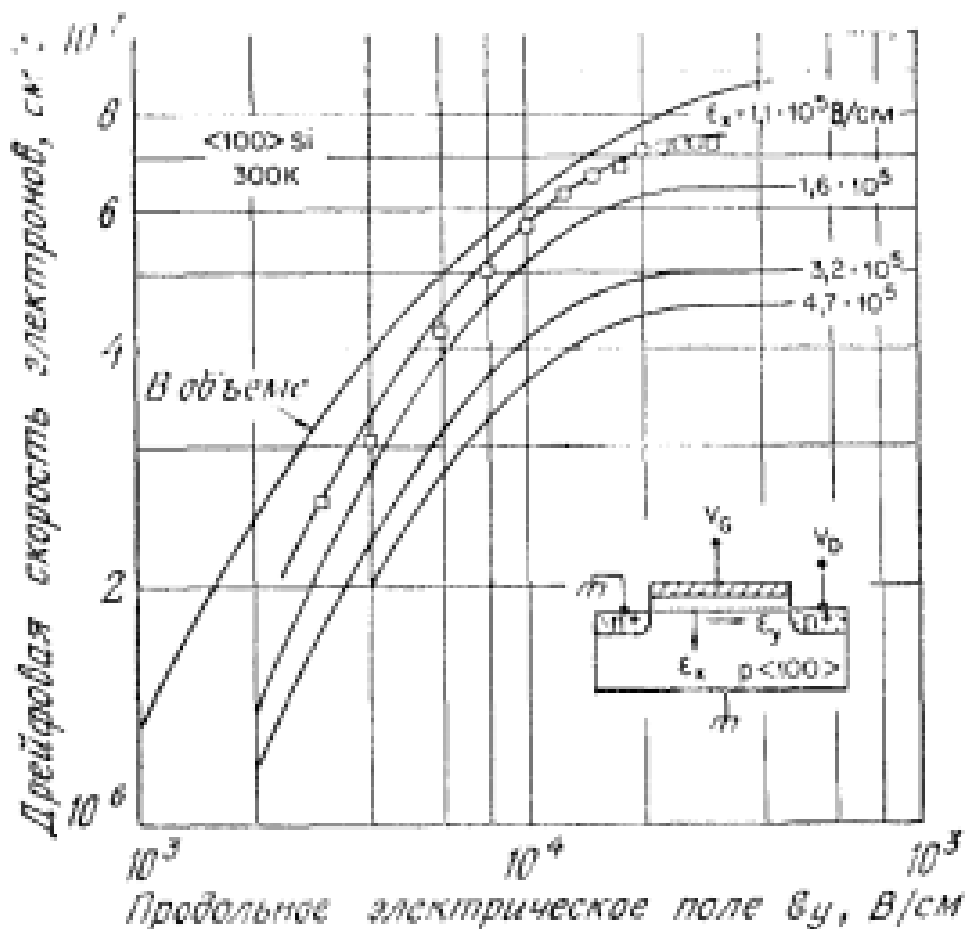


Рис. 14. Зависимость дрейфовой скорости электронов от продольного поля при некоторых значениях поперечного поля [25, 26].

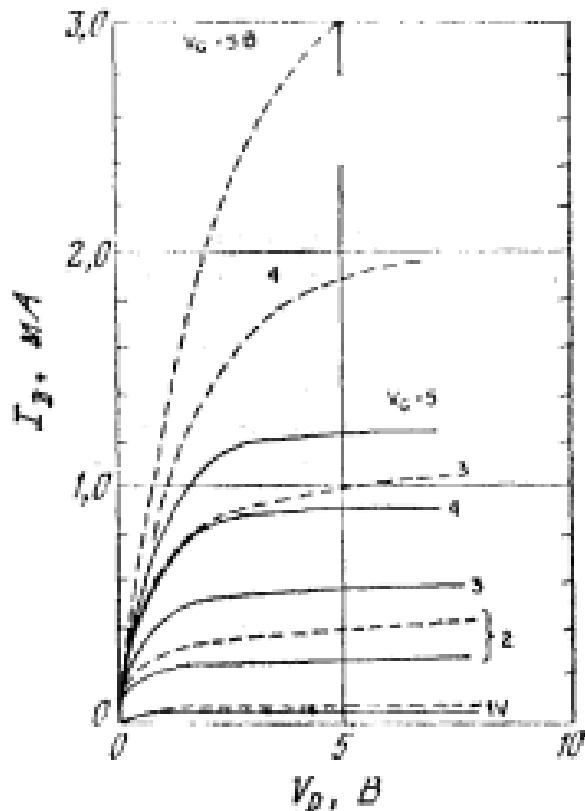


Рис. 15. Стоковые характеристики, рассчитанные в предположении постоянной подвижности (---) и с учетом полевой зависимости подвижности (—) [28].

Отметим, что подвижность $\mu_n(\mathcal{E}_x)$ — однозначная функция поперечного поля \mathcal{E}_x . Если $\mathcal{E}_y \rightarrow 0$, зависимость $v_x(\mathcal{E}_y)$ стремится к $v_d = v_0 = \mu_n(\mathcal{E}_x) \mathcal{E}_y$. Если же $\mu_n \mathcal{E}_y > v_s$, дрейфовая скорость примерно равна величине v_s , которая также зависит от поперечного электрического поля \mathcal{E}_x .

В гл. 6 рассматривалось влияние насыщения дрейфовой скорости на характеристики полевых транзисторов с $p-n$ -переходом в качестве затвора. Аналогичные результаты для МОП-транзистора приведены на рис. 15, где сравниваются расчетные характеристики, полученные в предположении постоянной подвижности, и экспериментальные зависимости в том же приборе с учетом насыщения дрейфовой скорости [28]. Эффект насыщения дрейфовой скорости приводит, во-первых, к существенному уменьшению тока насыщения МОП-транзистора и, во-вторых, к тому, что ток насыщения примерно пропорционален напряжению на затворе, а не квадратичен, как предсказывает теория идеального МОП-транзистора [28]. В условиях насыщения дрейфовой скорости ток насыщения МОП-транзистора

$$I_{D \text{ sat}} = ZC_t (V_G - V_T) v_s, \quad (48)$$

и, следовательно, его крутизна в этом режиме постоянна:

$$\mu_m = (dI_{D \text{ sat}}/dV_G) = ZC_t v_s. \quad (49)$$

81. Типы МОН транзисторів.

8.2.6. Типы МОП-транзисторов

Идеальный МОП-транзистор представляет собой усилитель с бесконечным входным сопротивлением и генератором тока на выходе. Электрические свойства реальных приборов представляются более сложной эквивалентной схемой. На рис. 18 приведена одна из таких схем (для схемы включения с общим истоком) [32]. О дифференциальной крутизне g_m мы уже говорили выше. Входная проводимость G_{in} определяется током утечки через тонкий слой подзатворного окисла. Для термически выращенных слоев двуокиси кремния ток утечки между затвором и каналом очень мал (его плотность составляет 10^{-10} А·см⁻²), и

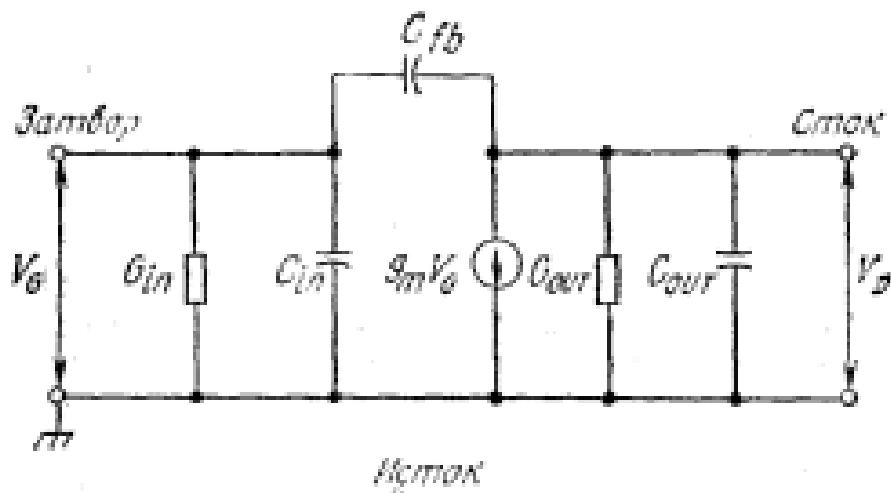


Рис. 18. Эквивалентная электрическая схема МОП-транзистора для включения с общим истоком [6].

обычно входной проводимостью пренебрегают. Входная емкость C_{in} равна dQ_M/dV_G , где Q_M — полный заряд на затворе [16]. В реальных приборах тонкий слой окисла и затвор частично перекрывают области стока и истока. Этот краевой эффект дает основной вклад в проходную емкость C_{fb} . Выходная проводимость G_{out} равна проводимости стокового $p-n$ -перехода. Выходная емкость C_{out} представляет главным образом емкости $p-n$ -переходов стока и истока, последовательно соединенные через объем полупроводниковой подложки. В линейном режиме МОП-транзистора максимальная рабочая частота прибора

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} \approx \frac{\mu_n V_D}{2\pi l^2} \quad (52)$$

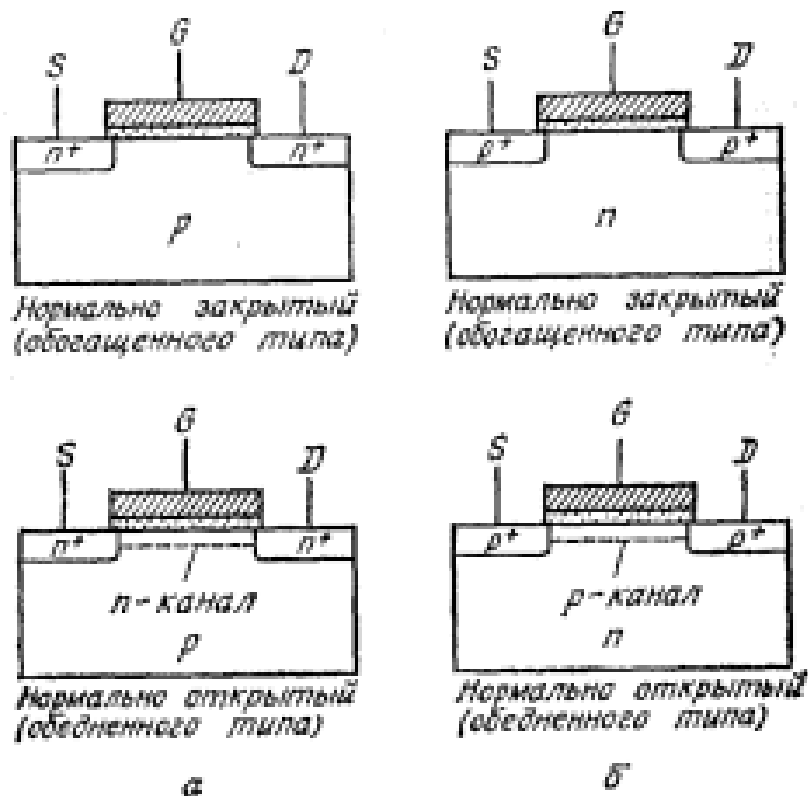


Рис. 19. Основные типы МОП-транзисторов.
 а — n-канальные; б — p-канальные.

Тип	Электрический символ	Выходные характеристики	Передающие характеристики
n-канал Нормально закрытый (обогащенного типа)			
n-канал Нормально открытый (обедненного типа)			
p-канал Нормально закрытый (обогащенного типа)			
p-канал Нормально открытый (обедненного типа)			

Рис. 20. Электрические символы, передающие и выходные характеристики четырех типов МОП-транзисторов [33].

Этот результат следует из выражения (26) и того факта, что $C_{in} \simeq \simeq ZLC_1$. В области насыщения (см. выражение (49))

$$I_m \simeq \frac{v_s}{2\pi L}, \quad (53)$$

что соответствует времени пролета канала со скоростью насыщения

$$\tau = \frac{L}{v_s}. \quad (54)$$

Для $L = 1$ мкм и $v_s = 10^7$ см·с⁻¹ время пролета τ составляет всего лишь 10 пс. Однако в типичных кольцевых осцилляторах на МОП-транзисторах с длиной канала 1 мкм измеряемые времена задержки обычно на порядок больше. Следовательно, такие задержки обусловлены главным образом различными паразитными емкостями и сопротивлениями в окружении прибора.

В зависимости от типа инверсионного канала различают четыре основных типа МОП-транзисторов. Если при нулевом

напряжении на затворе проводимость канала очень мала и для образования инверсионного *n*-канала к затвору нужно приложить положительное напряжение, такой прибор называется нормально закрытым (обогащенного типа) *n*-канальным МОП-транзистором. Если же *n*-канал существует уже при нулевом смещении на затворе и, чтобы уменьшить его проводимость, к затвору следует приложить отрицательное обедняющее напряжение, такой прибор называют нормально открытым (обедненного типа) *n*-канальным МОП-транзистором. Оба этих типа *n*-канальных приборов показаны на рис. 19, а. Аналогичным образом классифицируются *p*-канальные МОП-транзисторы: нормально закрытые (обогащенного типа) и нормально открытые (обедненного типа) (рис. 19, б).

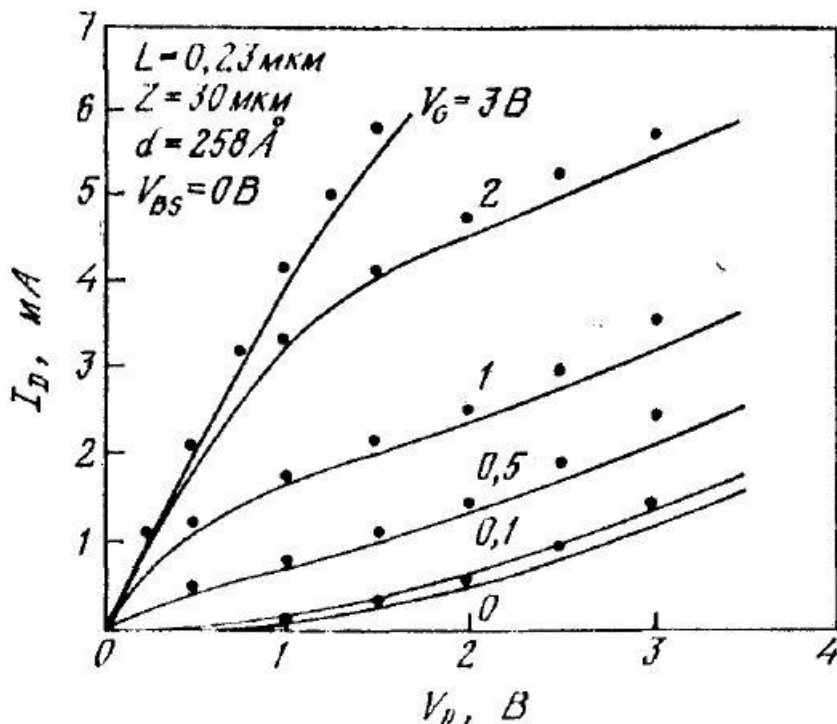
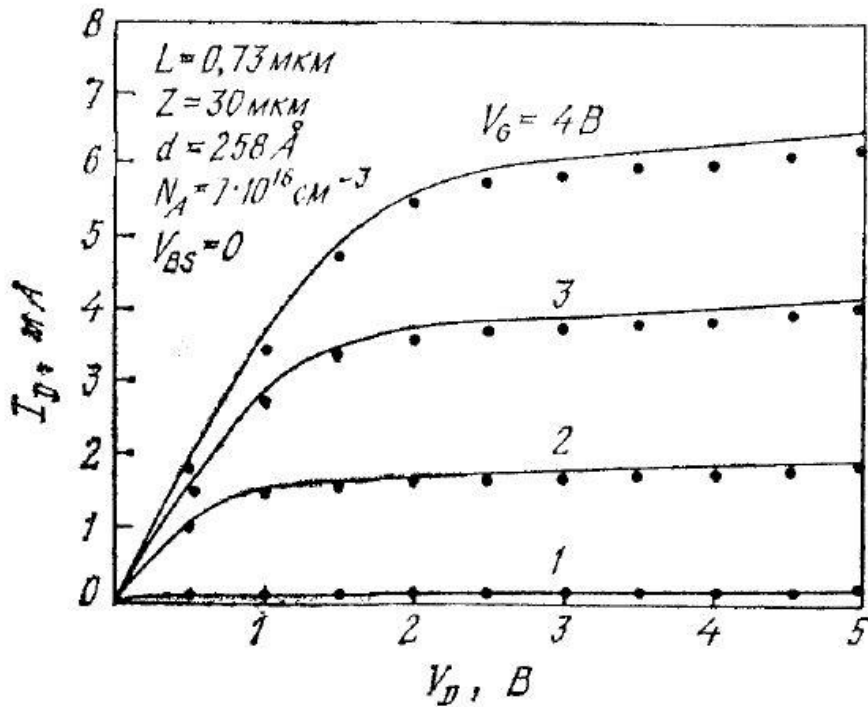
Электрические символы, передаточные и выходные характеристики этих четырех типов МОП-транзисторов приведены на рис. 20 [33]. Отметим, что для нормально закрытого *n*-канального прибора, чтобы получить заметный ток стока, нужно приложить к затвору достаточно большое положительное смещение, превышающее пороговое напряжение V_T . В нормально открытых приборах значительные токи могут протекать уже при $V_G = 0$, а смещение затвора увеличивает или уменьшает их величину. Сказанное выше можно легко распространить и на *p*-канальные приборы, соответствующим образом изменив полярность напряжений.

82. Короткоканальні ефекти.

В міру зменшення довжини каналу МОН-транзистора властивості оснаннього починають різко відрізнятися від властивостей звичайних довгоканальних приладів.

Ці відхилення – так звані короткоканальні ефекти- обумовлені суттєво двомірним характером розподілу електричних полів в активній області і порівняно високими абсолютними значеннями напруженості полів.

На рисунку зображено вихідні вольт-амперні характеристики МОН-



транзисторів із різними довжинами каналу(0,73 мкм та 0,23 мкм). На графіках точки – теорія, а лінія-експеримент.

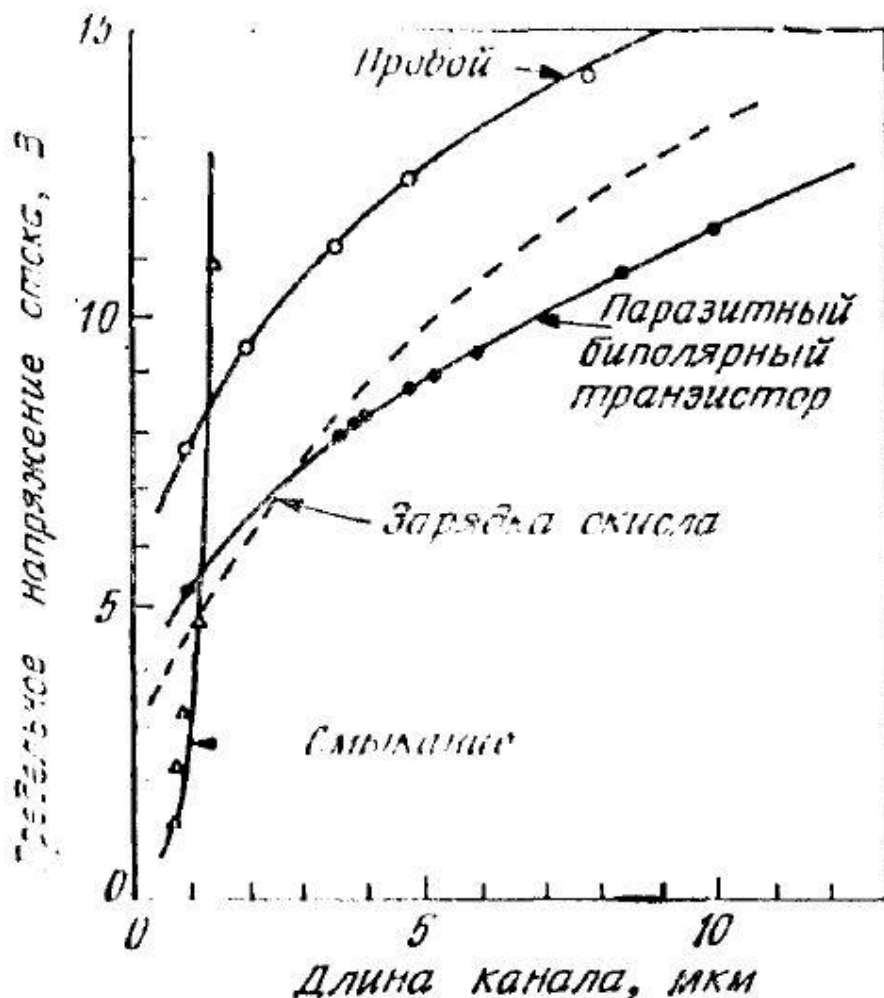
1. Розподіл потенціалу в короткоканальному приладі має двомірний характер, і для його опису вже не можна використовувати наближення плавного каналу, яке допускає, що $E_x \gg E_y$. Двомірний характер розподілу потенціалу суттєво змінює підпорогову ділянку характеристики приладу, і обумовлює небажану залежність порогової напруги від довжини каналу і напруг зміщень на електродах, зменшує вихідний опір, перешкоджає відсічці каналу.

2. При підвищених значеннях електричних полів, характерних для короткоканальних приладів, стає важливою польова залежність рухливості, яка в кінцевому результаті приводить до насичення дрейфової швидкості.

3. При ще більших полях в околиці стокового переходу починається ударна іонізація,

стає суттєвою додаткова провідність по підкладці і відбувається так зване включення паразитного біполярного транзистора.

4. Високі електричні поля приводять також до розігріву носіїв і відповідної інжекції гарячих носіїв в окисел. Така зарядка окисла обумовлює зсув порогу, дрейф характеристик і погіршення крутизни приладу.



Залежність граничної напруги стоку від довжини каналу при різних ефектах (пробій, паразитний біполярний транзистор, зарядження окислу, **зімкнення** (орг. смыкание)).

Для запобігання ефектів паразитного транзистора потрібно зменшувати опір підкладки так, щоб його добуток з струмом підкладки не перевищувало 0,6 В необхідного для відкриття витоку. При цьому напруга пробією короткоканального МОН транзистора вже не обмежується величиною V_{CE0} і прилад може

працювати при більш високих напругах, що забезпечує велику надійність. Щоб зменшити зарядку окисла потрібно зменшувати густину електронних пасток в SiO_2 . Для збільшення напруги зімкнення застосовують одно- або навіть двократну іонно-імплантовані структури з підвищеною легованістю при поверхневої області підкладки.

83. Масштабне зменшення розмірів МОН транзисторів.

Для покращення параметрів МОН транзисторів (швидкодія, зменшення енергоспоживання, підвищення надійності...) запропоновано багато схем. Масштабне зменшення розмірів є одним із них.

Короткоканальні ефекти погіршують робочі характеристики МОН транзисторів і тому одним із способів подолання цих ефектів, є пропорційне зменшення всіх характерних розмірів приладу, при цьому потрібно в стільки ж разів зменшити і характерні значення робочі напруги, при тому, щоб зовнішнє електричне поле залишалось на тому ж рівні.

На рисунку а) зображено звичайний прилад, а на рис б) – прилад, у якого всі

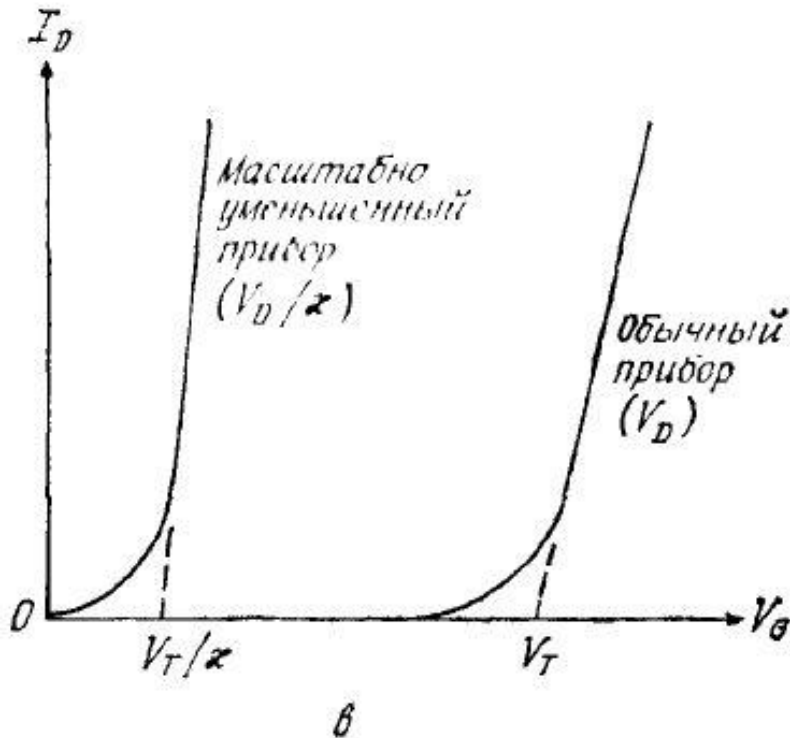
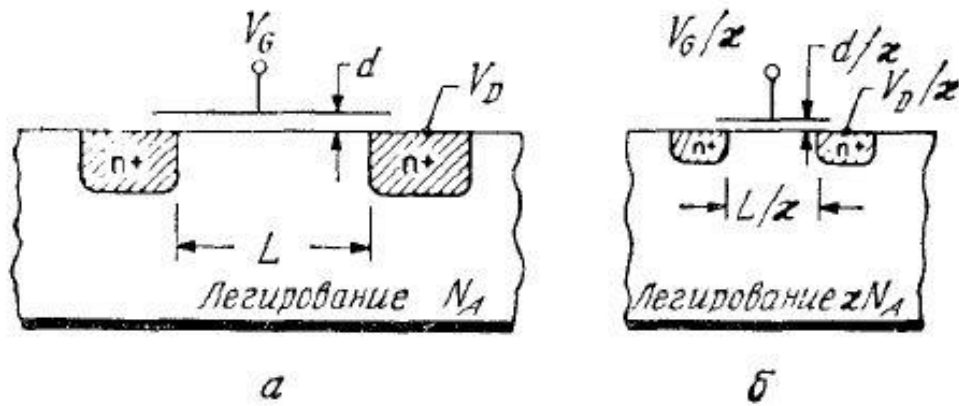


Рис. 51. Пропорциональное уменьшение размеров как принцип миниатюризации [54]. а – длинноканальный прибор; б – прибор с пропорционально уменьшенными размерами; в – сток-затворные характеристики.

характерні розміри (товщина оксиду, довжина та ширина каналу, розміри р-п переходу) зменшені в χ разів (масштабний фактор). Рівень легування підкладки в другому приладі в χ разів менше ніж в звичайному приладі, і оскільки напруга живлення також зменшується в χ разів, товщина відповідних об'єднаних областей виявляється в χ разів менша. На графіку в) наведено стік-затворні характеристики двох приладів. Порогова напруга масштабно зменшеної структури зменшилось в χ разів. Такий метод дозволяє збільшити густину приладів на кристалі в χ^2 разів, зменшує характерний час затримки (збільшує швидкодію) в χ разів та зменшує потужність, що розсіюється в окремому приладі в χ^2 разів.

Область підпорогових струмів на характеристиках двох приладах практично однакова. Причина такого ефекту в тому, що таким масштабним перетворенням характерна напруга $\sim(1+C_D/C_i)$ залишається незмінною (ємності C_D і C_i збільшуються в χ разів). Характерний поверхневий потенціал ψ_s та контактна різниця переходів V_{ib} не зменшуються при такому масштабуванні, а навпаки збільшуються (на $\sim 10\%$ при збільшенні рівня легування в 10 раз), тому і не змінюється і характерна різниця затворних напруг (~ 0.5 В), що відповідають початку сильної інверсії та режиму збіднення.

Паразитні ємності при такому масштабуванні можуть і не зменшитись. Опір шини розгалуження зазвичай збільшується зі зменшенням розмірів.

Велику гнучкість в питанні мініатюризації дає підхід заснований на емпіричному співвідношенні $L_{min} = 0.4 [r_j d(W_S + W_D)^2]^{1/3} \cong 0.4 (\gamma)^{1/3}$

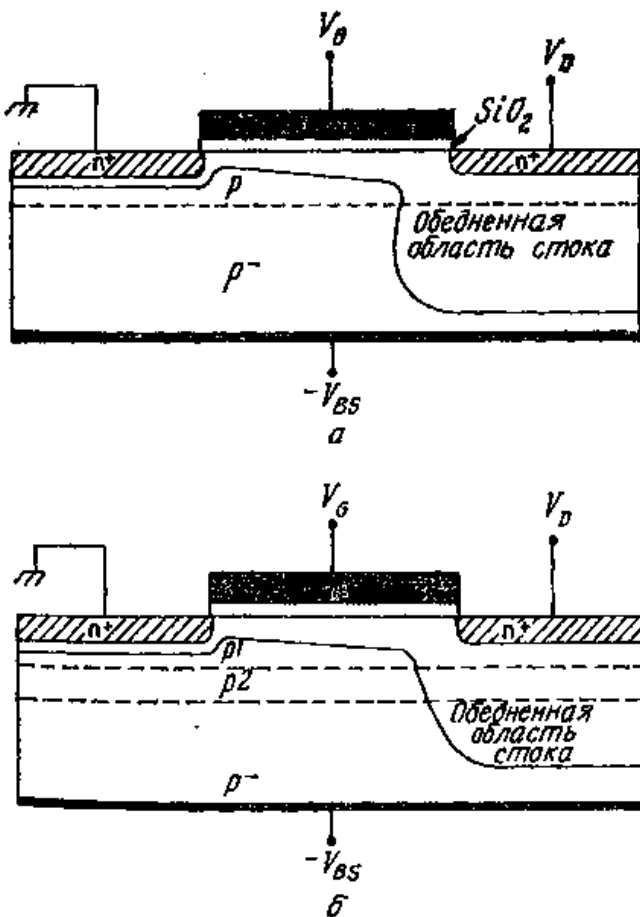
L_{min} - мінімальна довжина каналу, при якому порогова частина ще зберігає довгоканальний характер, мкм; r_j - глибина переходів, мкм; d - товщина шару оксиду, Å; $W_S + W_D$ - сума довжин об'єднаних шарів стока та витока, знаходиться в наближенні одновимірного різкого p-n переходу:

$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q N_A} (V_D + V_{bi} + V_{BS})}$ [мкм], де V_{bi} - контактна різниця переходу, а V_{BS} - зміщення підкладці. При нульовому зміщенні стоку ($V_D=0$) товщина W_D дорівнює W_S .

При забезпеченні мінімального розміру L_{min} можемо варіювати параметрами структури, при цьому не змінюючи величину синтетичного параметра « γ ». Тобто не обов'язково міняти всі параметри структури в однакове число, навпаки, можна в певних межах змінювати геометрію пристрою, тим самим спрощуючи наприклад технологію виробництва.

84. Високоякісні МОН структури (HMOS).

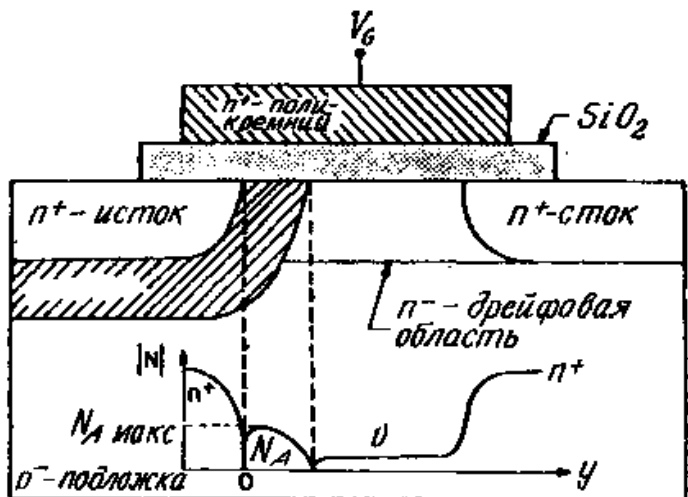
Так називають МОН-транзистори, виготовлені з використанням іонної імплантації. Структура зображена на рисунку а, містить один імплантований шар. Він контролює порогову напругу МОН-транзистора і в деякій мірі перешкоджає замкненню з'єднаних областей стока і витока. Імплантований шар тут досить вузький, і з'єднена область стоку виходить за його межі в низьколеговану підкладку. Це забезпечує досить малу вихідну ємність МОП – транзистора (ємність переходу сток-підкладка). На рисунку б) показано таку структуру з подвійною імплантацією. Параметри першого імплантованого шару p_1 вибираються для забезпечення потрібної порогової напруги МОН – транзистора, а характеристики другого шару p_2 – для запобігання замкнення. Використання подвійної іонної імплантації дозволяє суттєво мінімізувати короткоканальні ефекти в таких МОН структурах з фізично малими довжинами каналу.



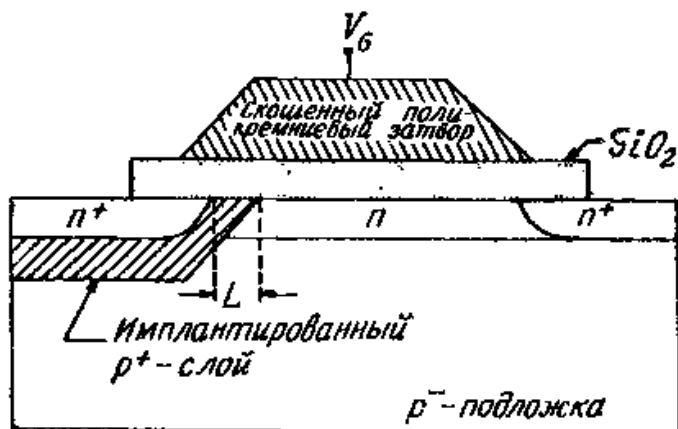
Імплантація погіршує підпорогову ділянку характеристик (збільшується значення характерного напруження) і підвищує чутливість порога до зміщення підкладки V_{BS} . Ці небажані ефекти потрібно враховувати при оптимізації параметрів структури.

85. МОН структури з подвійною дифузією (DMOS).

МОН-структура, схема якої наведена на рисунку а) виготовлена із використанням так званої подвійної дифузії. Цей процес широко використовується в біполярній технології. Він оснований на тому, що швидкість дифузії р-домішок (наприклад бору) в кремнії більша, ніж п-домішок (наприклад, фосфору). В даному випадку він дозволяє отримувати структури з порівняно коротким каналом. На рисунку (а) зображено профіль легування в такій структурі вздовж межі з оксидом. Оразу за каналом іде низьколегована дрейфова область. В аналогічній структурі із використанням двократної іонної імплантації (рис (б)) в якості маски використовується полі кремнієвий затвор транзистора, зрізані краї якого забезпечують вихід імплантованої р-області на межі з оксидом.



а



б

Такі структури можуть мати досить короткі канали, і при їх виготовленні використовують звичайний літографічний процес. Обидві структури досить стійкі по відношенню до зімкненню через високу концентрацію домішок в р-шарі. Відносно протяжна низьколегована дрейфова область є загрузкою, стабілізуючи електричне поле в каналі на рівні $\geq 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, достатньому для досягнення носіями швидкості насичення. Таке обмеження максимальних електричних полів в структурі заважає розвитку небажаних процесів лавинного помноження носіїв та зарядки оксиду. В такому плані структури з подвійною дифузією мають значні переваги перед МОН – транзисторами, виготовленими за стандартною

Але в таких структурах важче контролювати порогове значення напруги МОН-транзистора, яке визначається максимальним значенням концентрації $N_{A \max}$ на межі з оксидом. Крім того відносно висока концентрація домішок у вузькому р-шарі, необхідна для запобігання зімкненню стока з виток, погіршує підпорогову ділянку характеристик, що відповідає закритому стану МОН-транзисторів.

86. Енергонезалежні елементи пам'яті.

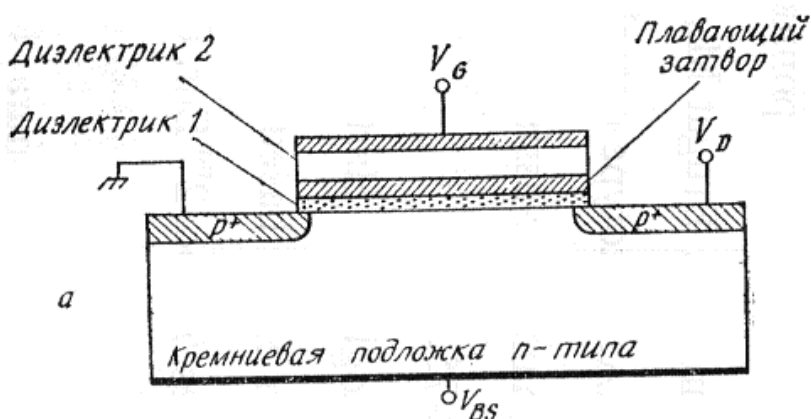
Якщо модифікувати затвор звичайного МОН транзистора таким чином, щоб в під затворному діелектрику міг зберігатися електричний заряд, то ми отримаємо новий прилад – енергонезалежний елемент пам'яті. З тих часів, як в 1907 р. був запропонований перший такий прилад, енергонезалежні елементи пам'яті ортимали широкий розвиток та поширення. На їх основі в наш час розробляються та виготовляються широкий клас напівпровідникових інтегральних запам'ятовувачих приладів (ЗП), таких як електрично ре програмовані постійні ЗП (ПЗП з електричним перезаписом), програмовані ПЗП зі стиранням, енергонезалежні З з довільною вибіркою і т.д.

Енергонезалежні елементи пам'яті можна розділити на два класи : прилади з плаваючим затвором та структури з двохшаровим діелектриком – МДОН (метал – діелектрик - оксид- напівпровідник). «Запис» заряду в них реалізується інжекцією носіїв з кремнію через шар оксиду. Заряд зберігається або в плаваючому затворі ,або на межі оксиду з другим діелектриком (в МДОН-структурах). Цей заряд, змінюючи порогову напругу МОН-транзистора, «зсуває» прилад в стан з високим порогом. В добре сконструйованій комірці такий стан зберігається більше ніж 100 років. «Стирання» зберігаючого заряду (повернення приладу в початковий стан з низьким порогом) реалізується або електрично (за допомогою відповідних імпульсів напруги на затворі), або деякими іншими способами, наприклад ультрафіолетовим опроміненням структури.

87. Прилади з плаваючим затвором.

Це один з видів енергонезалежних елементів пам'яті. В цих приладах звичайний МДН транзистор модифікований так, що в підзатворному діелектрику може зберігатися електричний заряд. Заряд зберігається в плаваючому затворі. Цей заряд, змінюючи порогове значення МДН – транзистора, «зсуває» прилад в стан з високим порогом. В добре сконструйованій комірці такий стан може зберігатися більше ніж 100 років. «стирання» заряду (повернення приладу до початкового стану з низьким порогом) здійснюється електричним шляхом за допомогою відповідних імпульсів напруги на затворі.

В структурі з плаваючим затвором на першому тонкому шарі оксиду

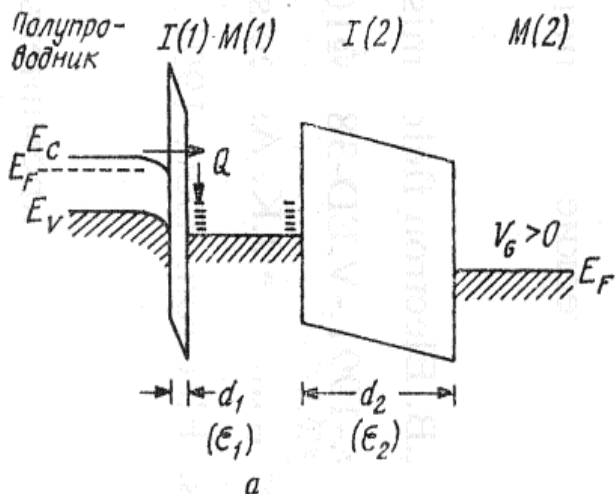


(діелектрик 1) розміщений металічний електрод - плаваючий затвор, відділений другим товстим шаром діелектрика 2 від зовнішнього металічного затвору.

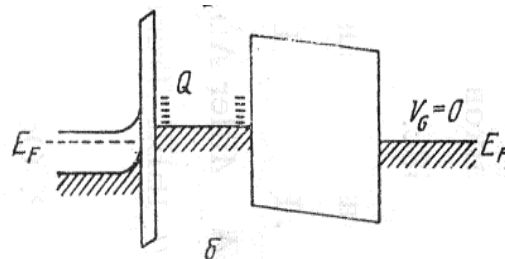
Зонні діаграми структури з плаваючим затвором, що відповідають режимам запису,

зберігання та стирання, зображені далі. Позначення на них $I(1)$, $I(2)$, $M(1)$, $M(2)$

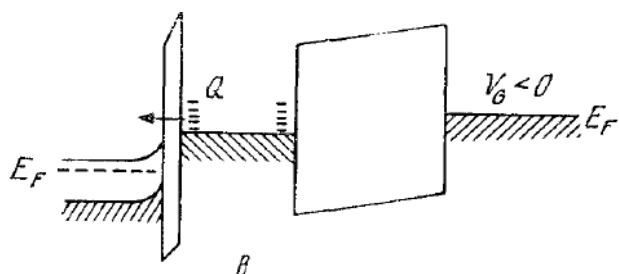
– відповідно діелектрик 1, діелектрик 2, плаваючий затвор металічний електрод всередині структури, зовнішній металічний електрод.



Зарядка (операція запису) . Рис. А



Зберігання заряду. Рис. Б



Розрядка плаваючого затвору (операція стирання). Рис.В

Напруга V_G , прикладена до зовнішнього затвору структури $M(2)$, розподіляється між двома діелектричними шарами Рис. А. $V_G = V_1 + V_2 = d_1 E_1 + d_2 E_2$, де E_1 і E_2 - напруженості електричного поля в цих шарах. Згідно до закону Гаусса $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2 + Q$ електричне поле в кожному із шарів діелектрика можна записати у вигляді

$$E_1 = \frac{V_G}{d_1 + d_2(\epsilon_1/\epsilon_2)} + \frac{Q}{\epsilon_1 + \epsilon_2(d_1/d_2)}$$

Де Q –заряд в плаваючому затворі, а ϵ_1 і ϵ_2 - діелектричні проникності першого і другого діелектричного шарів. Якщо струм в обох діелектричних шарах неоднаковий, заряд плаваючого затвору Q буде змінюватися в часі за таким законом:

$$Q(t) = \int_0^t [J_1(E_1) - J_2(E_2)] dt$$

$$[Q(t)] = \text{Кл} \cdot \text{см}^{-2}$$

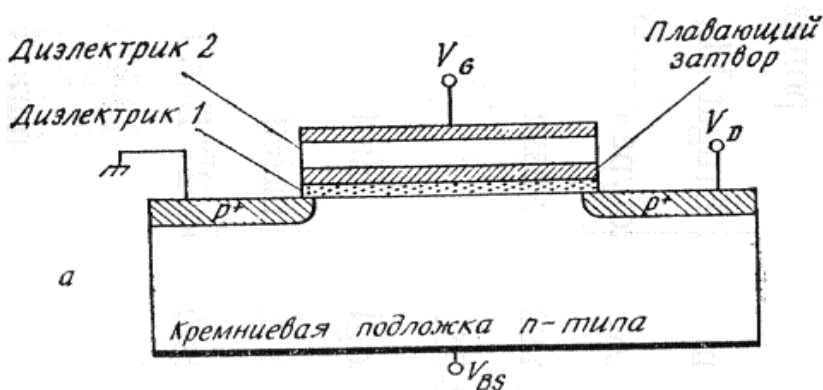
Де $J_1(E_1)$ і $J_2(E_2)$ - густини струмів в діелектриках 1 і 2. Зазвичай струми в діелектриках сильно залежать від напруженості електричного поля.

В результаті великої різниці між струмами в діелектриках 1 і 2 за час дії великої позитивної напруги V_G , прикладеної до зовнішнього затвору (імпульс запису), в плаваючому затворі накопичується заряд Q (Рис. Б), який зсуває порогову напругу структури на величину $\Delta V_T = -\frac{d_2}{\epsilon_2} Q$

Стирання збереженого заряду здійснюється імпульсом протилежної полярності $V_G < 0$. Рис. В.

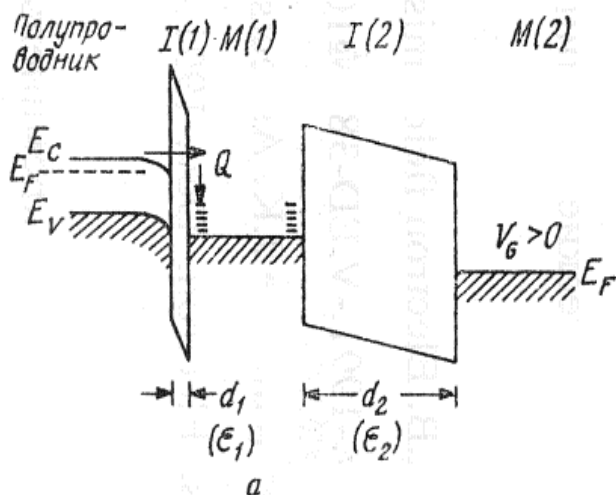
88. Механізми електронного транспорту: Фаулера-Нордгейма та Пула-Френкеля.

У приладах з плаваючим затвором розрізняють два механізми транспорту електричного заряду. Конструкція приладу з плаваючим затвором виглядає так:

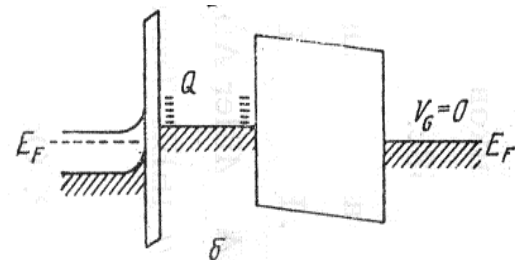


На першому тонкому шарі окислу (діелектрик 1) розміщений металічний електрод - плаваючий затвор, відділений другим товстим шаром діелектрика 2 від зовнішнього металічного затвору.

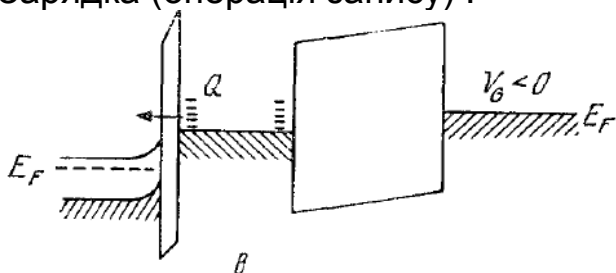
Зонні діаграми структури з плаваючим затвором, що відповідають режимам запису, зберігання та стирання, зображені далі. Позначення на них $I(1)$, $I(2)$, $M(1)$, $M(2)$ – відповідно діелектрик 1, діелектрик 2, плаваючий затвор металічний електрод всередині структури, зовнішній металічний електрод.



Зарядка (операція запису) .



Зберігання заряду



стирання)

Розрядка плаваючого затвору (операція

Якщо струм в обох діелектричних шарах неоднаковий, заряд плаваючого затвору Q буде змінюватися в часі за таким законом:

$$Q(t) = \int_0^t [J_1(E_1) - J_2(E_2)] dt$$

$$[Q(t)] = \text{Кл} \cdot \text{см}^{-2}$$

Де $J_1(E_1)$ і $J_2(E_2)$ - густини струмів в діелектричних шарах 1 і 2, E_1 і E_2 - напруженості електричного поля в цих шарах. Зазвичай струми в діелектриках сильно залежать від напруженості електричного поля.

При тунелюванні по механізму Фаулера-Нордгейма:

$$J(E) = C_1 E^2 \exp(-E_0/E)$$

Де E - електричне поле, а C_1 і E_0 – константи, що залежать від ефективної маси носіїв і висоти бар'єру. Такий механізм провідності відіграє основну роль в тонких шарах SiO_2 і Al_2O_3 .

Коли транспорт заряду в діелектрику здійснюється по механізму Пула-Френкеля, як наприклад в Si_3N_4 , тоді:

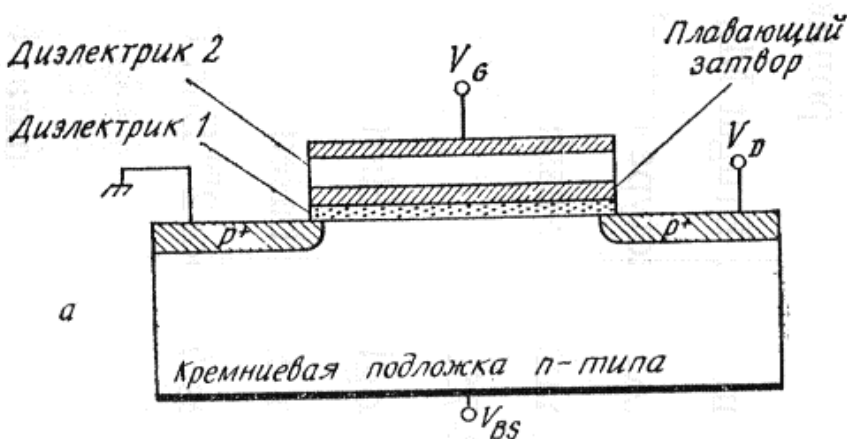
$$J(E) = C_2 E \exp\left(-\frac{q(\varphi_B - \sqrt{qE/\pi\epsilon_i})}{E}\right)$$

Де C_2 - константа, пропорційна густині пасток в діелектрику, φ_B - глибина пастки, а ϵ_i - динамічна діелектрична проникність.

89. Прохідні вольт-амперні характеристики. Стани логічних «0» та «1».

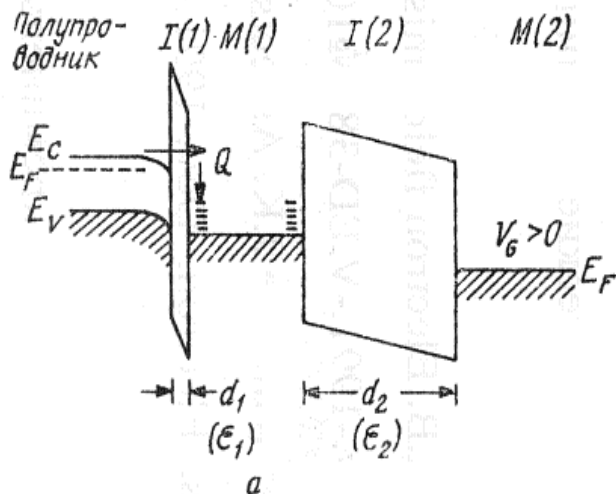
Заряд зберігається в плаваючому затворі. Цей заряд, змінюючи порогове значення МДН – транзистора, «зсуває» прилад в стан з високим порогом. В добре сконструйованій комірці такий стан може зберігатися більше ніж 100 років. «стирання» заряду (повернення приладу до початкового стану з низьким порогом) здійснюється електричним шляхом за допомогою відповідних імпульсів напруги на затворі.

В структурі з плаваючим затвором на першому тонкому шарі окислу (діелектрик 1) розміщений металічний електрод - плаваючий затвор, відділений другим товстим шаром діелектрика 2 від зовнішнього металічного затвору.

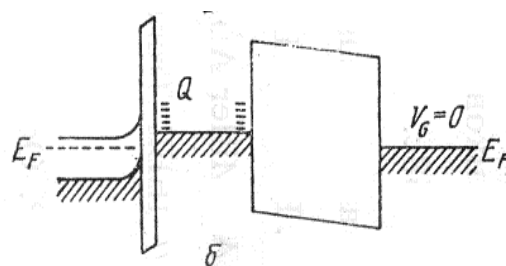


Зонні діаграми структури з плаваючим затвором, що відповідають режимам запису, зберігання та стирання, зображені далі. Позначення на них $I(1)$, $I(2)$, $M(1)$, $M(2)$ – відповідно діелектрик 1, діелектрик 2, плаваючий затвор металічний електрод всередині

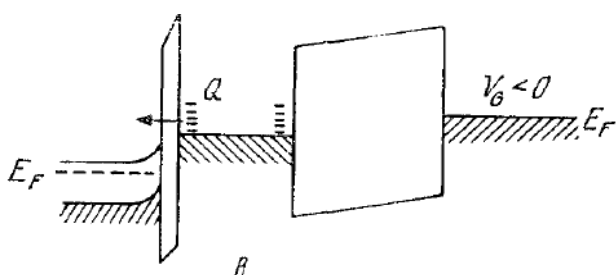
структури, зовнішній металічний електрод.



Зарядка (операція запису). Рис. А



Зберігання заряду. Рис. Б



Розрядка плаваючого затвору (операція стирання). Рис.В

Розрядка плаваючого затвору (операція стирання). Рис.В

Напруга V_G , прикладена до зовнішнього затвору структури M(2), розподіляється між двома діелектричними шарами Рис. А. $V_G = V_1 + V_2 = d_1 E_1 + d_2 E_2$, де E_1 і E_2 - напруженості електричного поля в цих шарах.

В результаті великої різниці між струмами в діелектриках 1 і 2 за час дії великої позитивної напруги V_G , прикладеної до зовнішнього затвору (імпульс запису), в плаваючому затворі накопичується заряд Q (Рис. Б), який зсуває порогову напругу структури на величину

$$\Delta V_T = -\frac{d_2}{\epsilon_2} Q$$

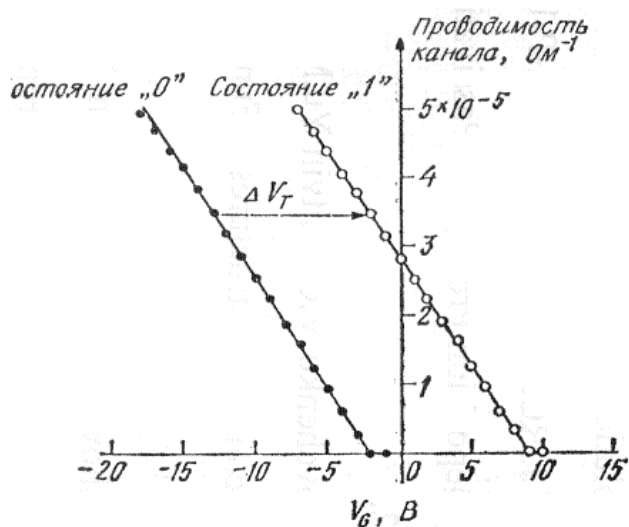
Стирання збереженого заряду здійснюється імпульсом протилежної полярності $V_G < 0$. Рис. В.

В реальних пристроях час зарядки (запису) заряду, необхідний для зсуву порогової напруги на 1 В, не перевищує 10^{-7} с. експериментально зсув порогової напруги можна визначити, вимірюючи провідність каналу g_D . При малих напругах на стоці (для р-канального транзистора) :

$$g_D = -\frac{Z}{L} \mu_p C_i (V_G - V_T) \text{ для } V_G > V_T$$

Після зміни заряду на плаваючому затворі Q (Q – електронний заряд і тому від'ємний) графік залежності $g_D(V_G)$ зсувається вправо на величину ΔV_T .

Провідність каналу до (стан «0») і після (стан «1») виконання запису.

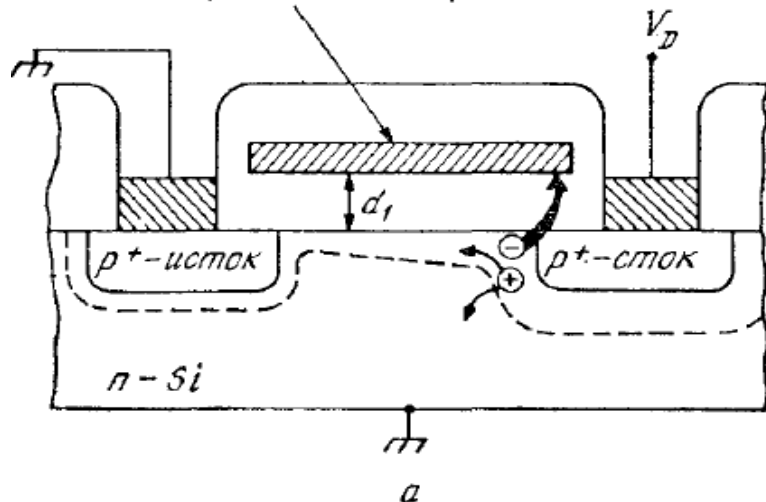


90. МДН схеми пам'яті з плаваючим затвором і лавинною інжекцією.

Енергонезалежні елементи пам'яті можна розділити на два класи: прилади з плаваючим затвором і структури з двошаровим діелектриком – МДОН (метал – діелектрик – окисел – напівпровідник). «запис» заряду в цих приладах здійснюється шляхом інжекції носіїв з Кремнію через шар окислу. Заряд зберігається або в плаваючому затворі, або на границі окислу з другим діелектриком (в МДОН –структурах). Цей заряд, змінюючи порогову напругу МОН-транзистора, зсуває прилад в стан з високим порогом. Стирання збереженого заряду (повернення приладу в вихідний стан з низьким порогом) здійснюється або електричним шляхом (за допомогою відповідних імпульсів на затворі), або іншими способами, наприклад УФ опроміненням структури.

В перших програмованих ПЗП зі стиранням в якості матеріалу плаваючого затвору використовувався сильно легований полі кремній.

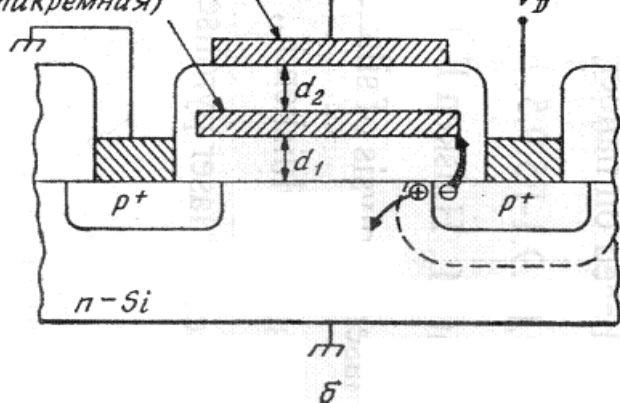
Плаваючий затвор (полікремній)



стоку, для чого сток зміщується до напруг, потрібних для пробою. Гарячі електрони при цьому втягуються в плаваючий затвор електричним полем, що виникає в результаті його ємнісного зв'язку з електродами стоку і витоку. Для стирання інформаційного заряду в такій структурі використовується УФ чи

Внешний затвор (второй слой поликремния)

Плавающий затвор (первый слой поликремния)



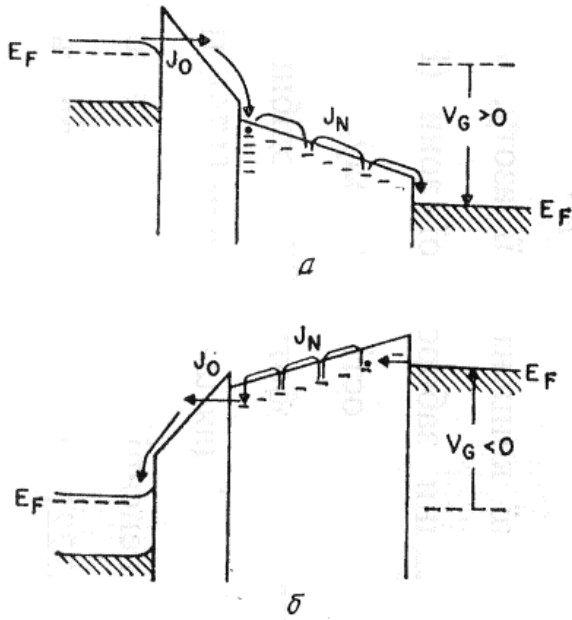
називалися МОН-ЗП з плаваючим затвором і лавинною інжекцією, полі кремнієвий затвор зі всіх сторін знаходиться в шарах окисла. Достатньо велика товщина шару окислу ($d \approx 100$ нм) вибрана для того, щоб виключити в окислі електрично слабкі місця, через які полікремнієвий плаваючий затвор може мати електричний зв'язок з підкладкою. Інжекція заряду здійснюється гарячими електронами, генерованими в області лавинного пробою біля

рентгенівське випромінювання. Електричне стирання тут неможливе, так як в структурі відсутній зовнішній затвор.

При необхідності електричного стирання використовується аналогічна комірка з двома полі кремнієвими затворами. Зовнішній затвор покращує ефективність запису. Іноді в приладах цього типу ізоляція між полі кремнієвими затворами здійснюється шаром SiO_2 , збагачений кремнієм.

91. МДОН елементи пам'яті.

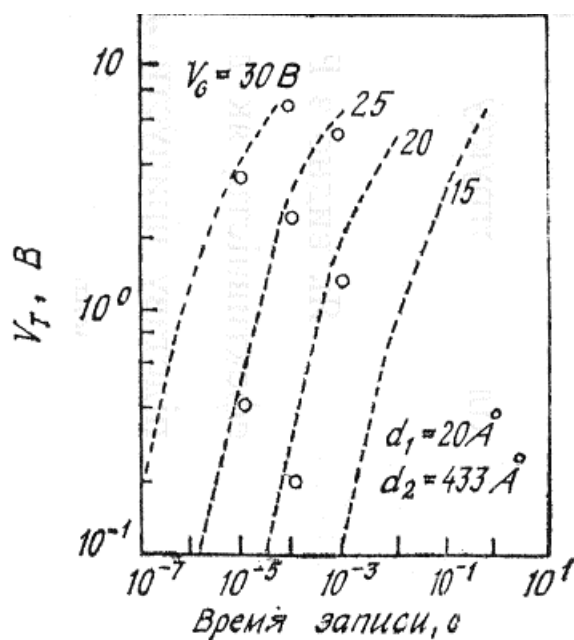
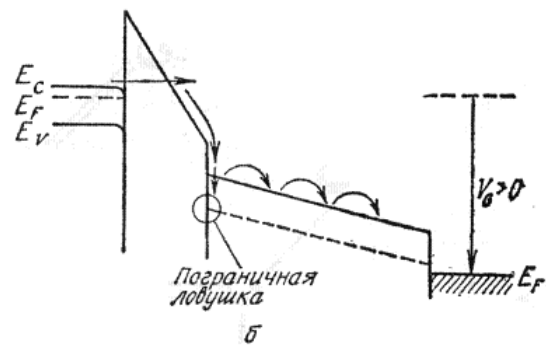
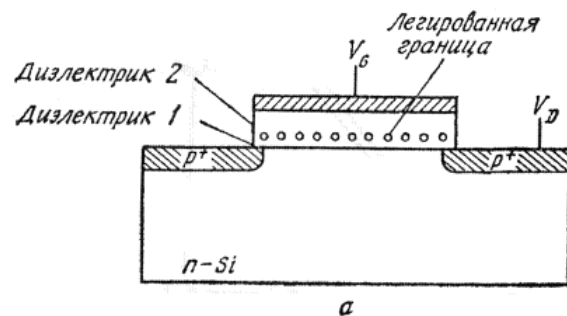
Серед великої кількості запам'ятовувачих пристроїв зі структурою метал – діелектрик – SiO₂ – Si найбільш популярні (метал – Si₃N₄ - SiO₂ – Si). Крім того відомі – структури в яких замість Si₃N₄ використовуються інші діелектричні плівки. До цього типу приборів відноситься також структура, що містить лише один шар SiO₂, в зовнішню частину якого імплантовані іони золота. Така імплантація змінює провідність в відповідній частині окису, а також призводить до появи прикордонних центрів, котрі можуть захоплювати і зберігати заряд.



Операції запису (а) і стерання (б) в МНОН структурах.

Розраховані і виміряні зсуви порогу в МНОН структурах.

Елемент пам'яті з легованою границею

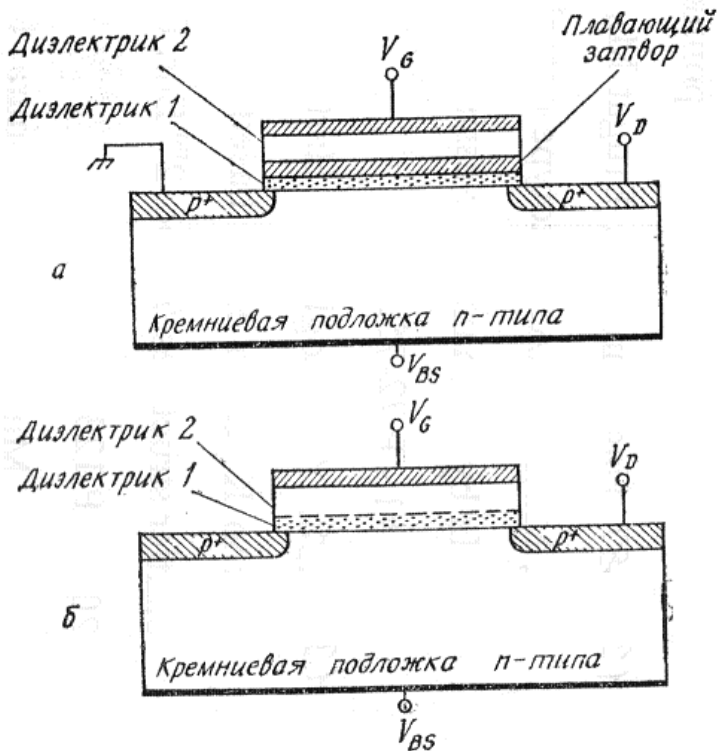


розділу діелектриків. а- поперечний переріз приладу; б- зонна діаграма при наявності напруги на затворі.

92. Енергонезалежна нанокристалічна пам'ять.

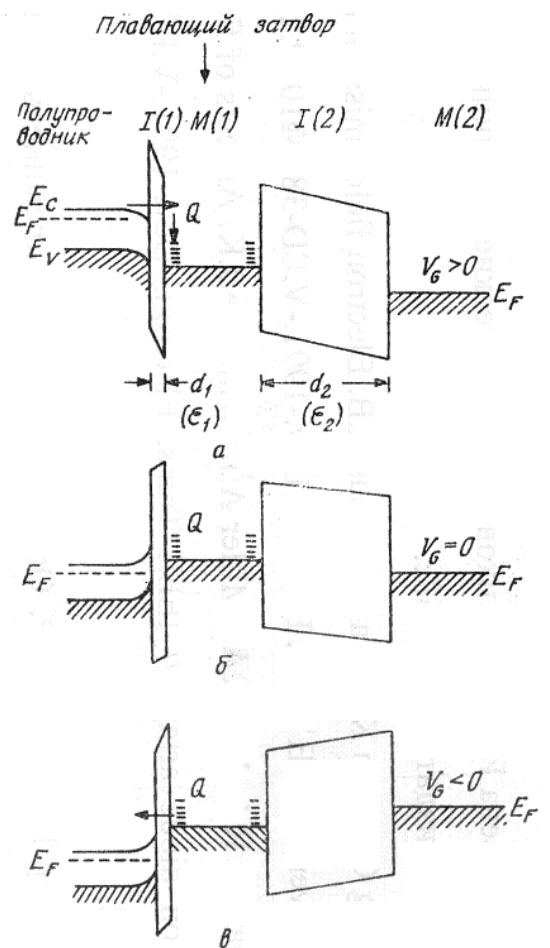
Якщо модифікувати затвор звичайного МОН-транзистора таким чином, щоб в під затворному діелектрику міг зберігатися електричний заряд то ми отримаємо новий пристрій – енергонезалежний елемент пам'яті. З того часу як в 1967р. був запропонований перший такий пристрій, енергонезалежні елементи пам'яті отримали широке розповсюдження. На їх основі розроблено багато ЗП, ПЗП.

Енергонезалежні елементи пам'яті можна розділити на 2-ва класи: пристрої з плаваючим затвором, та пристрої МДОН. Запис заряду в них відбувається інжекцією з кремнію через слой окислу. Заряд зберігається або в плаваючому затворі, або на межі окислу з іншим діелектриком.



Енергонезалежний елемент пам'яті з плаваючим затвором (а) і енергонезалежний елемент пам'яті типу МДОН (б).

Зонні діаграми елемента пам'яті з плаваючим затвором. а- зарядка (операція запису); б- зберігання заряду; в- розрядка плаваючого затвора (операція стерання).



93. НВЧ діапазон. Напівпровідникові прилади НВЧ діапазону.

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

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

Назви діапазонів і смуг частот

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

Напівпровідникові прилади НВЧ-діапазону

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

94. Тунельний діод. Вольт-амперні характеристики.

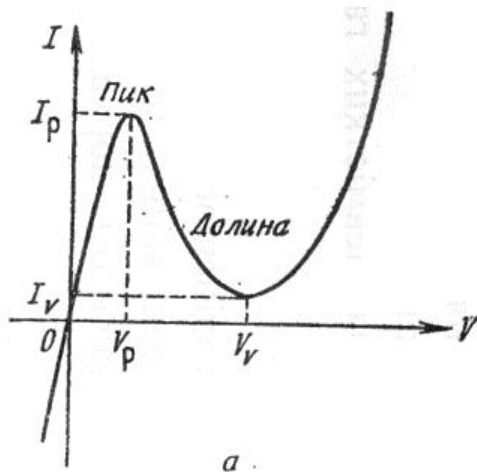
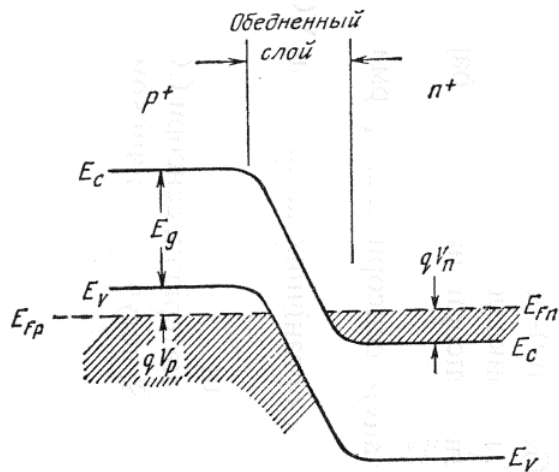
Тунельний діод - напівпровідниковий елемент електричного кола з нелінійною вольт-амперною

характеристикою, на якій існує ділянка з від'ємною диференційною провідністю.

В тунельному діоді використовується сильно легований р-п перехід, крізь який носії заряду можуть тунелювати при умові збігу енергій донорних рівнів електронів у п-області і акцепторних рівнів дірок у р-області. Струм через р-п перехід зростає для значень напруги, при яких такий збіг створюється, але зменшується при більшій напрузі, створюючи ділянку з від'ємною

диференційною провідністю.

Тунельні діоди відносно стійкі до іонізуючого випромінювання, в порівнянні з іншими діодами. Це робить їх придатними для застосування в середовищах з високими рівнями радіації, наприклад, у космосі.



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

95. Особливості проходження струму в тунельному діоді.

Умови протікання тунельного струму.

1) енергетичні стани на тій стороні переходу звідки тунелюють електрони повинні бути заповнені;

2) на іншій стороні переходу енергетичні стани з тією ж енергією повинні бути порожніми;

3) висота і ширина потенціального бар'єру повинні бути досить малими, щоб існувала помітна ймовірність тунелювання;

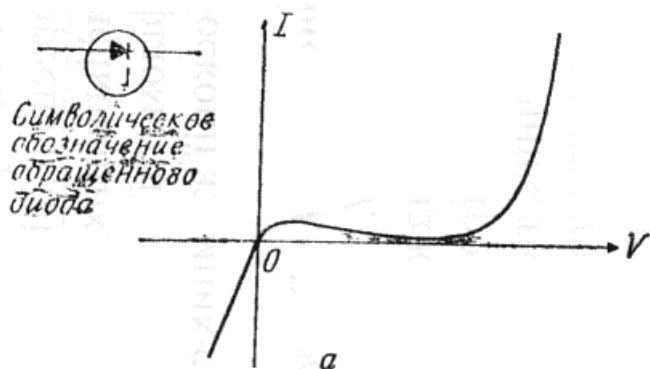
4) має зберігатися квазіімпульс.

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

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

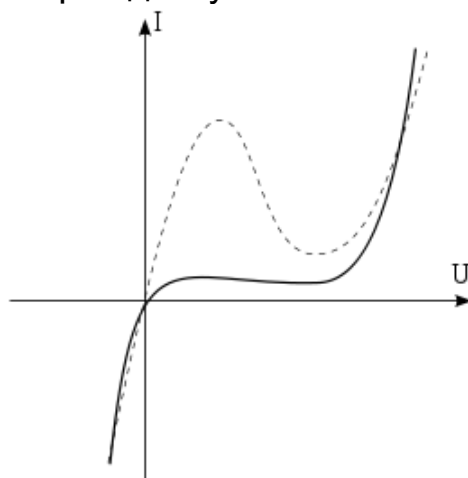
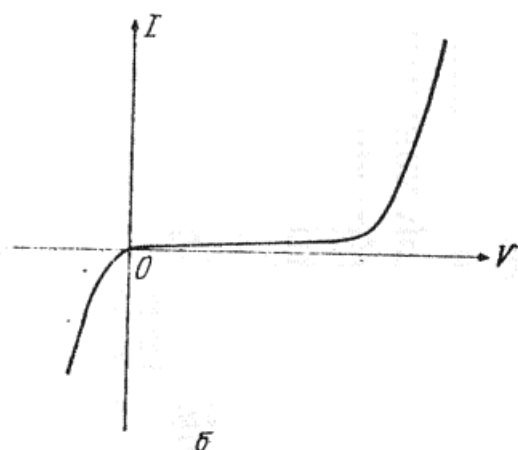
96. Обернений діод.

Якщо концентрація легуючих домішок такі, що p- і n-області p-n-перехода близькі до виродження або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «оберненому» напрямку перевищує струм в «прямому» напрямку. Звідси походить назва такого тунельного діода – обернений діод.



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

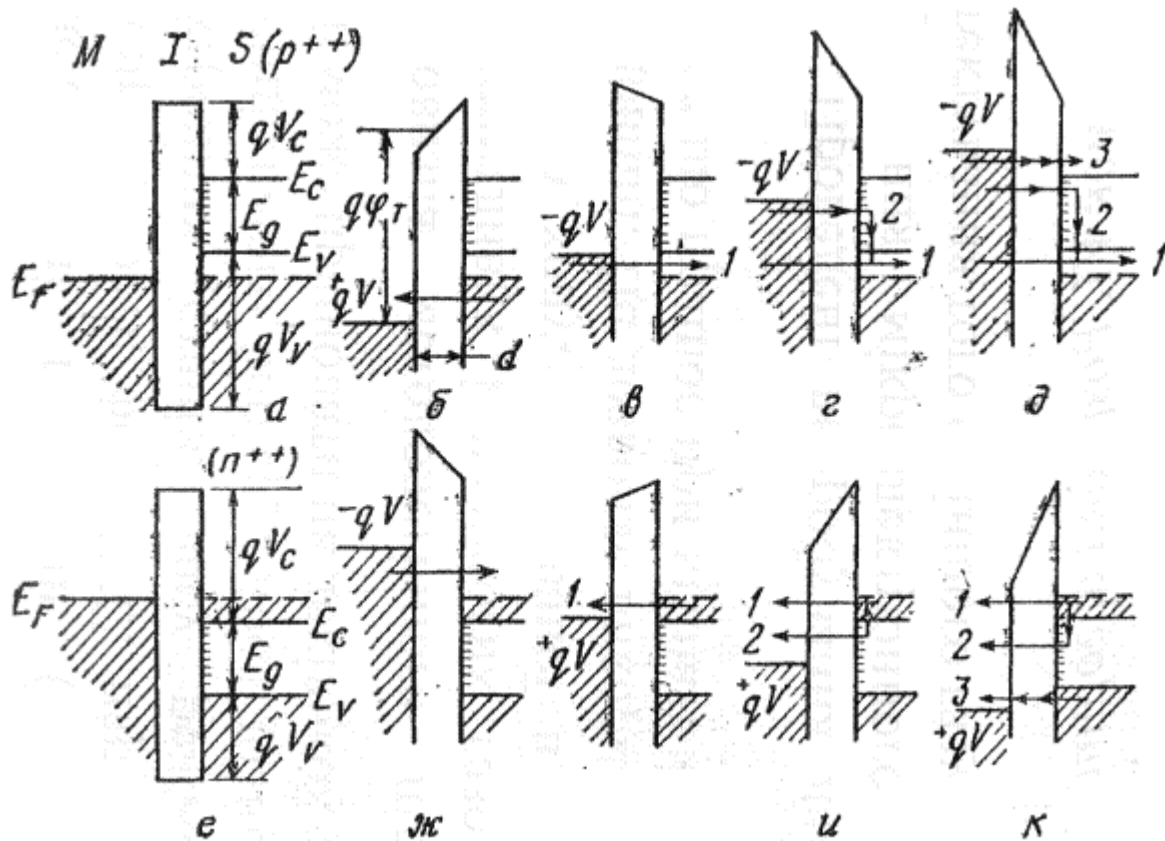
Навідміну від тунельного діода, вольт-амперна характеристика оберненого діода майже не має горба, що зумовлено, трохи меншою ніж у тунельного діода, концентрацією домішок в напівпровіднику.



Обернений тунельний діод використовується в високочастотних схемах детектування слабких сигналів, а також в схемах СВЧ сигналів. При цьому максимальна робоча обернена напруга може лежати в межах від 0.1 до 0.7 В.

97. Тунельний МДН діод.

Для діода зі структурою метал – діелектрик – напівпровідник вольт – амперні характеристики критичним чином залежать від товщини діелектрика. Якщо критичний прошарок достатньо товстий, то переходом носіїв крізь цей шар можна знехтувати. А діод являє собою звичайний об'єм. Якщо ж навпаки, діелектричний шар досить тонкий, то він майже не заважає руху носіїв між металом та напівпровідником, і тоді структура являє собою бар'єр Шоткі. Якщо діелектричний шар має проміжну товщину, то МДН – діод являє собою пристрій третього класу – тунельний діод МДН.



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

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

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

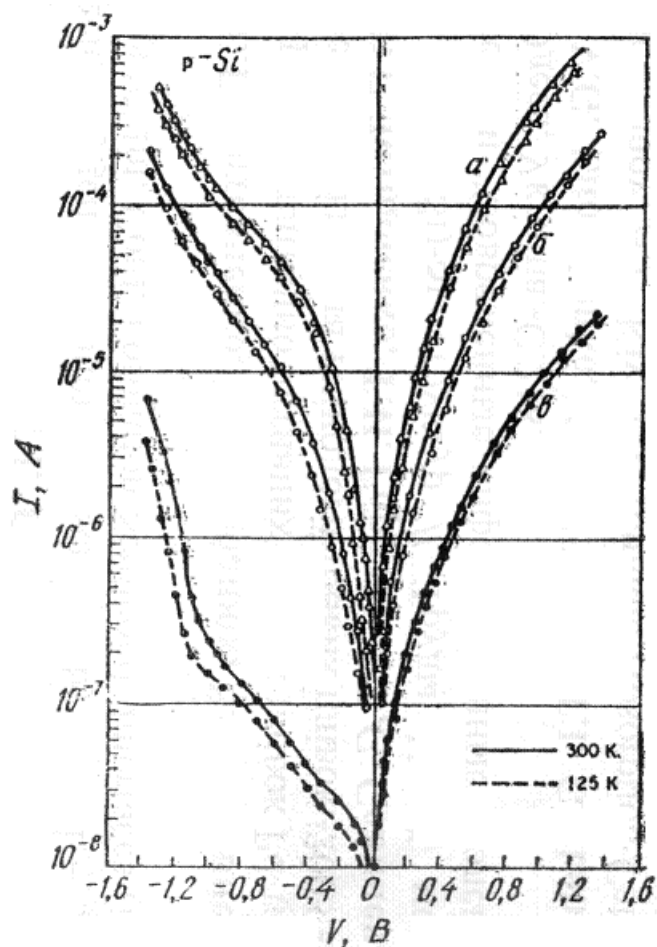
F_1 і F_2 - розподіли Фермі в обох провідних областях; T_t - ймовірність тунелювання.

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

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

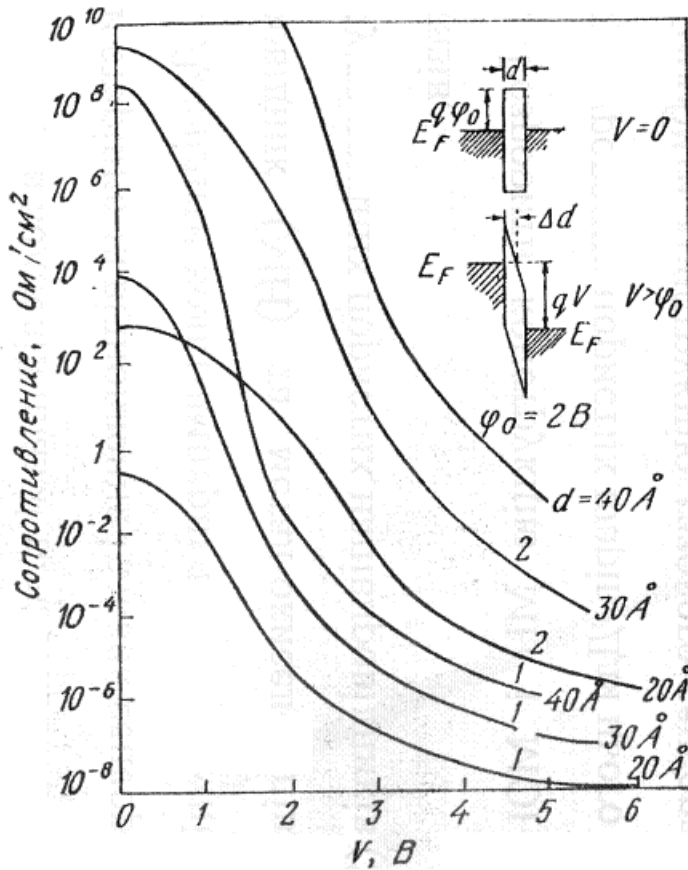
де E_{\perp} і E - поперечна і повна кінетичні енергії електронів в напівпровіднику.

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



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

98. Тунельний МДМ діод.



Тунельний МДМ діод являє собою тонко плівковий пристрій, в якому електрони з першого металу можуть тунелювати через плівку діелектрика і колектуватися іншим металом. На малюнку наведені основні енергетичні діаграми діода.

Залежність тунельного опору симетричної МДМ-структури від напруги. На вставці показані зонні діаграми при $V=0$ і при $V>\varphi_0$.

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

При $T=0$: $J = J_0 [\bar{\varphi} \exp(-A\sqrt{\bar{\varphi}}) - (\bar{\varphi} + V) \exp(-A\sqrt{\bar{\varphi} + V})],$

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

При $0 \leq V \leq \varphi_0$, $\Delta d = d$, $\bar{\varphi} = \varphi_0 - V/2$ густина струму рівна

$$J = J_0 [(\varphi_0 - V/2) \exp(-A\sqrt{\varphi_0 - V/2}) - (\varphi_0 + V/2) \exp(-A\sqrt{\varphi_0 + V/2})]$$

При $V > \varphi_0$ маємо $\Delta d = d\varphi_0/V$, $\varphi = \varphi_0/2$ і густина струму рівна

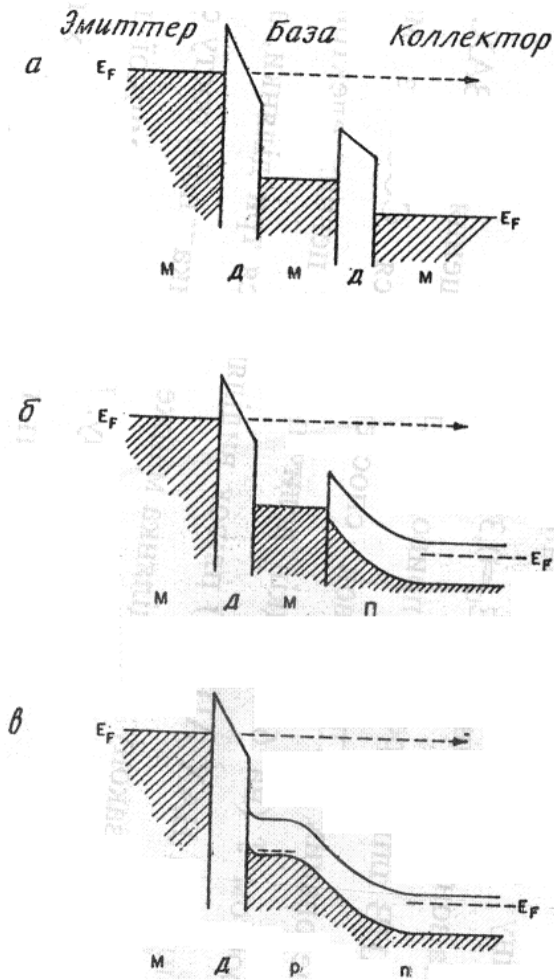
$$J = \frac{q^2 E^2}{4\pi\hbar\varphi_0} [\exp(-E_0/E) - (1 + 2V/\varphi_0) \exp(-E_0\sqrt{1 + 2V/\varphi_0}/E)].$$

$E = V/d$ – електричне поле в діелектрику. $E_0 \equiv \frac{8}{3} \sqrt{q\pi} (\varphi_0)^{3/2}.$

При дуже великих напругах, таких, що $V > (\varphi_0 + E_F/q)$, другим доданком в квадратних дужках можна знехтувати, і тоді отримуємо відому формулу Фаулера-Нордгейма.

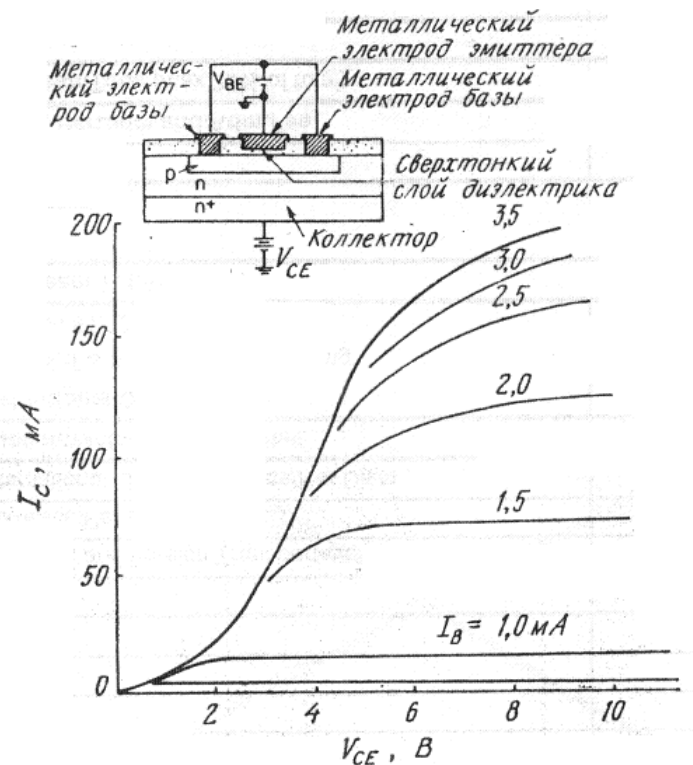
99. Тунельний транзистор.

Перший тунельний транзистор був створений Мідом в 1960р. Він був створений як основний конкурент біполярним та польовим транзисторам.



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

Після тунелювання із емітера в базу енергія електронів не менше ніж на декілька кТ перевищує енергію Фермі в базі. Ці електрони називаються гарячими, так як вони знаходяться в тепловій рівновазі з решіткою. Такий транзистор також називають транзистор на гарячих електронах. Спрат, Шварц і Кейн встановили, що коефіцієнт підсилення по струму такої структури можна суттєво покращити, замінивши колектуючий діелектрик напівпровідником, що утворює бар'єр Шотки з другим металом.



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

100. Тунельний гетероперехідний транзистор.

В основі напівпровідникових приладів на тунельному ефекті лежить явище тунелювання носіїв через потенціальний бар'єр скінченної довжини. В явищі тунелювання головним чином грають роль основні носії. Час тунелювання звичайно є малим, що дозволяє використовувати пристрої на тунельному ефекті у високочастотній техніці. Ймовірність тунелювання пропорційна $\exp[-2k(0)W]$, де $k(0)$ – середнє значення хвильового вектора в процесі тунелювання, що приходить на один носій з нульовим поперечним імпульсом і енергією, що дорівнює енергії Фермі. Час тунелювання пропорційний показнику експоненти: $[2k(0)W]$.

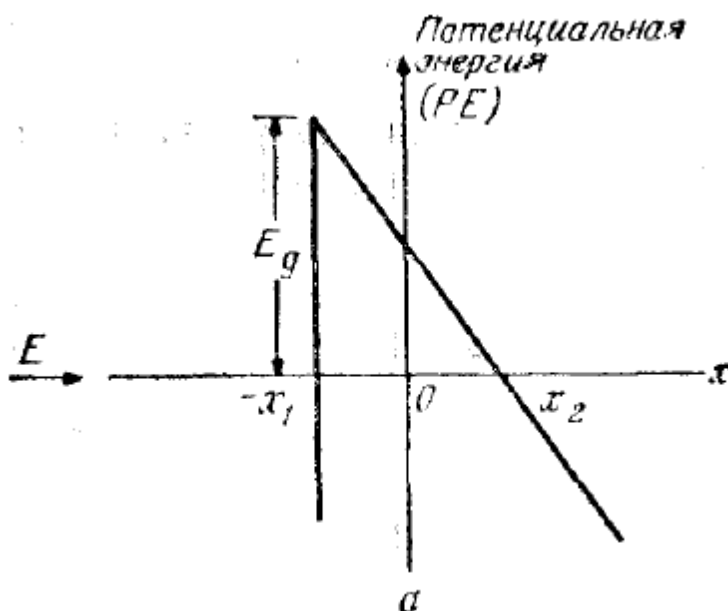
Умови протікання тунельного струму.

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

Тунелювання може бути прямим та непрямим; Для прямого тунелювання рівні стелі валентної зони і дна зони провідності з різних сторін мають співпадати в просторі імпульсів. При непрямому тунелюванні для виконання 3.3.1. різниця між імпульсами на цих рівнях має компенсуватися на якому-небудь розсіювачі (фонони ґратки, домішкові центри...). Ймовірність непрямого тунелювання набагато нижча. В будь-якому разі, 3.3.Е і 3.3.І. мають виконуватися.

Ступені виродження: *n*-області: $V_n \equiv (E_{Fn} - E_C)/q$; *p*-області: $V_p \equiv (E_V - E_{Fp})/q$. Якщо подати на *p-n* перехід пряму напругу $V = V_n + V_p$, тунельний струм через нього припиниться.

Тунельні ефекти суттєво проявляються в напівпровідниках за досягнення електричним полем значень $\geq 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Для розгляду ймовірностей тунелювання зазвичай використовують квазікласичне наближення квантової механіки.



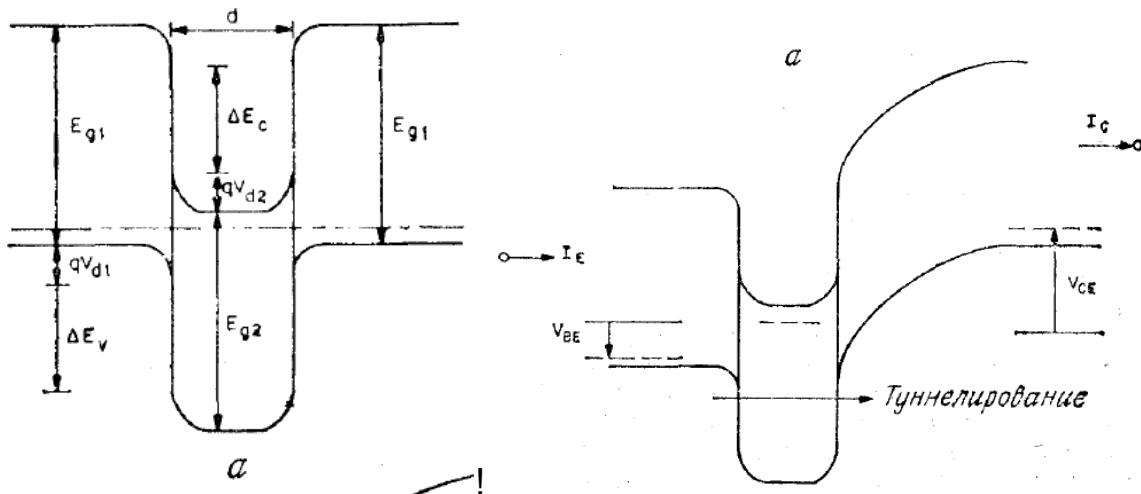
$$T_1 \approx \exp \left[-2 \int_{-x_1}^{x_2} |k(x)| dx \right],$$

$$T_1 \approx \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3g\hbar e} \right]$$

Ймовірність тунелювання тим вище, щонайменше ширина забороненої зони, щонайменше ефективна маса носія і щонайбільше електричне поле.

Прилади на тунельному ефекті швидкодіючі, тож застосування тунельного транзистору в ВЧ-

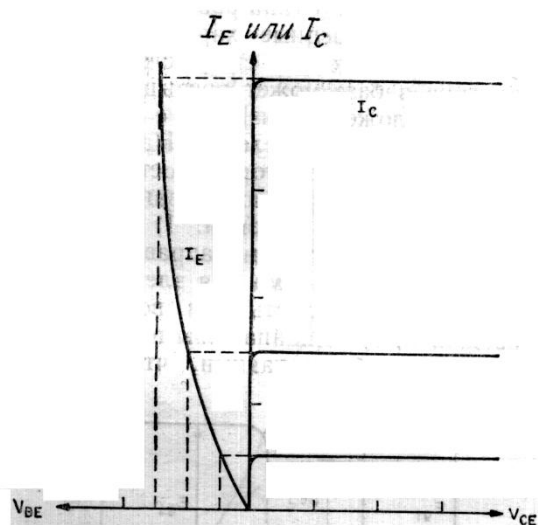
техніці дає очевидні переваги. Для транзистора можна застосувати схему на двох гетеропереходах (гетероперехідний транзистор). Його зонна діаграма в тепловій рівновазі нижче на малюнку а, його зонна діаграма при подачі прямої напруги на малюнку б.



Аби такий транзистор міг нормально працювати (в режимі підсилювача), необхідно виконання умов: 1) розриви між зонами ΔE_C та ΔE_V мають відбуватися в такому напрямку і мати таку величину, аби утворювалась потенціальна яма для електронів та бар'єр для дірок; 2) п-область за будь-яких конфігурацій має лишатися провідною; 3) товщина бази, конфігурація енергетичних зон мають бути такими, аби основний струм створювався за рахунок тунельного ефекту.

Зазвичай товщина бази в таких транзисторах має складати лише десятки ангстрем, тож вживаним способом її вирощування є молекулярно-променева епітаксія (кристалічне пошарове нарощування).

При подачі напруги зміщення V_{CE} основним струмом буде тунельний струм через базу. Його величина буде пропорційна $J_t \propto \exp(qV_{CE}/kT)$. Залежність струму емітера/колектора від напруги:



вони настільки близькі, що коефіцієнт переносу по базі дорівнює 1, так само ефективність емітера дорівнює 1. Це означає, що такий транзистор має значний коефіцієнт підсилення за струмом.

+нехтовно малий час прольоту через базу

+мала паразитна ємність емітера (схема гетероперехідного тунельного транзистора передбачає вживання слабколегованого емітера)

+низький опір бази (сильнолегована

база).

Такі переваги обумовлюють логічність його використання в НВЧ-техніці.

101. Лавинно-пролітні діоди. Принцип роботи.

Лавинно-пролітні діоди.

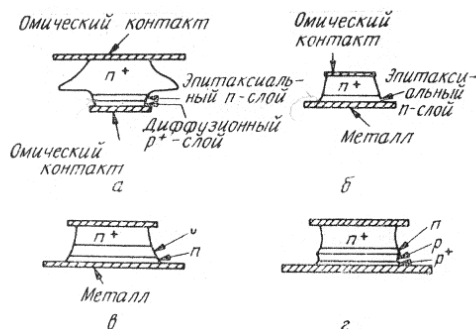
Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-пролітні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шоттки; в – діод з двошаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Зв'язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, А	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробую, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	
- температурні обмеження	f^{-1}
- обмеження пов'язані з властивостями напівпровідників	f^{-2}
ККД, η	Не залежить

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов'язані з інжекцією носіїв.

Для изготовления лавинно-пролетных диодов используют кремний и арсенид галлия. Такие диоды могут иметь различные полупроводниковые структуры: p^+-n-n^+ , $p^+-n-i-n^+$, $m-n-n^+$ ($m-n$ — переход металл-полупроводник), $n^+-n-p-p^+$ и другие. Распределение концентраций примесей в переходах должно быть как можно ближе к ступенчатому, а сами переходы — максимально плоскими.

Принцип работы лавинно-пролетного диода рассмотрим на примере p^+-n-n^+ структуры. Центральная слаболегированная n -область называется *базой*. При напряжении, близком к пробивному, обеднённый слой p^+ — n -перехода распространяется на всю базу. При этом напряжённость электрического поля растёт от $n-n^+$ -перехода к p^+-n переходу, вблизи которого можно выделить тонкую область, в которой напряжённость превышает пробивное значение, и происходит лавинное размножение носителей. Образующиеся при этом дырки утягиваются полем в p^+ -область, а электроны дрейфуют к n^+ -области. Эта область называется слоем лавинного размножения. За его пределами дополнительных электронов не возникает. Таким образом, слой лавинного размножения является поставщиком электронов.

При подаче на контакты диода переменного напряжения такого, что в течение положительного полупериода напряжение существенно больше, а в течение отрицательного — существенно меньше напряжения пробоя, ток в слое умножения приобретает вид коротких импульсов, максимум которых запаздывает по отношению к максимуму напряжения приблизительно на четверть периода (*лавинное запаздывание*). Из слоя умножения периодически выходят сгустки электронов, которые движутся через слой дрейфа в течение отрицательного полупериода, когда процесс генерации электронов в слое умножения прекращается. Движущиеся сгустки наводят во внешней цепи ток, почти постоянный в течение времени пролета. Таким образом, ток в диоде имеет вид прямоугольных импульсов. Этот режим работы диода называется **пролётным** (ИМРАТТ-диоды). КПД этого режима не превышает 0,3.

Если амплитуда переменного напряжения на диоде достигает значения, примерно равного пробивному напряжению, то в лавинной области образуется столь плотный объёмный заряд электронов, что напряжённость поля со стороны p^+ -области понижается практически до нуля, а в области базы повышается до уровня, достаточного для развития процесса ударной ионизации. В результате этого процесса слой лавинного умножения смещается и формируется в области базы на фронте сгустка электронов. Таким образом, в области дрейфа образуется движущаяся в направлении n^+ -области лавина, которая оставляет за собой большое количество электронов и дырок. В области, заполненной этими носителями, напряжённость поля понижается почти до нуля. Это состояние принято называть *компенсированной полупроводниковой плазмой*, а режим работы лавинно-пролетного диода — **режимом с захваченной плазмой** (ТРАПАТТ-диоды).

В этом режиме можно выделить три фазы. *Первая* — образование лавинного ударного фронта, прохождение его через диод, оставляя его заполненным плазмой, захваченной слабым электрическим полем. Ток, текущий через диод в этой фазе, существенно увеличивается из-за

дополнительного размножения носителей в базе, а напряжение на диоде за счет образования плазмы снижается почти до нуля. *Вторая* фаза — период восстановления. База диода в этой фазе наполнена электронно-дырочной плазмой. Дырки из области базы дрейфуют к p^+ -области, а электроны — к n^+ -области со скоростью значительно меньшей, чем дрейфовая скорость насыщения. Плазма постепенно рассасывается. Ток в этой фазе остается неизменным. Наступает *третья* фаза, характеризующаяся высоким значением напряжённости поля в диоде и предшествующая новому образованию лавинного ударного фронта. Наибольшую длительность имеет именно третья фаза.

Процессы режима с захваченной плазмой протекают заметно дольше, чем процессы пролётного режима. Поэтому при работе в режиме с захваченной плазмой контур настраивают на меньшую частоту. КПД режима с захваченной плазмой при этом заметно выше КПД пролётного режима и превышает 0,5.

Существует разновидность лавинно-пролётных диодов, работающих в инжекционно-пролётном режиме (BARITT-диоды)^[2].

102. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда.

Лавинно-пролітні діоди.

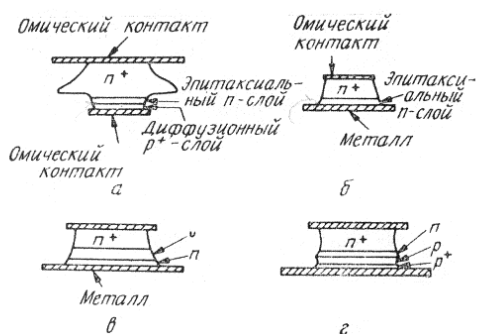
Принцип роботи IMPATT-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-прольотні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шоттки; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Зв'язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, A	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробою, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	f^{-1}
- температурні обмеження	f^{-2}
- обмеження пов'язані з властивостями напівпровідників	Не залежить
ККД, η	

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов'язані з інжекцією носіїв.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: $p^+ - n - i - n^+$ або $n^+ - p - i - p^+$.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні

коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

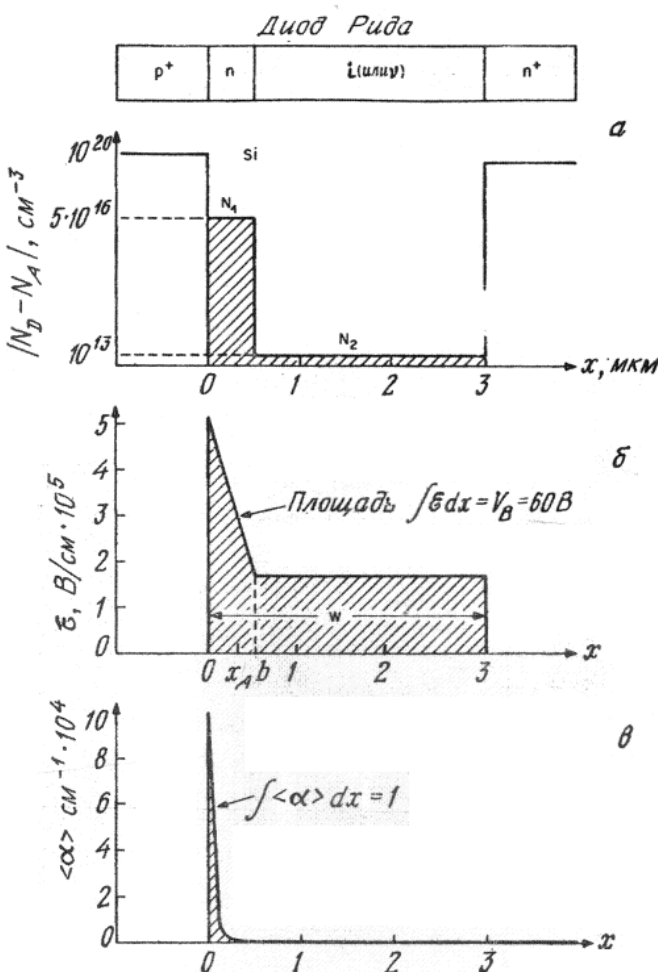
$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1 - \text{умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A – ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

В ідеальному р-і-п діоді область лавинного помноження займає всю ширину шару власної концентрації. Однак в діодах Ріда та р-п переходах область помноження носіїв насправді дуже вузька й розташована поблизу фізичної (металургічної) межі переходу. Має сенс означати ширину області помноження

$\int_0^{x_A} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$ для звичайного ЛПД-діода, $\int_{-x_A/2}^{x_A/2} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$ для діодів Ріда, діодів з різким асиметричним переходом та діоду з двошаровою базою (особливість форми бар'єру – похилий трикутник чи прямокутний)

Діод Ріда, як представник ЛПД, використовується для отримання НВЧ-коливань.

103. Граничні випадки розподілу домішок в лавинно-пролітному діоді Ріда.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: $p^+ - n - i - n^+$ або $n^+ - p - i - p^+$.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^w (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

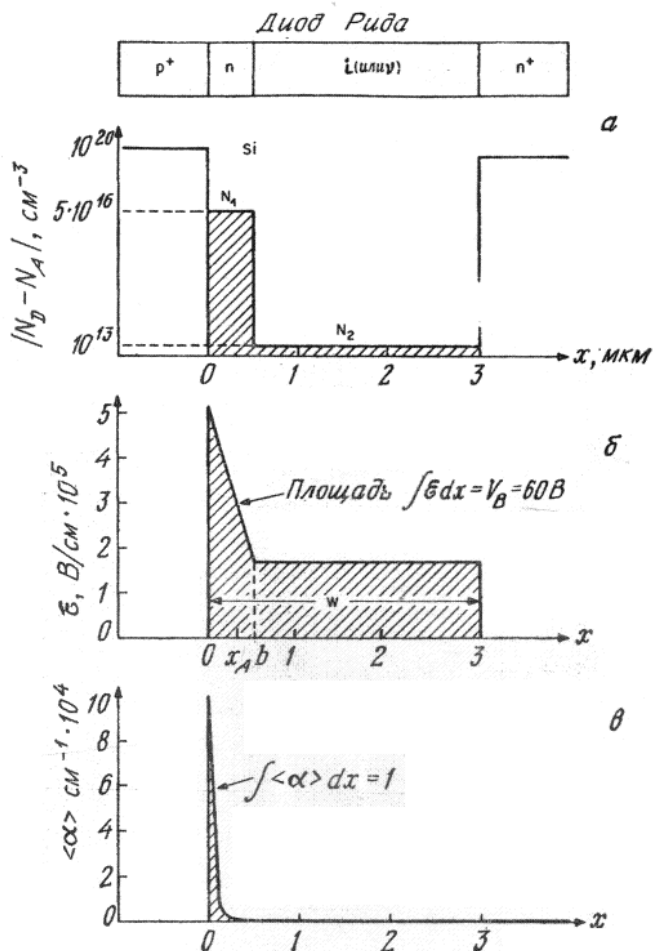
$$\int_0^w \langle \alpha \rangle dx = 1 \text{ - умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A - ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

В ідеальному р-і-п діоді область лавинного помноження займає всю ширину шару власної концентрації. Однак в діодах Ріда та р-п переходах область помноження носіїв насправді дуже вузька й розташована поблизу фізичної (металургічної) межі переходу. Має сенс означати ширину області помноження

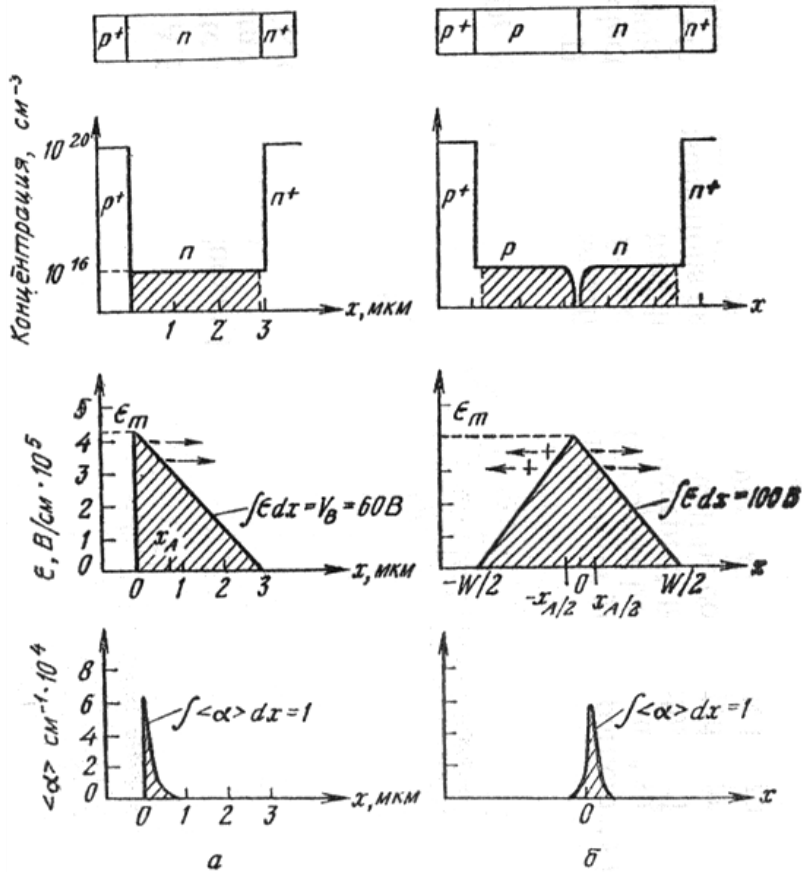
$\int_0^{x_A} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$ для звичайного ЛПД-діода, $\int_{-x_A/2}^{x_A/2} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$ для діодів Ріда, діодів з різким асиметричним переходом та діоду з двошаровою базою (особливість форми бар'єру – похилий трикутник чи прямокутний)

Діод Ріда, як представник ЛПД, використовується для отримання НВЧ-коливачів.

Існують два граничні випадки розподілу домішки в діоді Ріда. Якщо відсутня область з концентрацією домішки N_2 , то маємо різкий р⁺-п (або дзеркально) перехід. Якщо відсутня область з концентрацією N_1 , то діод Ріда вироджується в р⁺-і-п⁺ діод (діод Місави).

Модифікації діодів Ріда дозволяють отримати вищі ККД, але пред'являють вищі вимоги до технологічного процесу.

Діод з асиметричним різким р⁺-п переходом. Діод з симетричним різким р-п переходом

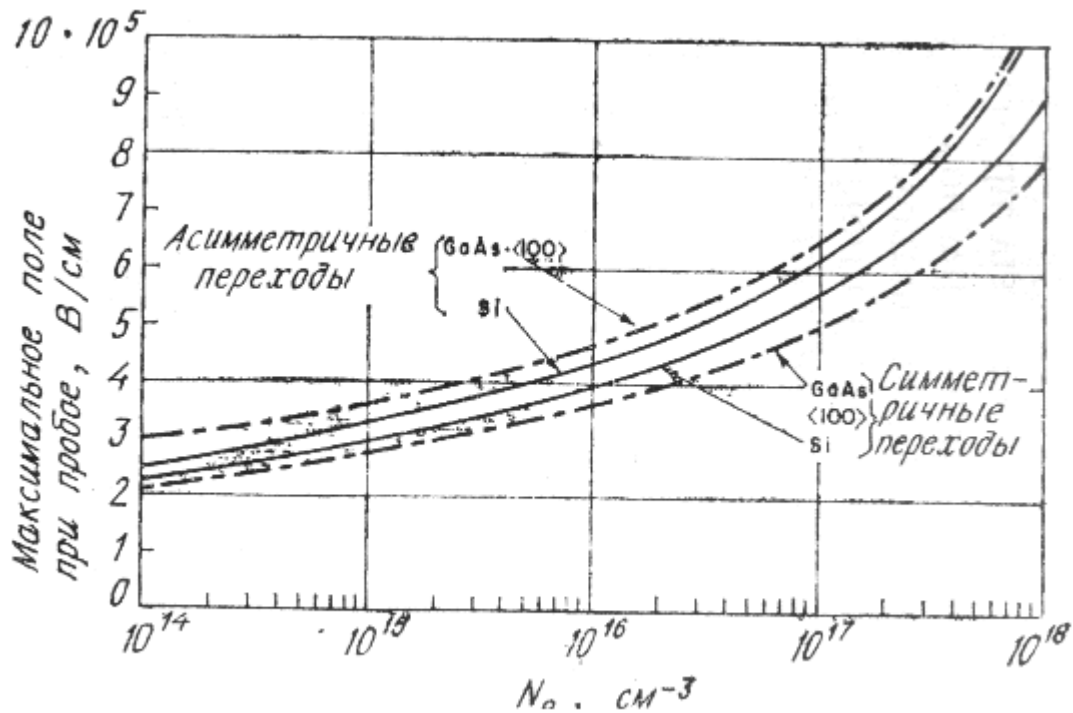


Розподіл домішок, напруженості електричного поля і ефективного коефіцієнта іонізації в діоді з асиметричним різким р+-n переходом (діод з однією дрейфовою областю) (а) і в р+-р-n-n+ діоді з симетричним різким р-n переходом (діод з двома дрейфовими областями) (б).

У випадку кремнієвого діода з симетричним різким р-n переходом область помноження розміщена поблизу центра збідненої області. Невелика асиметрія коефіцієнту ударної іонізації по відношенню до точки, в якій напруженість електричного поля максимальна, пов'язана з тим, що в кремнії α_n і α_p сильно різняться. Якщо $\alpha_n \approx \alpha_p$, як це має місце в GaP, ефективний коефіцієнт іонізації $\langle \alpha \rangle = \alpha_n = \alpha_p$, і область лавинного помноження симетрична по відношенню до точки $x=0$.

$$\text{Для симетричного різкого р-n переходу } V_b = \frac{1}{2} E_m W = \frac{\epsilon_s E_m^2}{q N_B}, \quad W = \frac{12 \epsilon_s V_{bi}}{q a}.$$

Максимальна напруженість електричного поля при пробі як функція концентрації для асиметричних і симетричних різких переходів з Si і GaAs:



Діод з асиметричним різким р+-п переходом характеризується $V_b = \frac{1}{2} E_m W$,

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V)}{qN_B}}$$

Розглянемо р+-п-п+ діод з асиметричним різким переходом. Коли прикладена напруга V дорівнює напрузі пробою V_B , абсолютна величина напруженості електричного поля $|\epsilon_x|$ максимальна в точці $x = 0$ і дорівнює ϵ_m . Якщо припустити, що електрони рухаються в збідненій області із швидкістю насичення v_s , то струм дорівнює $I = v_s \rho A$, куди входить швидкість насичення, густина заряду носіїв та площа A . Зміна напруженості електричного поля $\Delta\epsilon(x)$, пов'язана з об'ємним зарядом носіїв, знаходиться з виразу струму та рівняння Пуассона: $\Delta\epsilon(x) \cong \frac{I x}{A\epsilon_s v_s}$. Якщо припустити, що всі носії генеруються в області помноження шириною x_A , то зміна напруги, пов'язана з об'ємним зарядом в області дрейфу $(W - x_A)$ можливо виразити, проінтегрувавши $\Delta\epsilon(x)$:

$$\Delta V_B \cong \int_0^{W-x_A} \frac{I x}{A\epsilon_s v_s} dx = I \frac{(W-x_A)^2}{2A\epsilon_s v_s}$$

Повна величина прикладеної напруги становить $V = V_B + \Delta V_B = V_B + IR_{SC}$, де

$$R_{SC} \equiv \frac{\Delta V_B}{I} \cong \frac{(W-x_A)^2}{2A\epsilon_s v_s} - \text{опір області просторового заряду.}$$

104. Лавинно-пролітні діоди. Діод з несиметричним різким p⁺-n переходом.

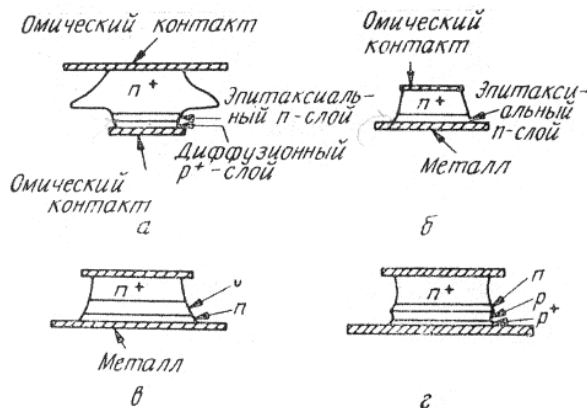
Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-прольотні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шотткі; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Зв'язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, А	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробою, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	f^{-1}
- температурні обмеження	f^{-1}
- обмеження пов'язані з властивостями напівпровідників	f^{-2}
ККД, η	Не залежить

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов'язані з інжекцією носіїв.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: p⁺-n-i-n⁺ або n⁺-p-i-p⁺.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні

коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

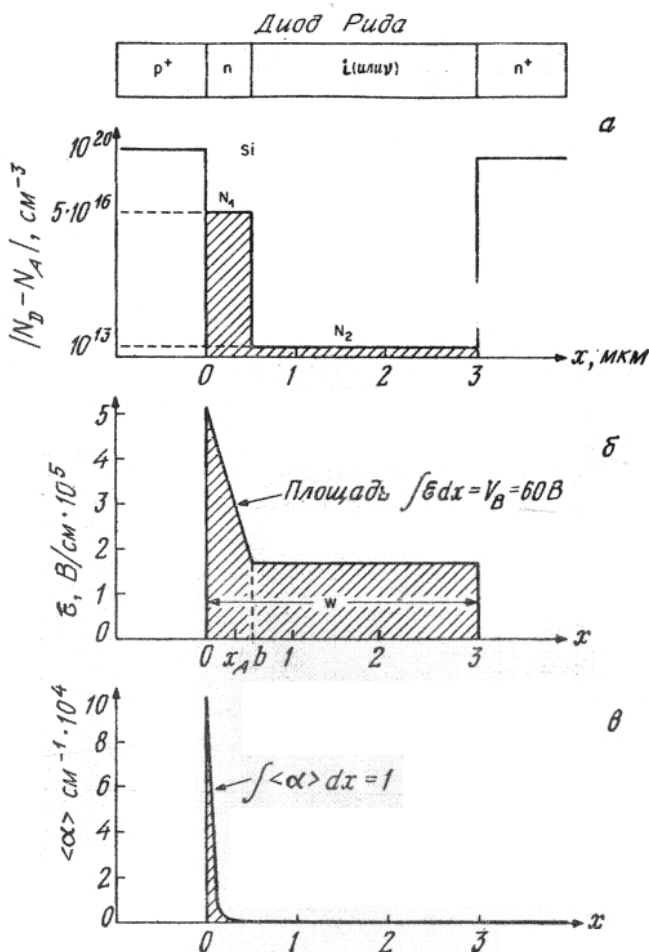
$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1 \text{ - умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A - ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

Існують два граничні випадки розподілу домішки в діоді Піда. Якщо відсутня область з концентрацією домішки N_2 , то маємо різкий $p^+ - n$ (або дзеркально) перехід. Якщо відсутня область з концентрацією N_1 , то діод Піда вироджується в $p^+ - i - n^+$ діод (діод Місави).

Модифікації діодів Піда дозволяють отримати вищі ККД, але пред'являють вищі вимоги до технологічного процесу.

Діод з асиметричним різким $p^+ - n$ переходом характеризується

$$V_b = \frac{1}{2} E_m W, \quad W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (V_{bi} + V)}{qN_B}}$$

Розглянемо $p^+ - n - n^+$ діод з асиметричним різким переходом.

Коли прикладена напруга V дорівнює напрузі пробію V_B , абсолютна величина напруженості електричного поля $|\epsilon_x|$ максимальна в точці $x = 0$ і дорівнює ϵ_m .

Якщо припустити, що електрони рухаються в збідненій області із швидкістю насичення v_s , то струм дорівнює $I = v_s \rho A$, куди входить швидкість насичення, густина заряду носіїв та площа A . Зміна напруженості електричного поля $\Delta\epsilon(x)$, пов'язана з об'ємним зарядом носіїв, знаходиться з виразу струму та рівняння

Пуассона: $\Delta\epsilon(x) \equiv \frac{I_x}{A\epsilon_s v_s}$. Якщо припустити, що всі носії генеруються в області

помноження шириною x_A , то зміна напруги, пов'язана з об'ємним зарядом в області дрейфу $(W-x_A)$ можливо виразити, проінтегрувавши $\Delta\varepsilon(x)$:

$$\Delta V_B \approx \int_0^{W-x_A} \frac{Ix}{A\varepsilon_s v_s} dx = I \frac{(W-x_A)^2}{2A\varepsilon_s v_s}.$$

Повна величина прикладеної напруги становить $V = V_B + \Delta V_B = V_B + IR_{SC}$, де $R_{SC} \equiv \frac{\Delta V_B}{I} \approx \frac{(W-x_A)^2}{2A\varepsilon_s v_s}$ - опір області просторового заряду.

105. Лавинно-пролітні діоди. Діод з симетричним різким p-n переходом.

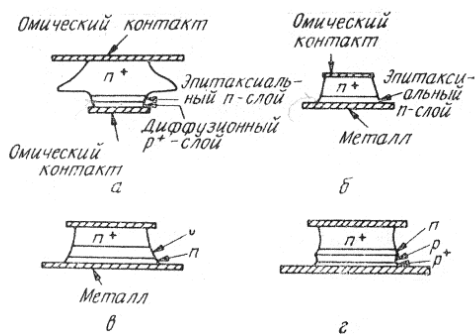
Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-пролітні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шотткі; д – діод з двошаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Зв'язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, А	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробою, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out} - температурні обмеження	f^{-1}

- обмеження пов'язані з властивостями напівпровідників ККД, η	f^2 Не залежить
---	----------------------

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов'язані з інжекцією носіїв.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: $p^+ - n - i - n^+$ або $n^+ - p - i - p^+$.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

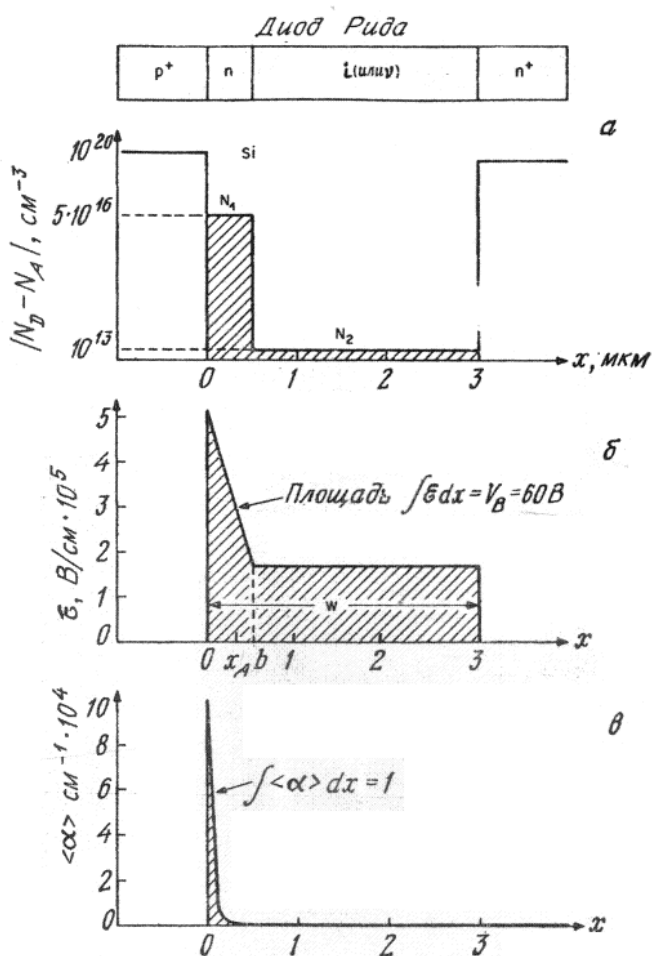
$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1 \text{ - умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A - ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

Існують два граничні випадки розподілу домішки в діоді Ріда. Якщо відсутня область з концентрацією домішки N_2 , то маємо різкий $p^+ - n$ (або дзеркально) перехід. Якщо відсутня область з концентрацією N_1 , то діод Ріда вироджується в $p^+ - i - n^+$ діод (діод Місави).

Модифікації діодів Ріда дозволяють отримати вищі ККД, але пред'являють вищі вимоги до технологічного процесу.

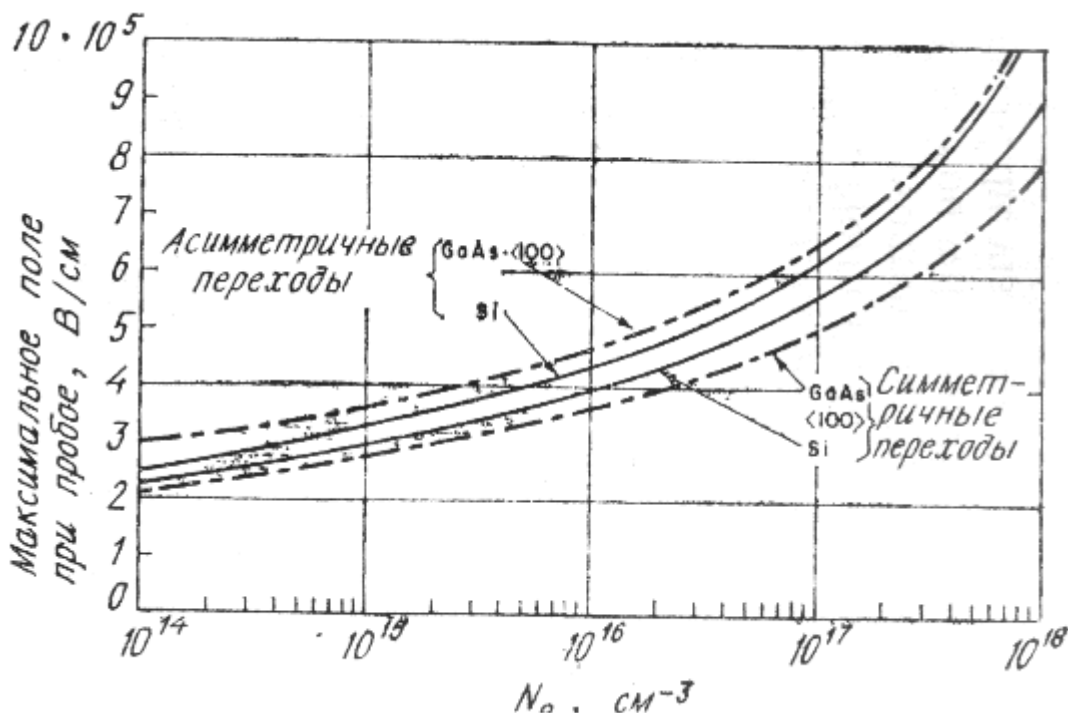
У випадку кремнієвого діода з симетричним різким $p-n$ переходом область помноження розміщена поблизу центра збідненої області. Невелика асиметрія коефіцієнту

ударної іонізації по відношенню до точки, в якій напруженість електричного

поля максимальна, пов'язана з тим, що в кремнії α_n і α_p сильно різняться. Якщо $\alpha_n \approx \alpha_p$, як це має місце в GaP, ефективний коефіцієнт іонізації $\langle \alpha \rangle = \alpha_n = \alpha_p$, і область лавинного помноження симетрична по відношенню до точки $x=0$.

$$\text{Для симетричного різкого p-n переходу } V_b = \frac{1}{2} E_m W = \frac{\epsilon_s E_m^2}{q N_B}, \quad W = \frac{12 \epsilon_s V_{bi}}{q a}.$$

Максимальна напруженість електричного поля при пробі як функція концентрації для асиметричних і симетричних різких переходів з Si і GaAs:



106. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда з двохшаровою базою.

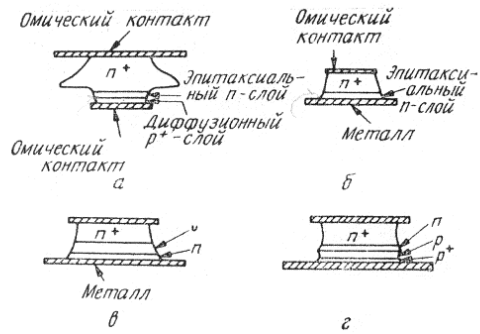
Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відемного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

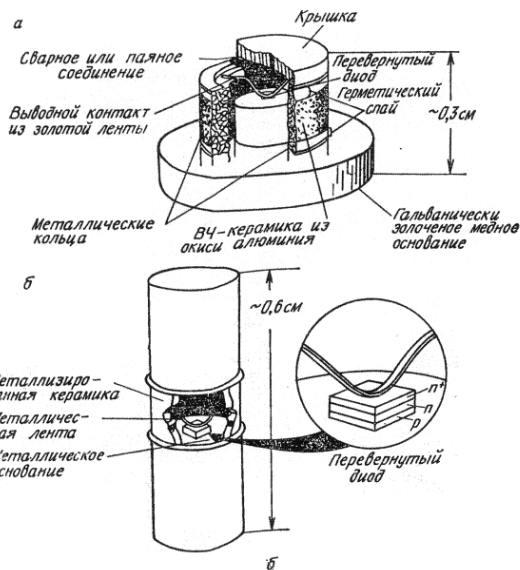
Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-прольотні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар’єр Шоттки; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.



конструктивне виконання
Зв’язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, A	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробоя, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	f^{-1}
- температурні обмеження	f^{-2}
- обмеження пов’язані з властивостями напівпровідників	Не залежить
ККД, η	

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов’язані з інжекцією носіїв.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: $p^+ - n - i - n^+$ або $n^+ - p - i - p^+$.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні

коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

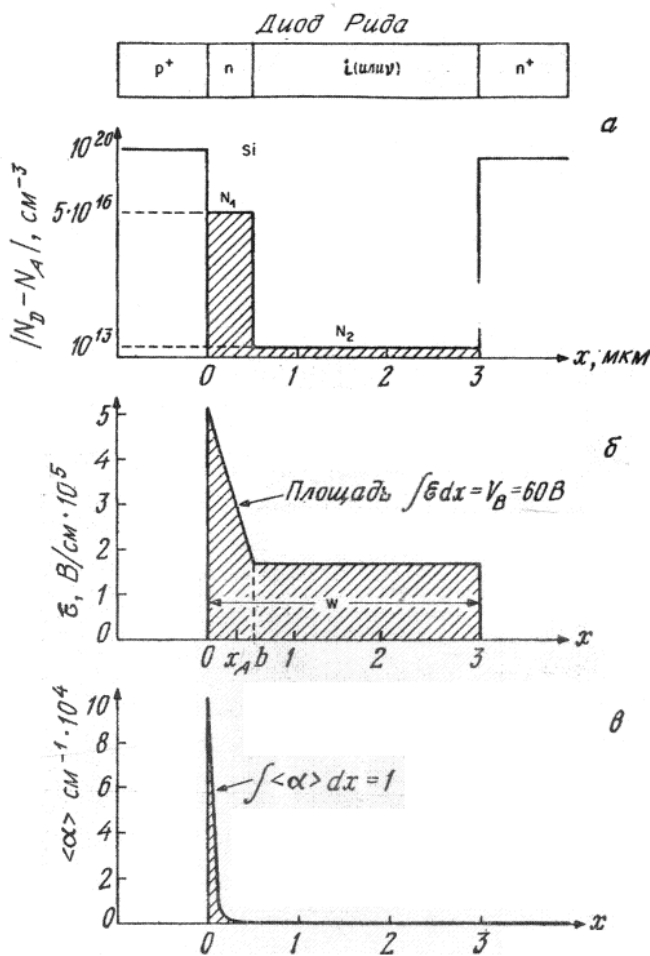
$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1 \text{ - умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A - ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

В ідеальному р-і-п діоді область лавинного помноження займає всю ширину шару власної концентрації. Однак в діодах Ріда та р-п переходах область помноження носіїв насправді дуже вузька й розташована поблизу фізичної (металургічної) межі переходу. Має сенс означати ширину області помноження

$$\int_0^{x_A} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$$

для звичайного ЛПД-діода,

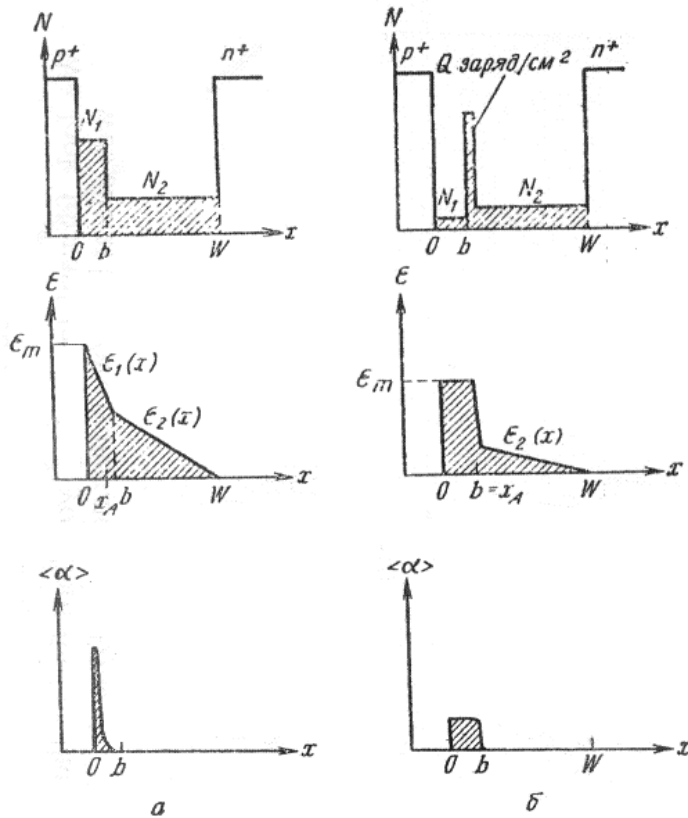
$$\int_{-x_A/2}^{x_A/2} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$$

для діодів Ріда, діодів з

різким асиметричним переходом та діоду з двошаровою базою (особливість форми бар'єру – похилий трикутник чи прямокутний)

Діод Ріда, як представник ЛПД, використовується для отримання НВЧ-коливань.

Розподіл домішок, напруженості електричного поля і ефективного коефіцієнта іонізації в модифікованих діодах Ріда: з двошаровою базою (а) і з трьохшаровою базою (б):



Напруга пробую і ширина збідненої області в діоді Ріда і діоді з двошаровою базою: $V_B = (E_m - \frac{qN_1b}{2\epsilon_s})b - \frac{1}{2}(E_m - \frac{qN_2b}{2\epsilon_s})(W - b)$; $W = \frac{\epsilon_s E_m}{qN_2} - b(\frac{N_1}{N_2} - 1)$.

107. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда з трьохшаровою базою.

Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

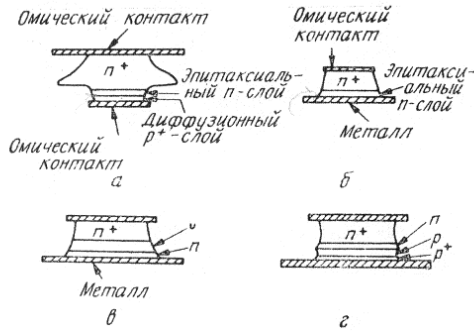
ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

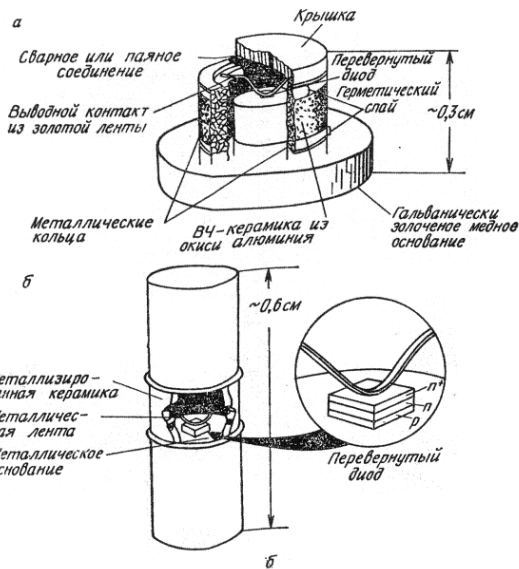
- 1) високий рівень шуму;

2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-прольотні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар’єр Шоттки; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.



конструктивне виконання

Зв’язок параметрів діода з частотою (наближено)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, A	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробою, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	f^{-1}
- температурні обмеження	f^{-1}
- обмеження пов’язані з властивостями напівпровідників	f^{-2}
ККД, η	Не залежить

При цьому в діоді можуть виникати запізнення фази, пов’язані з інжекцією носіїв.

В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду: $p^+ - n - i - n^+$ або $n^+ - p - i - p^+$.

Коефіцієнт ударної іонізації: $\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]$, n і p – відповідні коефіцієнти для електронів та дірок, W – ширина збідненого шару.

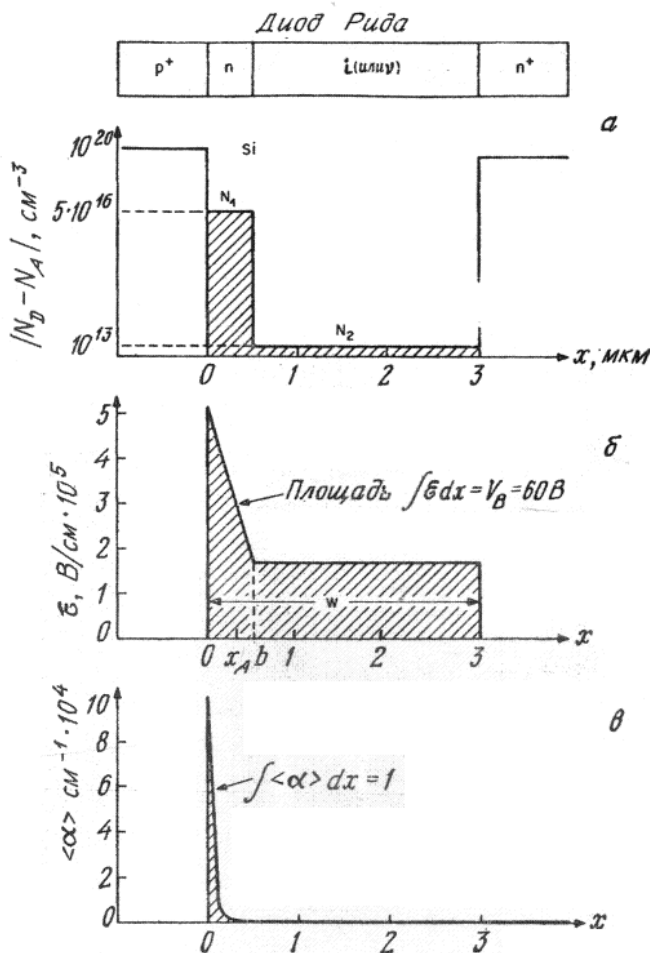
$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1 \text{ - умова лавини}$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A - ширина області помноження.

Падіння напруги на області помноження - V_A .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно пролітних діодів сильно залежать як від x_A , так і від V_A .

Шар поза областю помноження ($x_A \leq x \leq W$) називається областю дрейфа.



а) розподіл домішок; б) розподіл електричного поля та в) ефективної області лавинного помноження (коефіцієнт іонізації).

В ідеальному p - i - n діоді область лавинного помноження займає всю ширину шару власної концентрації. Однак в діодах Ріда та p - n переходах область помноження носіїв насправді дуже вузька й розташована поблизу фізичної (металургічної) межі переходу. Має сенс означати ширину області помноження

$$\int_0^{x_A} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$$

для звичайного ЛПД-діода,

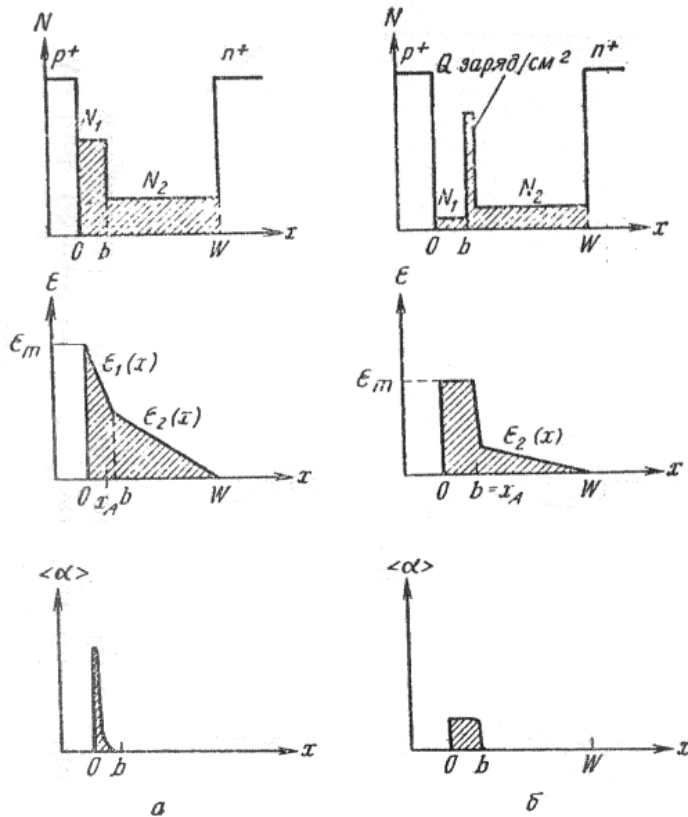
$$\int_{-x_A/2}^{x_A/2} \langle \alpha \rangle dx = 0,95$$

для діодів Ріда, діодів з

різким асиметричним переходом та діоду з двошаровою базою (особливість форми бар'єру – похилий трикутник чи прямокутний)

Діод Ріда, як представник ЛПД, використовується для отримання НВЧ-коливальних.

Розподіл домішок, напруженості електричного поля і ефективного коефіцієнта іонізації в модифікованих діодах Ріда: з двошаровою базою (а) і з трьохшаровою базою (б):



Напруга пробую і ширина збідненої області в діоді з трьохшаровою базою:

$$V_B = E_m b + \frac{1}{2} \left(E_m - \frac{qQ}{\epsilon_s} \right) (W - b); \quad W = \frac{\epsilon_s}{qN_2} \left(E_m - \frac{qQ}{\epsilon_s} \right) + b.$$

108. Конструкції лавинно-пролітних діодів.

Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливальних.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливальних. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Для изготовления лавинно-пролетных диодов используют кремний и арсенид галлия. Такие диоды могут иметь различные полупроводниковые структуры: p^+-n-n^+ , $p^+-n-i-n^+$, $m-n-n^+$ ($m-n$ — переход металл-полупроводник), $n^+-n-p-p^+$ и другие. Распределение концентраций примесей в переходах должно быть как можно ближе к ступенчатому, а сами переходы — максимально плоскими.

Принцип работы лавинно-пролетного диода рассмотрим на примере p^+-n-n^+ структуры. Центральная слаболегированная n -область называется *базой*. При напряжении, близком к пробивному, обеднённый слой p^+ — n -перехода распространяется на всю базу. При этом напряжённость электрического поля растёт от $n-n^+$ -перехода к p^+-n переходу, вблизи которого можно выделить тонкую область, в которой напряжённость превышает пробивное значение, и происходит лавинное размножение носителей. Образующиеся при этом дырки утягиваются полем в p^+ -область, а электроны дрейфуют к n^+ -области. Эта область называется слоем лавинного размножения. За его пределами дополнительных электронов не возникает. Таким образом, слой лавинного размножения является поставщиком электронов.

При подаче на контакты диода переменного напряжения такого, что в течение положительного полупериода напряжение существенно больше, а в течение отрицательного — существенно меньше напряжения пробоя, ток в слое умножения приобретает вид коротких импульсов, максимум которых запаздывает по отношению к максимуму напряжения приблизительно на четверть периода (*лавинное запаздывание*). Из слоя умножения периодически выходят сгустки электронов, которые движутся через слой дрейфа в течение отрицательного полупериода, когда процесс генерации электронов в слое умножения прекращается. Движущиеся сгустки наводят во внешней цепи ток, почти постоянный в течение времени пролета. Таким образом, ток в диоде имеет вид прямоугольных импульсов. Этот режим работы диода называется **пролётным** (ИМРАТТ-диоды). КПД этого режима не превышает 0,3.

Если амплитуда переменного напряжения на диоде достигает значения, примерно равного пробивному напряжению, то в лавинной области образуется столь плотный объёмный заряд электронов, что напряжённость поля со стороны p^+ -области понижается практически до нуля, а в области базы повышается до уровня, достаточного для развития процесса ударной ионизации. В результате этого процесса слой лавинного умножения смещается и формируется в области базы на фронте сгустка электронов. Таким образом, в области дрейфа образуется движущаяся в направлении n^+ -области лавина, которая оставляет за собой большое количество электронов и дырок. В области, заполненной этими носителями, напряжённость поля

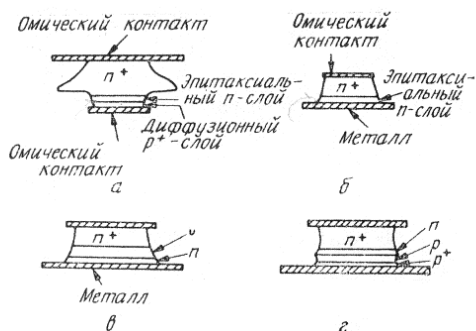
понижается почти до нуля. Это состояние принято называть *компенсированной полупроводниковой плазмой*, а режим работы лавинно-пролетного диода — **режимом с захваченной плазмой** (TRAPATT-диоды).

В этом режиме можно выделить три фазы. *Первая* — образование лавинного ударного фронта, прохождение его через диод, оставляя его заполненным плазмой, захваченной слабым электрическим полем. Ток, текущий через диод в этой фазе, существенно увеличивается из-за дополнительного размножения носителей в базе, а напряжение на диоде за счет образования плазмы снижается почти до нуля. *Вторая* фаза — период восстановления. База диода в этой фазе наполнена электронно-дырочной плазмой. Дырки из области базы дрейфуют к p^+ -области, а электроны — к n^+ -области со скоростью значительно меньшей, чем дрейфовая скорость насыщения. Плазма постепенно рассасывается. Ток в этой фазе остается неизменным. Наступает *третья* фаза, характеризующаяся высоким значением напряженности поля в диоде и предшествующая новому образованию лавинного ударного фронта. Наибольшую длительность имеет именно третья фаза.

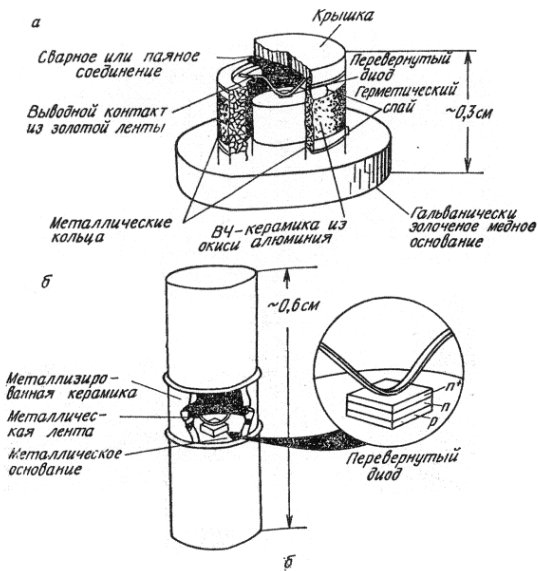
Процессы режима с захваченной плазмой протекают заметно дольше, чем процессы пролетного режима. Поэтому при работе в режиме с захваченной плазмой контур настраивают на меньшую частоту. КПД режима с захваченной плазмой при этом заметно выше КПД пролетного режима и превышает 0,5.

Существует разновидность лавинно-пролетных диодов, работающих в инжекционно-пролетном режиме (BARITT-диоды)^[2].

Лавинно-пролетні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар’єр Шоттки; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.



конструктивне виконання

109. Зв'язок параметрів лавинно-пролітного діода з частотою.

Лавинно-пролітні діоди.

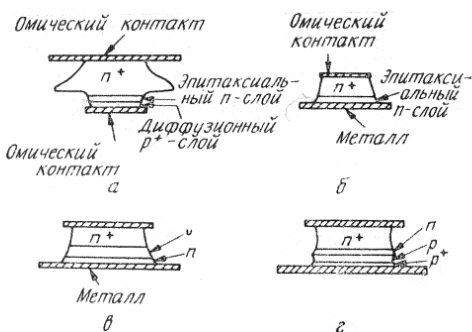
Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Лавинно-прольотні діоди:



Структура деяких ЛПД: а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар’єр Шоттки; д – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Зв’язок параметрів діода з частотою (наближено, отримано малосигнальним аналізом)

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, A	f^{-2}
Густина постійного струму, J	f
Ширина збідненої області, W	f^{-1}
Напруга пробою, V_B	f^{-1}
Вихідна потужність, P_{out}	
- температурні обмеження	f^{-1}
- обмеження пов’язані з властивостями напівпровідників	f^{-2}
ККД, η	Не залежить

110. Інжекційно-пролітні діоди.

Принцип роботи ІМРАТТ-діодів засновується на наступному ефекті. При прольоті носіїв через напівпровідникову структуру за певних умов є можливим лавинне помноження носіїв (така собі вторинна електронна емісія в напівпровідник). Коли перехід долають кілька носіїв, можлива затримане в часі поява відємного опору. Затримка визначається відносним відставанням процесів «прольотного запізнення» (залежить від швидкості дрейфу) та «лавинного запізнення» (залежить від швидкості наростання лавинного струму). Такі ефекти спостерігаються лише на високих частотах, причому сума цих характеристичних часів запізнення дорівнює півперіоду коливань.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

Динамічні характеристики ЛПД. Інжекційно-прольотні діоди

Сначала рассмотрим запаздывание фазы, связанное с инжекцией, и пролетный эффект в идеализированном приборе [29]. Предположим, что импульс тока проводимости инжектируется при $x = 0$ (рис. 7) с фазовым углом φ по отношению к полному току, а приложенное к диоду постоянное смещение таково, что инжектированные носители заряда пролетают область дрейфа со скоростью насыщения v_s . Плотность переменного тока проводимости \tilde{J}_c при $x = 0$ равна полной плотности тока \tilde{J} со сдвигом по фазе:

$$\tilde{J}_c(x=0) = \tilde{J} \exp(-j\varphi). \quad (16)$$

В произвольной точке области дрейфа полный переменный ток равен сумме тока проводимости и тока смещения:

$$\tilde{J}(x) = \tilde{J}_c(x) + \tilde{J}_d(x) = \tilde{J}_c(x=0) e^{-j\omega x/v_s} + j\omega \varepsilon_s \tilde{\mathcal{E}}(x), \quad (17)$$



Рис. 7. Идеализированный диод, в котором носители инжектируются при $x = 0$ и движутся в области дрейфа со скоростью насыщения.

где $\tilde{\mathcal{E}}(x)$ — переменная компонента напряженности электрического поля. Из выражений (16) и (17) получаем

$$\tilde{\mathcal{E}}(x) = \frac{\tilde{J} (1 - e^{-j\omega x/v_s - j\varphi})}{j\omega\epsilon_s}. \quad (18)$$

Проинтегрировав выражение (18), найдем импеданс диода

$$Z \equiv \frac{\int_0^W \tilde{\mathcal{E}}(x) dx}{\tilde{J}} = \frac{1}{j\omega C} \left[1 - \frac{e^{-j\varphi} (1 - e^{-j\theta})}{j\theta} \right], \quad (19)$$

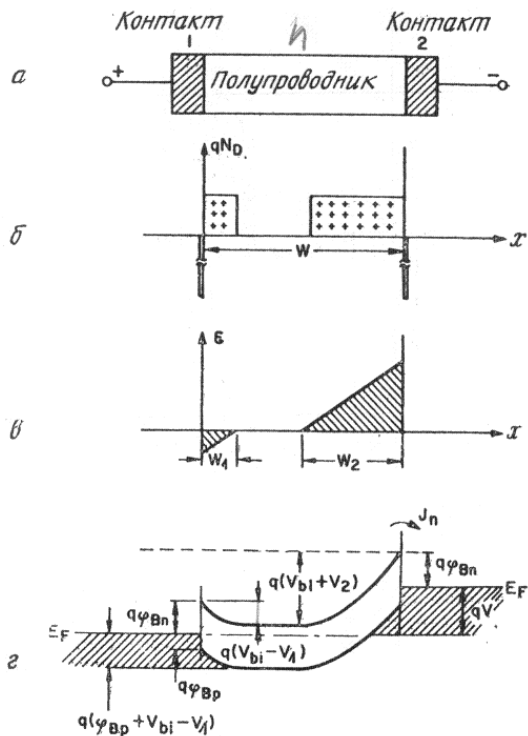
где $C = \epsilon_s/W$ — емкость на единицу площади и $\theta = \omega W/v_s$ — пролетный угол. Выделив действительную и мнимую части выражения (19), получим

$$R = \frac{\cos \varphi - \cos(\varphi + \theta)}{\omega C \theta}, \quad (20)$$

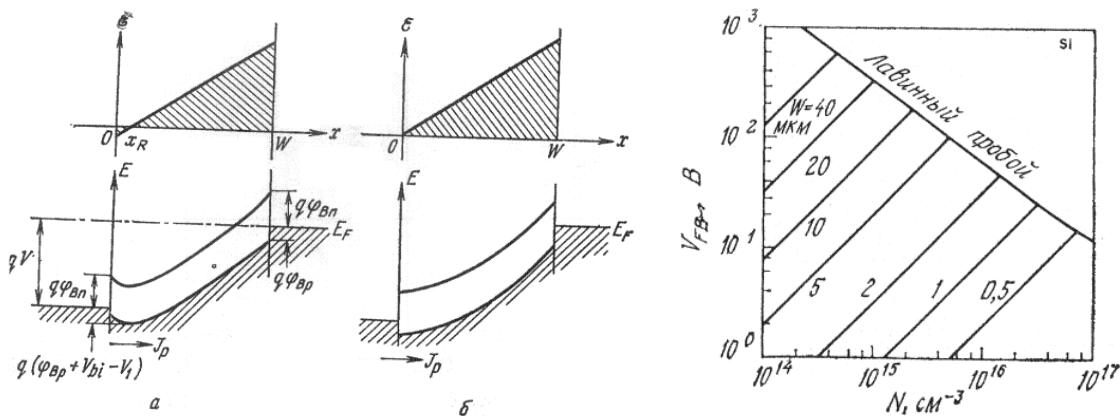
$$X = -\frac{1}{\omega C} + \frac{\sin(\theta + \varphi) - \sin \varphi}{\omega C \theta}. \quad (21)$$

Ниже мы изучим влияние инжекционного фазового угла φ на сопротивление по переменному току R . Когда угол φ равен нулю (нет фазового запаздывания), сопротивление пропорционально величине $(1 - \cos \theta)/\theta$, которая всегда больше или равна нулю (рис. 8, а), и поэтому сопротивление положительно. Следовательно, только пролетный эффект не может приводить к возникновению отрицательного сопротивления. Однако если $\varphi \neq 0$, то сопротивление отрицательно при некоторых значениях пролетных углов. Например, при $\varphi = \pi/2$ наибольшее отрицательное сопротивление соответствует углу пролета $\theta \approx 3\pi/2$ (рис. 8, б).

Робота інжекційно-прольотного діода заснована на прольотному ефекті (див. динамічні характеристики). Інжекція неосновних носіїв та прольотний кут компенсують відставання у фазі, що забезпечує можливість ще більш високочастотного та сильнострумового застосування.



Структура метал-напівпровідник-метал інжекційного діода (МНМ – структура). а) МНМ-структура з однорідно легованим напівпровідником n-типу; б) розподіл просторового заряду при малих зміщеннях діода; в) розподіл поля; г) енергетична діаграма. Ширина збідненого шару прямо зміщеного бар'єру $W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D}(V_{bi} - V_1)}$, обернено зміщеного $W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D}(V_{bi} - V_2)}$. Тут N_D - концентрація іонізованої домішки і V_{bi} - контактна різниця потенціалів.



Зліва: Розподіл електричного поля і енергетична діаграма МНМ структури при проколі (а) і в умовах плоских зон (б). Зправа: Залежність напруги плоских зон від концентрації домішки в кремнієвих діодах з різною шириною бази. Для заданої ширини бази максимальна величина напруги плоских зон обмежена напругою лавинного пробою.

$$V_{RT} - \text{напруга змикання або напруга проколу } V_{RT} = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 - W \left[\frac{2qN_D}{\epsilon_s} (V_{bi} - V_1) \right]^{1/2}$$

$$\approx \frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 - W \left(\frac{2qN_D V_{bi}}{\epsilon_s} \right)^{1/2}; V_{FB} - \text{напруга плоских зон } V_{FB} = \frac{qN_D W^2}{2\epsilon_s};$$

Величина постійного зміщення ІПД в умовах генерації НВЧ-потужності зазвичай $V_{RT} < V < V_{FB}$. Прикладена напруга V зв'язана з висотою бар'єра зміщеного в прямому напрямі наступним співвідношенням: $V_{bi} - V_1 = (V_{FB} - V)^2 / 4V_{FB}$. Точка змикання збіднених областей $x_R / W = (V_{FB} - V) / 2V_{FB}$

Після змикання збіднених областей струм термічно емітованих через бар'єр Φ_{Br} дірок стає домінуючим. $J_p = A_p^* T^2 \exp(-\frac{q\Phi_{Br}}{kT}) [\exp(\frac{q(V_{FB} - V)^2}{4kTV_{FB}})]$ (для випадку $V \geq V_{RT}$), Протікання струму через р+-п-р+ - діод, в якому відбувся прокол, визначається тими ж механізмами, що і в МНМ структурі. Єдиною відмінністю є відсутність множника $\exp(-q\Phi_{Br}/kT)$ у випадку інжекції носіїв через зміщений в прямому напрямку р+-п - перехід.

111. Об'ємний від'ємний диференційний питомий опір.

Фізичні механізми виникнення об'ємного від'ємного диференційного питомого опору досить різноманітні.

Об'ємний ВДО обумовлений мікроскопічними властивостями напівпровідника: 1) стимульованим електричним полем захопленням носіїв на глибокі рівні; 2) ударною іонізацією мілких домішкових рівнів в компенсованих напівпровідниках; 3) переходом електронів із основного мінімуму зони провідності в побічні (ефект міждолинного переходу електронів).

Ефект міждолинного переходу електронів є одним з найбільш важливих ефектів. Оскільки випадкова флуктуація концентрації вільних носіїв в будь-якій точці зразка з об'ємним від'ємним диференційним питомим опором приводить до миттєвого виникнення просторового заряду, величина якого зростає з часом за експоненціальним законом, такий напівпровідник є за своєю природою нестабільним.

Надалі в цьому пункті заряд електронів вважається додатнім, про це обов'язково слід попередити.

Відштовхуємось від рівняння неперервності в одновимірному випадку; рівняння Пуассона (для флуктуаційного відхилення від рівноваги n); виразу для густини струму:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q(n - n_0)}{\epsilon_s} \quad ; \quad J = \frac{E}{\rho} - qD \frac{\partial n}{\partial x}$$

ϵ_s - діелектрична проникність, ρ - питомий опір і D - коефіцієнт дифузії

Диференціюємо та підставляємо

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad ; \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0$$

Отримане рівняння розв'язується простим розділенням змінних:

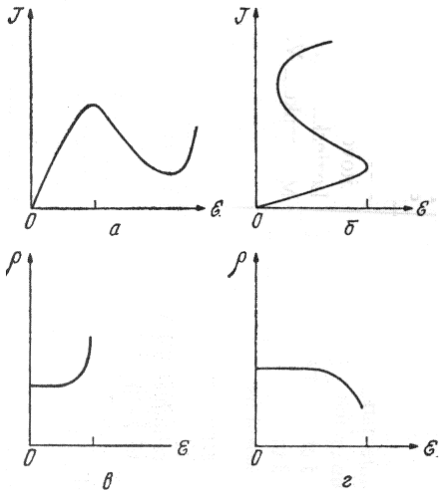
- якщо концентрація залежить лише від координати: $n - n_0 = (n - n_0)_{x=0} \exp(-x/L_D)$, де

Дебаївська довжина $L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{q^2 n_0}}$ визначає відстань, на якій затухають малі флуктуації заряду;

- якщо концентрація залежить лише від часу: $n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(-t/\tau_R)$, де час діелектричної релаксації $\tau_R \equiv \rho \epsilon_s = \epsilon_s / q\mu n \approx \epsilon_s / q\mu n$ - це час розсмоктування просторового заряду, якщо диференційний питомий опір і диференційна рухливість μ є додатні.

Як вже відзначалося, в напівпровіднику з від'ємним диференціальним опором (ВДО) будь-яка флуктуація концентрації буде наростати з постійною часу, яка рівна τ_R , а не затухати.

Прилади з об'ємним ВДО можна розділити на дві групи: прилади, що керуються напругою (з N-подібними характеристиками) і прилади, що керуються струмом (з S-подібними характеристиками). Наприклад, тунельний діод є прилад з N-подібною $J-E$ характеристикою, а тиристор – прилад з S-подібною характеристикою.



112. N- та S- подібні вольт-амперні характеристики.

Фізичні механізми виникнення об'ємного від'ємного диференціального питомого опору досить різноманітні.

Об'ємний ВДО обумовлений мікроскопічними властивостями напівпровідника: 1) стимульованим електричним полем захопленням носіїв на глибокі рівні; 2) ударною іонізацією мілких домішкових рівнів в компенсованих напівпровідниках; 3) переходом електронів із основного мінімуму зони провідності в побічні (ефект міждолинного переходу електронів).

Ефект міждолинного переходу електронів є одним з найбільш важливих ефектів. Оскільки випадкова флуктуація концентрації вільних носіїв в будь-якій точці зразка з об'ємним від'ємним диференціальним питомим опором приводить до миттєвого виникнення просторового заряду, величина якого зростає з часом за експоненціальним законом, такий напівпровідник є за своєю природою нестабільним.

Надалі в цьому пункті заряд електронів вважається додатнім, про це обов'язково слід попередити.

Відштовхуємось від рівняння неперервності в одномірному випадку; рівняння Пуасона (для флуктуаційного відхилення від рівноваги n); виразу для густини струму:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q(n - n_0)}{\epsilon_s} \quad ; \quad J = \frac{E}{\rho} - qD \frac{\partial n}{\partial x}$$

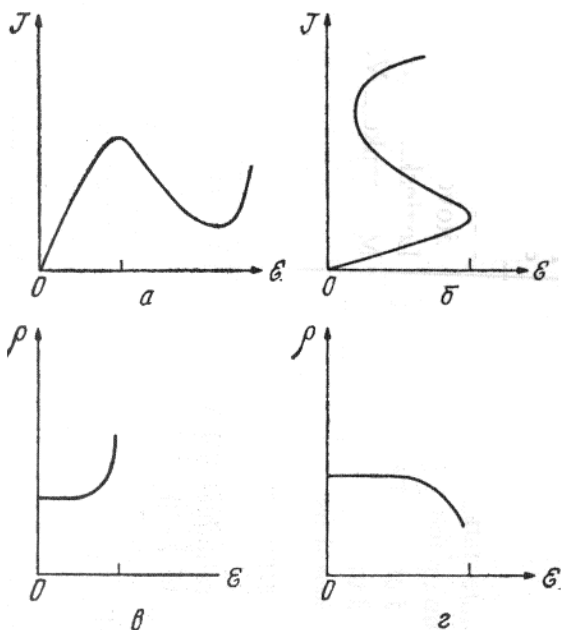
- якщо концентрація залежить лише від координати: $n - n_0 = (n - n_0)_{x=0} \exp(-x/L_D)$

, де Дебаївська довжина $L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{q^2 n_0}}$ визначає відстань, на якій затухають малі флуктуації заряду;

- якщо концентрація залежить лише від часу: $n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(-t/\tau_R)$, де час діелектричної релаксації $\tau_R \equiv \rho \epsilon_s = \epsilon_s / q \mu n \approx \epsilon_s / q \mu n$ - це час розсмоктування просторового заряду, якщо диференційний питомий опір і диференційна рухливість μ є додатні.

Як вже відзначалося, в напівпровіднику з від'ємним диференційним опором (ВДО) будь-яка флуктуація концентрації буде наростати з постійною часу, яка рівна τ_R , а не згасати.

Прилади з об'ємним ВДО можна розділити на дві групи: прилади, що керуються напругою (з N-подібними характеристиками) і прилади, що керуються струмом (з S-подібними характеристиками). Наприклад, тунельний діод є прилад з N-подібною $J-E$ характеристикою, а тиристор – прилад з S-подібною характеристикою.



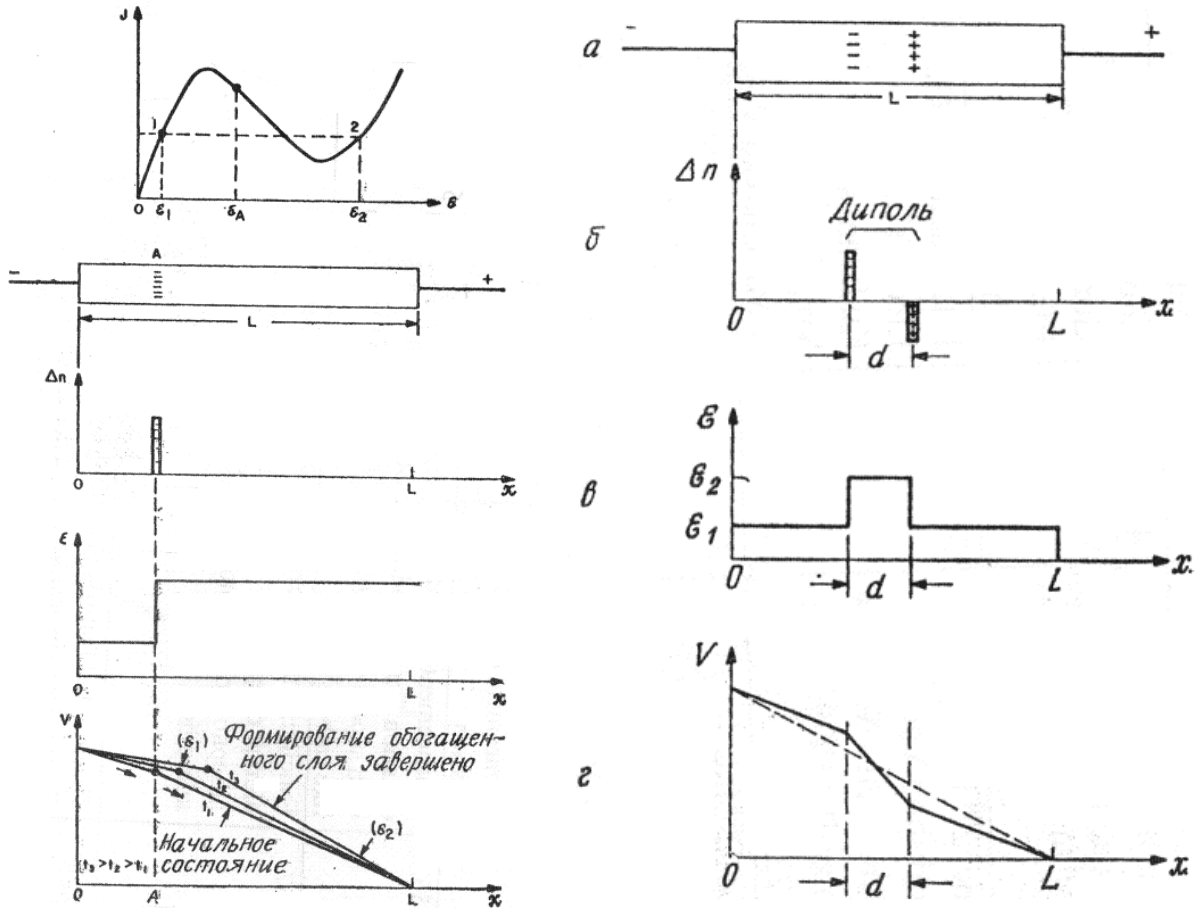
В приладах з N-подібними характеристиками будуть утворюватись домени високого електричного поля (або збагачені шари), а в приладах з S-подібними характеристиками - шнури струму з високою густиною.

Для приладу N-подібною $J-E$ характеристикою позитивний диференційний питомий опір збільшується з ростом електричного поля, тобто $d\rho/dE > 0$. Якщо напруженість електричного поля в деякій області напівпровідника набагато більша середньої, то її питомий опір також більший. Тому густина струму буде меншою. Це приведе до збільшення розмірів області і утворення домени (області високого електричного поля), поза якою поле відносно мале.

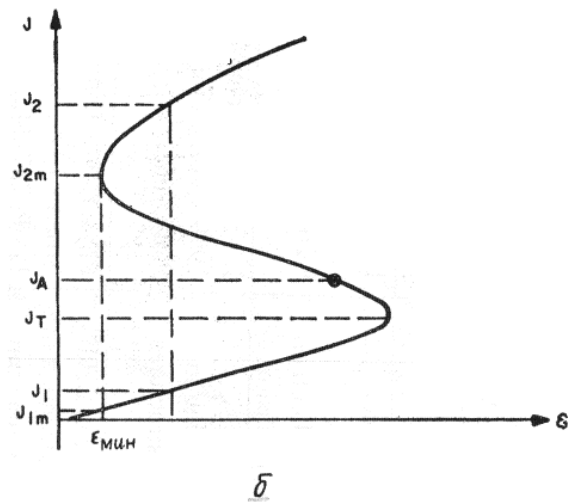
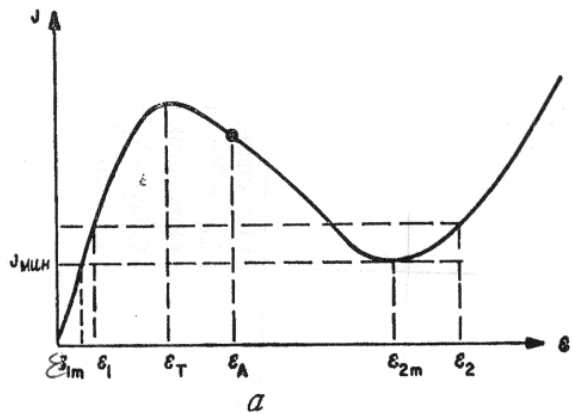
Для приладу з S-подібною характеристикою початкова величина позитивного диференційного питомого опору зменшується при збільшенні напруженості електричного поля, тобто $d\rho/dE < 0$. Якщо поле в деякій області напівпровідника набагато більше середнього, то питомий опір цієї області менший. Тому струм буде втікати в цю область, що приведе до її видовження в напрямі електричного поля і утворення шнура струму з високою густиною.

113. N – подібні вольт-амперні характеристики. Формування домена високого електричного поля.

ліворуч: Формування збагаченого електронного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО). Праворуч формування електричного дипольного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО). Дивимось на рис. 3 праворуч:



Для более подробного изучения нестабильностей объемного заряда [14] в приборах с N-образными J — \mathcal{E} -характеристиками обратимся к рис. 3. На рис. 3, а приведена типичная мгновенная зависимость J от \mathcal{E} , а на рис. 3, б — схема прибора. Предположим, что в точке А образовался избыток отрицательного заряда (см. рис. 3, б). Причиной этого могут быть случайные шумы или неоднородное легирование (рис. 3, в). Проинтегрировав один раз уравнение Пуассона, мы получим распределение электрического поля в образце, приведенное на рис. 3, г, причем поле слева от точки А меньше чем справа. Если постоянное напряжение на приборе соответствует точке \mathcal{E}_A на J — \mathcal{E} -кривой, то втекающий в точку А ток будет больше вытекающего, что приведет к накоплению отрицательного пространственного заряда в точке А. При этом электрическое поле слева от точки А становится еще меньше, что способствует дальнейшему накоплению заряда. Этот процесс продолжается до тех пор, пока



Товщина дипольного шару

$$V = E_A L = E_2 d + (L - d) E_1,$$

$$d = L \left(\frac{E_A - E_1}{E_2 - E_1} \right)$$

Шнур струму

$$I = J_A A = J_2 a + (A - a) J_1$$

Площа поперечного перерізу

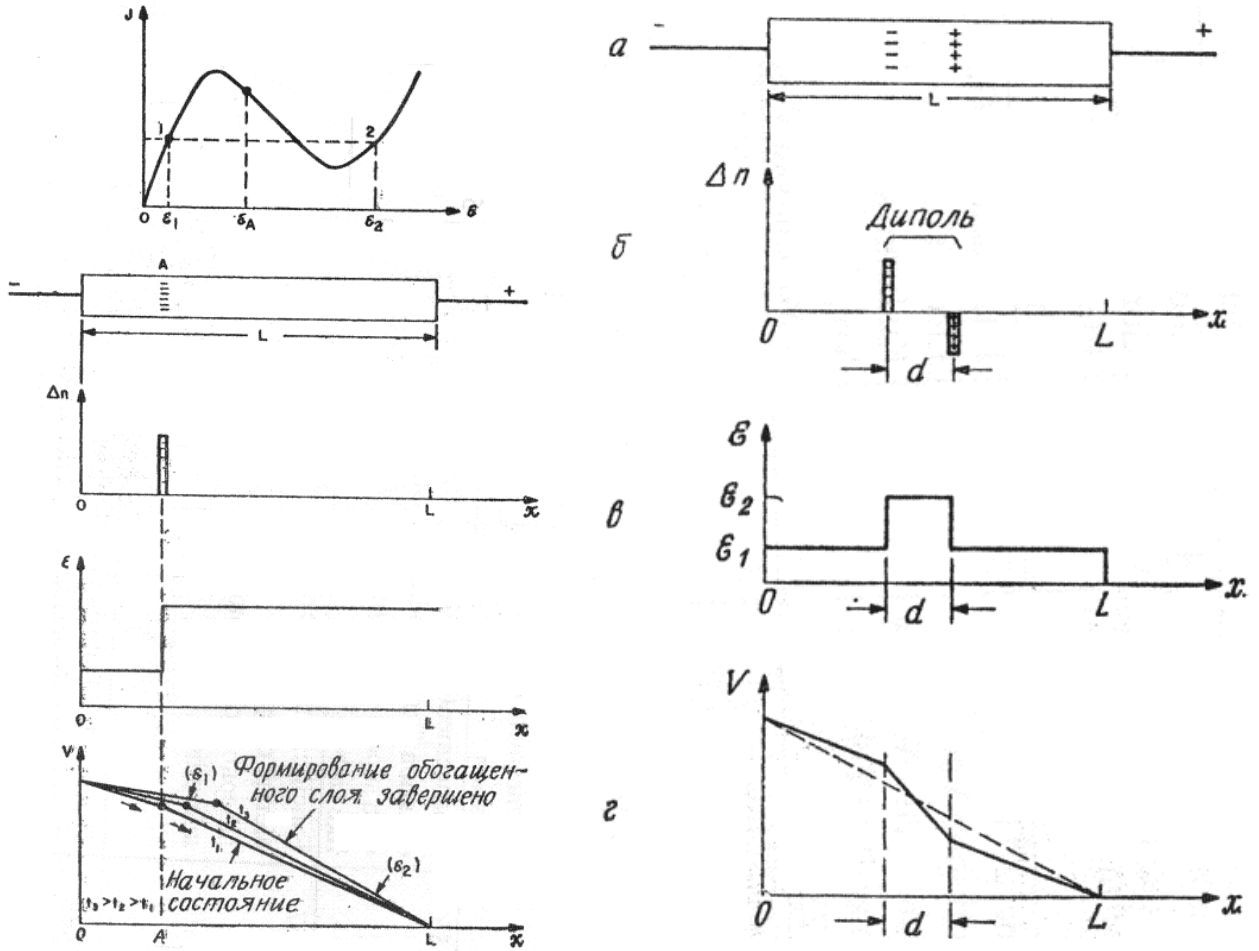
$$a = A \left(\frac{J_A - J_1}{J_2 - J_1} \right)$$

На графіку ліворуч:

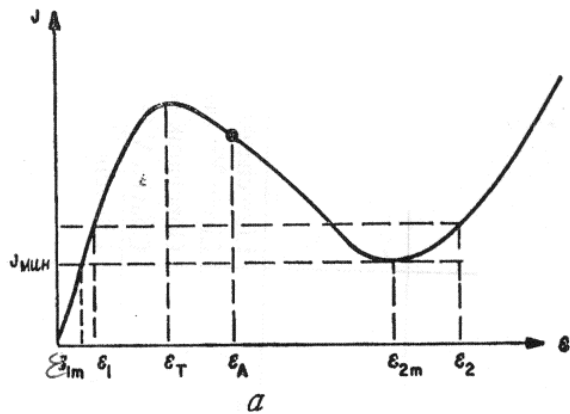
Мінімальна густина струму і відповідна напруженість електричного поля для приладів з N - подібними J-E - характеристиками, що керуються напругою (а), і для приладів з S - подібними J-E - характеристиками, що керуються струмом (б).

114. Вирази для товщини домену та площі поперечного перерізу шнура струму.

ліворуч: Формування збагаченого електронного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО). Праворуч формування електричного дипольного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО). Дивимось на рис. 3 праворуч:



Для более подробного изучения нестабильностей объемного заряда [14] в приборах с N-образными J — \mathcal{E} -характеристиками обратимся к рис. 3. На рис. 3, а приведена типичная мгновенная зависимость J от \mathcal{E} , а на рис. 3, б — схема прибора. Предположим, что в точке А образовался избыток отрицательного заряда (см. рис. 3, б). Причиной этого могут быть случайные шумы или неоднородное легирование (рис. 3, в). Проинтегрировав один раз уравнение Пуассона, мы получим распределение электрического поля в образце, приведенное на рис. 3, г, причем поле слева от точки А меньше чем справа. Если постоянное напряжение на приборе соответствует точке \mathcal{E}_A на J — \mathcal{E} -кривой, то втекающий в точку А ток будет больше вытекающего, что приведет к накоплению отрицательного пространственного заряда в точке А. При этом электрическое поле слева от точки А становится еще меньше, что способствует дальнейшему накоплению заряда. Этот процесс продолжается до тех пор, пока



Товщина дипольного шару

$$V = E_A L = E_2 d + (L - d) E_1,$$

$$d = L \left(\frac{E_A - E_1}{E_2 - E_1} \right)$$

Шнур струму

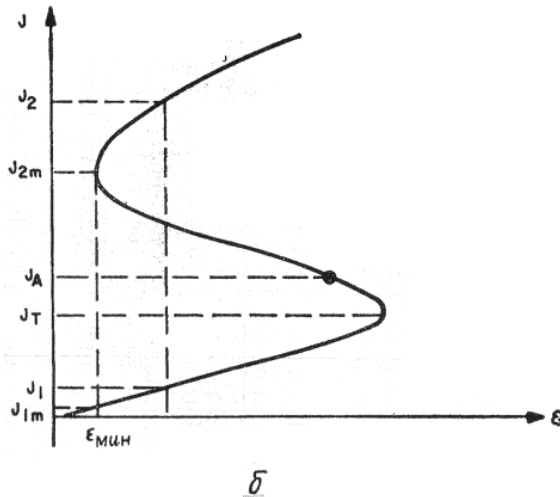
$$I = J_A A = J_2 a + (A - a) J_1$$

Площа поперечного перерізу

$$a = A \left(\frac{J_A - J_1}{J_2 - J_1} \right)$$

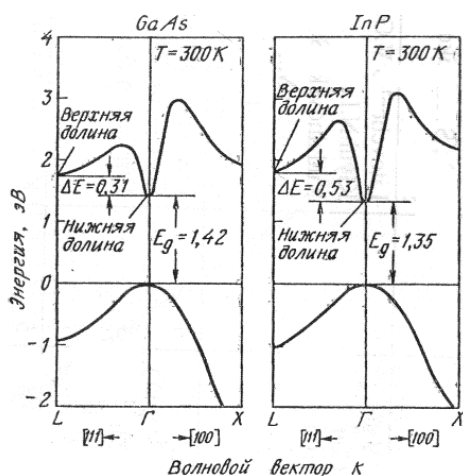
На графіку ліворуч:

Мінімальна густина струму і відповідна напруженість електричного поля для приладів з N-подібними J-E-характеристиками, що керуються напругою (а), і для приладів з S-подібними J-E-характеристиками, що керуються струмом (б).



115. Міждолинний перехід електронів.

Перехід електронів з основного мінімуму зони провідності з відносно великою рухливістю в побічні більш високоенергетичні мінімуми з меншими рухливостями називається ефектом міждолинного переходу електронів.



Квантовомеханічний розгляд осей в кристалі як енергетичної зонної діаграми для арсеніду галію; фосфату індію.

Розглянемо залежності енергії електрона від квазіімпульса в арсеніді галію та фосфіді індію – двох найважливіших для долинних приладів напівпровідників. Видно, що зонні структури їх практично співпадають. Зона провідності складається з кількох під-зон. Дно зони провідності відповідає хвильовому вектору $k=0$ (Г). Перша вище-енергетична підзона розташована в напрямку $\langle 111 \rangle$ (L), а наступна – вздовж осі $\langle 100 \rangle$ (X). Таким чином, підзони в цих напівпровідниках мають наступну послідовність: Г – L – X.

Отримаємо наближене співвідношення між дрейфовою швидкістю і напруженістю електричного поля, спираючись на припущення про рівність електронних температур T_e в нижній (Г) і верхній (L) долинах.

Густину стаціонарного струму в напівпровіднику можна представити наступним чином: $J = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E = q n v$, де n_1 і n_2 - концентрація електронів в

нижній і верхній долинах відповідно, $n=n_1+n_2$ - повна концентрація носіїв заряду, μ_1 і μ_2 - рухливості, v - середня дрейфова швидкість. Вважаючи $\mu_1 \gg \mu_2$, $v = \left(\frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \right) E \approx \frac{\mu_1 E}{1 + (n_2/n_1)}$; Відношення заселеностей верхньої і нижньої долини,

які розділені енергетичним зазором ΔE , рівне

$$\frac{n_2}{n_1} = R \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right), \text{ причому } R = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2}, \text{ де } R - \text{відношення густини станів в}$$

верхній і нижній долинах, а M_1 і M_2 - число верхніх і нижніх долин відповідно.

Оскільки електричне поле прискорює електрони і збільшує їх кінетичну енергію, електронна температура T_e перевищує температуру ґратки T . Електронна температура визначається за допомогою часу релаксації енергії:

$$qEv = \frac{3}{2} k(T_e - T) / \tau_e$$

де час релаксації енергії τ_e припускається рівним $\sim 10^{-12}$ с.

$$\text{Підставивши } v \text{ і } n_2/n_1 \text{ отримаємо } T_e = T + \frac{2q\tau_e\mu_1}{3k} E^2 \left[1 + R \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right) \right]^{-1}$$

Використовуючи це рівняння можна розрахувати залежність T_e від напруженості електричного поля при заданій величині T .

Отримаємо наступне співвідношення між дрейфовою швидкістю і полем:

$$v = \mu E \left[1 + R \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right) \right]^{-1}$$

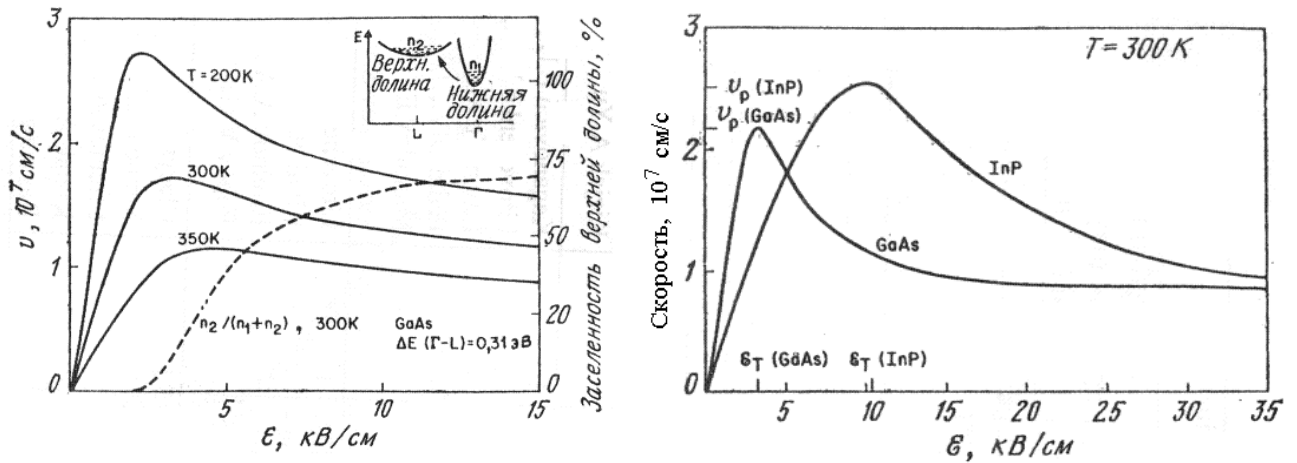
Висновки:

1. Існує певне порогове значення напруженості електричного поля E_T , при якому виникає ділянка від'ємного диференційного опору (або від'ємної диференційної рухливості).

2. Порогове значення напруженості електричного поля збільшується з ростом температури ґратки.

3. Ділянка від'ємної диференційної рухливості може існувати, якщо температура ґратки достатньо висока або енергетичний зазор ΔE між мінімумами зони провідності малий.

116. Енергетичні зонні діаграми GaAs та InP.



Ліворуч: Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs при трьох температурах ґратки (двох долинна модель при припущенні рівності електронних температур в обох мінімумах). Праворуч: Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs і InP.

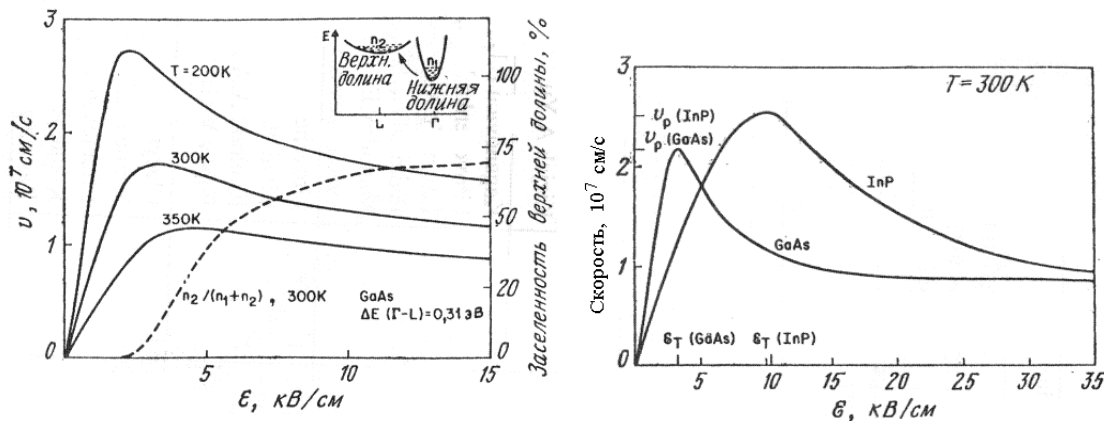
Для виникнення ВДО необхідно виконання наступних умов:

1. Температура ґратки повинна бути малою, щоб у відсутність поля більшість електронів знаходились в основному мінімумі зони провідності (тобто $kT < \Delta E$).

2. В основному мінімумі зони провідності електрони повинні мати високу рухливість, малу ефективну масу і малу густину станів, в той час як в побічних мінімумах електрони повинні мати низку рухливість, велику ефективну масу, а густина станів повинна бути високою.

3. Енергетичний зазор між мінімумами повинен бути меншим ширини забороненої зони, щоб лавинний пробій не відбувся раніше між долинних переходів електронів.

117. Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs.



Ліворуч: Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs при трьох температурах ґратки (двох долинна модель при припущенні рівності електронних температур в обох мінімумах). Праворуч: Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs і InP.

Для виникнення ВДО необхідно виконання наступних умов:

1. Температура ґратки повинна бути малою, щоб у відсутність поля більшість електронів знаходились в основному мінімумі зони провідності (тобто $kT < \Delta E$).

2. В основному мінімумі зони провідності електрони повинні мати високу рухливість, малу ефективну масу і малу густину станів, в той час як в побічних мінімумах електрони повинні мати низку рухливість, велику ефективну масу, а густина станів повинна бути високою.

3. Енергетичний зазор між мінімумами повинен бути меншим ширини забороненої зони, щоб лавинний пробій не відбувся раніше між долинних переходів електронів.

118. Режими роботи діодів на ефекті міждолинного переходу носіїв.

З того часу, коли в 1963 р. Ганн вперше спостерігав НВЧ-коливання в приладах на ефекті між долинного переходу електронів з арсеніду галію та фосфіду індію, були вивчені різноманітні режими роботи цих приладів. П'ять основних факторів визначають той чи інший режим: 1) величина концентрації домішки та однорідність її розподілу в зразку; 2) ширина активної області; 3) властивості катодного контакту; 4) тип зовнішнього кола яке використовуються.

В нестаціонарному стані в приладах на ефекті між долинного переходу електронів формуються збагачені шари чи домени. Процес утворення домену високого поля залежить від числа носіїв заряду в напівпровіднику та довжини приладу, які повинні бути достатньо великими, щоб за прольотний час відбувалось формування просторового заряду необхідної величини. Виходячи з цього встановлюється критерій для того чи іншого режиму роботи приладу. Збільшення з часом просторового заряду в приладі з від'ємним диференціальним опором (ВДО) описується на початковій стадії наступною залежністю:

$$n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(-t/|\tau_R|),$$

де $|\tau_R| = \varepsilon_s / q n_0 |\mu_-|$, $|\mu_-|$ – від'ємна диференціальна провідність. Якщо це співвідношення залишається справедливим на протязі часу прольоту шару просторового заряду через зразок, то максимальний фактор росту буде рівний $\exp(L/v|\tau_R|)$, де v – середня швидкість дрейфу шару. Для суттєвого збільшення заряду цей фактор повинен перевищувати 1, і, отже, $L/v|\tau_R| > 1$ або $n_0 L > \varepsilon_s v / q |\mu_-|$. Для арсеніду галію та фосфіду індію n-типу права частина нерівності складає $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Якщо добуток $n_0 L < 10^{12} \text{ см}^{-2}$, то розподіл поля в такому приладі стійкий. Тому важливою границею, яка розділяє режими роботи приладу, є величина добутку концентрації носіїв та довжини приладу, рівна $n_0 L = 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Розглянемо деякі важливі режими роботи.

1. Ідеальний режим однорідного електричного поля.

В ідеалізованих умовах, коли у вихідному зразку відсутній просторовий заряд та електричне поле однорідне, ВАХ приладу може бути отримана шляхом перерахунку залежності швидкості від поля. Найпростішою формою імпульсів напруги є прямокутна. Введемо два безрозмірні параметри: $\alpha \equiv I_V / I_T$ та $\beta \equiv V_0 / V_T$. Тоді середня величина струму рівна $I_0 = (1 + \alpha) I_T / 2$.

Потужність, яку споживає прилад від джерела живлення: $P_0 = \frac{1}{2} \beta (1 + \alpha) V_T I_T$. Повна величина НВЧ-потужності, яка виділяється на навантаженні, рівна $P_{rf} = \frac{(\beta - 1)(1 - \alpha)}{2} V_T I_T$. Тому ККД приладу $\eta = \frac{(1 - \alpha)(\beta - 1)}{(1 + \alpha)\beta}$, а для основної частоти $\eta_l = \frac{8}{\pi^2} \eta$. З останнього виразу випливає, що найбільший ККД буде при максимально можливих напругах зміщення ($\beta \rightarrow \infty$) та відношенні $1/\alpha$. Теоретично досяжна величина ККД приладу з арсеніду галію рівна 30% ($1/\alpha = 2,2$) та 45% для приладу з фосфіду індію ($1/\alpha = 3,5$). Ці значення не повинні залежати від частоти до тих пір, поки остання менше величини, оберненої до часу релаксації енергії, та величини, оберненої до часу між долинного розсіяння.

2. Режим зі збагаченням шаром.

Розподіл електричного поля в короткому або слабо легovanому зразку ($n_0L < 10^{12} \text{ см}^{-2}$) стійке, а його опір по сталому струму додатний. Якщо до катоду раптово прикладається однорідне електричне поле, то динаміку збагаченого шару можна зрозуміти наступним чином. В деякий момент часу збагачений шар (тобто надлишкові електрони) інжектуються з катоду, що приводить до «розщеплення» розподілу електричного поля на дві ділянки. При цьому швидкості носіїв поза збагаченим шаром змінюється. Оскільки напруга на приладі передбачається сталою, то із залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля слідує, що по мірі просування збагаченого шару до аноду це можливе лише при зменшенні швидкості носіїв поза шаром. В решті решт збагачений шар досягає аноду та зникає. Поле поблизу катоду зростає до порогового, інжектуються інший збагачений шар, та процес повторюється.

Якщо $n_0L < 10^{12} \text{ см}^{-2}$, то опір приладу може бути від'ємним на частотах, близьких до прольотної частоти або її гармонікам. Такий прилад може працювати як підсилувач.

3. Режим прольоту домена.

Якщо добуток n_0L перевищує 10^{12} см^{-2} , то флуктуації просторового заряду в напівпровіднику зростає експоненційно з часом і відстанню та формуються домени, які рухаються до аноду. Звичайно домен утворюється поблизу катодного контакту, оскільки флуктуації концентрації домішки та об'ємного заряду тут максимальні. Причиною експериментально спостережуваної ган нової генерації слугують періодичне утворення та наступне зникання на аноді доменів, які встигають повністю сформуватися.

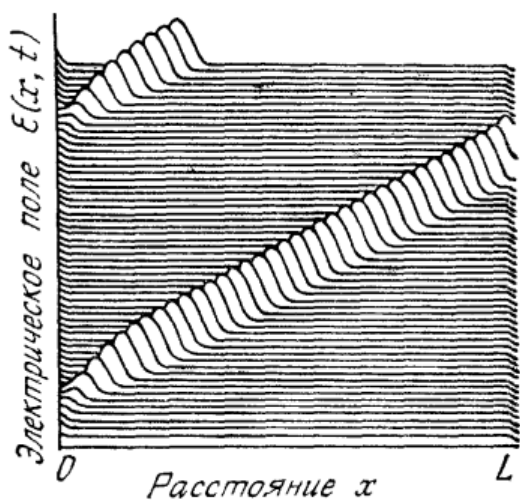


Рис. 1. Чисельне моделювання процесу поширення дипольного шару, який виникає біля катоду, в режимі прольоту домена.

Режим прольоту домена може бути реалізований, якщо прилад з величиною добутку n_0L , яке перевищує критичне значення, включити в паралельне резонансне коло (наприклад, в НВЧ-резонатор з високою добротністю). В цьому режимі домен високого поля формується у катоді та рухається через зразок до аноду. Коли домен досягає аноду, напруженість електричного поля в зразку

збільшується до тих пір, поки не перевищить порогову, та новий диполь утвориться біля катоду. В момент зникання домена на аноді відбувається збільшення струму в зовнішньому колі; тому залежність струму від часу в зразку, довжина якого значно перевищує ширину домена, буде мати різкі «сплески», а не плавну синусоїдальну форму (рис. 1).

4. Режим з руйнуванням домена.

Прилад на ефекті між долинного переходу електронів, який уключений в резонансне коло, може працювати на частотах, більших прольотної, при умові,

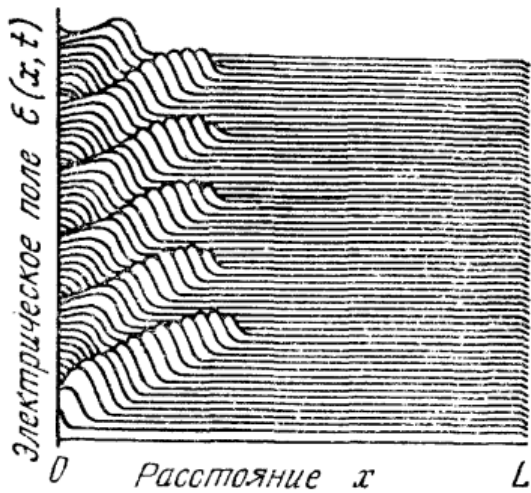


Рис.2. Чисельне моделювання режиму з руйнуванням домена.

що домен високого рівня розсмоктується до того, як досягне аноду. В режимі прольоту дипольного шару більша частина падіння напруги на приладі приходить на домен. Тому ширина диполя зменшується при зниженні напруги на діоді за рахунок зміни струму в резонансному колі до тих пір, поки в деякій точці збіднений та збагачений шари не нейтралізують один одного. Напруга в цей момент рівна V_s . Розсмоктування домена відбувається при зменшенні напруги на приладі нижче V_s . Коли напруга знову перевищить порогову, виникає новий домен, і процес повторюється.

На рис. 2 показаний режим з руйнуванням домена. Домен розсмоктується на відстані $\sim L/3$ від катода, а робоча частота приблизно в три рази перевищує прольотну. Слід зазначити, що теоретично максимальне значення ККД генератора, який працює в режимі з руйнуванням домена, рівний 13%.

119. Катодні контакти в приладах на ефекті міждолинного переносу носіїв.

Для виготовлення приладів на ефекті між долинного переходу електронів необхідні надзвичайно чисті та однорідні напівпровідникові матеріали з низькою концентрацією глибоких донорних рівнів і пасток, особливо для приладів, які працюють в режимі з розсмоктуванням об'ємного заряду. Перші прилади виготовлялись із арсеніду галію та фосфіду індію з плаваючим омичним контактом. В теперішній час для цих цілей використовують епітаксціальні шари, які наносяться на n^+ – підніжку методами епітаксії з газової та рідкої фаз або методом молекулярно-променевої епітаксії. Деякі високо потужні прилади виготовляються за допомогою селективної металізації або травлення мезоструктур.

Для покращення характеристик приладу замість омичних n^+ – контактів застосовують контакти з обмеженою інжекцією. В приладі з омичним контактом формування збагаченого шару або домену відбувається на деякій відстані від катода через кінцевий час розігріву електронів в основному мінімумі зоні провідності. Ширина «мертвої зони» може досягати 1 мкм, що накладає обмеження на мінімальну довжину діода і, відповідно, максимальну робочу частоту. В контактах з обмеженою інжекцією гарячі електрони імітуються з катода, що призводить до зменшення ширини «мертвої зони».

Були вивчені два класи контактів з обмеженою інжекцією: контакт Шотткі з малою висотою бар'єра та двошарова катодна структура. Зазначимо, що

найбільший ККД, отриманий в приладах з фосфіду індію з двошаровим катодним контактом, рівний 24%. Через захват рівня Фермі на поверхневі стани катодні контакти з обмеженою інжекцією в приладах з GaAsдо сих пір не створені.

120. Залежність потужності від частоти в приладах на ефекті міждолинного переносу носіїв.

Процес передачі енергії електричного поля електронам та перехід останніх з основного мінімуму зони провідності в побочні займає конечний проміжок часу. Тому робочі частоти приладів обмежені згори величинами, які обернені до часу релаксації енергії та часу міждолинного розсіяння.

В прольотному режимі робоча частота обернено пропорційна довжині діода, тобто $f = v/L$. Співвідношення між потужністю, яка генерується, та частотою має вигляд $P_{rf} = \frac{\epsilon_{rf}^2 \cdot v^2}{R \cdot f^2} \sim \frac{1}{f^2}$, де ϵ_{rf} – напруженість електричного поля, R – імпеданс. Тому очікувана зміна потужності з частотою пропорційна $1/f^2$.

В імпульсному режимі в приладах з GaAs достатньо довгою базою отримана НВЧ-потужність до 6кВт на частоті, близькою до 2 ГГц. Потужність, яка генерується в неперервному режимі, приблизно рівна 2 Вт на 10 ГГц, що приблизно в п'ять разів менше, ніж для лавинно-прольотного діода (ЛПД). Але при фіксованій частоті напруга зміщення в приладі на ефекті міждолинного переходу електронів менше (в 2-5 разів), ніж в ЛПД.

Характеристики приладів з фосфіду індію в неперервному режимі порівняні з характеристиками приладів з арсеніду галію. Проте в імпульсному режимі вони гірші, не дивлячись на те що за теоретичними оцінками ККД приладів з фосфіду індію вищий. Причиною цього є більш розвинута технологія арсеніду галію.

121. Світлодіоди. Випромінювальні переходи.

Світлодіоди – прилади, які перетворюють електричну енергію в оптичне випромінювання.

Світлодіоди та напівпровідникові лазери належать до класу люмінесцентних приладів. Люмінесценцією називається оптичне випромінювання (в УФ, видимій або ІЧ областях спектра), яке виникає в результаті електронного збудження матеріалу, на відміну від теплового випромінювання, обумовленого лише тепловим нагрівом матеріалу. В залежності від джерела енергії збудження люмінесценцією можна поділити на: 1) фотолюмінесценцією; 2) катодолюмінісценцією; 3) радіаційну люмінесценцією; 4) електролюмінесценцією. Для нас особливий інтерес представляє електролюмінесценція і перш за все інжекційна електролюмінесценція, яка представляє собою оптичне випромінювання, яке виникає при інжекції неосновних носіїв в область напівпровідникового $p - n$ – переходу, де присутні випромінювальні переходи.

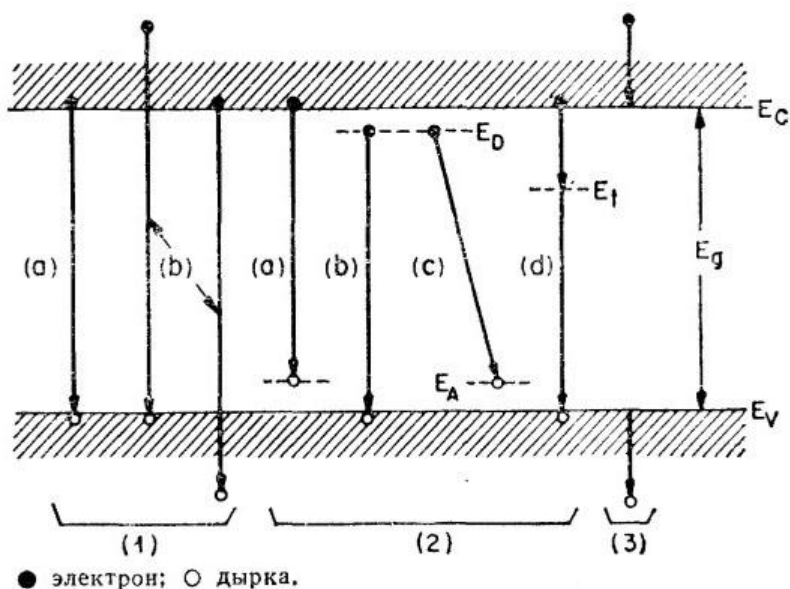


Рис. 1. Основні переходи в напівпровіднику.

На рис. 1 представлені основні переходи в напівпровіднику. Їх можна класифікувати наступним чином. По-перше, це між зонні переходи які викликають: а) власне випромінювання з енергією, дуже близькою до ширини забороненої зони, яке може супроводжуватись збудженням фотонів або екситонів (екситон - квазічастинка, електронне збудження в напівпровіднику чи діелектрику, яке не переносить електричного заряду чи маси);

б) випромінювання з більш високою енергією з участю енергійних або «гарячих» носіїв, яке іноді може бути пов'язане з лавинним пробоем. По-друге, це переходи з участю хімічних домішок або фізичних дефектів: а) між зоною провідності та акцепторним рівнем; б) між донорним та акцепторним рівнями (міждомішкове випромінювання); г) через глибокі рівні. По-третє, це внутрішньозонні переходи, які викликають випромінювання, яке іноді називається гальмівним, і які протікають з участю «гарячих» носіїв.

Не всі переходи можуть виникати в одному й тому ж матеріалі або одних й тих же умовах і не всі з них є випромінювальними. Ефективним з точки зору люмінесценції є такий матеріал, в якому випромінювальні переходи переважають над безвипромінювальними (до останніх відносяться, наприклад, переходи при оже-рекомбінації).

122. Спектри випромінювання. Правило k - відбору.

Існує три типи взаємодії між фотонами та електронами в твердому тілі. Фотон може поглинутись в результаті переходу електрона із заповненого стану валентної зони у вільний стан зони провідності. Крім того, він може стимулювати випромінювання подібного собі фотона, викликаючи перехід електрона з заповненого стану в зоні провідності у вільний стан валентної зони. Можуть також виникати спонтанні обернені переходи електронів із зони провідності на вільні стани у валентній зоні, які викликають випускання фотонів.

Спектр спонтанного випромінювання звичайно має вигляд: $I(h\nu) \sim \nu^2 (h\nu - E_g)^{1/2} \exp[-(h\nu - E_g)/kT]$ (1),

де E_g – ширина забороненої зони.

Значення концентрації, при якому енергія іонізації прямує до нуля, можна знайти з умови $r/\alpha^* \approx 3$. Величина r складає середню відстань між домішковими атомами, рівну $r \equiv \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$. Тут n – концентрація домішки та α^* – радіус воднеподібного домішкового центра, рівний $\alpha^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}\right) \left(\frac{m_0}{m^*}\right)$, де m^* –

ефективна маса електронів або дірки відповідно для донорного або акцепторного напівпровідника.

В основі стандартної теорії оптичних міжзонних переходів лежить так зване правило k-відбору. Хвильовий вектор k_1 , який відповідає хвильовій функції валентної зони, і хвильовий вектор k_2 , який відповідає хвильовій функції зони провідності, повинні відрізнятись на хвильовий вектор фотона, тобто матричний елемент переходу рівний нулю. Оскільки хвильовий вектор електрона значно перевищує хвильовий вектор фотона, правило k-відбору звичайно записується у вигляді рівності $k_1 = k_2$.

Дозволеними є переходи, при яких початковий та кінцевий стан характеризуються однаковими хвильовими векторами; такі переходи називаються «прямими» або «вертикальними». Якщо мінімум хони провідності та максимум валентної зони не відповідає одному й тому ж значенню вектора k , то для збереження квазіімпульсу при переходах необхідна участь фотона; ці переходи називаються «непрямими». Введення в напівпровідник домішок приводить до збурення хвильових функцій та матричних елементів переходу, внаслідок чого правило k-відбору строго не виконується. Тому у випадках, які звичайно розглядаються, спостерігаються «заборонені» переходи, і матричний елемент переходу залежить від енергії фотона.

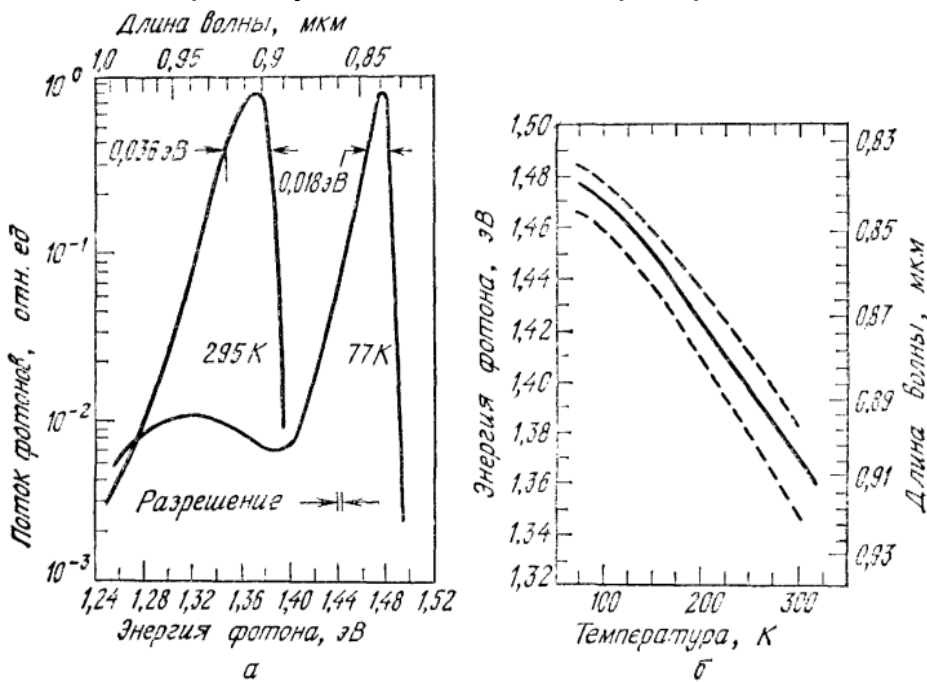


Рис.3. Спектри випромінювання діода на GaAs (а) при 295 і 77 К і температурна залежність енергії максимуму (суцільна лінія) і рівнів напівширини спектра випромінювання (штрихові криві) (б).

На рис. 3, а наведені спектри випромінювання $p-n$ -переходу на основі GaAs, які спостерігаються при температурах 77 та 295 К. Зменшення енергії фотона, яка відповідає максимуму спектра, при збільшенні температури обумовлене в основному звуженням забороненої зони. На рис. 3, б наведена температурна залежність енергії максимуму та рівнів на

півширини спектра випромінювання діода. Півширина спектра слабо збільшується з ростом температури, як цього й слід було очікувати з рівняння (1).

123. Світлодіоди видимого діапазону. Функція відносної видимості ока.

Світлодіоди - це р-п переходи, які при прямому зміщенні можуть випромінювати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій і інфрачервоній ділянках спектру.

Ефективність впливу світла на оці людини визначаються функцією відносної видимості ока $V(\lambda)$, яка залежить від довжини хвилі. На рис. 6 приведена функція відносної видимості ока при куті зору 2° , визначена Міжнародною комісією по освітленню (МКО). Чутливість ока максимальна на довжині хвилі $0,555 \text{ мкм}$ ($V(0,555) = 1,0$) та спадає до нуля при довжинах хвиль $0,39$ і $0,77 \text{ мкм}$, які відповідають краям видимого діапазону спектра. Ефективність використання променевої енергії при зоровому сприйнятті характеризується яскравістю променевої енергії. Для стандартного фотометричного спостерігача 1 Вт променевої енергії в максимумі чутливості ока ($0,555 \text{ мкм}$) відповідає 680 лм .

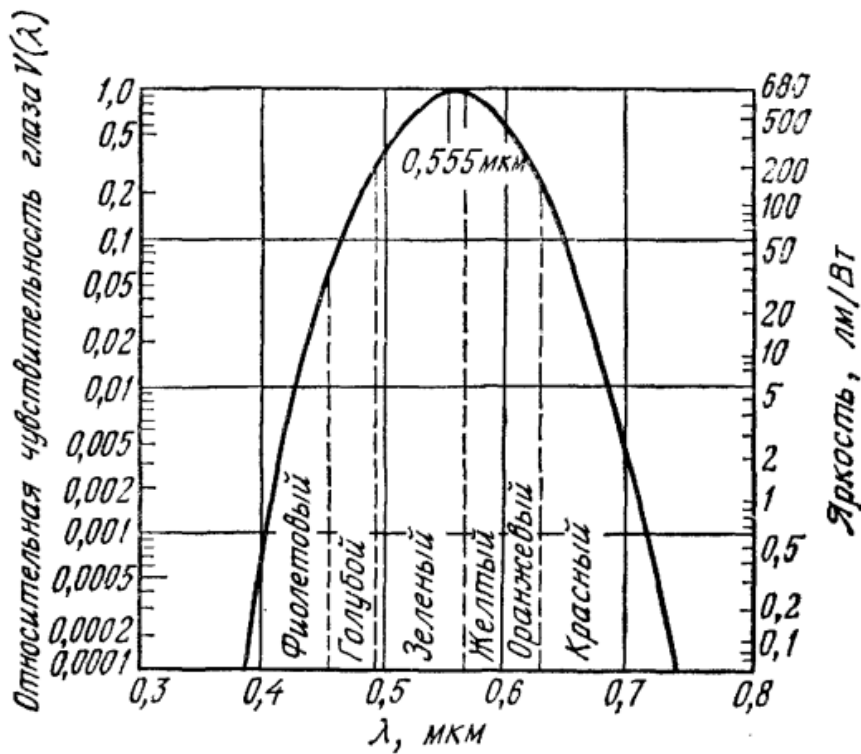


Рис.6. Функція відносної видимості ока, що визначена Міжнародною комісією по освітленню (МКО) для стандартного фотометричного спостерігача. Позначені основні кольорові зони видимого випромінювання.

Оскільки око чутливе лише до світла з енергією $h\nu \geq 1,8 \text{ eV}$ ($\sim 0,7 \text{ мкм}$), то напівпровідники, які можуть бути використані для створення світлодіодів видимого діапазону, повинні мати ширину забороненої зони більше цього значення. Особливо важливими прямозонними напівпровідниками для електролюмінісцентних приладів є GaAs , GaP , InP , оскільки випромінювальна рекомбінація в них є процесом першого порядку (протікає без участі фононів) та очікувана квантова ефективність повинна бути значно вищою, ніж для напівпровідників з

непрямою зоною, в яких при переходах збуджуються фонони. З цієї точки зору найбільший інтерес представляє $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, який відноситься до з'єднань типу $A^{III} - B^V$.

124. Прямі і непрямі мінімуми в $GaAs_{1-x}P_x$. Залежність E_g від x .

Особливо важливими прямозонними напівпровідниками для електролюмінесцентних приладів є $GaAs$, GaP , InP , оскільки випромінювальна рекомбінація в них є процесом першого порядку (протікає без участі фононів) та очікувана квантова ефективність повинна бути значно більш високою, ніж для напівпровідників з непрямою зоною, в яких при переходах збуджуються фонони. З цієї точки зору найбільший інтерес представляє $GaAs_{1-x}P_x$, який відноситься до з'єднань типу $A^{III} - B^V$.

На рис. 8, а наведена залежність ширини забороненої зони $GaAs_{1-x}P_x$ від молярного змісту компонент x . В діапазоні $0 < x < 0,45$ заборонена зона пряма, а її ширина збільшується

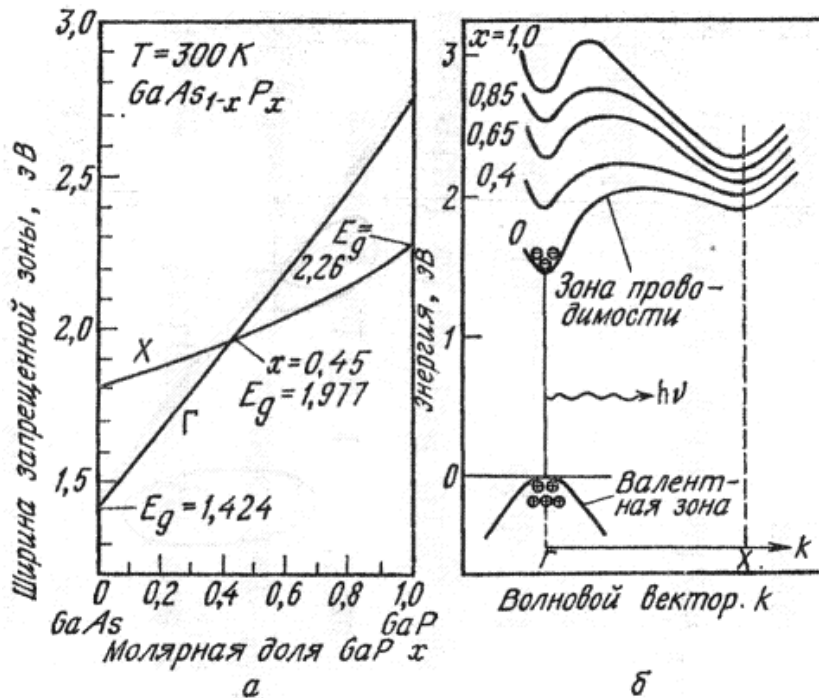


Рис.8. Залежності ширини енергетичних зазорів (а) для прямого (Г) і непрямого (X) мінімумів зони провідності від складу $GaAs_{1-x}P_x$ і енергетична зонна структура $GaAs_{1-x}P_x$ (б). Значення складу, що відповідають червоному ($x=0,4$), помаранчевому (0,65), жовтому (0,8) та зеленому (1,0).

напівпровідників, як $GaAs$ та $GaAs_{1-x}P_x$ ($x \leq 0,45$), квазіімпульс при міждолинних переходах зберігається, тому ці переходи характеризуються високою імовірністю. При цьому енергія фотона приблизно рівна ширині забороненої зони напівпровідника. В прямозонних матеріалах процес випромінювальної рекомбінації є домінуючим. В той же час для $GaAs_{1-x}P_x$ при $x > 0,45$ і GaP , у яких заборонена зона непряма, імовірність міжзонних переходів дуже мала, оскільки в цьому випадку для перетворення квазіімпульсу при переході вимагається участь фононів або інших факторів розсіяння. Тому для підсилення випромінювальних процесів в непрямозонних напівпровідниках, таких, наприклад, як GaP , спеціально створюють рекомбінаційні центри.

125. Вплив ізоенергетичної домішки азоту в $GaAs_{1-x}P_x$ на квантову ефективність випромінювання.

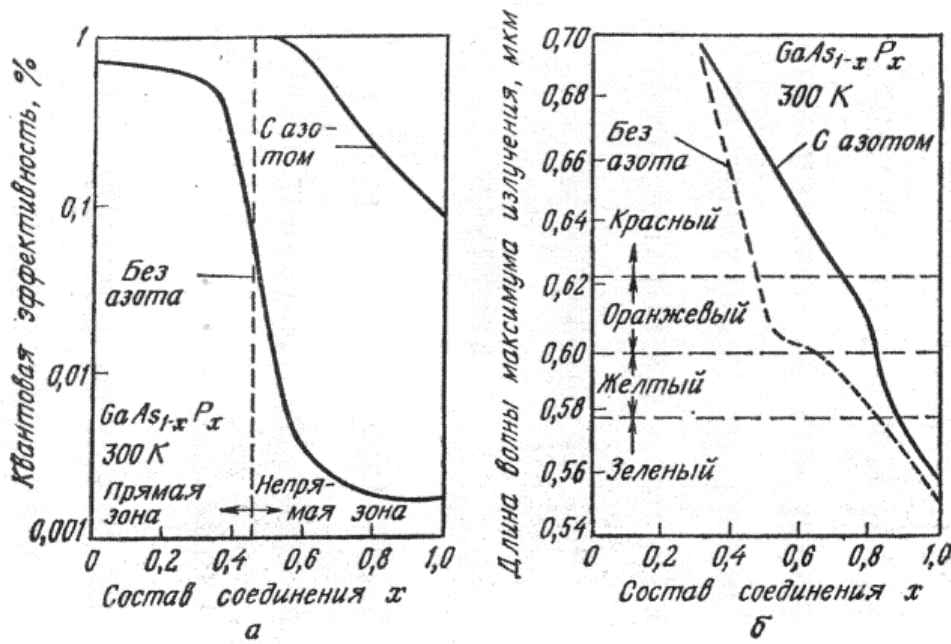


Рис. 9. Залежність квантової ефективності (а) і довжини хвилі, що відповідає максимуму випромінювання (б), від складу сполуки при наявності і відсутності ізоелектронної домішки азоту.

періодичної системи), а структури їх внутрішніх оболонок сильно відрізняються. Це приводить до виникнення поблизу зони провідності електронного центру захоплення. Отриманий таким чином рекомбінаційний центр називається ізоелектронним центром. В нормальному стані ізоелектронні центри нейтральні. В матеріалі p – типу інжектований електрон спочатку захоплюється на центр. Заряджений від'ємно центр потім захоплює дірку з валентної зони, формуючи зв'язаний екситон. Наступна анігіляція цієї електронно-діркової пари приводить до народження фотона з енергією, приблизно рівною різниці між шириною забороненої зони та енергією зв'язку центра. Так як захоплений електрон сильно локалізований на центрі, його імпульс розсіюється.

На рис. 9, а зображена залежність квантової ефективності від складу $GaAs_{1-x}P_x$ при наявності і відсутності ізоелектронної домішки азоту. Наявність азоту забезпечує більш високі значення ефективності при $x > 0,45$, однак остання все ж постійно зменшується з ростом x внаслідок збільшення різниці глибин прямої і непрямой заборонених зон. Крім того, довжина хвилі максимуму випромінювання для з'єднань, легованих азотом, зміщується під впливом енергії зв'язку ізоелектронного центра (рис. 9, б).

Ефективні центри випромінювальної рекомбінації в $GaAs_{1-x}P_x$ можуть бути створені шляхом впровадження спеціальних домішок, наприклад азоту. Азот, введений в напівпровідник, заміщує атоми фосфору в вузлах ґратки. Азот та фосфор мають однакову зовнішню структуру (обидва відносяться до V групи елементів

126. Проходження світла та втрати в світлодіодах з плоскою геометрією.

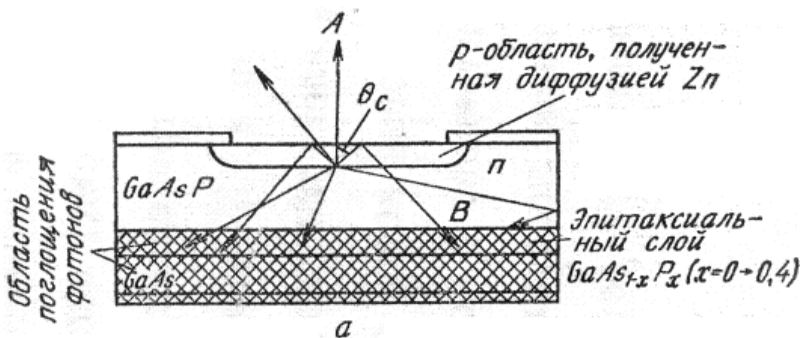
Серед світлодіодних структур основною є структура з плоскою геометрією (рис. 10). Зазвичай прямозонні світлодіоди (червоне випромінювання) формуються на підкладках $GaAs$ (рис. 10, а), тоді як непрямозонні (помаранчеве, жовте і зелене випромінювання) - на підкладках GaP (рис. 10, б). При використанні підкладки $GaAs$ на неї епітаксійно нарощують перехідний шар $GaAs_{1-x}P_x$ змінного складу з x , яке змінюється в межах $0 - 0,4$, а потім шар $GaAs_{1-x}P_x$ з постійним складом. Перехідна область обмежує утворення безвипромінювальних центрів, які обумовлені відмінностями ґраток. Фотони, що генеруються в області переходу, випромінюються в усіх напрямках, однак спостерігача досягає лише та їх частина, яка проходить через поверхню.

Зменшення кількості фотонів, що випромінює світлодіод, обумовлено:
втратами в матеріалі світлодіода;

Втрати пов'язані з поглинанням дуже суттєві на підкладках $GaAs$, оскільки в цьому випадку підкладка непрозора для світла і поглинає приблизно 85% фотонів, що випромінюються переходом. В світлодіодах на підкладках GaP фотони, що випромінюються в напрямку тилового контакту, можуть відбиватися від нього, причому поглинання складає $\sim 25\%$.

втратами за рахунок відбивання;

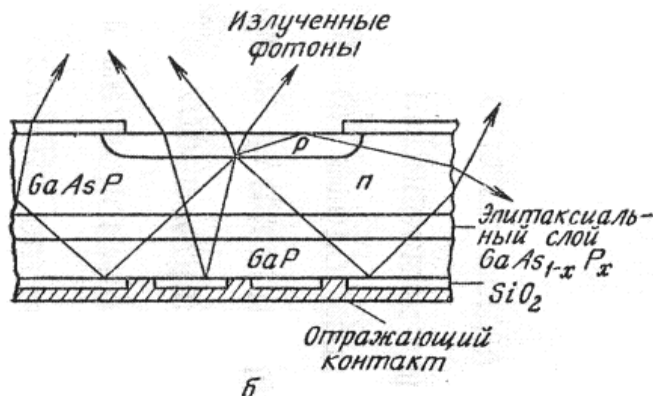
При нормальному падінні світла коефіцієнт відбивання дорівнює: $R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2$.



втратами за рахунок повного внутрішнього відбивання;

Обумовлено повним внутрішнім відбиванням світла, що падає на границю розділу під кутом більшим ніж критичний θ_c , що визначається виразом: $\theta_c = \sin^{-1}(n_1/n_2)$.

Для $GaAs_3$ $n_2 = 3,66$ критичний кут становить $\sim 16^\circ$, а для GaP_3 $n_2 = 3,45$ він рівний $\sim 17^\circ$.



Повна ефективність перетворення електричного сигналу в оптичний надається виразом:

Рис.10. Проходження світла, що випромінюється переходом в структурах з непрозорою (а) і прозорою (б) підкладками.

$$\eta_F = \frac{q}{P} (1 - R)(1 - \cos \theta_c) \frac{\int \Phi(\lambda)(1 + R_1 e^{-2\alpha_1(\lambda)x_1}) e^{-\alpha_2(\lambda)x_2} d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda}$$

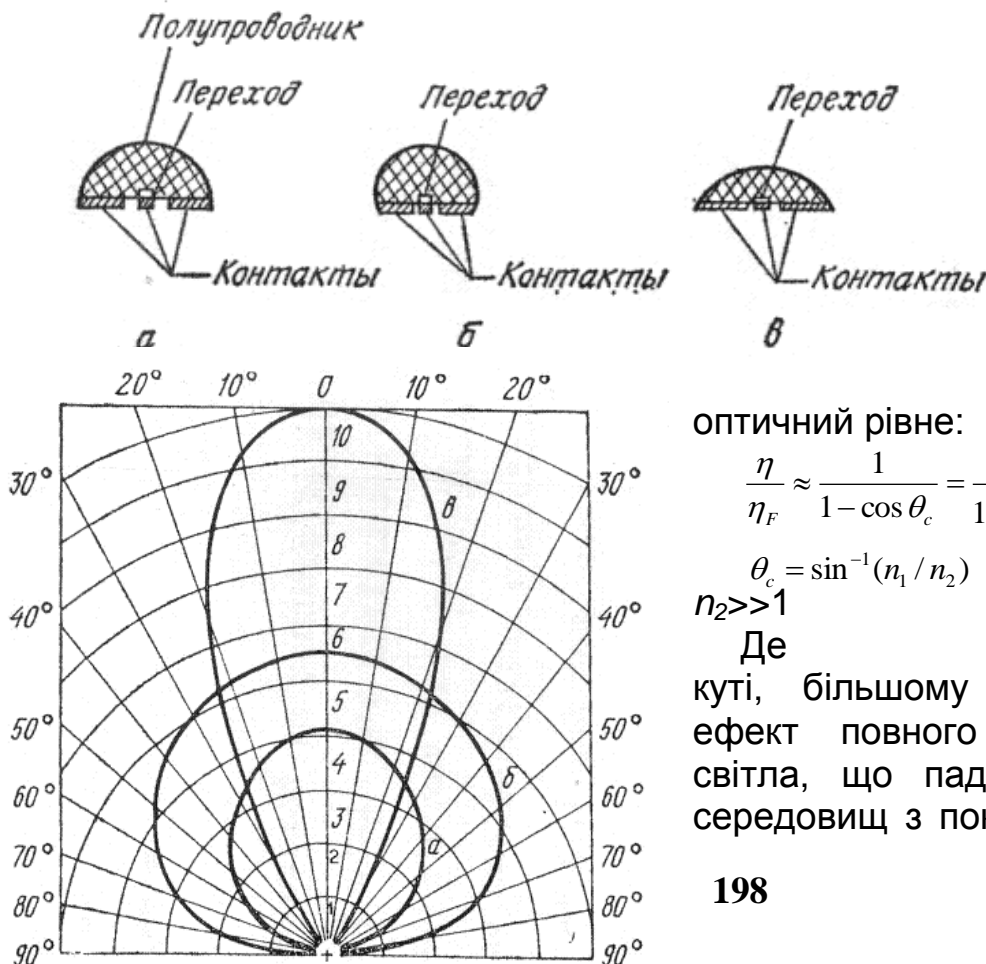
$$\eta_F \approx \frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2} (1 - \cos \theta_c),$$

де P - потужність на вході; $4n_2 n_1 / (n_2 + n_1)^2$ - коефіцієнт передачі рівний $4n_2 / (n_2 + 1)^2$ для границь розділу напівпровідник - повітря; $(1 - \cos \theta_c)$ - тілесний кут; $\Phi(\lambda)$ - швидкість генерації фотонів в одиницях фотон/(с*см²); R_1 - коефіцієнт відбивання від тилового контакту; $\alpha(\lambda)$ і x - відповідно коефіцієнт поглинання і товщина p - n -областей приладу.

127. Сферична геометрія світлодіодів. Діаграми направленості.

Світлодіоди - це p - n переходи, котрі при прямому зміщенні можуть випускати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра.

Серед світлодіодних структур основною є структура з плоскою геометрією. Зазвичай прямоzonні світлодіоди (червоне випромінювання) формуються на підкладках GaAs, тоді як непрямоzonні (помаранчеве, жовте і зелене випромінювання) - на підкладках GaP. Однак використовують і світлодіоди, що мають сферичну геометрію. На малюнку зображено розріз трьох світлодіодів. а- напівсфера; б- зрізана сфера; в- параболоїд.



Основна відмінність цих трьох структур від структур із плоскою геометрією полягає в тому, що тілесний кут для них рівний 1. Таким чином, відношення ефективностей перетворення електричного сигналу в

оптичний рівне:

$$\frac{\eta}{\eta_F} \approx \frac{1}{1 - \cos \theta_c} = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - 1/n_2^2}}; \frac{\eta}{\eta_F} = 2n_2^2 \quad \text{при}$$

$n_2 \gg 1$

Де θ_c - критичний кут (при куті, більшому ніж цей, відбувається ефект повного внутрішнього відбиття світла, що падає на границю розділу середовищ з показниками заломлення n_1

(наприклад, повітря), n_2 (наприклад, GaAs або GaP));

Для структур на GaP з $n_2=3,45$ при даній геометрії можна очікувати збільшення ефективності на порядок величини.

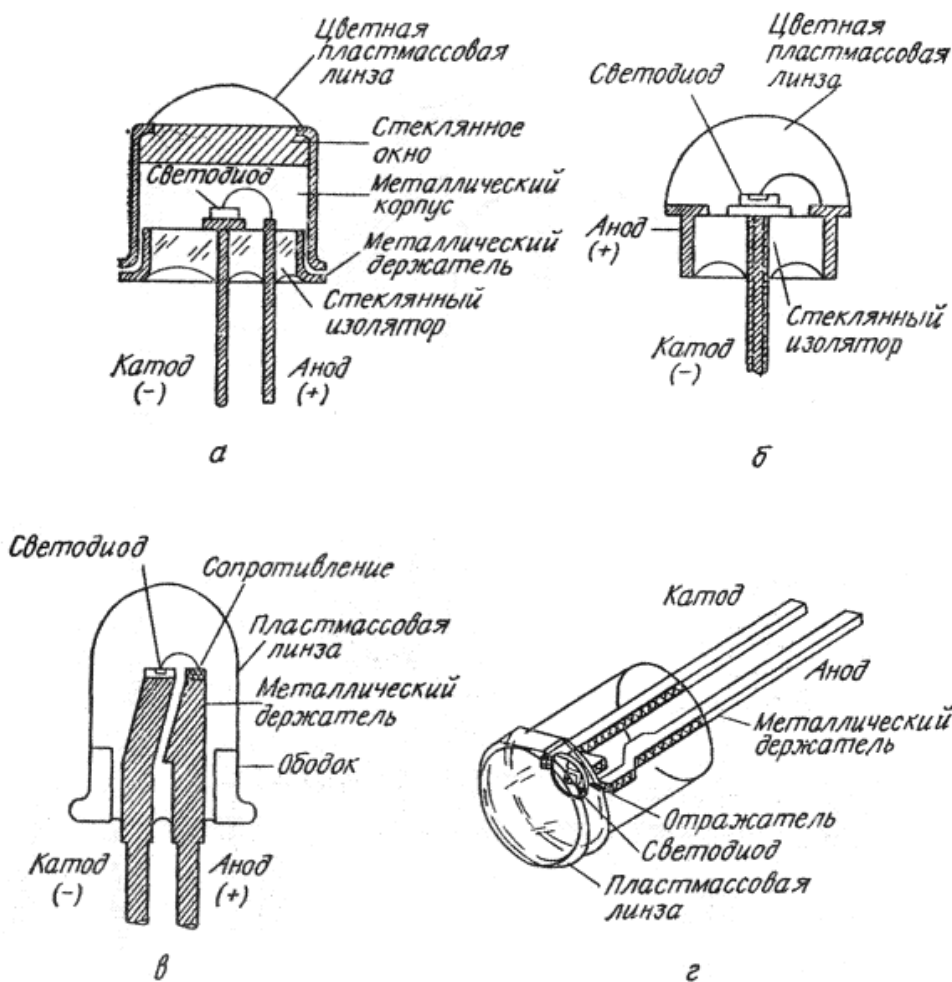
Діаграма направленості випромінювання діодів плоскої (а), напівсферичної (б) і параболічної (в) геометрії.

Зрозуміло, що потрібна діаграма направленості випромінювання може бути отримана за рахунок зміни геометрії приладу.

128. Схеми конструкції світлодіодів та формати світлодіодних дисплеїв.

Світлодіоди – це р-п переходи, котрі при прямому зміщенні можуть випускати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра.

Світлодіоди, що випромінюють у видимому діапазоні спектру, можуть використовуватись в якості індикаторів і дисплеїв, а також в оптронах. На рисунку зображені схеми конструкцій різних світлодіодних джерел.

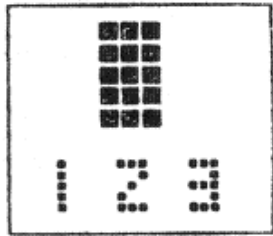


Джерело містить кристал з світлодіодом і пластмасову лінзу, яка зазвичай фарбується для підсилення контрасту і фільтрації випромінювання. Джерела а і б, показані на рисунку, виготовлені на базі звичайних транзисторних і діодних корпусів. В джерелі, зображеному на рисунку в, використовується базовий тримач у вигляді металічних провідників, на

яких розміщені світлодіод і послідовний опір. Пластмасова лінза задає діаграму направленості і кут зору приладу. Конструкція корпусу на рисунку г задовольняє потребам для розміщення прозорих світлодіодних кристалів, наприклад таких, як GaP, які випромінюють через всі п'ять своїх граней.



a



б



в



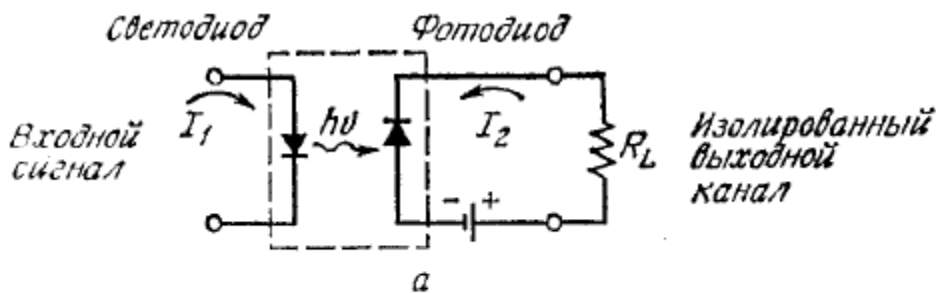
г

На рисунку наведемо приклади основних форматів світлодіодних дисплеїв. Для відображення цифр від 0 до 9 зазвичай використовуються 7-сегментні дисплеї або світлодіодні матриці з числом елементів 3x5. В алфавітно-цифрових дисплеях (0-9 і А-Z) використовуються формати, що містять 14 сегментів або 5 x7 елементів. Дисплеї можна виготовляти на базі інтегральної технології так само, як кремнієві монокристалічні схеми, або використовуючи гібридну збірку, в ході якої на відбивачі формуються сегменти з окремих світлодіодних чіпів.

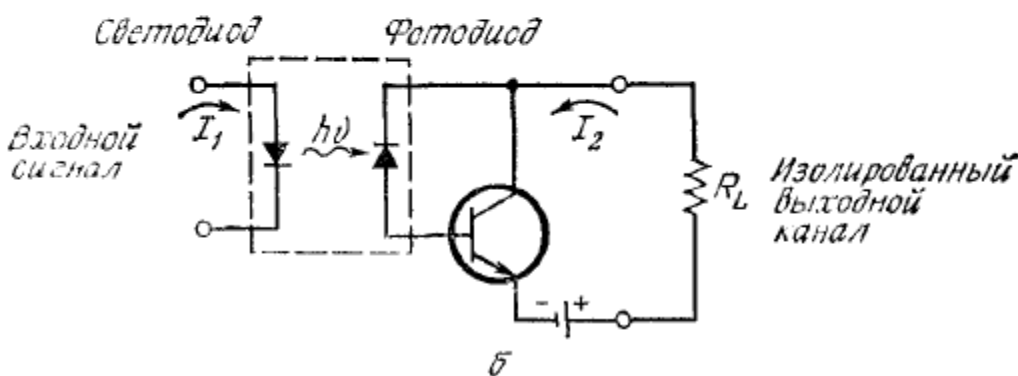
129. Оптрони.

Оптрон – це оптоелектричний напівпровідниковий прилад, який складається з випромінювача світла та фотоприймача, між якими встановлений оптичний зв'язок. Самі ж випромінювач і фотоприймач електрично ізольовані один від одного. Сполучення випромінювача світла та фотоприймача в одному приладі – оптроні також називають оптоелектронною парою. Як випромінювачі звичайно застосовують світлодіоди; фотоприймачами можуть бути фоторезистор, фотодіод або фототранзистор.

На рисунку *a* показана схема оптрона, що містить світло діод в якості випромінювача світла і фотодіод в якості детектора.



Випромінювання, що генерується світлодіодом при подачі на нього вхідного електричного сигналу I_1 , детектується фотодіодом. Далі випромінювання знову перетворюється в електричний сигнал у вигляді струму I_2 , який протікає через опір



навантаження. Типове значення коефіцієнта перетворення за струмом I_2/I_1 складає приблизно 10^{-3} . Для збільшення коефіцієнта перетворення в оптронах

в якості детекторів використовуються фото транзистори (див. рис. б), при цьому відношення струмів може бути підвищене до 0,1-1. Оптронна структура може бути розміщена в одному корпусі. В таких приладах реалізується оптична передача сигналів зі швидкістю світла і забезпечується електрична ізоляція, так як відсутній зворотній зв'язок з вихода на вхід.

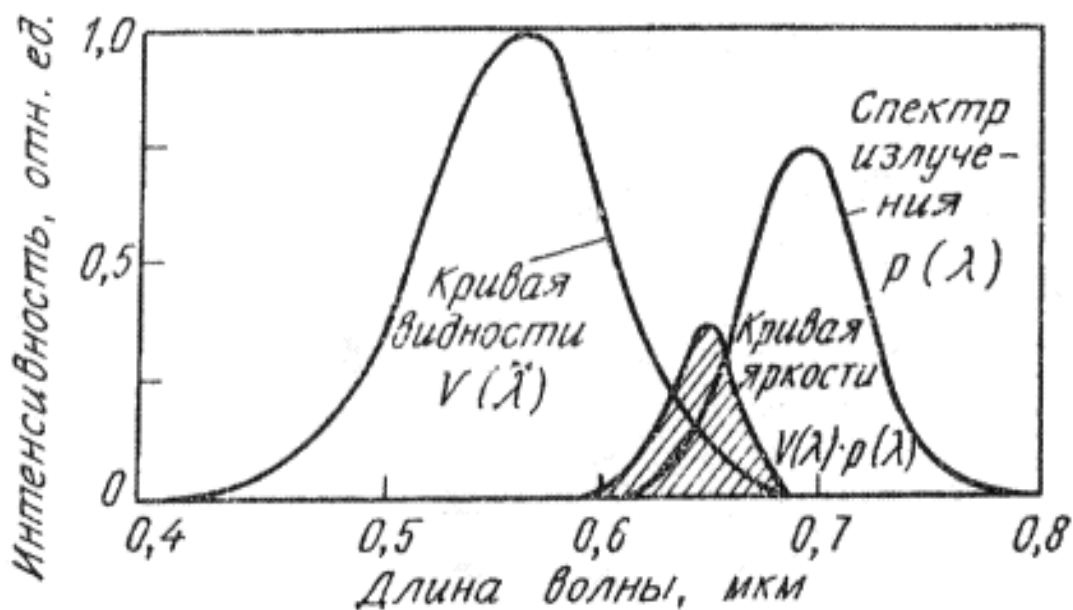
Основне призначення оптронів – створення електричної розв'язки на шляху передачі сигналу, тобто здійснення передачі сигналу з одного електричного кола в інше, але без їх безпосереднього електричного з'єднання.

130. Яскравісний еквівалент випромінювання.

Людське око не однаково чутливе до сприймання різних кольорів, так найкраще сприймається світло з довжиною хвилі $\lambda=0,555$ мкм, що відповідає зеленому кольору. По мірі зміщення довжини хвилі в червону область видимого спектру чутливість ока швидко спадає. Тому спектральна характеристика чутливості ока повинна враховуватись при оцінках ефективності візуального сприйняття випромінювання від різних світлодіодів з відомими значеннями енергії випромінювання. Для світлодіодів з високою ефективністю і широким спектром яскравісний еквівалент випромінювання задається формулою:

$Y = L_0 \int V(\lambda)P(\lambda)d\lambda$, де L_0 – максимальне значення яскравості, рівне 680 лм/Вт; $V(\lambda)$ - функція відносної видимості ока; $P(\lambda)$ - спектр випромінювання.

Наприклад, як показано на малюнку, максимум червоного випромінювання діода на основі GaP – ZnO лежить на довжині хвилі 0,69 мкм. Максимум кривої, що відповідає суперпозиції спектру випромінювання з кривою видимості, зміщується до значення $\lambda=0,65$ мкм і відповідає яскравісному еквіваленту, рівному 15 лм/Вт.



131. Інфрачервоні світлодіоди.

Світлодіоди – це р-п переходи, котрі при прямому зміщенні можуть випускати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра.

Найбільш поширеним в наш час інфрачервоним джерелом є світлодіод на основі GaAs. Він має найбільшу ефективність електролюмінесценції в основному завдяки тому, що серед всіх прямозонних напівпровідників GaAs є технологічно найбільш освоєним. Для виготовлення інфрачервоних світлодіодів використовується багато інших напівпровідників, що мають заборонену зону шириною $E_g < 1,5$ eV. До них відносяться тверді розчини, в склад яких входять три або чотири елементи III і V груп періодичної системи (наприклад, $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$).

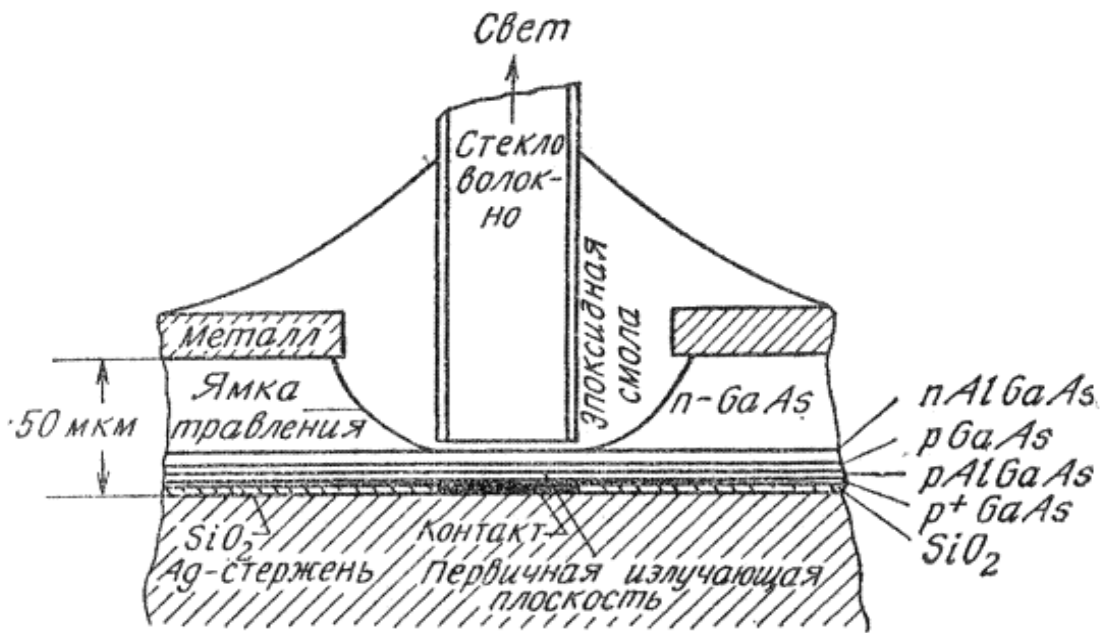
Областями використання діодів інфрачервоного випромінювання є оптронні прилади комутації, оптичні лінії зв'язку, системи дистанційного управління.

Розрізняють два основних типи світлодіодів, що забезпечують ввід випромінювання в оптичні волокна малого діаметра: світлодіоди з випромінюючою поверхнею і світлодіоди з випромінюючою гранню.

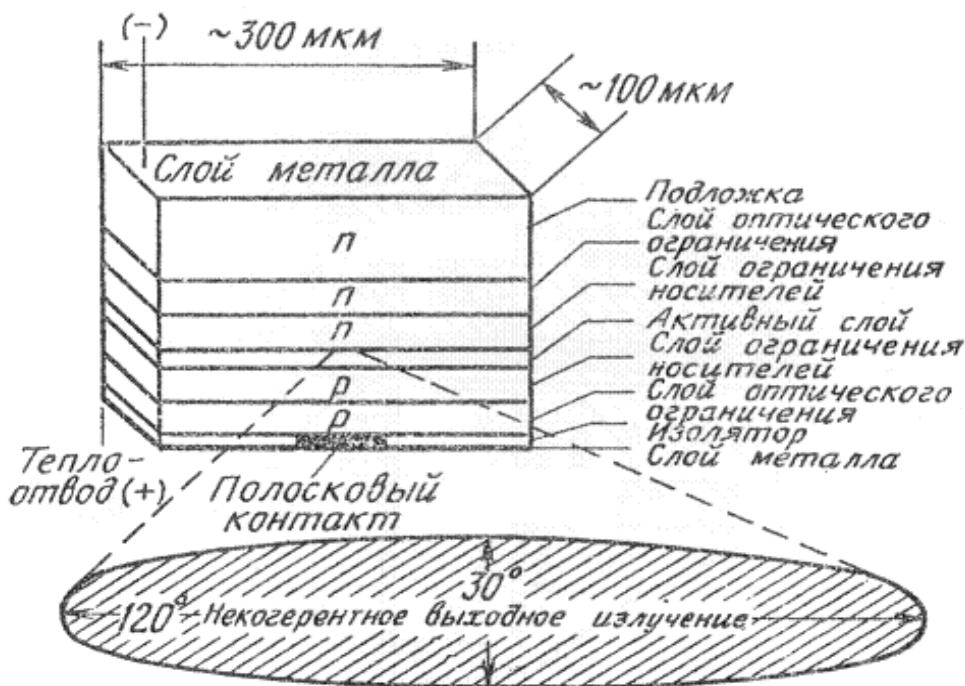
В поверхневих випромінювачах (рис. а) випромінююча область переходу обмежена шаром окислу, а діаметр контакту зазвичай складає 15-100 мкм. Для зменшення втрат поглинання і забезпечення щільного контакту випромінюючої поверхні шари напівпровідника, через які проходить випромінювання, повинні бути дуже тонкими (10-15 мкм). В гетеропереходах (наприклад, GaAs – $Al_xGa_{1-x}As$) потужність випромінювання на виході може бути підвищена за рахунок ефекту обмеження носіїв, який виникає при покритті шару випромінюючої рекомбінації (наприклад, GaAs) областю напівпровідника з більш широкою забороненою зоною (наприклад, $Al_xGa_{1-x}As$). Гетероперехід може також слугувати в якості вікна, яке не поглинає випромінювання, виникаюче в напівпровідниках з меншою забороненою зоною.

При виводі через грань (рис. б) випромінювання може бути зосереджено у відносно направленому промені, що підвищує ефективність зв'язку світлодіода з волокнами, що мають малий приймальний кут. Просторовий розподіл випромінювання при цьому аналогічний розподілу для лазерів на гетеропереходах.

На рисунку зображений поверхнево-випромінюючий світлодіод (а) на основі подвійної гетероструктури AlGaAs, що має малу площу і високу випромінюючу здатність і суміщений з скловолоконом, і світлодіод з випромінюючою гранню на основі подвійної гетероструктури (б).



а



б

Гранична частота світлодіода: $f_c = \frac{1}{2\pi\tau}$

В матеріалах р-типу час життя випромінюючої рекомбінації: $\tau_r = (n - n_0) / R_r \approx 1 / Bp_0$, а для n-типу: $\tau_r = (p - p_0) / R_r \approx 1 / Bn_0$, де $R_r = Bnp$ - швидкість повної випромінюючої рекомбінації, а p_0 і n_0 - концентрації дірок і електронів відповідно, B - константа випромінюючої рекомбінації.

Для досягнення високих значень f_c необхідно зменшувати товщину рекомбінаційної області і збільшувати концентрацію носіїв.

132. Порівняльні характеристики світлодіодів і лазерів.

Для передачі сигналу по оптоволоконному кабелю можуть використовуватися два типи джерела світла: світловипромінюючі діоди і напівпровідникові лазери. Вони мають різні властивості, як показано в табл. Їх довжина хвилі може бути налаштована за допомогою інтерферометрів Фабрі-Перо або Маха-Цандера, що встановлюються між джерелом і кабелем. Порівняльна таблиця:

Характеристика	Світлодіод	Напівпровідникові лазери
Швидкість передачі даних	Низька	Висока
Мода	Багатомодові	Багатомодові або одномодові
Відстань	Коротка	Дальня
Срок служби	Довгий	Короткий
Чутливість до температури	Невисока	Значна
Ціна	Низька	Висока

Наведемо основні переваги і недоліки світлодіодів:

Переваги світлодіодів:

- висока робоча температура;
- менший вплив температури на потужність випромінювання;
- простота конструкції і схеми харчування.

Недоліки світлодіодів:

- менша яскравість;
- нижчі частоти модуляції;
- більша спектральна ширина лінії випромінювання;

для світлодіодів $\Delta\lambda=10-50$ нм

для лазерів $\Delta\lambda=0,01-0,1$ нм

Приведений аналіз показує що напівпровідникові джерела випромінювання відповідають більшості вимог, що висуваються до пристроїв у світловодних системах зв'язку і вимірювальних системах. Світловипромінюючі діоди є найбільш підходящими джерелами для амплітудних ВОЛЗ (Волоконно-оптична лінія зв'язку) і низько швидкісних систем передачі інформації з використанням багатомодових волоконних світловодів.

Таблица. Технические характеристики напівпровідникових джерел світла (СІД – світлоізлучаючі діоди) (більш розгорнута таблиця ніж попередня)

Параметр	СІД		Лазери
	Поверхностные	Суперлюминесцентные	
Потребляемая мощность, мВт	75...750	75...750	15...600
Пороговый ток накачки, мА	–	–	5...250
Рабочий ток накачки, мА	50...300	50...300	10...300
Выходная мощность излучения в непрерывном режиме, мВт	1...10	1...10	1...50

Параметр	СІД		Лазеры
	Поверхностные	Суперлюминесцентные	
Яркость, Вт/(см ²)	10...100	10 ³	10 ⁵
Мощность, вводимая в многомодовый световод, мВт	0,05...0,5	0,1...1	0,5...15
Ширина спектра излучения, нм	30...50	3...5	2·10 ⁴ ...3
Центральная длина волны излучения, мкм	0,8	0,9	1...1,6
Температурная нестабильность центральной длины волны, нм/К	0,3	0,3	0,01...0,3
Ширина полосы частот модуляции по уровню — 3 дБ, МГц	100	200	500...5000
Нелинейность ватт-амперной характеристики, %	0,3...3	10	0,3...30
Срок службы, ч	10 ⁴ ...10 ⁷	10 ⁴ ...10 ⁶	10 ³ ...10 ⁵
Степень сложности	От низкой до средней	Средняя	Высокая
Стоимость	От низкой до средней	Средняя	От средней до высокой

133. Напівпровідникові лазери.

Напівпровідникові лазери, подібно іншим лазерам випускають випромінювання когерентне в просторі і часі. Це значить, що випромінювання лазера високо монохроматичне і створює направлений промінь світла.

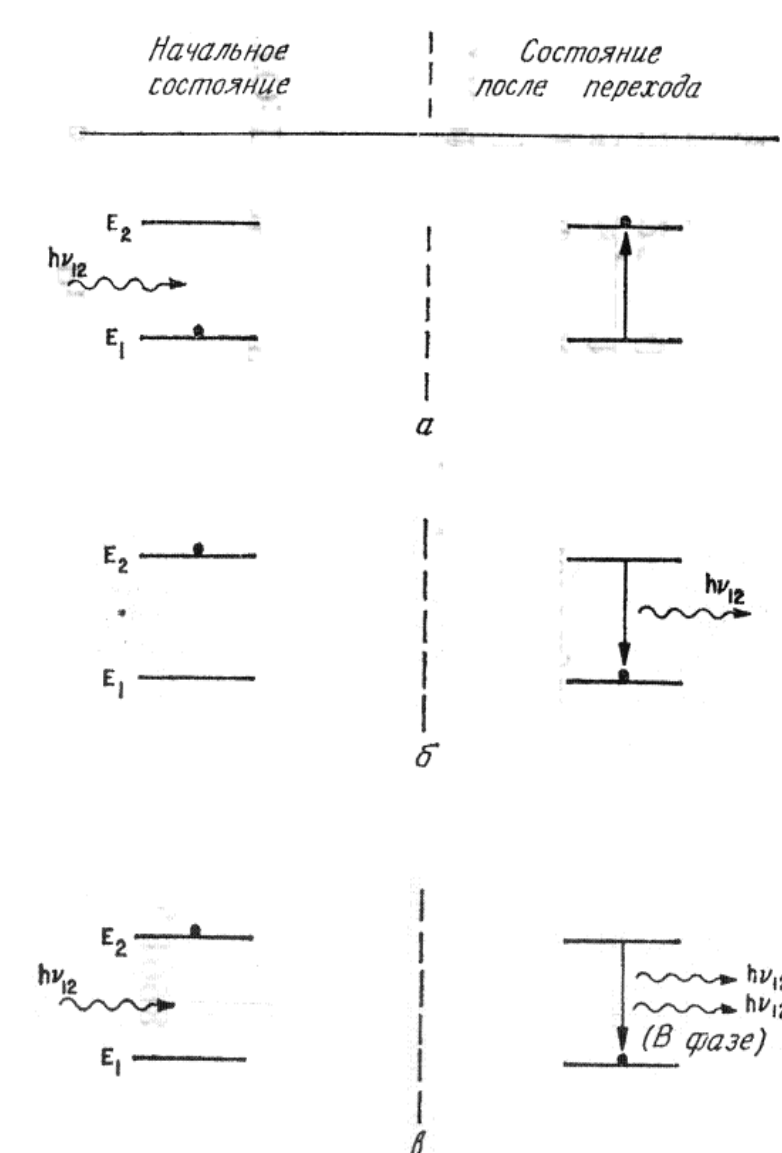
Відмінні особливості напівпровідникових лазерів:

1. В звичайних лазерах квантові переходи відбув. між дискретними рівнями; тоді як в н/п лазерах переходи обумовлені зонною структурою матеріалу.

2. Н/п лазери мають дуже малі розміри (~0,1 мм в довжину), і, так як активна область в них дуже вузька (~1 мкм і менш), розходження лазерного променя значно більше, ніж у звичайного лазера.

3. Просторові і спектральні характеристики випромінювання напівпровідникового лазера сильно залежать від властивостей матеріалу з якого зроблений перехід (таких властивостей, як структура забороненої зони і коефіцієнт заломлення).

4. В лазері з р-п переходом лазерне випромінювання виникає безпосередньо під дією струму, що протікає через прямо зміщений діод. В результаті система в цілому дуже ефективна, оскільки дає змогу легко



здійснювати модуляцію випром. за рахунок модуляції струму. Оскільки н/п лазери характеризуються дуже малими часами стимульованого випром., модуляція може здійснюватись на високих частотах.

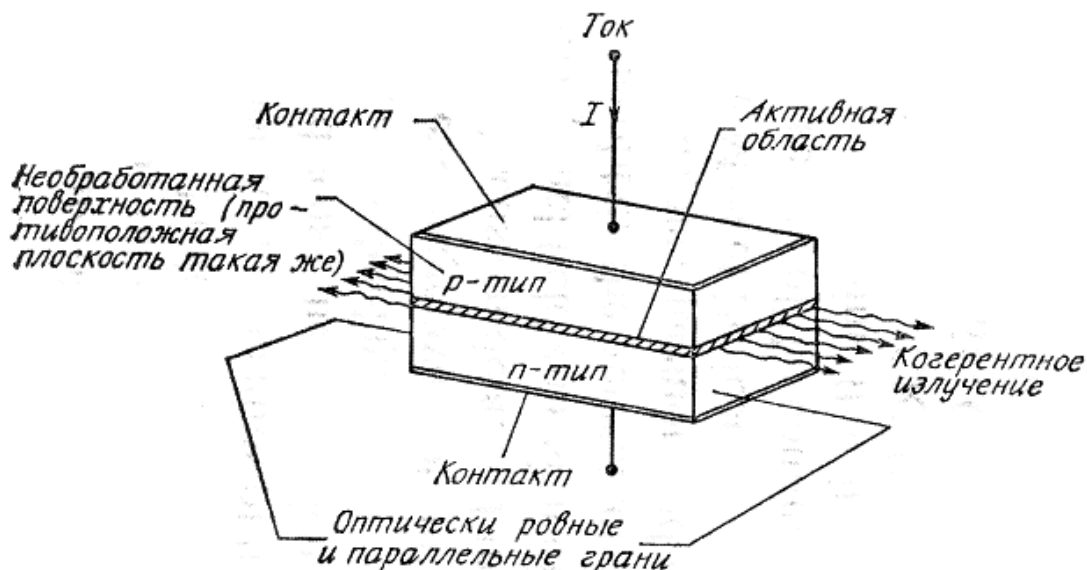
Три основні типи переходів між двома енергетичними рівнями E_1 і E_2 . Чорними кружками позначені стани атома. **а**- поглинання; **б**- спонтанне випромінювання; **в**- стимульоване випромінювання.

Час життя пов'язаний зі спонтанною емісією (тобто середній час збудженого стану) може змінюватись в широкому діапазоні, зазвичай в межах 10^{-9} - 10^{-3} с, в залежності від параметрів напівпровідника, таких як структура зон (пряма чи непряма) і густина рекомбінаційних центрів.

Зіткнення фотона, що має енергію $h\nu_{12}$ з атомом, який знаходиться в збудженому

стані, стимулює миттєвий перехід атома в основний стан з випусканням фотона з енергією $h\nu_{12}$ і фазою, що відповідає фазі падаючого випромінювання. Цей процес називається стимульованим випромінюванням.

Лазери на основі подвійних гетероструктур



На рисунку основна структура лазера з $p-n$ переходом у виді резонатора Фабрі-Перо.

Зміщення лазерного діода в прямому напрямку викликає протікання струму. Спочатку, при низьких значеннях струму виникає спонтанне випромінювання, що розповсюджується в усіх напрямках. При збільшенні зміщення струм досягає порогового значення, при якому складаються умови для стимульованого випромінювання, і $p-n$ перехід випускає монохроматичний і строго направлений промінь світла.

Для гомоструктур (наприклад, $p-n$ -переходів на основі GaAs) порогова густина струму швидко збільшується з ростом температури. При кімнатній температурі типове значення J_{th} (отримане при вимірах в імпульсному режимі) складає $5,0 \times 10^4$ А/см². Така велика густина струму складає серйозні труднощі при реалізації режиму неперервної генерації при 300K. З метою зменшення порогової густини струму були запропоновані, а потім за допомогою епітаксійної технології реалізовані лазери на гетероструктурах.

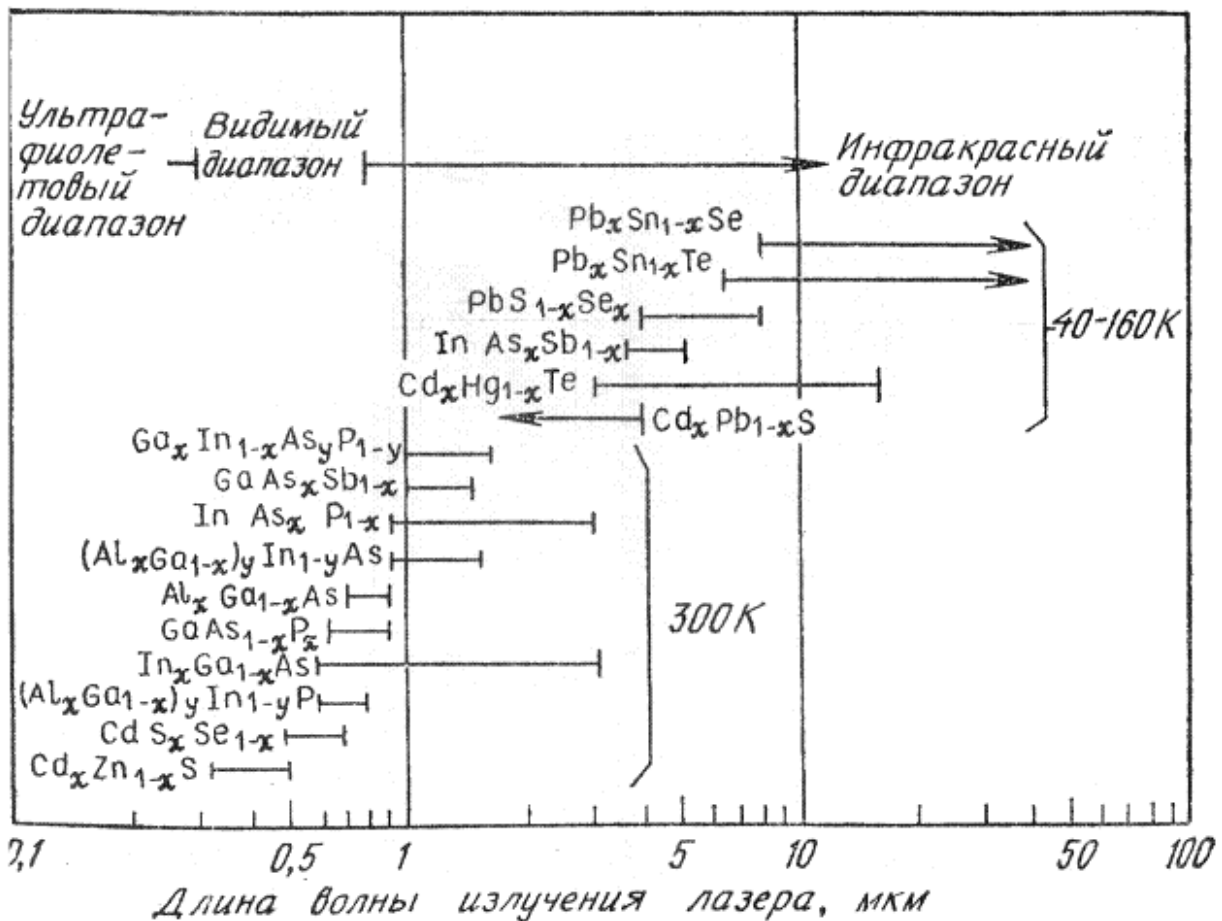
Низька порогова густина струму в гетеро лазерах забезпечується двома факторами:

- 1) обмеженням носіїв енергетичними бар'єрами між активною областю і шаром напівпровідника з більш широкою забороненою зоною;
- 2) оптичним обмеженням за рахунок різкого зменшення показника заломлення за межами активної області.

Завдяки малим розмірам і можливості високочастотної модуляції напівпровідниковий лазер являє собою один з перспективних джерел випромінювання для волоконно-оптичних систем зв'язку.

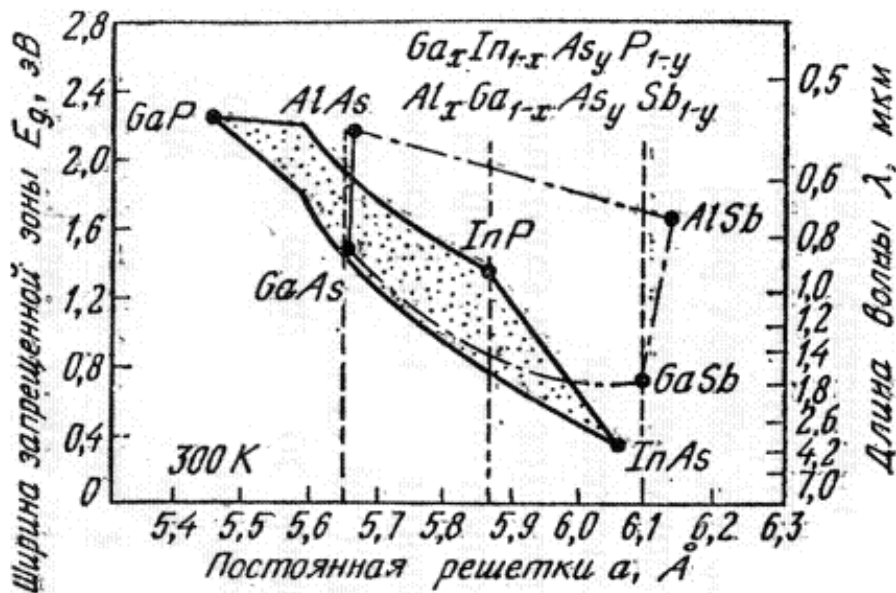
134. Напівпровідникові матеріали для лазерів.

Для виготовлення лазерів використовують напівпровідники з прямими зонами, наприклад GaAs або GaAlAs, в яких можливі переходи електронів без участі фотонів. Створення інверсної заселеності рівнів відбувається при інтенсивній інжекції неосновних носіїв, що легше досягається в гетеропереходах (гомопереходи - p-n - переходи, створені в одній і тій же речовині, гетеропереходи отримують між p - і n - областями матеріалів з різною шириною забороненої зони, що дає, наприклад, багатоступеневу форму p-n - переходу), виготовлених на основі матеріалів з високою концентрацією домішок. Посилення світла відбувається тільки уздовж напрямків, перпендикулярних поверхні дзеркал, тому з області p - n - переходу через напівпрозору відбивну поверхню виходить вузький промінь когерентного випромінювання.



На рисунку зображені інтервали довжин хвиль, для яких є чи можуть бути створені гетеролазери на з'єднаннях A^3B^5 і A^4B^6 .

Найбільш інтенсивні дослідження і розвиток отримали GaAs і споріднені йому тверді розчини елементів A^3B^5 . Сполуки A^4B^6 , такі як PbS, PbTe, PbSe і споріднені їх тверді розчини також мають лазерні властивості.

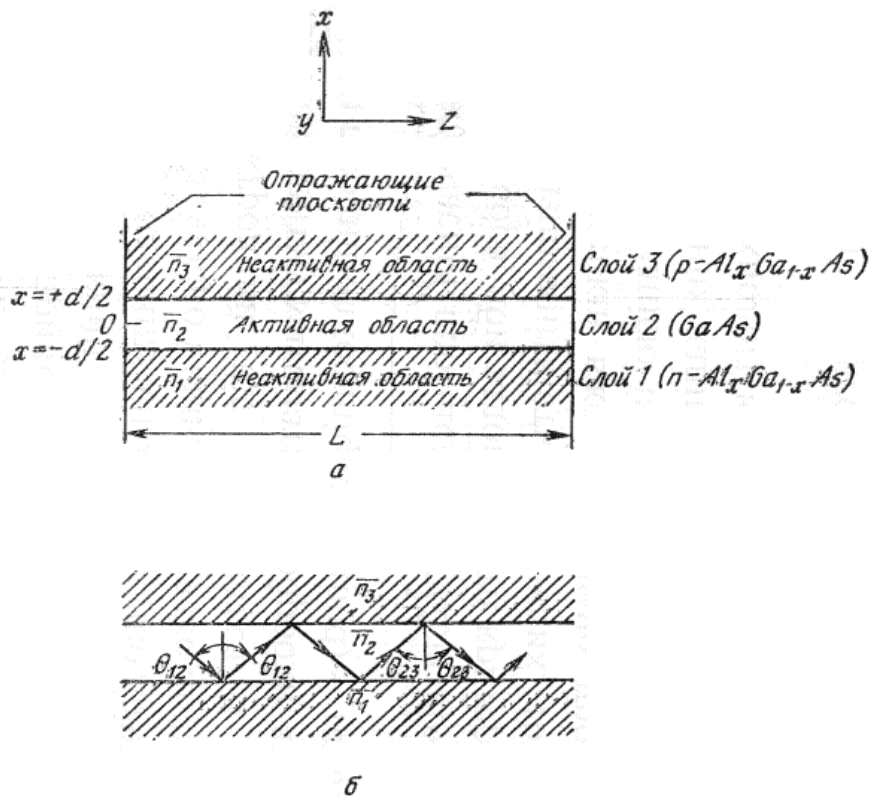


На рисунку зображена ширина забороненої зони і постійна ґратки для твердих розчинів типу A^3B^5 .

До найбільш важливих складних сполук відносяться тверді розчини $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ і $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

135. Лазери. Хвилеводний ефект.

Лазер (англ. LASER — Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання) — пристрій для генерування або підсилення монохроматичного світла, створення вузького пучка світла, здатного поширюватися на великі відстані без розсіювання і створювати винятково велику густину потужності випромінювання при фокусуванні (10^8 Вт/см^2 для високоенергетичних лазерів).



На рисунку зображений трьохшаровий діелектричний хвилевод (а) і хід променів в ньому (б).

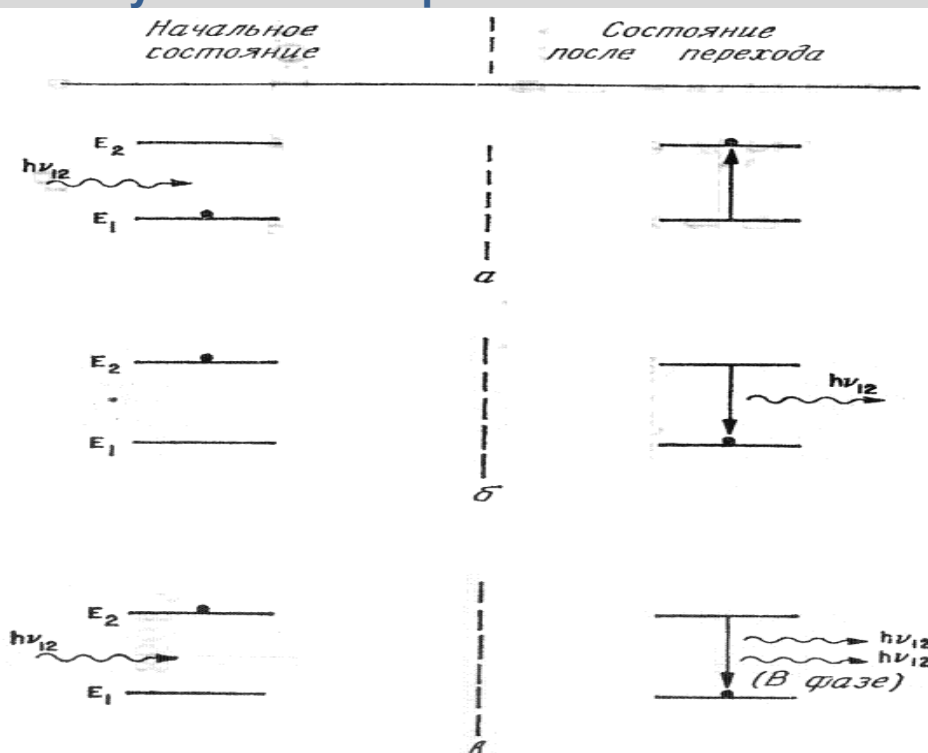
В ДГ-лазері світло утримується і направляється діелектричним хвилеводом. Якщо показники заломлення шарів задовольняють умові

$$n_2 > n_1 \geq n_3$$

то кут падіння променя θ_{12} на границі розділу між шарами 1 і 2 буде більше критичного. Аналогічна ситуація спостерігається на границі розділу шарів 2 і 3. Таким чином, якщо показник заломлення активної області більший показників заломлення оточуючих її шарів, то електромагнітне випромінювання розповсюджується в напрямку, паралельному границі розділу шарів.

В лазерах з гомо структурою різниця між показником заломлення центрального шару хвилевода і показником заломлення сусідніх шарів складає 0,1-1%. В гетеролазерах можна задати більш суттєву зміну показників заломлення на кожному гетеропереході (до 10%) і тим самим забезпечити чітко виражене обмеження випромінювання.

136. Стимульоване випромінювання.



Три основні типи переходів між двома енергетичними рівнями E_1 і E_2 . Чорними кружками позначені стани атома. а- поглинання; б- спонтанне випромінювання; в- стимульоване випромінювання. $h\nu_{12} = E_2 - E_1$.

Час життя пов'язаний зі спонтанною емісією (тобто середній час збудженого стану) може змінюватись в широкому діапазоні, зазвичай в межах 10^{-9} - 10^{-3} с, в залежності від параметрів напівпровідника, таких як структура зон (пряма чи непряма) і густина рекомбінаційних центрів.

Зіткнення фотона, що має енергію $h\nu_{12}$ з атомом, який знаходиться в збудженому стані, стимулює миттєвий перехід атома в основний стан з випусканням фотона з енергією $h\nu_{12}$ і фазою, що відповідає фазі падаючого випромінювання. Цей процес називається стимульованим випромінюванням.

При стимульованих переходах всі параметри генерованих фотонів (енергія, напрям поширення, поляризація, початкова фаза) збігаються з параметрами первинних (стимулюючих) фотонів.

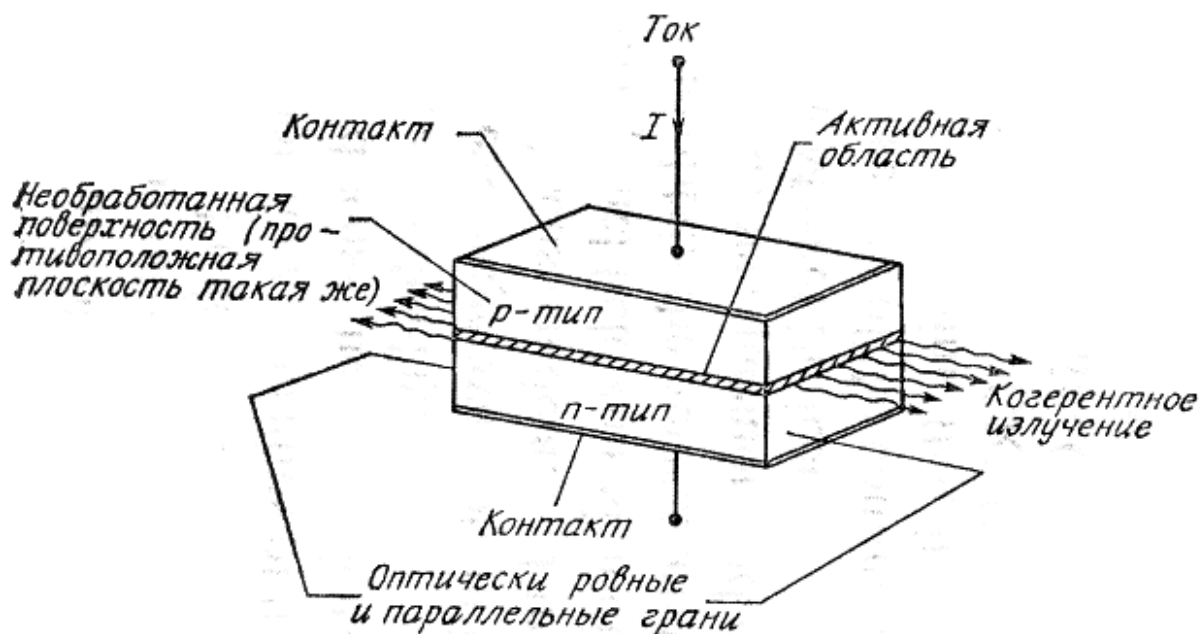
Існування вимушеного (стимульованого) випромінювання фотонів квантовими системами під дією електромагнітної хвилі було показано А. Ейнштейном в 1916 році.

За рахунок того, що всі параметри стимульовано випромінюваних фотонів збігаються з відповідними параметрами падаючих фотонів, стимульоване випромінювання використовується для квантового підсилення світла. Так як при спонтанних переходах параметри генерованих при цьому фотонів випадкові, спонтанне випромінювання відіграє роль шумів і не може бути використане для квантового підсилення світла.

Стимульоване випромінювання збільшує потік когерентних фотонів.

137. Лазери на основі подвійних гетероструктур.

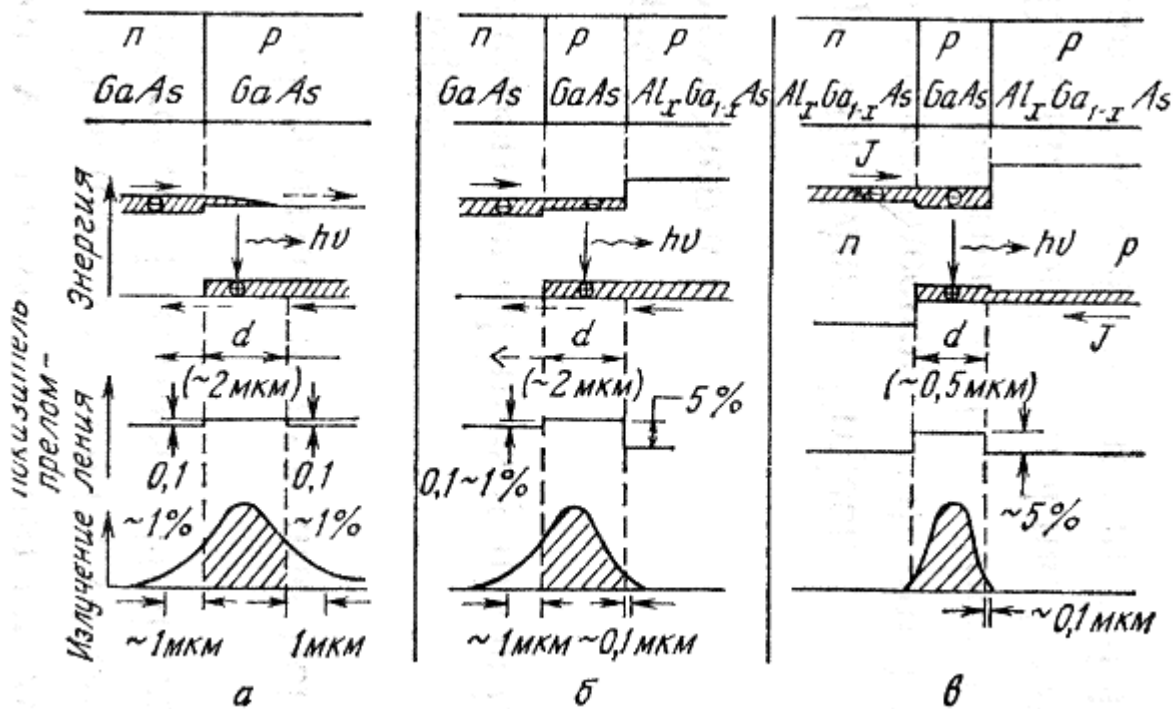
Основна структура лазера з р-n переходом у виді резонатора Фабрі-Перо:



Зміщення лазерного діода в прямому напрямку викликає протікання струму. Спочатку, при низьких значеннях струму виникає спонтанне випромінювання, що розповсюджується в усіх напрямках. При збільшенні зміщення струм досягає порогового значення, при якому складаються умови для стимульованого випромінювання, і р-n перехід випускає монохроматичний і строго направлений промінь світла.

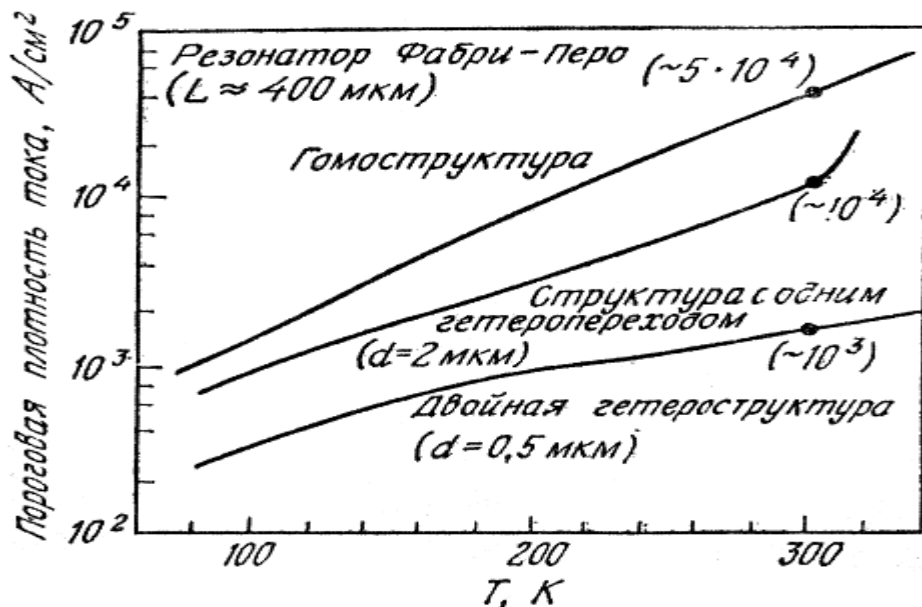
Для гомоструктур (наприклад, р-n-переходів на основі GaAs) порогова густина струму швидко збільшується з ростом температури. При кімнатній температурі типове значення J_{th} (отримане при вимірах в імпульсному режимі) складає $5,0 \times 10^4$ А/см². Така велика густина струму складає серйозні труднощі при реалізації режиму неперервної генерації при 300К. З метою зменшення порогової густини струму були запропоновані, а потім за допомогою епітаксійної технології реалізовані лазери на гетероструктурах.

Порівняльні характеристики деяких лазерних структур. а- гомоструктура; б- структура з одним гетеропереходом; структура з двома гетеропереходами:



Як видно, в структурі з двома гетеропереходами носії сконцентровані всередині активної області d , обмеженої з обох сторін потенціальними бар'єрами, випромінювання також обмежено цією областю внаслідок стрибкоподібного зменшення показника заломлення за її межами. Ці обмеження сприяють зростанню стимульованого випромінювання і відповідно зменшенню порогової густини струму.

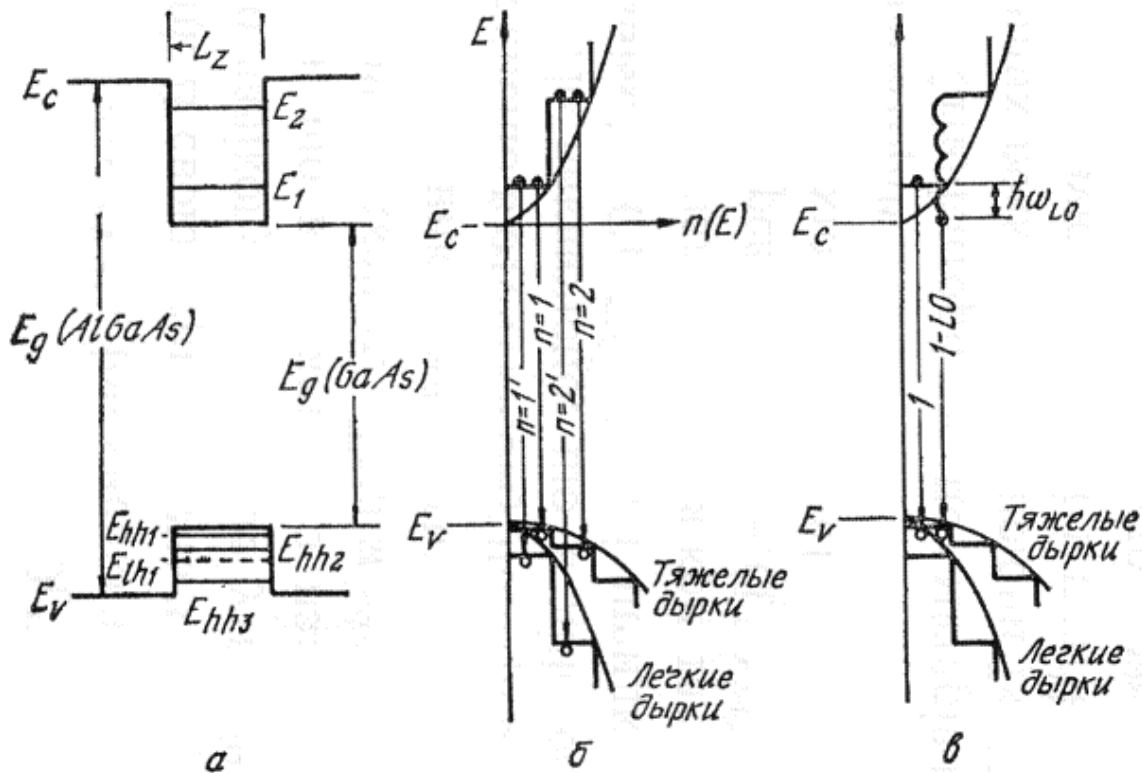
Температурна залежність порогової густини струму для трьох лазерних структур:



Варто відмітити, що найслабша температурна залежність спостерігається для лазерів на подвійних гетероструктурах. Виявляється можливим реалізувати режим неперервної генерації при кімнатній температурі. Завдяки цьому лазери знайшли широке застосування в науці і промисловості.

138. Лазери на основі надграток. Зонні діаграми гетероструктур з квантовою ямою.

На теперішній час створені напівпровідникові лазери на основі структур з надграткою. Такі прилади називаються гетеролазерами з квантовими ямами. Зменшення товщини активного шару лазера на подвійній гетероструктурі до величини, співрозмірної з довжиною хвилі де Бройля для носіїв ($\lambda = h/p$), призводить до двохвимірної квантування і виникнення дискретних рівнів. Енергія рівнів залежить від величини потенціальних бар'єрів на границі прямокутної ями.



На малюнку (а) зображена енергетична діаграма гетероструктури $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$, в якій $L_z = 100 \text{ \AA}$. Рівні E_1 і E_2 – це енергетичні стани електронів, E_{hh1} , E_{hh2} , E_{hh3} , – стани важких дірок, E_{lh1} – легких дірок.

На малюнку (б) зображена діаграма густини станів. Напівпараболи, що вказують на межі зони провідності E_c і валентної зони E_v , відповідають густинам станів об'ємного напівпровідника. Стрибокподібна зміна густини станів характеризує структуру з квантовими ямами. Міжзонні рекомбінаційні переходи (правило відбору $\Delta n = 0$) відбуваються з основного стану в зоні провідності (напр., E_1) в основний стан у валентній зоні (напр., E_{hh1}). Енергія переходу дається виразом:

$$h\omega = E_g(\text{GaS}) + E_1 + E_{hh1}.$$

Така рекомбінація на відміну від рекомбінації в об'ємному напівпровіднику з неперервним енергетичним спектром носіїв, зумовлених параболічною зміною густини станів, реалізовується при наявності добре локалізованих енергетичних рівнів. Малюнок (в) ілюструє іншу важливу властивість гетероструктур з квантовими ямами – носії, інжектвані з великими енергіями, можуть збуджувати фонони і розсіювати свою енергію, переходячи в решті на стани з

меншою густиною. В об'ємному напівпровіднику процес збудження фононів обмежується зменшенням густини станів (особливо біля краю зони), тоді як в системі з квантовими ямами в межах області з постійною густиною станів таке обмеження відсутнє. В результаті цього процесу енергія електрона може опинитися нижче рівня, обумовленого квантовим обмеженням, напр., нижче рівня E_1 , що може призвести до генерації лазерного випромінювання з енергією фотонів $\hbar\omega < E_g$ замість енергії $\hbar\omega < E_g$, яка характеризує рекомбінацію без участі фононів.

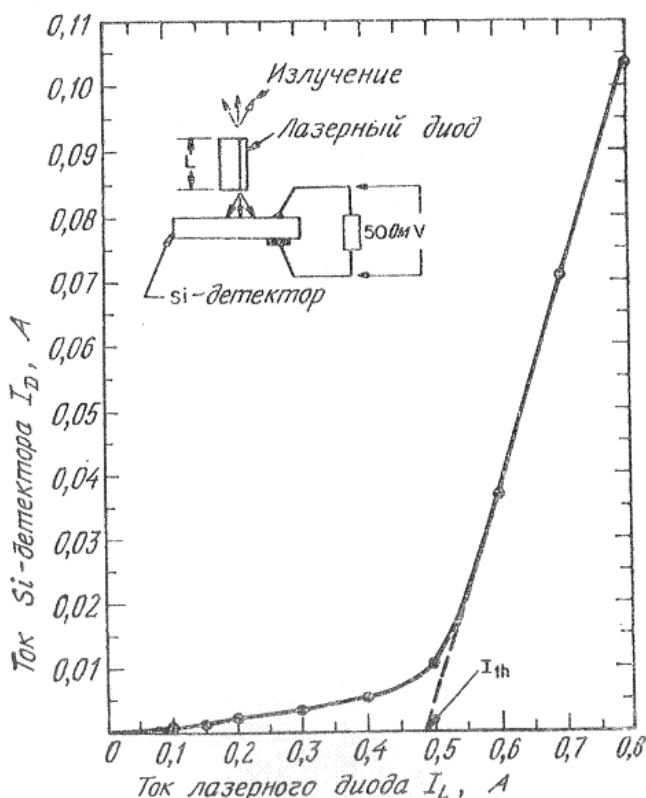
Гетеролазери з квантовими ямами були виготовлені на основі структури $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ методом хімічного вакуумного осадження з металоорганіки. Виготовлені лазери мали плоскову геометрію, в якості обмежувальних областей використовувались шари $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, а нелегована активна область мала 6 квантових ям з шарів $GaAs$ товщиною $L_z = 120\text{Å}$, розділених п'ятьма бар'єрними шарами $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ товщиною $L_z = 120\text{Å}$.

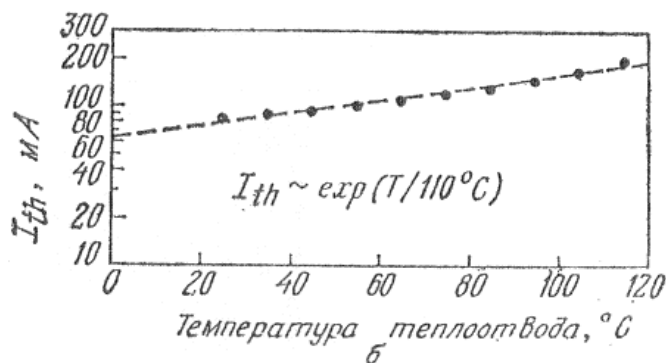
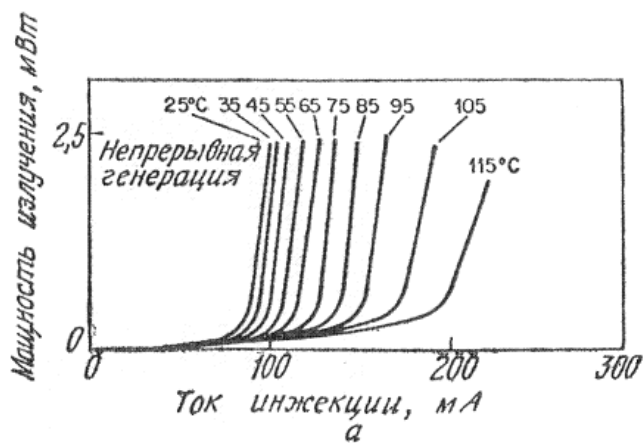
Потенційні переваги лазерів з квантовими ямами полягає в високій квантовій ефективності, низькому пороговому струмі (1мА і менше) і слабкій чутливості до зміни температури.

139. Вихідна потужність випромінювання в залежності від струму лазерного діода.

На малюнку зображена типова залежність потужності лазера з подвійною гетероструктурою при зростанні струму від низьких значень, характерних для спонтанної емісії, до значень, що перевищують поріг лазерної генерації. Вставка на малюнку пояснює схему детектування, яка застосовувалась для виміру інтенсивності випромінювання лазерного діода. На початковій ділянці, що відповідає спонтанній емісії, інтенсивність випромінювання (пропорційна струму детектора) повільно зростає зі збільшенням струму, що

протікає через діод, а після збудження лазерної генерації різко зростає. Екстраполяція цієї кривої до нульового значення струму, показана штрихованою лінією, дає значення порогового струму.

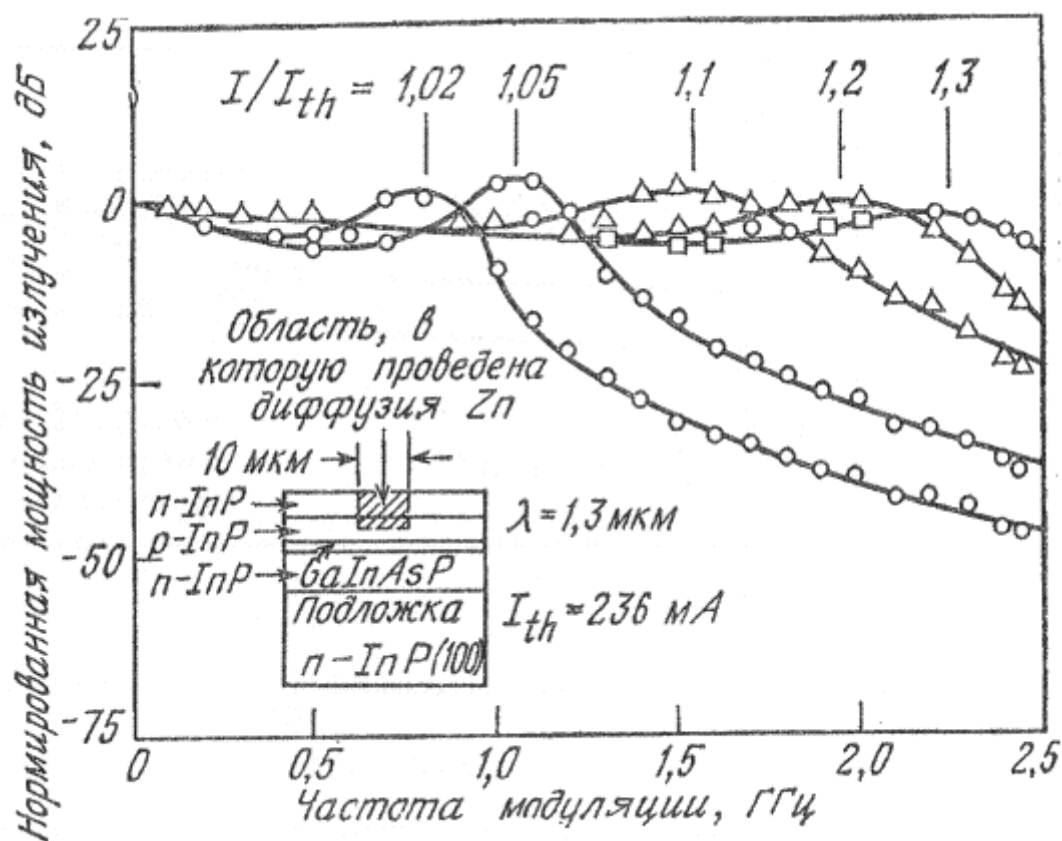




Залежність потужності випромінювання від струму інжекції при неперервній генерації для різних температур тепловідводу в діапазоні 20-115 °С майже ідеально лінійна.

Залежність порогового струму від температури експоненційна.

140. Залежність нормованої потужності випромінювання лазера від частоти модуляції.



Джерела випромінювання, призначені для волоконно-оптичних ліній зв'язку, повинні забезпечувати можливість реалізації високочастотної модуляції.

Лазери з подвійною гетероструктурою на основі GaSi GaInP мають хороші модуляційні характеристики в межах гігагерцового діапазону частот. На малюнку приведена залежність нормованої вихідної потужності модульованого випромінювання від частоти модуляції для лазера з подвійною гетероструктурою на основі GaInAsP-InP. Діод випромінює на довжині хвилі 1,3 мкм і безпосередньо модулюється синусоїдальним струмом, накладеним на постійний струм накачки. При струмі накачки, що перевищує значення порогового струму в 1,3 рази, потужність випромінювання на виході практично не змінюється.

141. Фотодетектори. Процеси, що протікають в фотодетекторі.

Фотодетектори – це напівпровідникові прилади, які можуть детектувати оптичні сигнали за рахунок електронних процесів.

В загальному випадку в фотодетекторі протікають три основні процеси:

- 1) генерація носіїв під дією зовнішнього опромінення;
- 2) переніс носіїв і їх помноження за рахунок того чи іншого механізму підсилення струму, характерного для даного напівпровідника;
- 3) взаємодія струму з зовнішньою ланкою, яка забезпечує отримання вихідного сигналу.

Фотодетектори грають важливу роль у волоконно-оптичних системах зв'язку ближнього ІЧ-діапазону (0,8 – 1,6 мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють зміни інтенсивності випромінювання в електричні коливання, які відповідним чином підсилюються і піддаються наступній обробці.

Фотодетектори, що призначені для таких систем, повинні мати:

- 1) високу чутливість в робочому діапазоні довжин хвиль;
- 2) високу швидкодію;
- 3) низький рівень шумів;
- 4) малі розміри;
- 5) низькі керуючі напруги і струми;
- 6) високу надійність в роботі.

Робота фотодетекторів взагалі і фото резисторів зокрема характеризується трьома параметрами:

- 1) квантовою ефективністю або підсиленням;
- 2) часом фотовідгуку;
- 3) чутливістю (виявною здатністю).

Відносним критерієм якості фотодетекторів є потужність, що еквівалентна шуму (NEP), яка визначається як середньоквадратична потужність падаючого випромінювання, необхідного для отримання відношення сигнал/шум, рівного 1, в полосі частот 1 Гц.

Для інфрачервоних детекторів найбільш вживаним критерієм якості є питома виявна здатність D^* : $D^* = \frac{A^{1/2} B^{1/2}}{NEP}$ де B – ширина смуги.

Для виключення невизначеності в D^* необхідно вказувати, чи є джерелом випромінювання абсолютно чорне тіло чи монохроматичне джерело і при якій частоті здійснюється модуляція. Рекомендується виражати D^* як $D^*(\lambda, f, 1)$ або

$D^*(T, f, 1)$, де λ - довжина хвилі (мкм), f - частота модуляції (Гц), T - температура (К). При цьому ширина смуги завжди рівна 1 Гц.

Велику перспективу для фотодетекторів мають, наприклад, лавинні фотодіоди, зокрема лавинні фотодіоди з бар'єром Шоткі. Ультрафіолетове випромінювання, що проходить через його тонкі металеві електроди, поглинається в при поверхневому шарі товщиною 100\AA . Внаслідок цього множення носіїв в основному стимулюється електронами, що забезпечує низький шум і великий вплив коефіцієнта підсилення на ширину смуги. Крім того, є можливість підсилення високочастотних імпульсів фотоструму.

Лавинні фотодіоди з гетеропереходами, особливо типу A^3B^5 , за рахунок зміни складу сполуки дозволяють регулювати спектральну характеристику чутливості прибору.

142. Фоторезистор.

Фоторезистор – це пластина напівпровідника (монолітна чи в виді тонкої плівки), на протилежних кінцях якої створені омичні контакти. При падінні випромінювання на поверхню фото резистора в останньому генеруються носії внаслідок збудження або між зонних переходів (власне збудження), або переходів з участю енергетичних рівнів в забороненій зоні (домішкове збудження), що приводить до збільшення провідності.

Провідність власних фото резисторів описується формулою $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$, і збільшення провідності під дією освітлення в основному пов'язано зі збільшенням кількості носіїв.

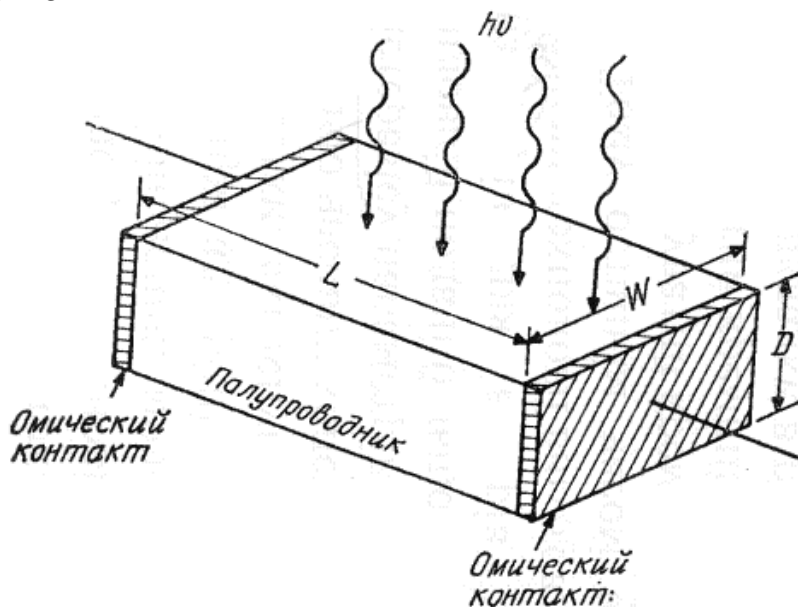
Довгохвильова границя фотопровідності в цьому випадку визначається із співвідношення:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g(\text{eV})}$$

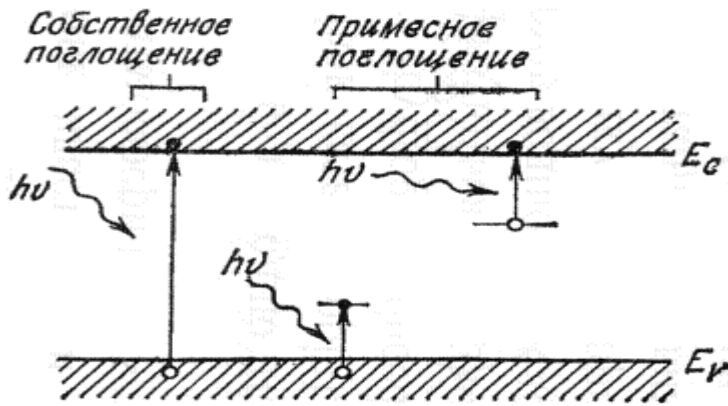
де λ_c - довжина хвилі, що відповідає ширині забороненої зони E_g .

Випромінювання з довжинами хвиль меншими λ_c , поглинається в напівпровіднику з утворенням електронно-діркових пар.

Фоторезистор, що складається з пластини напівпровідника з омичними контактами:



Процеси власного (зона-зона) і домішкового фото збудження:



В домішковому фоторезисторі фото збудження може відбуватися між краєм зони і енергетичним рівнем в забороненій зоні. Фотопровідність може виникати в результаті поглинання фотонів з енергією, яка рівна або перевищує енергію, що відділяє домішковий рівень від зони провідності чи валентної зони. При цьому довгохвильова границя фотопровідності визначається глибиною залягання домішкового рівня в забороненій зоні.

Робота фотодетекторів взагалі і фото резисторів зокрема характеризується трьома параметрами:

- 1) квантовою ефективністю або підсиленням;
- 2) часом фотовідгуку;
- 3) чутливістю (виявною здатністю).

Фотострум, що протікає між контактами, рівний $I_p = q(\eta \frac{P_{opt}}{h\nu}) (\frac{\mu_n \tau E}{L})$

Визначаючи вихідний фотострум як $I_p \equiv q(\eta \frac{P_{opt}}{h\nu})$

отримаємо коефіцієнт підсилення фотоструму $\frac{I_p}{I_{ph}} = \frac{\mu_n \tau E}{L} = \frac{\tau}{t_r}$

де $t_r = L/v_{dr}$ час прольоту носіїв,

де η - квантова ефективність (тобто кількість фотогенерованих носіїв віднесене до кількості фотонів, що падають), P_{opt} - потужність падаючого випромінювання, $h\nu$ - енергія фотона.

Коефіцієнт підсилення, що залежить від відношення часу життя і часу прольоту, є виключно важливим параметром фото резисторів. Для зразків з великим часом життя і малою відстанню між контактами коефіцієнт підсилення може бути суттєво більшим одиниці.

Час фотовідгуку фоторезиста визначається часом прольоту t_r . Оскільки для фоторезистів характерні великі відстані між контактами і слабкі електричні поля, то їх час фотовідгуку зазвичай більший аналогічного параметра для фотодіодів.

Відносним критерієм якості фотодетекторів є потужність, що еквівалентна шуму (NEP), яка визначається як середньоквадратична потужність падаючого випромінювання, необхідного для отримання відношення сигнал/шум, рівного 1, в полосі частот 1 Гц.

Для інфрачервоних детекторів найбільш вживаним критерієм якості є

$$\text{питома виявна здатність } D^*: D^* = \frac{A^{1/2} B^{1/2}}{NEP}$$

де B – ширина смуги.

Для виключення невизначеності в D^* необхідно вказувати, чи є джерелом випромінювання абсолютно чорне тіло чи монохроматичне джерело і при якій частоті здійснюється модуляція. Рекомендується виражати D^* як $D^*(\lambda, f, 1)$ або $D^*(T, f, 1)$, де λ - довжина хвилі (мкм), f - частота модуляції (Гц), T - температура (К). При цьому ширина смуги завжди рівна 1 Гц.

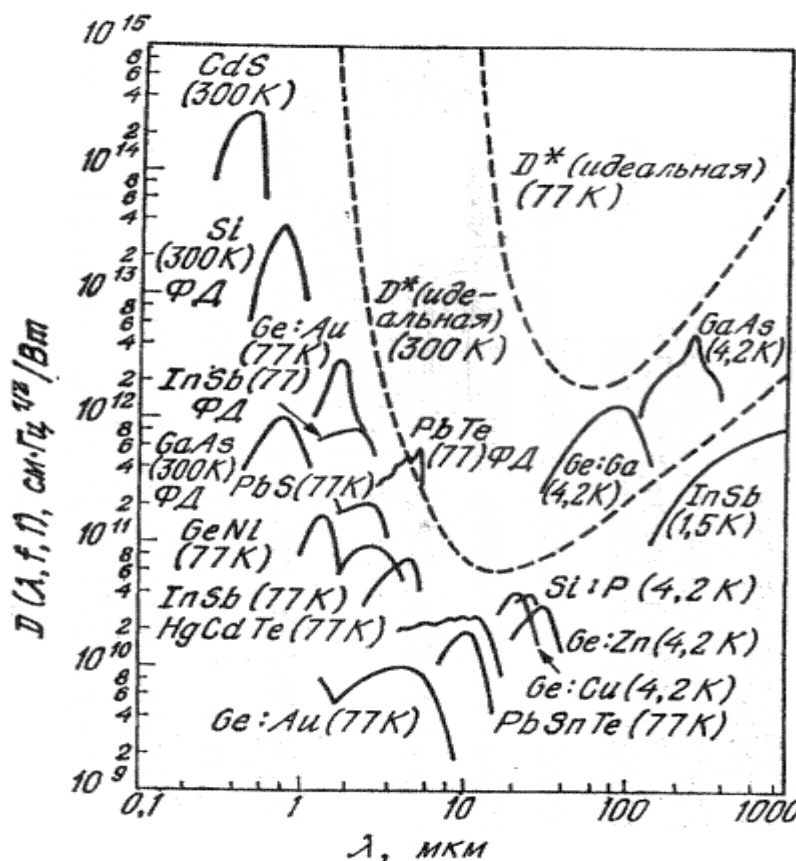
Для фоторезистора, чутливість якого обмежена фоновим випромінюванням, ідеальна виявна здатність D^* при квантовій ефективності рівній 1, визначається виразом

$$D^*(\lambda, f, 1) = \frac{c \exp(\zeta)}{2\sqrt{\pi} h k T v^2 (1 + 2\zeta + 2\zeta^2)^{1/2}}$$

де c - швидкість світла і $\zeta = hv/kT$.

Для детектування випромінювання в середньому, дальньому і наддальньому ІЧ-діапазонах фоторезистори охолоджуються до низьких температур (77 і 4,2 К). При таких температурах зменшуються теплові ефекти, що викликають термічну іонізацію і спустошення енергетичних рівнів, і збільшуються підсилення і ефективність детектування.

Залежність виявної здатності D^* від довжини хвилі випромінювання для різних фоторезисторів і фотодіодів (фотодіоди позначені ФД). Штриховими кривими представлена теоретична ідеальна D^* при 77 і 300 К і кути 2π ср:



143. Параметри фотодетекторів.

Фотодетектори – це напівпровідникові прилади, які можуть детектувати оптичні сигнали за рахунок електронних процесів.

Фотодетектори, що призначені для таких систем, повинні мати:

- 1) високу чутливість в робочому діапазоні довжин хвиль;
- 2) високу швидкодію;
- 3) низький рівень шумів;
- 4) малі розміри;
- 5) низькі керуючі напруги і струми;
- 6) високу надійність в роботі.

Робота фотодетекторів взагалі і фото резисторів зокрема характеризується трьома параметрами:

- 1) квантовою ефективністю або підсиленням;
- 2) часом фотовідгуку;
- 3) чутливістю (виявною здатністю).

Важливим також є такі параметри ФД:

-співвідношення сигнал/шум, виміряне на певній електричній частоті в смузі 1 Гц, коли променева енергія падає на активну область детектора-відносна міра чутливості, яка використовується для порівняння детектуючої здатності різних детекторів;

-час наростання (спаду) імпульсу струму, що визначається часом наростання імпульсу від рівня 0,1 до рівня 0,9 (спаду від рівня 0,9 до рівня 0,1) від максимально зафіксованого значення сигналу, максимальна з цих двох величин визначає швидкодію ФД;

-еквівалентна шумова потужність (NEP) - кількість променистої енергії сигналу, що падає на активну область детектора, необхідна для одержання одиничного співвідношення сигнал/шум, вказує на мінімальний рівень випромінювання, що детектується; чим нижче рівень NEP, тим краще характеристики детектора;

-темновий опір -відношення напруги постійного струму на детекторі до постійного струму через нього, при відсутності випромінювання;

-темновий струм -струм, виміряний у колі детектора в робочому режимі, за умови, що випромінювання не падає на детекторний елемент, в сучасних фотодіодах він не перевищує 10 нА;

-напруга зсуву - постійна напруга, прикладена до кола детектора;

-опір навантаження - елемент опору, включений послідовно з детектором і напругою зсуву;

-постійна часу – визначає швидкість відгуку детектора за умови, що на детектор подана послідовність прямокутних імпульсів випромінювання, визначається:

$t = R_n * C$, де R_n – опір навантаження ФД, C – ємність р-п – переходу;

-постійна часу наростання - час, необхідний для досягнення напругою сигналу рівня, рівного 0,63 від його амплітудного значення;

-постійна часу спаду - час, необхідний для зниження напруги сигналу до рівня, 0,37 від його амплітудного значення;

-час наростання й час спаду - час (у сек), необхідний для збільшення відгуку сигналу від 10 до 90% або зменшення його її від 90 до 10% від максимального зафіксованого значення сигналу;

-довжина хвилі відсікання—точка з боку довгих хвиль, у якій чутливість відгуку детектора падає до певної від пікової чутливості відгуку (звичайно до 20 або 50% пікової чутливості відгуку).

144. Фотодіод.

Фотодіод — це приймач оптичного випромінювання, який перетворює падаюче на його фоточутливу область світло в електричний заряд за рахунок процесів в р-п-переході. Його можна класифікувати як напівпровідниковий діод, в якому використовується залежність його вольт-амперної характеристики від освітленості.

Коли фотон, що має достатню енергію, потрапляє на фотодіод, в останньому відбувається внутрішній фотоефект: фотон збуджує електрон з матеріалу діода, таким чином створюючи пару носіїв заряду: вільний електрон і позитивно заряджену дірку. Якщо поглинання відбувається в області збіднення напівпровідника, ці нові носії виносяться з області її власним електричним полем. Завдяки цьому дірки рухаються до анода, а електрони до катода, і виникає фотострум. Струм фотодіода як діода визначається струмом неосновних носіїв (дрейфовий струм).

Параметри та характеристики:

-чутливість;

-еквівалентна потужність шуму;

-вольт-амперна характеристика;

-спектральна характеристика;

-темновий рівень струму;

-інерційність;

Фотодіод може працювати в двох режимах:

-фотогальванічний (також: фотовентильний, генераторний, англ. photovoltaicmode) - без зовнішньої напруги;

-фотодіодний (також: діодний, англ. photoconductivemode) - із зовнішньою зворотною напругою.

Модифікації:

- р-і-п фотодіод:

Між р- та п- областями протилежних типів провідності додається середня і-область з ізолятора. Переваги:

-є можливість забезпечення чутливості в довгохвильовій частині спектру за рахунок зміни ширини і-області;

-висока чутливість і швидкодія;

-мала робоча напруга.

Недоліки:

-технологічна складність отримання високої чистоти і-області.

- Фотодіод Шотткі.

- Діод з гетеропереходом.

- Діод з р-п перехоном.

В фотодіоді є збіднена область напівпровідника з сильним електричним полем, в якому відбувається розділення електронно-діркових пар, що збуджуються під дією світла.

Для роботи фотодіода на високих частотах необхідно забезпечити малі часи прольоту, тому збіднена область має бути тонкою. З іншого боку, для збільшення квантової ефективності (кількість фотогенерованих електронно-діркових пар, віднесене до кількості падаючих фотонів) збіднений шар повинен бути досить товстим, щоб забезпечити поглинання більшої частини випромінювання, що падає. Таким чином, існує взаємозв'язок між швидкодією і квантовою ефективністю.

Фотодіод може працювати в фотовольтаїчному режимі, характерному для сонячних батарей – незміщений діод під'єднується до нагрузочного опору.

Однак конструктивно фотодіод суттєво відрізняється від сонячної батареї. В роботі фотодіоду визначаючу роль грає лише випромінювання, що зосереджене у вузькому інтервалі довжин хвиль в центрі оптичного діапазону, а сонячні батареї повинні мати високу чутливість в широкому діапазоні довжин хвиль сонячного випромінювання. Фотодіоди мають малі розміри, необхідні для мінімізації ємності переходу, тоді як сонячні батареї відносяться до приладів з великою площею.

Однією з найбільш важливих характеристик фотодіодів є квантова ефективність, тоді як якість сонячних батарей в основному оцінюється за ефективністю перетворення потужності (потужність, яка виділяється на загрузці, віднесена до потужності падаючого сонячного випромінювання).

Квантова ефективність – це кількість фотогенерованих електронно-діркових пар віднесене до кількості фотонів, що падають: $\eta = (I_p / q) / (P_{opt} / h\nu)$

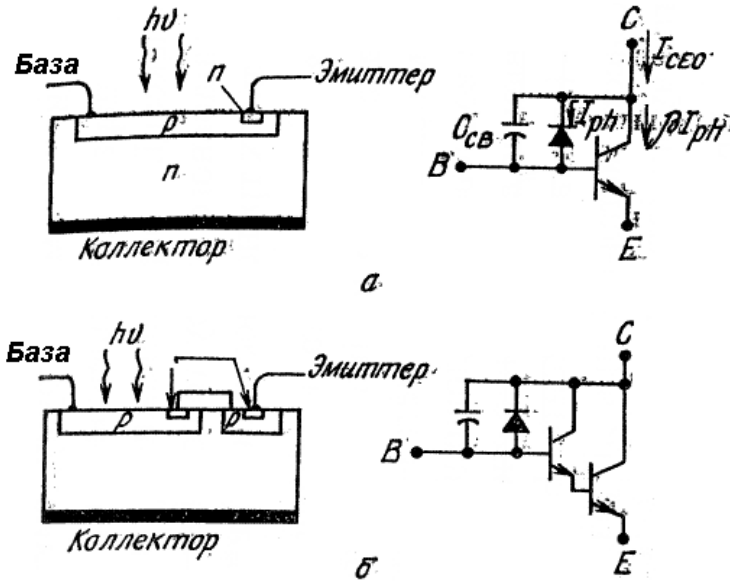
де I_p - фотострум, що обумовлений поглинанням падаючого оптичного випромінювання з потужністю P_{opt} і довжиною хвилі λ (що відповідає енергії фотона $h\nu$).

Порівняльним критерієм якості є чутливість, яка визначається як відношення фотоструму до оптичної потужності: $R = \frac{I_p}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1,24}$.

Одним із головних факторів, що визначають квантову ефективність, є коефіцієнт поглинання.

145. Фототранзистор.

Біполярні і уніполярні транзистори можуть виконувати функції фотодетекторів і, відповідно, називаються фототранзисторами.

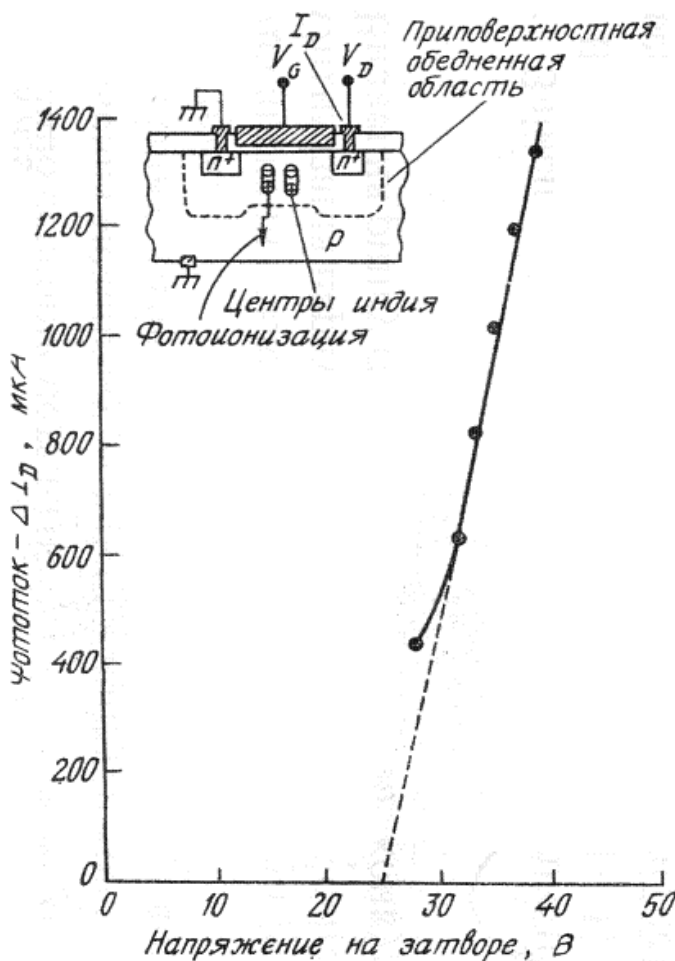


Характерний для цих приладів транзисторний ефект забезпечує високе підсилення. Разом з тим в порівнянні з фотодіодом фототранзистор більш складний при виготовленні і поступається йому швидкодією внаслідок великої площі.

Біполярний фототранзистор відрізняється від звичайного біполярного транзистора тим, що

перехід база-колектор, який грає в ньому роль чутливого елемента (зображається у виді діода з паралельно підключеною ємністю), має більшу площу.

Біполярний фототранзистор (а) і складений фототранзистор (б).



Фототранзистори особливо ефективні у складі оптронів, оскільки забезпечують високий коефіцієнт перетворення за струмом (тобто, відношення вихідного струму фотодетектора до вхідного струму фотодіода), який досягає 50% і більше, тоді як при використанні фотодіодів цей коефіцієнт не перевищує 0,2%.

Швидкодія розглянутих структур обмежується великою ємністю переходу база-колектор і знижується при збільшенні підсилення за рахунок ефекту зворотнього зв'язку.

Так, типовий час відгуку для фотодіода становить $\sim 0,01$ мкс, тоді як для біполярного фототранзистора він рівний ~ 5 мкс, а для складеного фототранзистора ~ 50 мкс.

Фототранзистор може бути

виготовлений на основі гетероструктури, наприклад, симетричної структури p-AlGaAs/p-GaAs/n-AlGaAs. Цей прилад характеризується високими значеннями напруги запирання і коефіцієнта підсилення для обох полярностей зміщення і лінійною залежністю струму від напруги, проходячих через початок координат. Ефективна інжекційна здатність забезпечується за рахунок того, що шар бази має більш вузьку заборонену зону, ніж шари колектора і емітера. Таким шляхом виключається присутнє звичайним транзисторам обмеження, що полягає в необхідності створення слабо легovanого базового шару, і можна реалізувати умови, при яких збіднена область запірного шару в основному зосереджена в шарі колектора. Це дозволяє отримати в одному приладі високе підсилення і високу напругу запирання.

Рис. 1 Структура кремнієвого МДН

транзистора з ізольованим затвором є чутливою до ІЧ-випромінювання, схематично показана на рис.1 (Залежність фотоструму в області насичення від напруги на польовому електроді в МОН – транзисторі з підкладкою легovanною індієм) (вставка). Підкладка р-типу легована бором, що дає мілкий акцепторний рівень, і індієм, що дає глибокий акцепторний рівень (глибина залягання 0,16 eV від краю валентної зони). В заповненому дірками стані центри індія нейтральні, а при збудженні дірок в валентну зону стають від'ємно зарядженими. Прилад працює наступним чином. Від'ємна напруга на польовому електроді викликає збагачення каналу; при цьому всі центри індія захоплюють дірки і переходять в нейтральний стан.

Під дією ІЧ-випромінювання в діапазоні 2-7 мкм, що забезпечує енергію фотона, достатню для фотоіонізації центрів індія, відбувається збудження дірок в валентну зону. Цей процес приводить до збільшення сумарної густини заряджених акцепторів в області збіднення, що в свою чергу модулює провідність поверхневого каналу. Вираз для зміни порогової напруги має вид

$$\Delta V_T = 2\sqrt{q\epsilon_s\psi_B}(\sqrt{N_A - N_{in}} - \sqrt{N_A})/C_i,$$

де ψ_B – різниця потенціалів між рівнем Фермі і рівнем Фермі власного напівпровідника, C_i – питома ємність окисла, N_A – концентрація бору і N_{in} – концентрація фотоіонізованих центрів індія. Струм в області насичення пропорційний $(V_G - V_T)^2$ і, таким чином, зміна струму каналу може бути представлена в виді

$$\Delta I_D \approx \Delta V_T (V_G - V_T - \Delta V_T / 2).$$

Використовуючи замість індія інші акцепторні домішки, можна забезпечити максимальне узгодження області чутливості приладу з необхідним спектральним діапазоном.

ІЧ-детектор може бути інтегрально суміщений з елементами накопичення і пам'яті і вихідним підсилувачем, що відкриває широкі перспективи для його використання в багатоелементних ІЧ-фотоприймачах великої ступеню інтеграції.

146. Сонячне випромінювання.

Джерелом енергії сонячного випромінювання служить термоядерна реакція - кожну секунду на Сонці $\sim 6 \cdot 10^{11}$ кг водню перетворюється на гелій. Дефект маси при цьому становить 4000 кг, що відповідно до співвідношення Ейнштейна $E = mc^2$ призводить до виділення $4 \cdot 10^{20}$ Дж енергії. Основна частина цієї енергії випускається у вигляді електромагнітного випромінювання в діапазоні 0,2-3 мкм. Оскільки повна маса Сонця $\sim 2 \cdot 10^{30}$ кг, воно має перебувати в досить стабільному стані понад 10 млрд. років з постійним виділенням енергії.

Інтенсивність сонячного випромінювання у вільному просторі на відстані, що дорівнює середній відстані між Землею і Сонцем, називається сонячною константою. Її величина - 1353 Вт/м². При проходженні через атмосферу сонячне світло послаблюється в основному через поглинання інфрачервоного випромінювання парами води, ультрафіолетового випромінювання - озоном і розсіювання випромінювання частинками атмосферного пилу і аерозолями. Показник атмосферного впливу на інтенсивність сонячного випромінювання, що доходить до земної поверхні, називається "повітряною масою" (AM). AM визначається як секанс кута між Сонцем і зенітом.

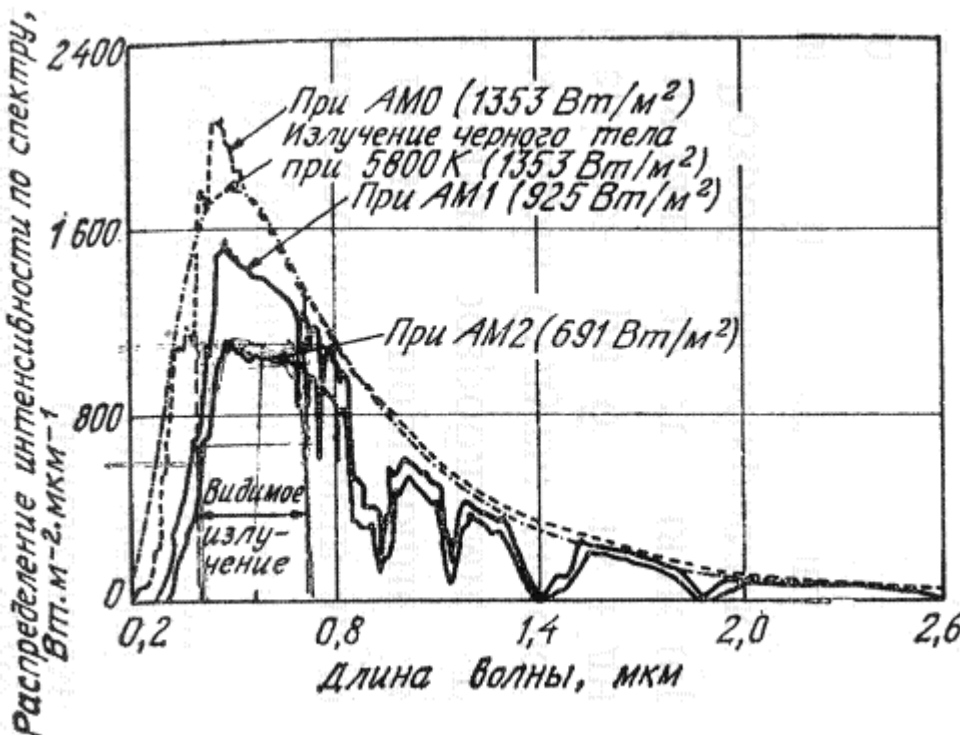
- AM0 = 1353 Вт/м² – нульова повітряна маса (за межами земної атмосфери);
- AM1 = 925 Вт/м² – розподіл інтенсивності сонячного випромінювання на поверхні Землі, коли Сонце стоїть в зеніті;
- AM1,5 = 844 Вт/м² – реалізується при куті $\theta=45^\circ$.
- AM2 = 691 Вт/м² – реалізується при куті $\theta=60^\circ$.

Рис. 1

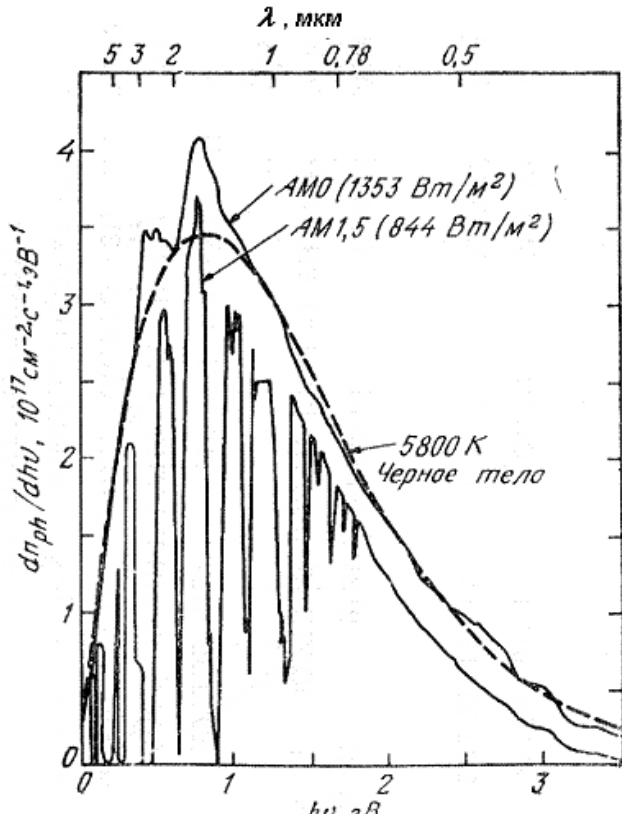
Для переводу довжини хвилі (мкм) в енергію фотона (eV) використовується співвідношення:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{1,24}{h\nu}$$

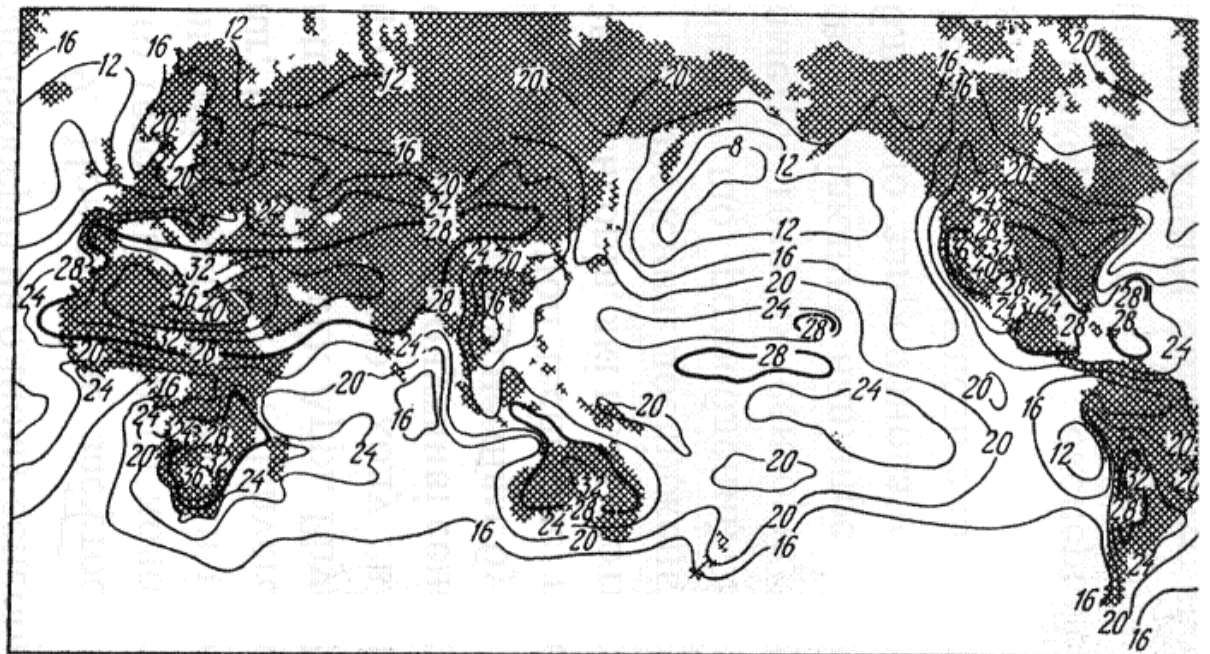
На рис.1 показано спектральний розподіл інтенсивності сонячного випромінювання в різних умовах. Верхня крива (AM0) відповідає сонячного спектру за межами земної атмосфери (наприклад, на борту космічного корабля), тобто при нульовій повітряній масі. Вона апроксимується розпод



Інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі 5800 К. Криві AM1 і AM2 ілюструють спектральний розподіл сонячного випромінювання на поверхні Землі, коли Сонце в зеніті і при куті між Сонцем і зенітом 60°, відповідно. При цьому повна потужність випромінювання - порядку відповідно 925 і 691 Вт/м². Середня інтенсивність випромінювання на Землі приблизно збігається з інтенсивністю випромінювання при AM = 1,5 (Сонце - під кутом 45 ° до горизонту).



Спектральний розподіл потоку фотонів, що поступають від Сонця в умовах AM0 і AM1,5.



Карта розподілу сонячної енергії по земній поверхні. Контурні лінії проходять через області рівного опромінення. Цифрами позначено річна кількість в сотнях світлових годин.

147. Вольт-амперна характеристика сонячного елемента.

Вольт-амперна характеристика такого приладу зображена на рис. 1 та задається виразами:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - I_L,$$

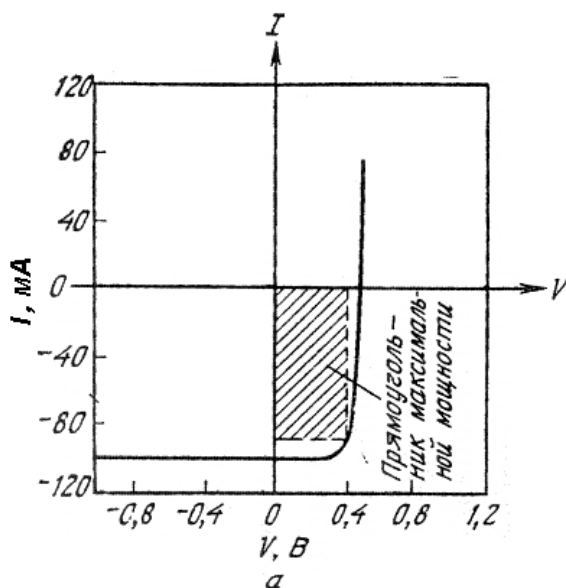
$$J_s = I_s / A = qN_c N_v \left(\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right).$$

де A – площа приладу, I_L – джерело постійного струму, що описує збудження нерівноважних носіїв сонячним випромінюванням; I_s – струм насичення діода; E_g – ширина забороненої зони

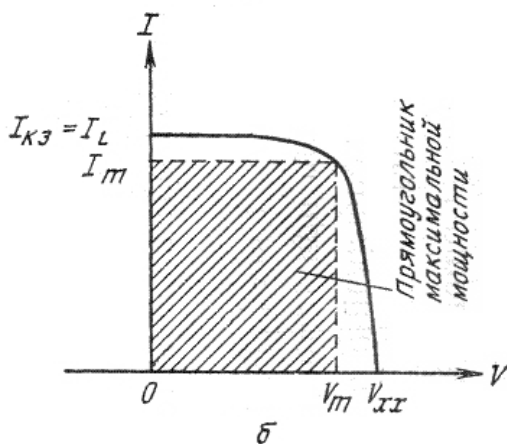
Параметри: $I_L = 100$ мА, $I_s = 1$ нА, $A = 4$ см², $T = 300$ К.

Оскільки вольт-амперна характеристика такого приладу проходить через четвертий квадрант, то це значить, що прилад є джерелом струму. При відповідному виборі опору навантаження енергія, що виробляється сонячним елементом, може досягати 80% від добутку $V_{xx} I_{kz}$ (I_{kz} – струм короткого замикання, V_{xx} – напруга холостого ходу елементів). На рис. 1 показані також значення V_m та I_m – значення струму та напруги, для яких реалізується максимальна вихідна потужність $P_m = V_m I_m$.

Рис. 1:



Вольт-амперна характеристика освітленого сонячного елемента.

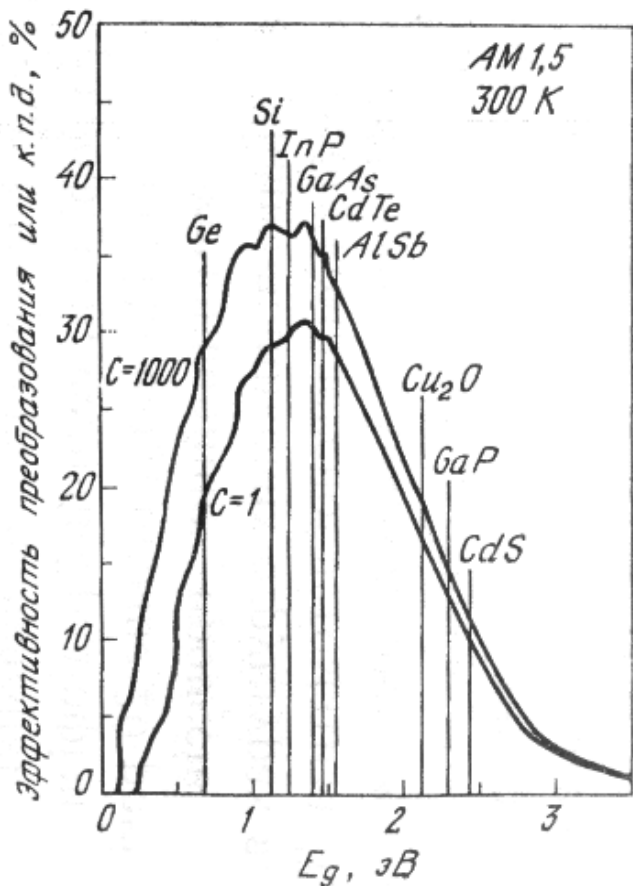


148. Залежність ідеального ККД сонячного елемента від E_g .

Коефіцієнт корисної дії ККД сонячного елемента визначається як відношення максимальної вихідної потужності P_m до потужності падаючого сонячного світла P_{in}

$$\eta = \frac{P_m}{P_{in}} = \frac{I_L(E_m/q)}{P_{in}} = [V_m^2 I_s (q/kT) \exp(\frac{qV_m}{kT})] / P_{in}.$$

Чим більше фотонів сонячного світла поглинається сонячним елементом, тим більшим буде у нього струм $I_{кз}$. Це може бути досягнуто за рахунок використання напівпровідників з меншою шириною забороненої зони (тоді підвищується доля фотонів сонячного випромінювання, які мають енергію вищу ширини забороненої зони напівпровідника). З іншого боку, напруга $V_{хх}$ визначається висотою потенціального бар'єру в р-п переході і буде тим більша, чим більша ширина забороненої зони напівпровідника. Оскільки для отримання максимальної вихідної потужності сонячного елемента треба створити такий елемент, у якого будуть найбільшими не величини $I_{хх}$ чи $I_{кз}$ окремо, а добуток $P_m = V_m I_m$, та, враховуючи розподіл енергії в спектрі сонячного випромінювання, можна підібрати найкращий напівпровідниковий матеріал для створення ефективних сонячних елементів. Такий матеріал повинен мати ширину забороненої зони 1.3-1.5 еВ. Це, насамперед, арсенід галію, теоретична межа максимального коефіцієнту корисної дії сонячних елементів на ньому більше 31%. Проте найбільш широкого застосування набули сонячні елементи на основі більш дешевого ніж арсенід галію кремнію, хоча в нього ширина забороненої зони менша оптимальної (1.1 еВ), і тому теоретична межа максимального коефіцієнту корисної дії менша (до 29%).



Всі напівпровідники, які мають ширину забороненої зони від 1 до 2 еВ, відносяться до матеріалів, які придатні для створення сонячних елементів.

Максимум ідеальної ефективності перетворення зростає з 31 % (при $C=1$) до 37% (при $C=1000$). Це зростання пов'язано в основному зі збільшенням $V_{хх}$, яке приводить до збільшення E_m .

Залежність ідеального ККД сонячного елемента від E_g при сонячному освітленні і при 1000-кратній концентрації сонячного випромінювання ($E=300$ K).

149. Сонячні елементи на р-п переходах.

Основою напівпровідникового сонячного елемента є пластина напівпровідника з р-п переходом. Його робота заснована на явищі фотоефекту. Суть ефекту полягає в тому, що кванти сонячного світла з енергією, більшою ніж ширина забороненої зони напівпровідника, поглинаються у напівпровіднику і створюють пари носіїв струму: електрони в зоні провідності та дірки у валентній зоні. Для просторового розведення зарядів, а значить і виникнення електричного струму, необхідна наявність внутрішнього електричного поля у напівпровіднику. Таке поле існує в електронно - дірковому р-п переході, в контакті метал - напівпровідник, в контакті двох різних напівпровідників (гетеропереході).

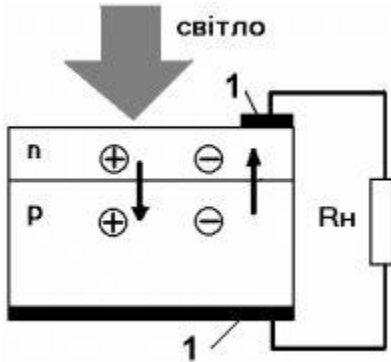
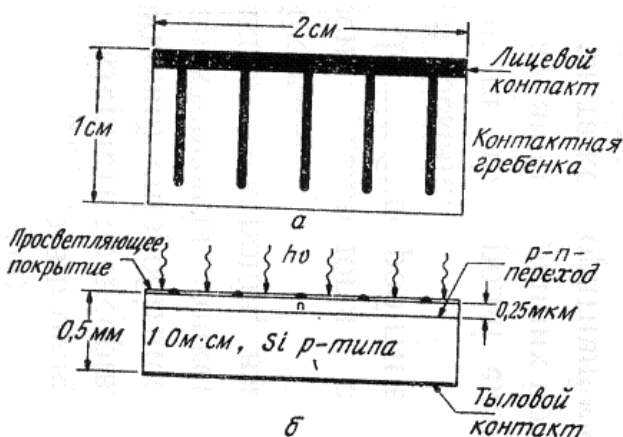


Рис.1

На рис.1 схематично показано сонячний елемент з р-п переходом та напрямку фотогенерованих носіїв заряду. Фотогенеровані в р-області електрони витягуються електричним полем в n-область, і, навпаки, фотогенеровані в n-області дірки витягуються електричним полем в р-область. На омичних контактах виникає різниця потенціалів, яка називається напругою холостого ходу $U_{хх}$. Якщо замкрити контакти, то через сонячний елемент потече струм короткого замикання $I_{кз}$. Для того, щоб елемент віддавав енергію в зовнішнє коло, до його контактів під'єднують навантаження, яке має електричний опір R_n . Тобто сонячний елемент виконує роль помпи, яка перекачує електрони в напрямку n-область - зовнішнє навантаження - р-область.



Схематичне зображення кремнієвого сонячного елемента з р-п - переходом. а- вид зверху; б- вид збоку.

Залежність швидкості генерації електронно-діркових пар від відстані від поверхні для довгохвильового і короткохвильового світла (а), розміри сонячного елемента і характерні довжини дифузії неосновних носіїв (б), а також профіль легування сонячного елемента, який допускається (в).

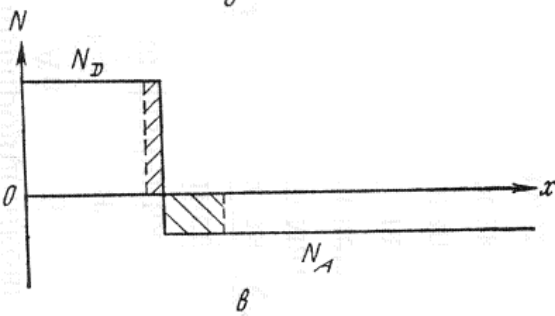
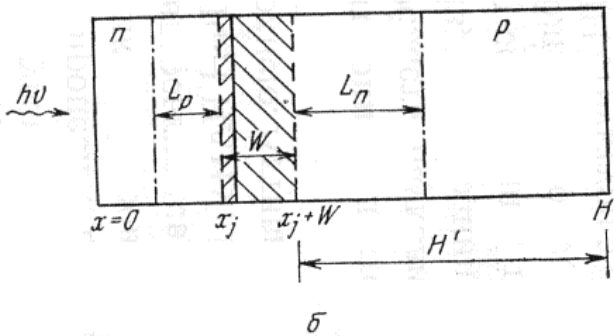
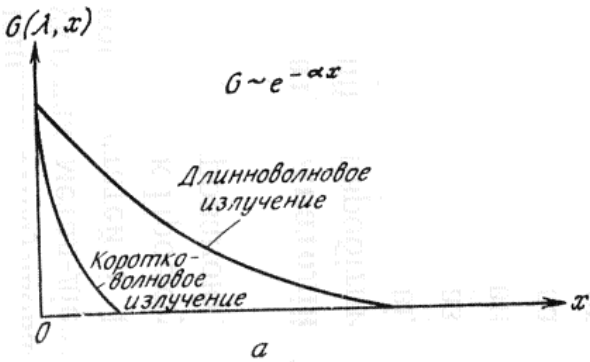
Фотострум виникає в результаті генерації носіїв в середині збідненого шару.

В цій області електричне поле настільки велике, що електрони і дірки, які з'явилися під дією світла, виносяться зі збідненого шару ще до того, як встигають рекомбінувати між собою. Тому фотострум збідненого шару в одиничному спектральному інтервалі дорівнює кількості фотонів, що поглинулися в цьому шарі за одиницю часу:

$$J_{dr} = qF(1 - R) \exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W)].$$

Загальний струм, що виникає при поглинанні світла з заданою довжиною хвилі дорівнює сумі складових:

$$J(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda).$$



150. Спектральний відгук сонячного елемента.

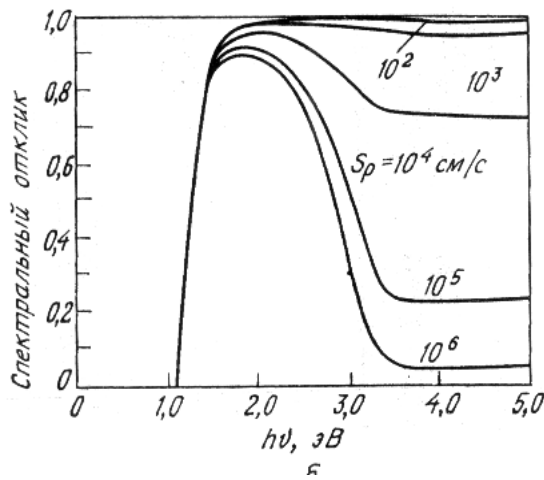
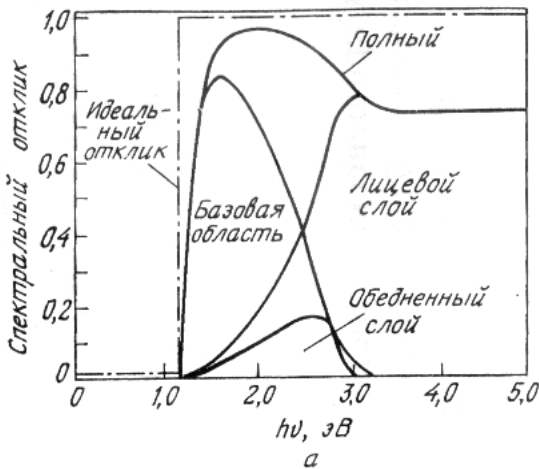
Загальний струм, що виникає при поглинанні світла з заданою довжиною хвилі дорівнює сумі складових:

$$J(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda).$$

Спектральний відгук SR дорівнює величині цієї суми поділеної на qF , якщо мова йде про спостерігаємий (зовнішній) відгук, або поділений на величину $qF(1-R)$, якщо мова йде про внутрішній спектральний відгук:

$$SR(\lambda) = \frac{1}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} [J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda)].$$

Ідеальний внутрішній спектральний відгук для напівпровідника з шириною забороненої зони E_g є сходишка: він дорівнює 0 при $h\nu < E_g$ і дорівнює 1 при $h\nu \geq E_g$.



При поглинанні світла з низькими енергіями основна доля носіїв генерується в базовій області, оскільки коефіцієнт поглинання в Si при цьому малий. Якщо енергія фотонів перевищує 2,5 еВ, основний вклад в фотострум вносить лицевий шар. При енергіях фотонів більше 3,5 еВ коефіцієнт поглинання перевищує 10^6 см^{-1} , і спектральний відгук повністю визначається лицевим шаром. Оскільки величина S_p допускається достатньо великою, поверхнева рекомбінація на лицевій стороні елемента приводить до значного зменшення спектрального відгуку в порівнянні з ідеальним значенням. Швидкість поверхневої рекомбінації S_p сильно впливає на спектральний відгук, особливо при високих енергіях фотонів.

Розрахований внутрішній спектральний відгук кремнієвого елемента з р-базою (а) (окремо наведені вклади кожної з трьох областей) і той же розрахований відгук з р-базою при різних швидкостях поверхневої рекомбінації (б).

В загальному випадку для збільшення спектрального відгуку в діапазоні довжин хвиль, що використовується, слід зменшувати S_n і S_p і збільшувати L_n і L_p .

Якщо спектральний відгук відомий, повна густина фотоструму, що протікає при опроміненні сонячного елемента світлом зі спектральним розподілом $F(\lambda)$,

$$J_L = q \int_0^{\lambda_m} F(\lambda)[1-R(\lambda)]SR(\lambda)d\lambda,$$

рівна

де λ_m — червона границя поглинання, яка визначається шириною забороненої зони напівпровідника. Для отримання максимального значення J_L слід зменшити $R(\lambda)$ і збільшити SR в усьому діапазоні довжин хвиль $0 < \lambda < \lambda_m$.

151. Вольт-амперна характеристика реального сонячного елемента.

Варіант 1

Вольт-амперна характеристика реального сонячного елемента задовільняє рівнянню:

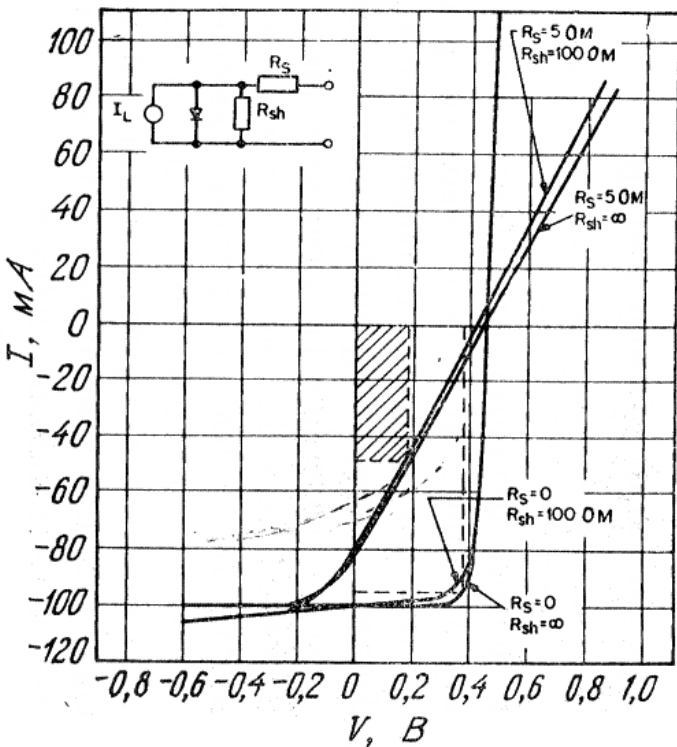
$$\ln\left(\frac{I + I_L}{I_s} - \frac{V - IR_s}{I_s R_{sh}} + 1\right) = \frac{q}{kT}(V - IR_s).$$

Струм в зовнішній ланці і вихідна потужність визначається виразами

$$I = I_s \left\{ \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] - 1 \right\} - I_L,$$

$$P = |IV| = I \left[\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I + I_L}{I_s} + 1\right) + IR_s \right].$$

Теоретичні вольт-амперні характеристики сонячного елемента при різних значеннях послідовного і паралельного опорів. На вставці показана еквівалентна схема.



Відносний максимум вихідної потужності складає 1; 0,77; 0,57; 0,27; і 0,15 при R_s , що дорівнює 0; 1; 2; 5; і 10 Ом.

Ом.

Послідовний опір сонячного елемента залежить від глибини залягання переходу, концентрації домішок в n і p-областях і від конструкції лицевого омичного контакту. Для типового кремнієвого сонячного елемента послідовний опір становить ~0,7 Ом для елементів з p-базою і ~0,4 Ом для елементів з n-базою. Ця різниця в величинах опорів обумовлено в основному відносно низьким опором підкладок n-типу.

Варіант 2

Експериментальні вольт-амперні характеристики реальних кремнієвих сонячних елементів на основі p-n переходу не можна описати тільки дифузійним механізмом проходження носіїв заряду. Найчастіше для ВАХ застосовують двофазну модель, яка крім дифузійних струмів враховує генераційно-рекомбінаційні струми, які контролюють струм при невеликих напругах. Для деяких структур параметр ВАХ n, який характеризує ступінь зростання струму з напругою, не відповідає жодному з цих механізмів і перевищує величину n=2, яка відповідає генераційно-рекомбінаційному струму. При застосуванні однієї чи двох фаз моделі припускається, що струм насичення для дифузійного механізму є величиною сталою. Між тим видно, що при достатньо тонких n- або p-областях на його величину буде впливати швидкість поверхневої рекомбінації на тилловому та фронтальному контактах.

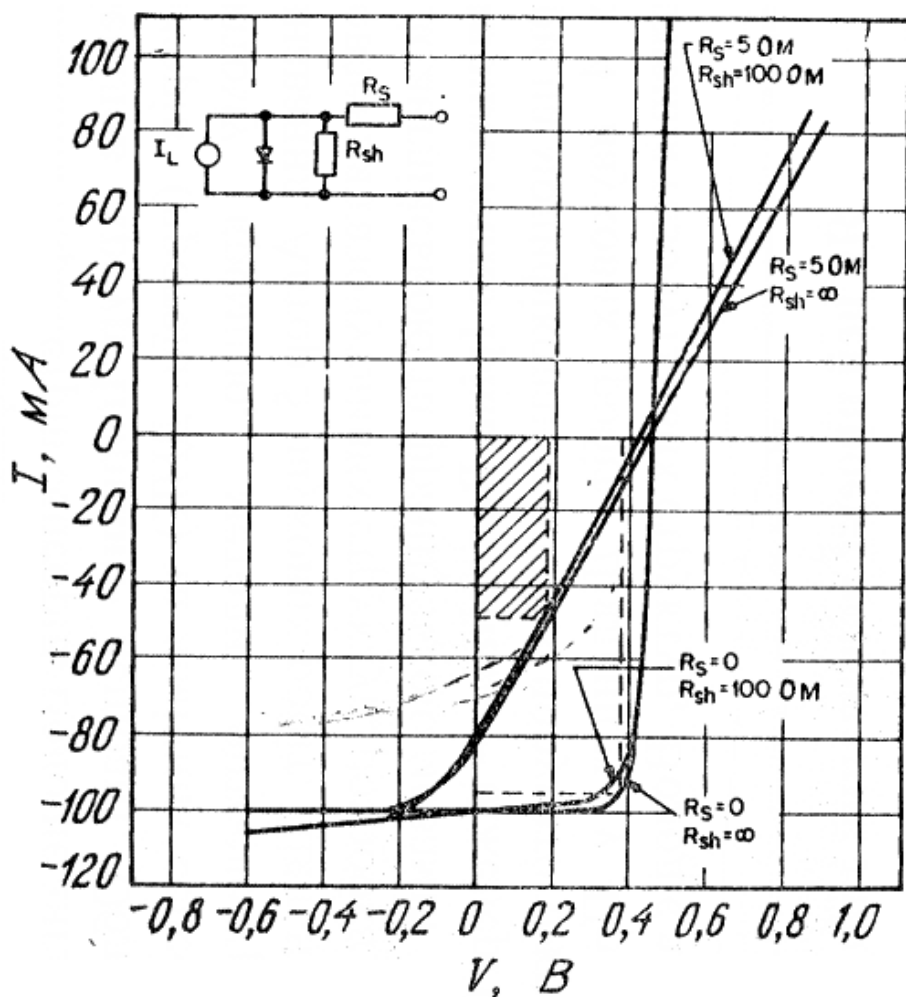
Теоретичні та експериментальні розрахунки дослідження швидкості поверхневої рекомбінації в

контакті метал - напівпровідник показали, що ця величина може змінюватися з напругою, якщо відбувається падіння напруги на контакті.

Для описання вольт-амперних характеристик (ВАХ) сонячних елементів (СЕ) в останній час використовується двофазна двофазна експоненціальна модель :

$$I = I_{s1} \left(e^{\frac{e(V-IR_s)}{n_1 kT}} - 1 \right) + I_{s2} \left(e^{\frac{e(V-IR_s)}{n_2 kT}} - 1 \right) + \frac{V - IR_s}{R_{sh}}$$

Перший член відповідає рекомбінаційному струму відповідно $n_1=2$, другий - інжекційному струму з $n_1=1$, і третій - струм через шунтуючий опір R_{sh} . Величини факторів неідеальності ВАХ n_1 і n_2 , які при цьому виходять, відрізняються від теоретичних. Як правило $n_1 > 2$, а $n_2 > 1$. Розходження експериментальних і теоретичних значень може бути пов'язане з тим, що в більшості своїй методи визначення параметрів ВАХ (I_{s1} , I_{s2} , n_1 , n_2 , R_s , R_{sh}) ґрунтуються на тому, що параметри вважаються незалежними від прикладеної напруги. Але, це не зовсім так. Так, наприклад I_{s2} може залежати від швидкості поверхневої рекомбінації на фронтальній і на тильовій стороні, яка може змінюватися з прикладеною напругою.

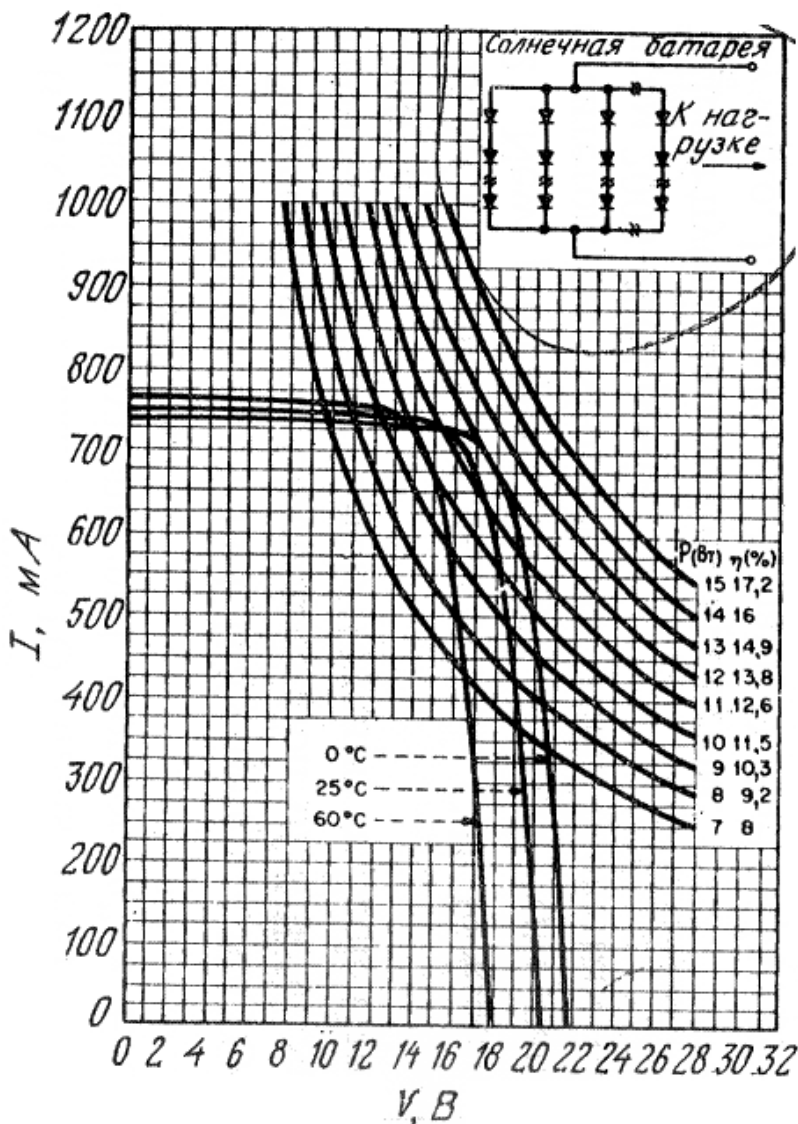


Теоретичні вольт-амперні характеристики сонячного елемента при різних значеннях послідовного і паралельного опорів. На вставці показана еквівалентна схема.

152. Батареї сонячних елементів.

Для практичного використання напівпровідникової сонячної енергетики для живлення навіть малогабаритної радіоапаратури одного сонячного елемента замало – у нього недостатня напруга за загальною вихідною потужністю. Такий елемент забезпечує напругу порядку долей вольта і струм порядку декількох міліампер. Тому зазвичай елементи з'єднують в батарею (сонячна батарея), використовуючи послідовне і паралельне з'єднання елементів. Хоча окремий кремнієвий сонячний елемент площею 2 см^2 має напругу холостого ходу лише $0,5-0,6 \text{ В}$ і струм короткого замикання від 30 до 60 мА , послідовно-паралельне з'єднання таких елементів у велику батарею дозволяє підвести до навантаження значно більші напруги і струми.

Типова батарея номіналом 50 Вт складається із 36 послідовно з'єднаних сонячних елементів $100 \times 100 \text{ мм}^2$. Така батарея в робочій точці розвиває 17 В при струмі 3 А при освітленні 100 мВт/см^2 .



Вольт-амперні характеристики сонячної батареї і криві постійної потужності.

153. Конструкції сонячних елементів.

Для досягнення більш високої ефективності перетворення пропонувалося велике число різних конструкцій сонячних елементів. Ми розглянемо деякі з них.

Сонячні елементи з бар'єром у районі тилової поверхні (БТП) має істотно більшу вихідну напругу, ніж звичайні елементи. Зонна діаграма такого елемента показана на рис. 16. Лицьова поверхня цього елемента виготовляється звичайним способом, а поблизу тилової поверхні перед металевим омичним контактом створюється сил'но легований напівпровідниковий шар. Потенційний бар'єр φ_{p-} , що виникає між двома базовими областями, перешкоджає входу неосновних носіїв з менш легованої області. Елемент з БТП еквівалентний $x_i + W + W_p$ з дуже малою швидкістю поверхневої рекомбінації у районі тилової поверхні ($S_n < 100$ см / с). Зменшення S_n призводить до збільшення спектрального відгуку для фотонів з малими енергіями, а отже, і до зростання щільності струму короткого замикання. Крім того, підвищується напруга холостого ходу, що обумовлено зростанням струму короткого замикання, зменшенням рекомбінаційного струму тилового контакту і, нарешті, появою додаткової потенційної енергії φ_{p-} між p -і p^+ -областями.

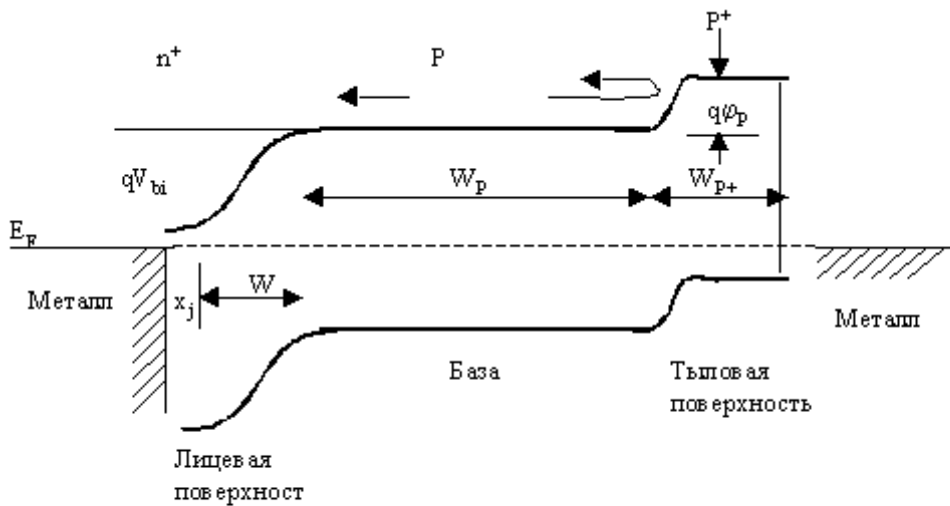


Рис. 16. Зонная диаграмма солнечного $n^+ - p - p^+$ элемента с барьером вблизи тыловой поверхности.

Для створення «фіолетових» елементів використовують пониженої концентрації легуючої домішки поблизу лицьової поверхні і меншу глибину залягання переходу. При цьому завдяки підвищенню часу життя неосновних носіїв поблизу лицьової поверхні і відносно вузькому лицьовому легованому шару спектральний відгук для високоенергетичних фотонів сильно зростає.

На рис. 18,
 а) показаний
 текстурований елемен
 т,
 лицьова поверхня якого по
 крита пірамідами за
 допомогою
 анізотропного травленн
 я поверхні
 кремнію, орієнтованої
 в напрямку α
 100° □ □ Світло,
 що падає на бічну поверх
 ню однієї з пірамід,
 відбивається на іншу
 піраміду, що призводи
 ть до
 зменшення оптичних втрат
 . Коефіцієнт відбиття
 чистого кремнію зменшується з
 для текстурованою поверхні. Нанесення
 додаткового просвітлюючого покриття знижує втрати відбитті аж до
 декількох

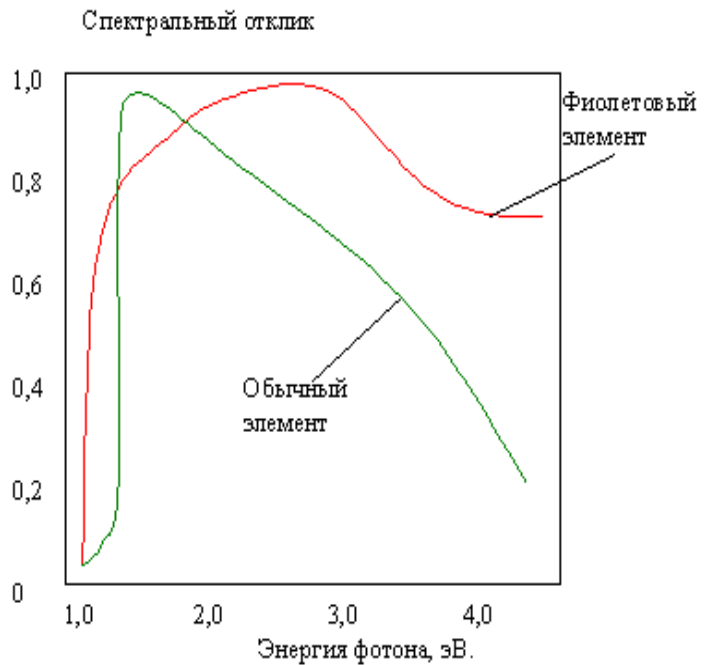


Рис. 17. Измеренные спектральные отклики кремниевых солнечных элементов с р-базой. В фиолетовой области спектра отклик "фиолетового" элемента значительно превышает отклик обычного элемента.

~ 20%

відсотків (рис. 18, б). Зменшення відбиття
 призводить до зростання як

струму короткого замикання, так і
 напруги холостого ходу, що
 в свою чергу підвищує ефект
 ивність перетворення. Для
 текстурованих елементів
 отримано к. к. д. вище 15%.

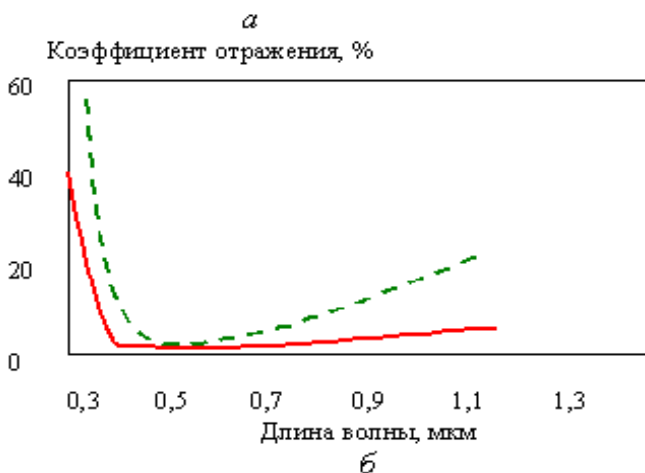
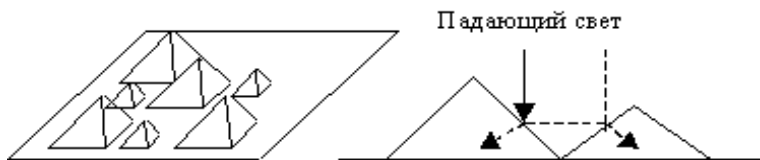


Рис. 18. Текстурованный элемент с пирамидальной поверхностью (а) и зависимостью от длины волны коэффициентов отражения солнечного элемента с плоскостью и с просветляющим покрытием (штриховая линия) и текстурованного солнечного элемента с просветляющим покрытием (сплошная кривая) (б).

Був запропонований
 ще один новий тип сонячних
 елементів, який
 використовує
 анізотропне травлення
 поверхні
 кремнію з орієнтацією α
 100° □ □ -
 багатоперехідний елемент н
 а
 V-каналах. Такий елемент

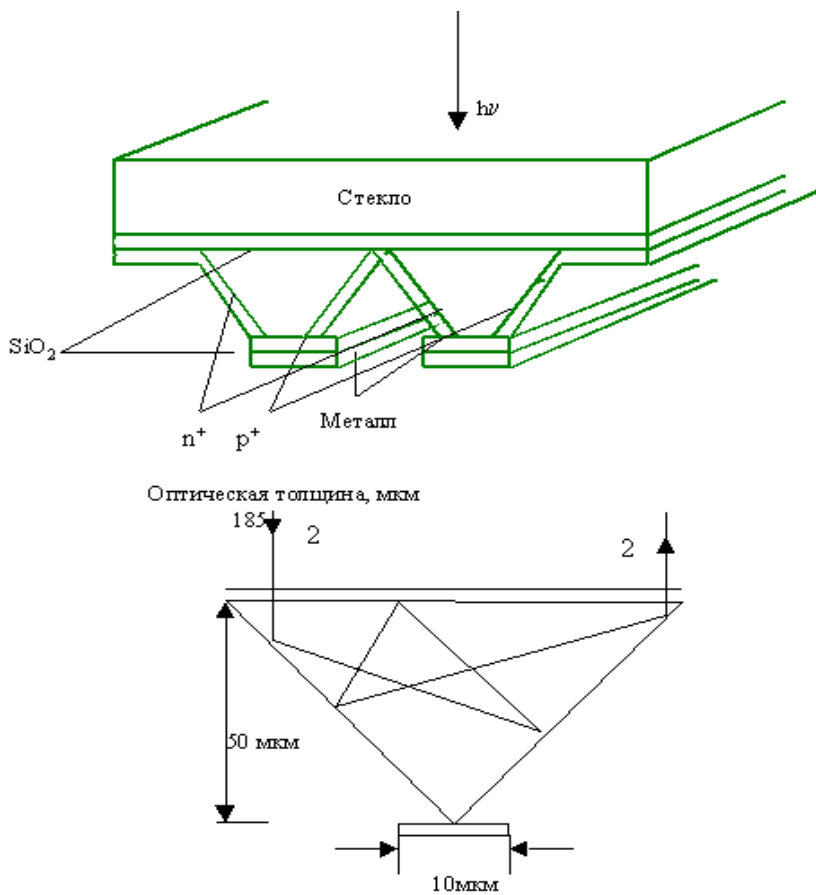


Рис. 19. Многопереходный солнечный элемент на V-каналах (а) оптические пути различных лучей в полупроводнике (б). Средняя эффективная оптическая толщина полупроводника составляет 250 мкм.

складається з ряду окремих р+ - р - n + (або р + - р - n +)-діодів, з'єднаних послідовно (рис. 19, а). Трапецеїдальна форма окремих діодів досягається за рахунок анізотропного травлення поверхні кремнію α 100° через маску термічно вирошеного двоокису кремнію. Ефективна оптична товщина такого діода показана на рис. 19, б. При товщині діода 50 мкм ефективна оптична довжина, усере

днена по різних траєкторіях світла, перевищує 250 мкм. Внаслідок цього ефективність фундаментального поглинання (тобто

відношення числа поглинутих фотонів до повного числа фотонів з енергією $h\nu \geq g$, що потрапляють в напівпровідник) перевищує 93%. В результаті підвищеної ефективності поглинання, відносно низького послідовного опору і відсутності затінення лицьової поверхні можна очікувати, що даний елемент матиме к. к. д. вище 20%.

Ще однією конструкцією є сонячні елементи з вертикальними переходами, в яких поверхні переходів і металеві поверхні розташовані перпендикулярно поверхні елемента. Прилад з вертикальними переходами схематично представлений на рис. 21. Дифузійні та металеві контакти розташовані в глибоко витравлених каналах, перпендикулярних поверхні і створених завдяки анізотропному травленню поверхні кремнію α 100°.

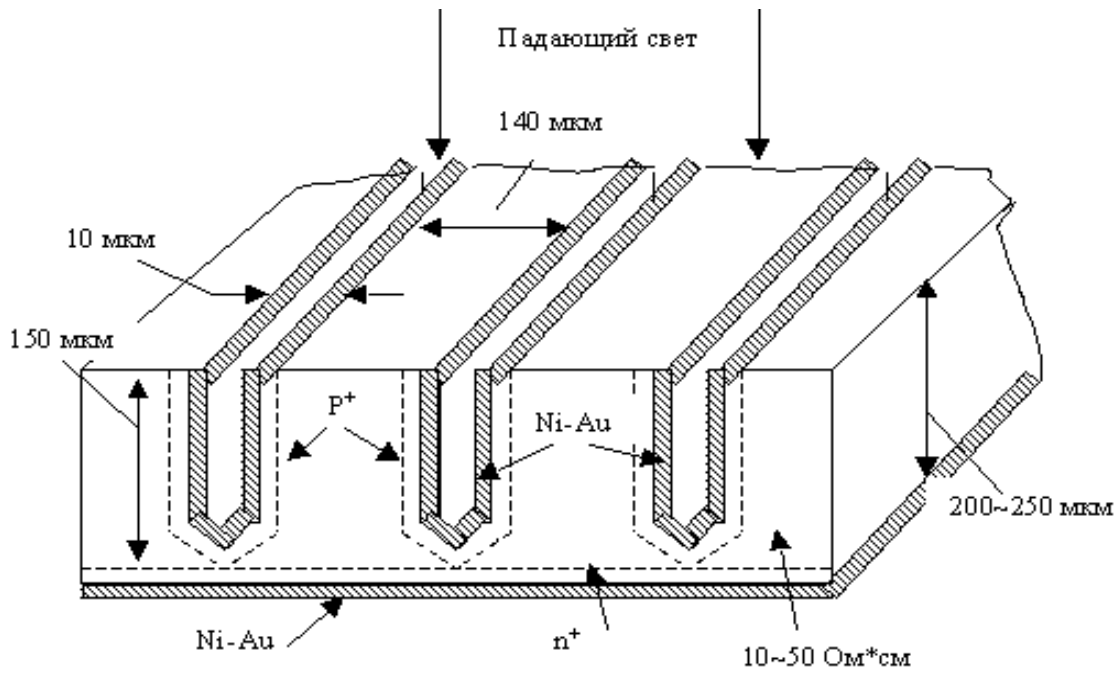


Рис. 21. Солнечный элемент с вертикальными переходами, имеющий низкое последовательное сопротивление.

У сонячному елементі з вертикальними переходами струм протікає безпосередньо через дифузійні p^+ -області і металевий шар, розташовані на стінках канавок, і виводиться через контактні смужки, що лежать на бічних поверхнях елемента. Ці смужки з'єднують всі елементи паралельно, внаслідок чого послідовний опір приладу виявляється дуже малим. На таких елементах експериментально були отримані наступні результати: $V_{xx} = 0,59$ В, $J_{K3} = 33$ мА/см², фактор заповнення $FF = 0,80$, к. к. д. = 15,6%.

ЗМІСТ

1. Напівпровідникова електроніка. Мікро- та наноелектроніка.	1
2. Напівпровідникова електроніка. Приклади використання.	1
3. Кінетичні явища в напівпровідниках. Електропровідність.	2
4. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Холла.	4
5. Кінетичні явища в напівпровідниках. Зміна опору в магнітному полі.	5
6. Кінетичні явища в напівпровідниках. Термоерс.	6
7. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Томсона.	7
8. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Пельтьє.	7
9. Кінетичні явища в напівпровідниках. Ефект Нернста-Етінгсгаузена.	8
10. Кінетичні явища в напівпровідниках. Рігі-Ледюка.	9
11. Електропровідність напівпровідників. Енергетичні зонні діаграми.	10
12. Енергетичні зонні діаграми контактів метал-напівпровідник.	15
13. Контакт метал-напівпровідник. Питома ємність збідненого шару.	16
14. Контакт метал-напівпровідник. Збіднений шар.	17
15. Контакт метал-напівпровідник. Процеси переносу носіїв через контакт.	18
16. Контакт метал-напівпровідник. Теорія термоелектронної емісії.	19
17. Контакт метал-напівпровідник. Дифузійна теорія струмопереносу.	20
18. Контакт метал-напівпровідник. Термоемісійно-дифузійна теорія струмопереносу.	21
19. Контакт метал-напівпровідник. Тунельний струм.	24
20. Висота бар'єру в контакті метал-напівпровідник.	28
21. Визначення висоти бар'єру. Метод вольт-амперних характеристик.	31
22. Визначення висоти бар'єру. Метод енергії активації.	32
23. Визначення висоти бар'єру. Метод вольт-фарадної характеристики.	33
24. Визначення висоти бар'єру. Фотоелектричний метод.	35
25. Ефект Шоттки.	36
26. Зміна бар'єру Шоттки під дією електричного поля.	39
27. Омичний контакт.	41
28. Формування контакту напівпровідників р і n – типів.	43
29. Р-n – перехід. Вираз для ширини області просторового заряду.	44
30. Р-n – перехід. Бар'єрна ємність.	47
31. Р-n – перехід. Висота бар'єру.	48
32. Випрямлення на р-n - переході.	49
33. Вольт-амперна характеристика р-n – переходу.	51
34. Різкий р-n – перехід.	52
35. Плавний р-n – перехід.	54
36. Вольт-амперна характеристика р-n – переходу. Формула Шоклі.	55
37. Пробій р-n – переходу. Теплова нестійкість.	57
38. Пробій р-n – переходу. Тунельний ефект.	58
39. Пробій р-n – переходу. Лавинне помноження.	59
40. Схемні функції діодів на основі р-n – переходу.	60
41. Р-і-n - діоди.	61
42. Гетеропереходи. N-p – гетероперехід.	62
43. Гетеропереходи. N-p ⁺ – гетероперехід.	64
44. Вольт-амперні характеристики гетеропереходів.	66
45. Приклади приладів на гетеропереходах.	70
46. Надгратки.	71
47. Біполярні транзистори. Умовні позначення та назви елементів.	72
48. Біполярні транзистори. Схеми включення.	72
49. Процеси, що протікають при роботі біполярного транзистора.	73
50. Нерівномірний розподіл домішки в базі. Число Гумеля.	74
51. Типова вольт-амперна характеристика базового струму.	74
52. Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільною базою.	75
53. Коефіцієнт підсилення струму в схемі зі спільним емітером.	75

54. Залежність коефіцієнту підсилення транзистора h_{FE} від струму колектора	76
55. Ефект Кірка	77
56. Вихідні вольт-амперні характеристики в схемі зі спільною базою	77
57. Вихідні вольт-амперні характеристики в схемі зі спільним емітером. Ефект Ерлі	78
58. НВЧ біполярні транзистори	79
59. Частота відсічки НВЧ біполярних транзисторів	80
60. Залежність частоти відсічки НВЧ біполярних транзисторів від струму колектора	81
61. Залежність потужності від частоти НВЧ біполярних транзисторів	82
62. Ідеальна МДН структура	83
63. Зонні діаграми МДН структур	83
64. Приповерхнева область просторового заряду в МДН структурах	85
65. МДН структура. Залежність електричного поля від потенціалу	89
66. МДН структура. Залежність величини об'ємного заряду від потенціалу	91
67. Повна диференційна ємність напівпровідника в МДН структурі	93
68. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН структури	95
69. Високочастотна та низькочастотна вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН структури	98
70. Заряди в Si-SiO ₂ - МДН структурі	101
71. Зсув вольт-фарадної характеристики під дією зарядів	104
72. Вплив різниці робіт виходу на вольт-фарадні характеристики МДН структур	106
73. МДН транзистори	109
74. МДН-транзистори. Лінійна область та область насичення вихідних вольт-амперних характеристик	113
75. Порогова напруга	121
76. Провідність і крутизна МДН транзистора в лінійній області	121
77. Вплив неідеальності МОН структури на порогову напругу	121
78. Вплив оберненого зміщення підкладки на порогову напругу	121
79. Підпорогова область МДН транзистора	121
80. Залежність рухливості носіїв в каналі МДН транзистора від поперечного електричного поля	124
81. Типи МОН транзисторів	127
82. Короткоканальні ефекти	130
83. Масштабне зменшення розмірів МОН транзисторів	131
84. Високоякісні МОН структури (HMOS)	133
85. МОН структури з подвійною дифузією (DMOS)	134
86. Енергонезалежні елементи пам'яті	135
87. Прилади з плаваючим затвором	135
88. Механізми електронного транспорту: Фаулера-Нордгейма та Пула-Френкеля	137
89. Прохідні вольт-амперні характеристики. Стани логічних «0» та «1»	138
90. МДН схеми пам'яті з плаваючим затвором і лавинною інжекцією	140
91. МДОН елементи пам'яті	141
92. Енергонезалежна нанокристалічна пам'ять	142
93. НВЧ діапазон. Напівпровідникові прилади НВЧ діапазону	143
94. Тунельний діод. Вольт-амперні характеристики	144
95. Особливості проходження струму в тунельному діоді	145
96. Обернений діод	145
97. Тунельний МДН діод	146
98. Тунельний МДМ діод	148
99. Тунельний транзистор	149
100. Тунельний гетероперехідний транзистор	150
101. Лавинно-пролітні діоди. Принцип роботи	152
102. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда	154
103. Граничні випадки розподілу домішок в лавинно-пролітному діоді Ріда	156
104. Лавинно-пролітні діоди. Діод з несиметричним різким p ⁺ -n переходом	160
105. Лавинно-пролітні діоди. Діод з симетричним різким p-n переходом	162
106. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда з двохшаровою базою	164

107. Лавинно-пролітні діоди. Діод Ріда з трьохшаровою базою.	167
108. Конструкції лавинно-пролітних діодів.	170
109. Зв'язок параметрів лавинно-пролітного діода з частотою.	173
110. Інжекційно-пролітні діоди.	174
111. Об'ємний від'ємний диференційний питомий опір.	178
112. N- та S- подібні вольт-амперні характеристики.	179
113. N – подібні вольт-амперні характеристики. Формування домена високого електричного поля.	181
114. Вирази для товщини домену та площі поперечного перерізу шнура струму.	183
115. Міждолинний перехід електронів.	184
116. Енергетичні зонні діаграми GaAs та InP.	186
117. Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs.	187
118. Режими роботи діодів на ефекті міждолинного переходу носіїв.	188
119. Катодні контакти в приладах на ефекті міждолинного переносу носіїв.	190
120. Залежність потужності від частоти в приладах на ефекті міждолинного переносу носіїв.	191
121. Світлодіоди. Випромінювальні переходи.	191
122. Спектри випромінювання. Правило k - відбору.	192
123. Світлодіоди видимого діапазону. Функція відносної видимості ока.	194
124. Прямі і непрямі мінімуми в $GaAs_{1-x}P_x$. Залежність E_g від x	195
125. Вплив ізоенергетичної домішки азоту в $GaAs_{1-x}P_x$ на квантову ефективність випромінювання.	196
126. Проходження світла та втрати в світлодіодах з плоскою геометрією.	197
127. Сферична геометрія світлодіодів. Діаграми направленості.	198
128. Схеми конструкції світлодіодів та формати світлодіодних дисплеїв.	199
129. Оптрони.	200
130. Яскравісний еквівалент випромінювання.	201
131. Інфрачервоні світлодіоди.	202
132. Порівняльні характеристики світлодіодів і лазерів.	204
133. Напівпровідникові лазери.	206
134. Напівпровідникові матеріали для лазерів.	208
135. Лазери. Хвилеводний ефект.	209
136. Стимульоване випромінювання.	210
137. Лазери на основі подвійних гетероструктур.	211
138. Лазери на основі надграток. Зонні діаграми гетероструктур з квантовою ямою.	213
139. Вихідна потужність випромінювання в залежності від струму лазерного діода.	214
140. Залежність нормованої потужності випромінювання лазера від частоти модуляції.	215
141. Фотодетектори. Процеси, що протікають в фотодетекторі.	216
142. Фоторезистор.	217
143. Параметри фотодетекторів.	220
144. Фотодіод.	221
145. Фототранзистор.	223
146. Сонячне випромінювання.	225
147. Вольт-амперна характеристика сонячного елемента.	227
148. Залежність ідеального ККД сонячного елемента від E_g	228
149. Сонячні елементи на p-n переходах.	229
150. Спектральний відгук сонячного елемента.	231
151. Вольт-амперна характеристика реального сонячного елемента.	232
152. Батареї сонячних елементів.	234
153. Конструкції сонячних елементів.	235