

ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

Лекція 13

Прилади на ефекті міждолинного переходу електронів

Анатолій Євтух

*Інститут високих технологій
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

Прилади на основі між долинного переходу електронів (один з найважливіших НВЧ-приладів) широко використовуються в якості гетеродина і підсилювача потужності в діапазоні частот 1-100 ГГц. Твердотільні генератори на цих приладах застосовуються в радарях, системах раннього повідомлення і контрольно-вимірювальній апаратурі.

Ганн (1963р.) виявив генерацію когерентних НВЧ-коливань при прикладанні на довільно орієнтований короткий зразок з арсеніду галію чи фосфіду індію n - типу постійного електричного поля, що перевищує порогове значення рівне декільком кіловольт на см. Частота коливань приблизно дорівнювала величині, оберненій часу прольоту носіїв через зразок.

Причиною виникнення **від'ємного диференційного питомого опору** служить стимульований електричним полем перехід електронів зони провідності з низько енергетичної долини, в якій їх рухливість відносно велика, в більш високоенергетичну долину з меншими рухливостями.

Дослідження генерації в потрійних з'єднаннях $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ показали, що величина порогового електричного поля зменшується при зменшенні енергетичного зазору між основними і побічними мінімумами зони провідності. Все це переконливо показало, що причиною ганнівської генерації є ефект між долинного переходу електронів.

Об'ємний від'ємний диференційний питомий опір

Фізичні механізми виникнення об'ємного від'ємного диференційного питомого опору досить різноманітні. Одним з найбільш важливих є ефект між долинного переходу електронів. 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.

Рівняння неперервності в одномірному випадку:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = 0$$

Мале локальне відхилення концентрації основних носіїв від однорідної рівноважної n_0 приводить до появи просторового заряду густиною $n - n_0$. **Рівняння Пуасона і вираз для густини струму** мають вид:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q(n - n_0)}{\epsilon_s}, \quad J = \frac{E}{\rho} - qD \frac{\partial n}{\partial x},$$

де ϵ_s - діелектрична проникність, ρ - питомий опір і D - коефіцієнт дифузії.

Продиференціювавши вираз для густини струму по x і враховуючи рівняння Пуасона, отримаємо

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Підстановка цього виразу в рівняння неперервності приводить до рівняння

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0.$$

Дане рівняння можна вирішити методом розділення змінних.

Якщо концентрація залежить лише від координати, то рішення рівняння має вид:

$$n - n_0 = (n - n_0)_{x=0} \exp(-x / L_D).$$

де L_D - дебаєвська довжина, яка рівна

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT \epsilon_s}{q^2 n_0}}.$$

L_D визначає відстань, на якій затухають малі флуктуації заряду.

Якщо концентрація залежить лише від часу, то рішення рівняння має вид

$$n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(-t / \tau_R).$$

де τ_R - час діелектричної релаксації:

$$\tau_R \equiv \rho \varepsilon_s = \varepsilon_s / q \mu n \approx \varepsilon_s / q \mu n_0.$$

τ_R - час, за який відбувається розсосування просторового заряду, якщо диференційний питомий опір і диференційна рухливість μ є додатні.

Однак в напівпровіднику з від'ємним диференційним 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**: **1)** прилади, що керуються напругою (з N -подібними характеристиками) і **2)** 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.

Об'ємний ВДО обумовлений мікроскопічними властивостями напівпровідника:

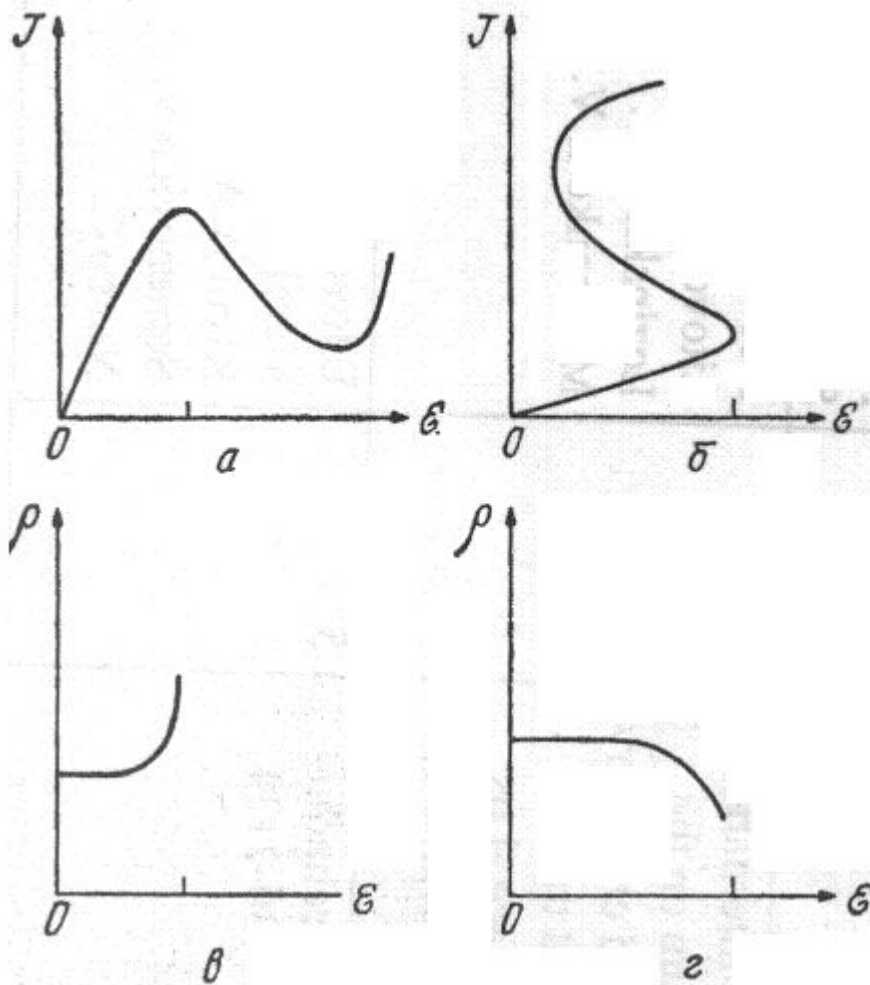
1) стимульованим електричним полем захопленням носіїв на глибокі рівні; **2)** ударною іонізацією мілких домішкових рівнів в компенсованих напівпровідниках; **3)** переходом електронів із основного мінімуму зони провідності в побічні (ефект між долинного переходу електронів).

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**.

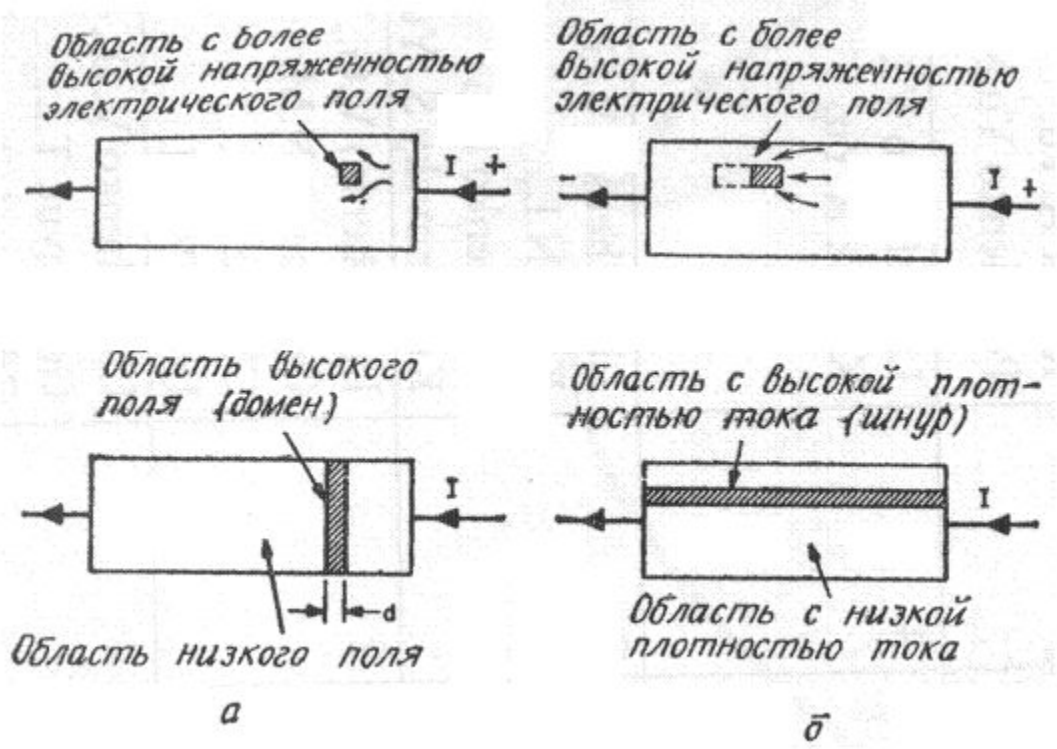
Для приладу N -подібною J - E характеристикою позитивний диференційний питомий опір збільшується з ростом електричного поля, тобто $dp/dE > 0$. Якщо напруженість електричного поля в деякій області напівпровідника набагато більша середньої, то її питомий опір також більший. Тому густина струму буде меншою. Це приведе до збільшення розмірів області і утворення **домена** (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 $dp/dE < 0$. 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.

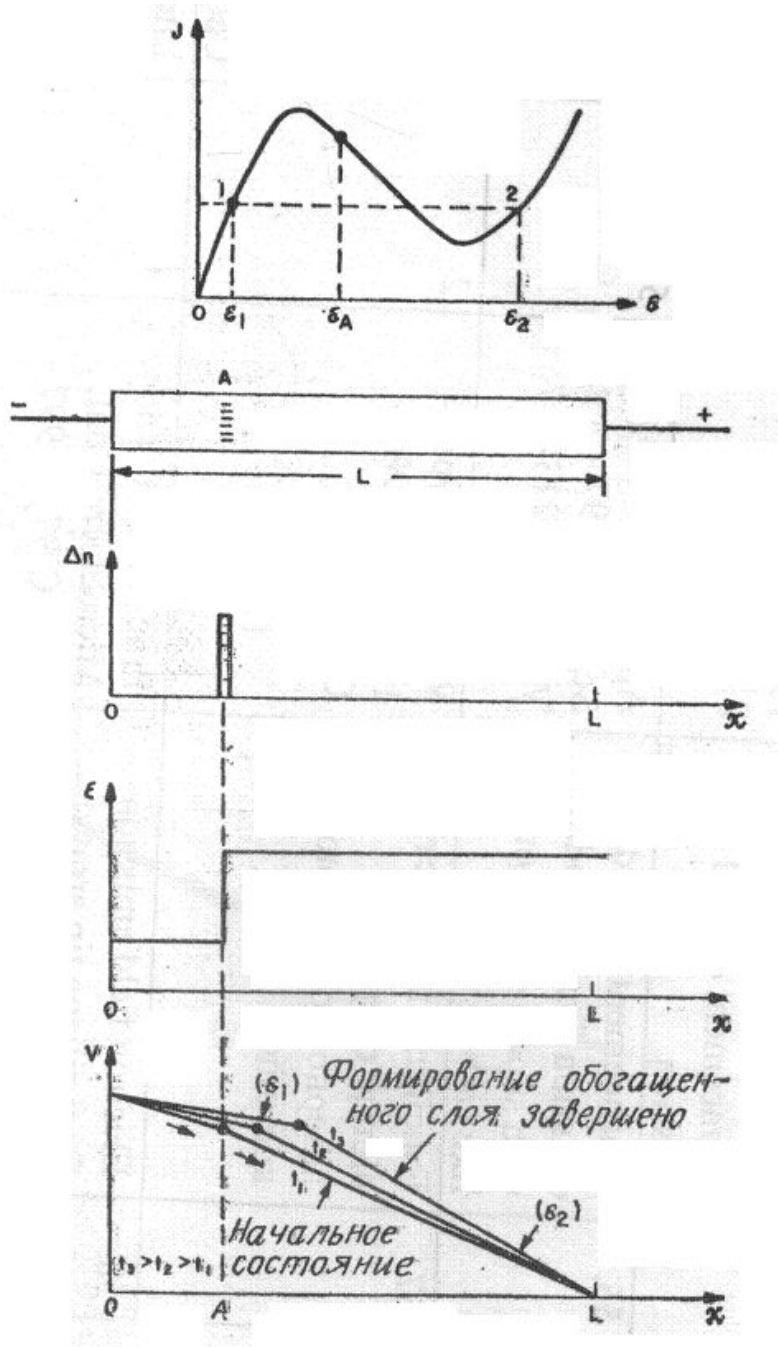
Об'ємний від'ємний диференціальний питомий опір



Залежність густини струму і диференціального питомого опору від напруженості електричного поля. a і θ – для приладів з N -подібними J - E характеристиками; b і z – для приладів з S -подібними J - E характеристиками.



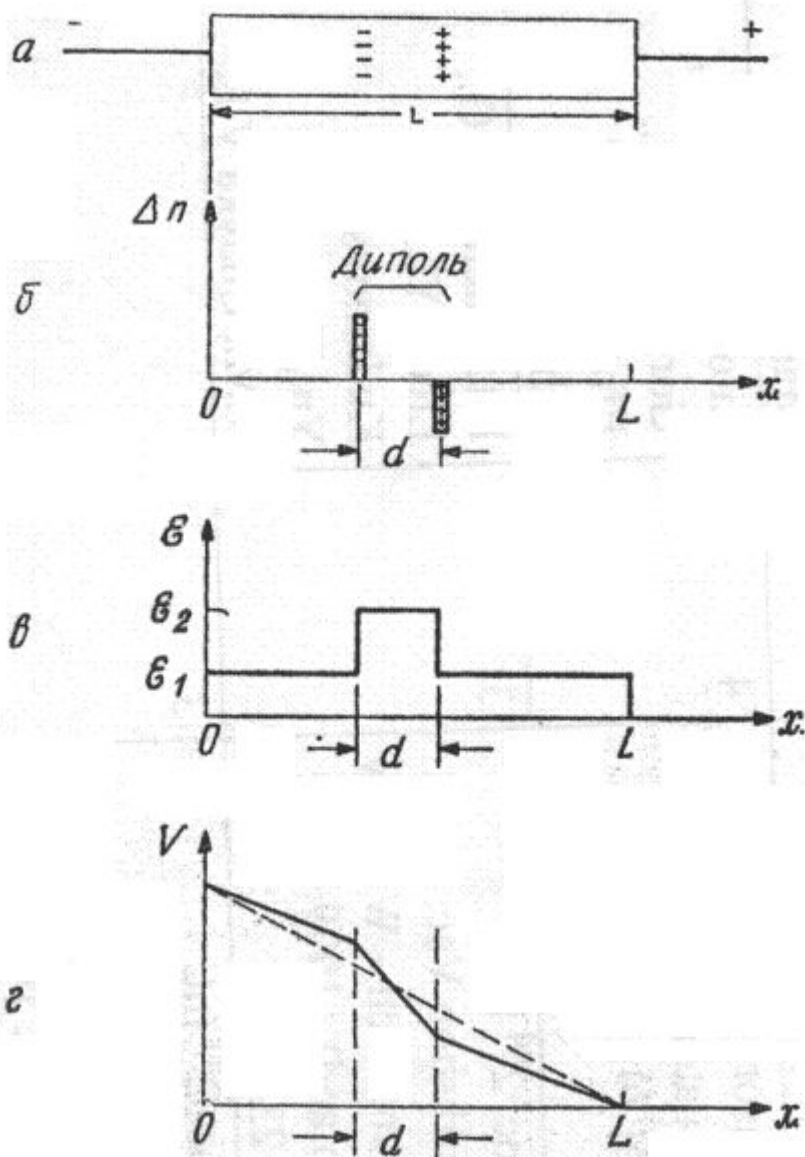
Формування домена високого електричного поля (а) в зразку з від'ємним диференційним питомим опором, що керується напругою (N -подібною характеристикою), а також формування шнура струму з високою густиною (б) в зразку з від'ємним диференційним питомим опором, що керується струмом (S -подібною характеристикою).



Розглянемо більш детально нестабільність об'ємного заряду в приладах з N -подібними J - E характеристиками. На Рис. 3а наведена типова миттєва залежність J від E , а на Рис.3 б – схема приладу. Допустимо, що в точці A утворився надлишок від'ємного заряду. Причиною цього можуть бути випадкові шуми або неоднорідне легування (рис. 3в). Проінтегрувавши один раз рівняння Пуассона, отримаємо розподіл електричного поля у зразку (рис. 3г), причому поле зліва від точки A менше ніж справа. Якщо постійна напруга на приладі відповідає точці E_A на J - E кривій, то струм, який втікає в точку A буде більший струму, який витікає, що приведе до накоплення від'ємного просторового заряду в точці A .

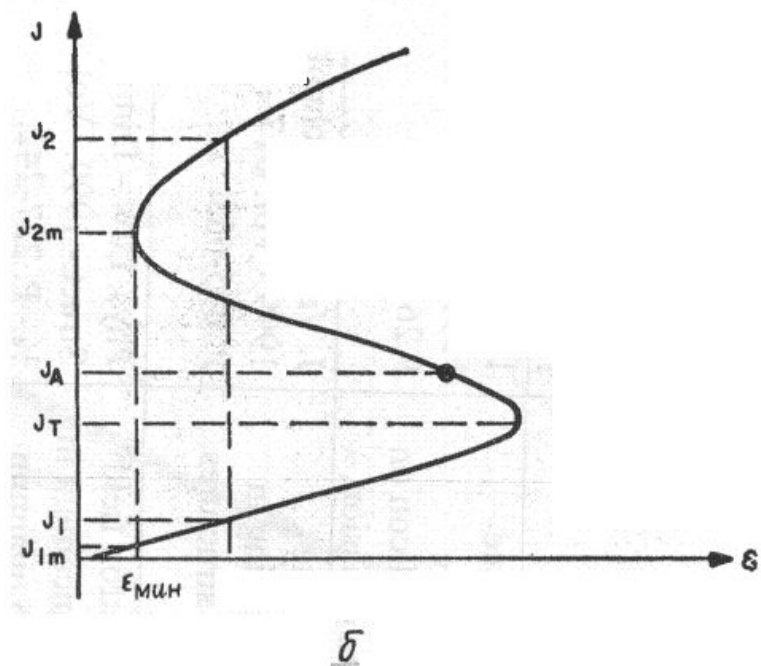
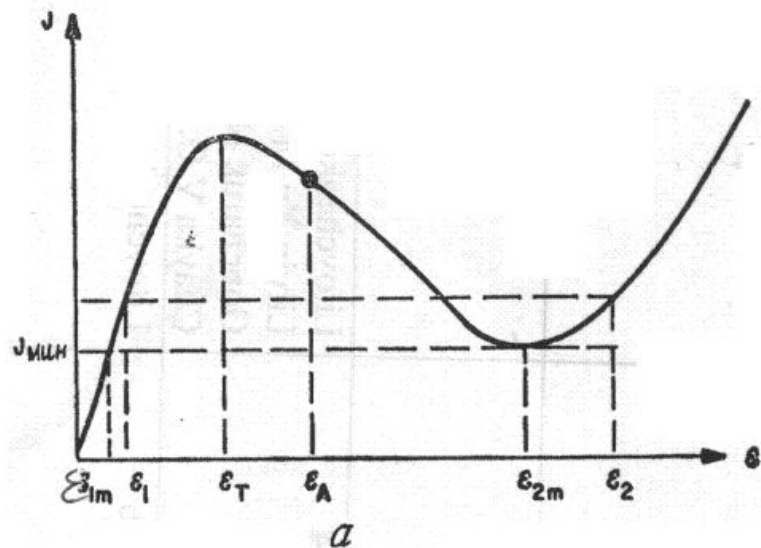
Рис. 3. Формування збагаченого електронного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО).

При цьому електричне поле зліва від точки A стає ще меншим, що сприяє подальшому накопленню заряду. Цей процес продовжується до тих пір, поки напруженості електричного поля в області поза точкою A не будуть відповідати точкам 1 і 2 J - E кривої на рис.3а, в якій струми рівні, а диференціальний питомий опір позитивний. В результаті утворюється шар, що рухається, збагачений носіями. Цей процес, безумовно, залежить від кількості електронів в кристалі, яка має бути достатньою для формування шару просторового заряду за час його прольоту через зразок.



Ідеальний збагачений шар, про який говорилося до сих пір, являє собою найпростіший приклад нестабільності об'ємного заряду. Якщо позитивні і негативні заряди розділені невеликим просторовим проміжком (рис. 4), то ми маємо справу з утворенням дипольного шару (домена). Поле всередині домена більше, ніж поза ним (рис. 4в). Через ВДО струм в області низького електричного поля буде більший, ніж всередині домена. Значення напруженості електричного поля поза і в середині домена будуть прагнути до стаціонарних, що відповідають точкам на залежності J від E , які лежать поза ділянкою ВДО, в яких електричні струми рівні (рис. 3а). (При цьому ми не враховували товщину доменних стінок).

Рис. 4. Формування електричного дипольного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО).



Таким чином домен досягає стабільної конфігурації. Дипольний шар рухається через кристал і щезає на аноді. В цей момент електричне поле починає зростати, залишаючись однорідним в напівпровіднику, до тих пір, поки не перевищить порогове $E > E_A$ (рис.5а), що приведе до утворення нового домена і повторення процесу.

Рис. 5. 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).

Товщина дипольного шару

$$V = E_A L = E_2 d + (L - d)E_1, \quad d = L \left(\frac{E_A - E_1}{E_2 - E_1} \right).$$

де L - довжина зразка. Допустимо, що найбільш стабільний стан відповідає мінімальній потужності, що споживається приладом від джерела живлення. Це значить, що при постійній напрузі струм має бути мінімальним. Як слідує з рис. 5а, товщина дипольного шару d визначається виразом, якщо замінити в ньому E_1 і E_2 на E_{1m} і E_{2m} відповідно.

Площа поперечного перерізу шнура струму

Аналогічний розгляд можна провести і для зразка з S - подібною характеристикою. Замість домена ми розглянемо струм з площею поперечного перерізу a . В стаціонарних умовах для заданої величини струму (рис. 5б) отримаємо

$$I = J_A A = J_2 a + (A - a)J_1, \quad a = A \left(\frac{J_A - J_1}{J_2 - J_1} \right).$$

де A – площа поперечного перерізу приладу. Якщо потужність, що споживається мінімальна, напруга також має бути мінімальною, а площу поперечного перерізу шнура можна знайти з виразу, замінивши в ньому J_2 і J_1 на J_{2m} і J_{1m} відповідно.

Міждолинний перехід електронів

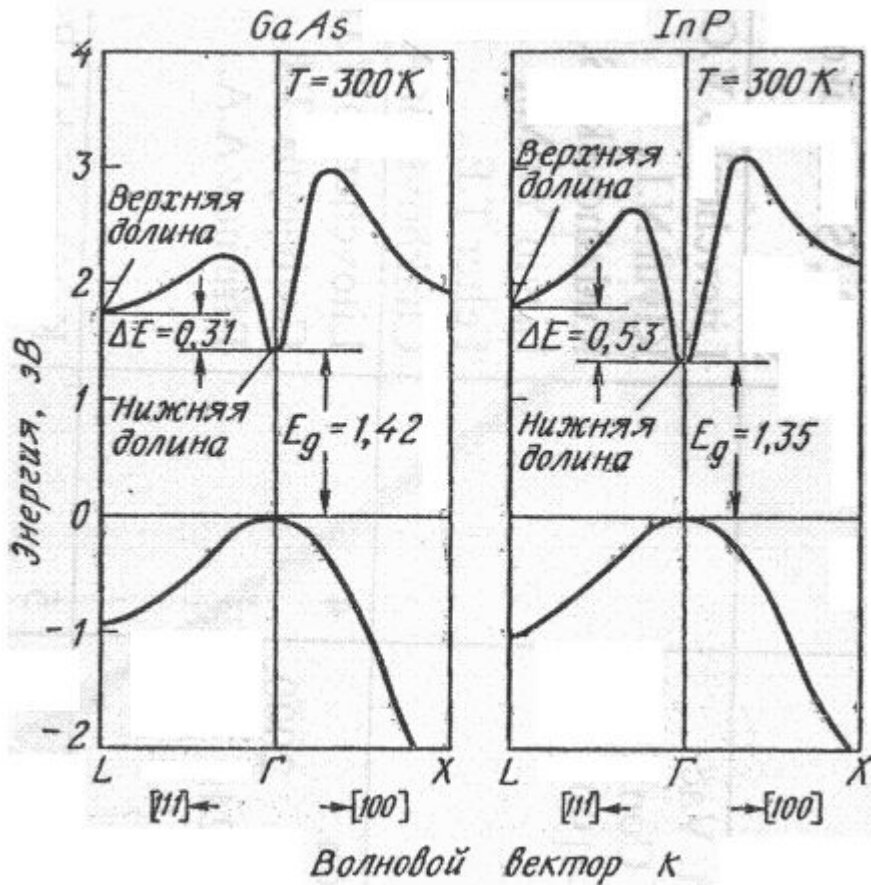


Рис. 6. Структура енергетичних зон арсеніда галію і фосфіда індію.

Перехід електронів з основного мінімуму зони провідності з відносно великою рухливістю в побічні більш високоенергетичні мінімуми з меншими рухливостями називається ефектом міждолинного переходу електронів.

Для того щоб зрозуміти, як цей ефект приводить до появи від'ємного диференційного опору, розглянемо залежності енергії електрона від квазіімпульсу в арсеніді галію і фосфіді індію (рис. 6) – двох найбільш важливих для таких приладів напівпровідників. Видно, що зонні структури цих напівпровідників майже однакові. Зона провідності складається з декількох підзон. Дно зони провідності відповідає $k=0$ (точка Γ).

Перша більш високо енергетична зона розміщена в напрямку $\langle 111 \rangle$ (L), а наступна – вздовж осі $\langle 100 \rangle$ (X). Таким чином підзони в цих напівпровідниках мають наступну послідовність $\Gamma - L - X$.

Отримаємо наближене співвідношення між дрейфовою швидкістю і напруженістю електричного поля, спираючись на припущення про рівність електронних температур T_e в нижній (Γ) і верхній (L) долинах.

Величина енергетичної щілини між мінімумами зони провідності $\Delta E \approx 0.31$ еВ для арсеніду галію і $\Delta E \approx 0.53$ еВ для фосфіду індію. Введемо позначення m_1^* і m_2^* – ефективні маси, μ_1 і μ_2 – рухливості, n_1 і n_2 – концентрація електронів в нижній і верхній долинах відповідно, причому повна концентрація носіїв заряду рівна $n = n_1 + n_2$.

Густину стаціонарного струму в напівпровіднику можна представити наступним чином:

$$J = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2)E = qnv,$$

де v - середня дрейфова швидкість

$$v = \left(\frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \right) E \approx \frac{\mu_1 E}{1 + (n_2 / n_1)}. \quad \text{так як } \mu_1 \gg \mu_2$$

відношення заселеностей верхньої і нижньої долини, які розділені енергетичним зазором ΔE , рівне

$$\frac{n_2}{n_1} = R \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right),$$

де R – відношення густини станів в верхній і нижній долинах

$$R = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2},$$

а M_1 і M_2 - число верхніх і нижніх долин відповідно.

Для **арсеніда галія** $M_1=1$, а число верхніх долин вздовж осі L дорівнює 8, але вони розміщені біля краю першої зони Бриллюена, і тому $M_2=4$. Використовуючи значення ефективних мас електронів в арсеніді галію $m_1^*=0,067m_0$ і $m_2^*=0,55m_0$ отримаємо $R=94$.

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.

Підставивши v і n_2/n_1 отримаємо

$$T_e = T + \frac{2q\tau_e\mu_1}{3k} E^2 [1 + \text{Re xp}(-\frac{\Delta E}{kT_e})]^{-1}.$$

Використовуючи це рівняння можна розрахувати залежність T_e від напруженості електричного поля при заданій величині T .

Отримаємо наступне співвідношення між дрейфовою швидкістю і полем:

$$v = \mu_1 E [1 + \text{Re xp}(-\frac{\Delta E}{kT_e})]^{-1}.$$

Розраховані за допомогою виразів типові залежності від для арсеніду галію при трьох температурах ґратки наведені на рис. 7 (суцільні криві). Показана також заселеність верхньої долини як функція напруженості електричного поля (штрихова крива).

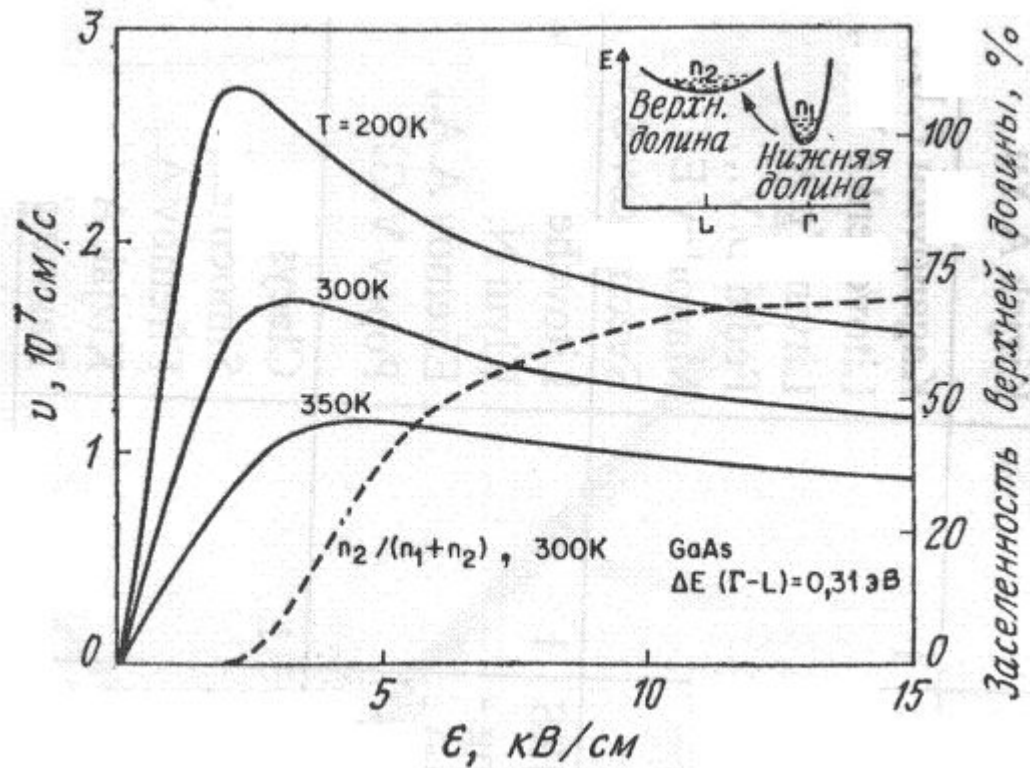


Рис. 7. Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs при трьох температурах ґратки (двох долинна модель при припущенні рівності електронних температур в обох мінімумах).

Висновки:

1. Існує певне порогове значення напруженості електричного поля E_T , при якому виникає ділянка ВДО (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.

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.

З усіх напівпровідників, що задовольняють цим умовам, **арсенід галію і фосфід індію** *n*-типу найбільш досліджені широко використовуються. Тим не менше ефект між долинного переносу електронів спостерігався в багатьох інших напівпровідниках, в тому числі в **германії, бінарних, потрійних і четвертних сполуках**. Ефект між долинного переносу електронів спостерігався також в **InAs і InSb** при дії гідростатичного тиску, який прикладається для зменшення енергетичної щілини ΔE , яка при звичайних умовах перевищує ширину забороненої зони. Особливий інтерес для можливого використання в малопотужних, але швидкодіючих приладах являють потрійні сполуки елементів III - V груп **GaInSb**, так як в них порогові поля малі, а дрейфові швидкості великі.

Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в арсеніді галію і фосфіді індію при кімнатній температурі наведені на рис. 8. Результати теоретичного аналізу процесів переносу електронів в сильних електричних полях знаходяться в гарному співвідношенні з експериментальними даними. Порогова величина напруженості електричного поля E_T , яка визначає початок ділянки ВДО, рівна ~ 3.2 кВ/см для GaAs і ~ 10.5 кВ/см для InP. Максимальна величина дрейфової швидкості v_p становить $\sim 2.2 \times 10^7$ см/с для надчистих кристалів арсеніду галію і $\sim 2.5 \times 10^7$ см/с для фосфіду індію. Максимальна величина від'ємної диференційної рухливості приблизно рівна -2400 см²/В с для GaAs і -2000 см²/В с для InP.

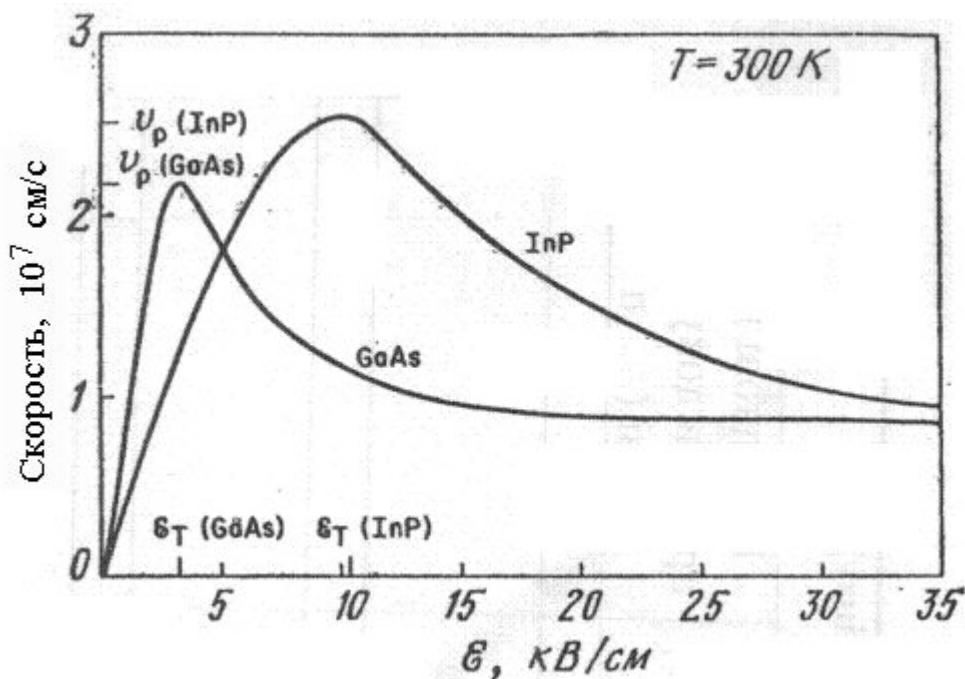


Рис. 8. Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs і InP.

Режими роботи

П'ять основних факторів визначають той чи інший режим роботи:

- 1) величина концентрації домішки і однорідність її розподілу у зразку;
- 2) ширина активної області;
- 3) властивості катодного контакту;
- 4) тип зовнішнього ланцюжка, який використовується;
- 5) величина напруги зміщення на приладі.

Процес утворення **домена високого поля** залежить від кількості носіїв заряду в напівпровіднику і довжини приладу, які повинні бути достатньо великими, щоб за пролітний час відбувалось формування просторового заряду необхідної величини. Виходячи з цього встановлюється критерій для того чи іншого режиму роботи приладу.

Виходячи з цього встановлюється критерій для того чи іншого режиму роботи приладу.

Збільшення просторового заряду з часом в приладі з ВДО на початковій стадії має вид:

$$n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(t / \tau_R).$$

$$\tau_R \equiv \rho \varepsilon_s = \varepsilon_s / q \mu_n \approx \varepsilon_s / q \mu_{n_0}.$$

μ_n -від'ємна диференційна рухливість

Якщо це співвідношення залишається справедливим протягом часу прольоту шару просторового заряду через зразок, то максимальний фактор росту буде дорівнювати

$$\exp(L / v \tau_R).$$

Для суттєвого збільшення заряду цей фактор повинен перевищувати 1, і, відповідно,

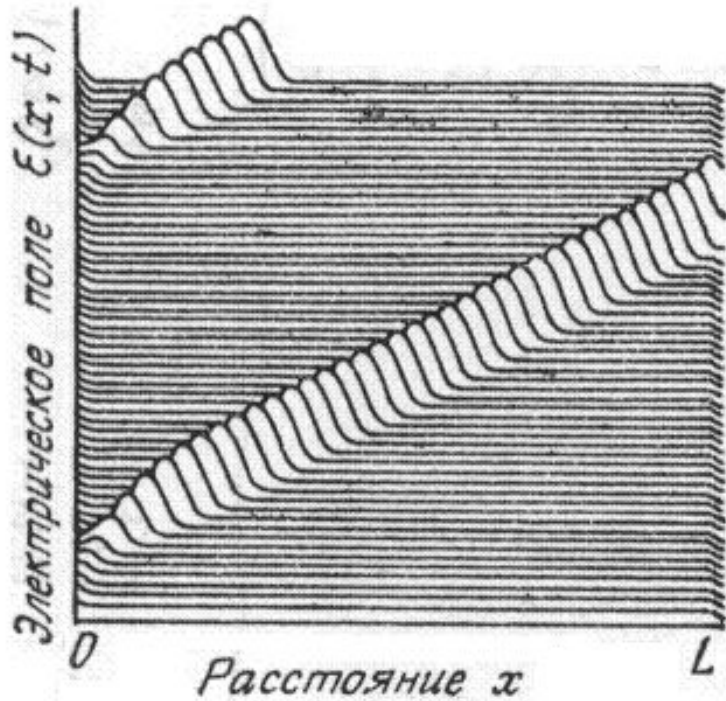
$$L / v \tau_R > 1 \quad \text{або}$$

$$n_0 L > \varepsilon_s v / q \mu_-.$$

Для арсеніду галію і фосфіду індію n -типу права частина нерівності становить $\sim 10^{12}$ см⁻². Якщо добуток $n_0 L < 10^{12}$ см⁻², то розподіл поля в такому пристрої стійкий. Тому важливою границею, що розділяє режими роботи, є величина добутку концентрації носіїв і довжини приладу, яка дорівнює $n_0 L = 10^{12}$ см⁻².

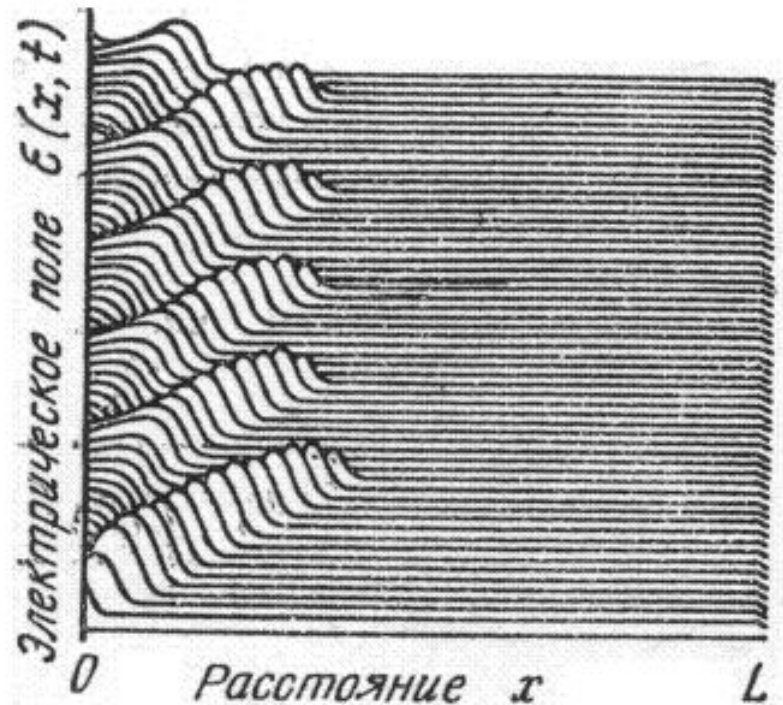
1. Ідеальний режим однорідного електричного поля.
2. Режим зі збагаченим шаром.
3. Режим прольоту домена.
4. Режим з руйнуванням домена.

Режим прольоту домена



Чисельне моделювання процесу розповсюдження дипольного шару, що виникає біля катоду, в режимі прольоту домена. Розподіли поля, що зображені сусідніми кривими, відповідають моментам часу, які розділені 24 пС.

Режим з руйнуванням домена



Чисельне моделювання режиму з руйнуванням домену.

Характеристики приладів на ефекті міждолинного переходу електронів

Катодні контакти

Для виготовлення приладів на ефекті між долинного переходу електронів необхідні надзвичайно чисті і однорідні напівпровідникові матеріали з малою концентрацією глибоких донорних рівнів і пасток, особливо для приладів, що працюють в режимі з розсовуванням об'ємного заряду. Перші прилади виготовлялись з арсеніду галію і фосфіду індію зі сплавними омічними контактами. В даний час для цих цілей використовують епітаксійні шари, які наносяться на n^+ -підкладку методами епітаксії із газової і рідкої фази або методом молекулярно-променевої епітаксії. Типовий діапазон донорних концентрацій складає $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а довжин приладу – від декількох мікрометрів до декількох сотень мікрометрів.

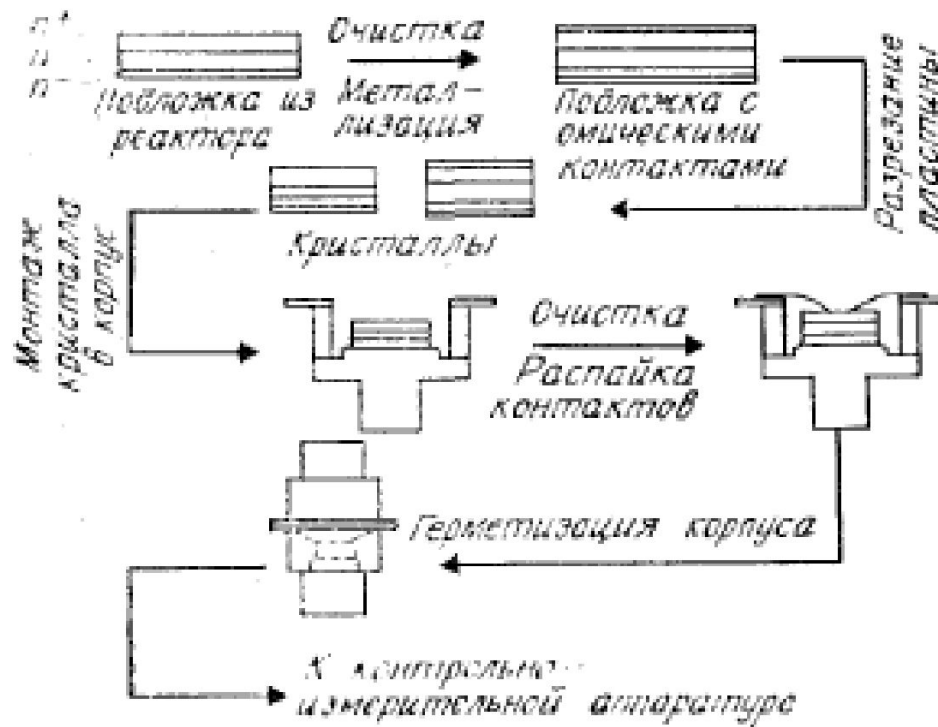


Рис. 26. Основні стадії процесу виготовлення приладів на ефекті між долинного переходу електронів.

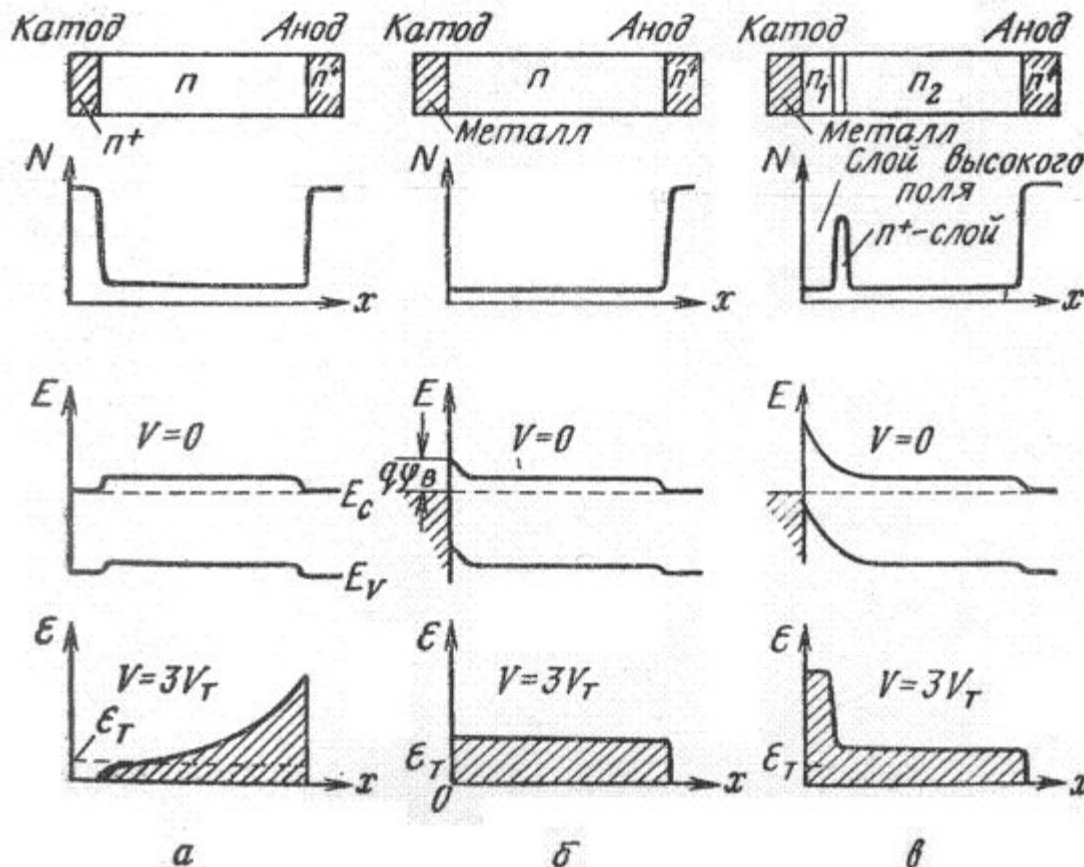
Для покращення характеристик приладу замість **омічних n^+ -контактів** застосовують **контакти з обмеженою інжекцією**. При використанні таких контактів можна реалізувати ситуації, коли порогове поле для струму приблизно рівне пороговій напруженості E_T , що визначає початок ділянки ВДО. Тому поле в напівпровіднику може бути однорідним.

Основні стадії виготовлення такого приладу на епітаксійному арсеніді галію $n^+ - n - n^+$ - типу показані на рис. 26. Кристали з приладами на ефекті між долинного переходу електронів монтуються в корпуси, які, як і тепловідводи, аналогічні корпусам ЛПД. Деякі високопотужні прилади виготовляються за допомогою селективної металізації або травлення мезаструктур.

В приладі з омичними контактами формування збагаченого шару або домену відбувається на деякій відстані від катоду через кінцевий час розігріву електронів в основному мінімумі зони 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 емітуються з катоду, що приводить до зменшення ширини «мертвої зони». Оскільки вплив пролітних ефектів можна звести до мінімуму, від'ємний опір приладу не буде залежати від частоти і буде шунтуватися геометричною ємністю діода. Якщо до приладу під'єднати індуктивність і досить малий опір, то прилад може генерувати коливання резонансної частоти в режимі однорідного електричного поля.

Були вивчені два класи контактів з обмеженою інжекцією: 1) контакт Шотткі з малою висотою бар'єра і 2) двошарова катодна структура. На рис. 27 наведені характеристики трьох катодних контактів. В приладі з омічними контактами (рис. 27,а) завжди існує область низької напруженості електричного поля біля катоду, а поле в зразку неоднорідне. В обернено зміщеному бар'єрі Шотткі можна отримати достатньо однорідний розподіл електричного поля (рис. 27, б). Зворотній струм дорівнює

$$J_R = A^{**} T^2 \exp(-q\phi_B / kT),$$



де A^{**} - ефективна постійна Річардсона, а $q\phi_B$ - висота бар'єра. Густинам струму в діапазоні $10^2 - 10^4$ А/см² відповідають величини висот бар'єра в межах 0.15-0.3 еВ.

Рис. 27. Характеристики трьох катодних контактів. а- омічний; б- бар'єр Шотткі; в- двошаровий контакт з бар'єром Шотткі.

Однак нелегко отримати бар'єр Шоттки невеликої висоти в напівпровідникових сполуках типу $A^{III}B^V$; крім того, область робочих температур обмежена, оскільки струм змінюється експоненційно з температурою.

Двохшаровий катодний контакт складається з шару високої напруженості електричного поля и $n+$ -шару (рис. 27, в). Його конфігурація аналогічна конфігурації ЛПД з трьохшаровою базою. Електрони розігріваються в шарі високого електричного поля, а потім інжектуються в активну область, де поле однорідне. Такі структури успішно використовуються в широкому діапазоні температур.

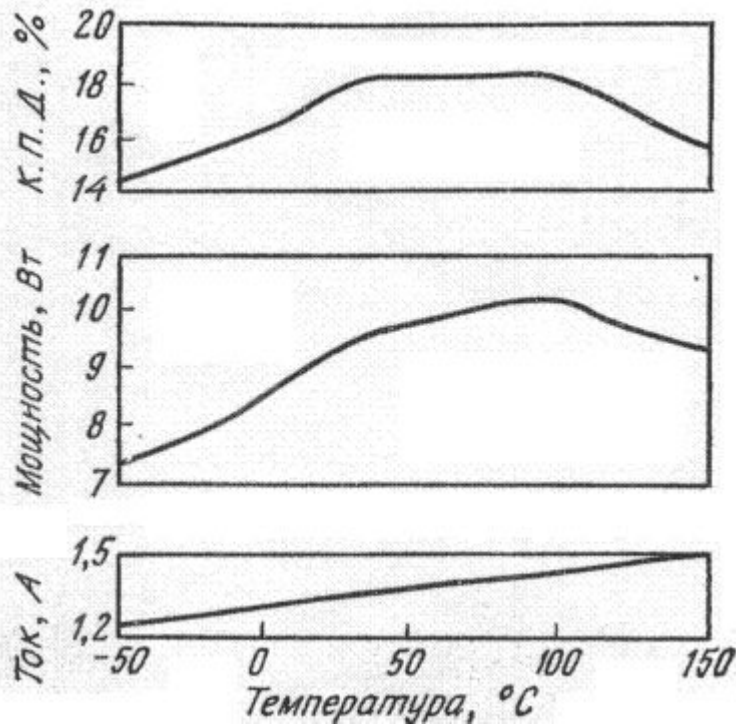


Рис. 28. ККД, НВЧ потужність, що генерується, і струм в приладі з фосфіду індію з двохшаровим катодним контактом, що працює в імпульсному режимі при $n_0 = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і $L = 8 \text{ мкм}$ і в області температур $-50 - 150^\circ\text{C}$.

Коефіцієнт корисної дії, потужність, яка генерується в імпульсному режимі, і струм приладу з фосфіду індію в області температур $-50 - 150^\circ\text{C}$ наведені на рис. 28. Відмітимо, що в цьому температурному інтервалі ККД і потужність змінюються приблизно всього лише на $\pm 10\%$. Найбільший ККД, який отриманий в приладах з фосфіду індію з двохшаровим катодним контактом, **рівний 24 %.**

Залежність потужності від частоти

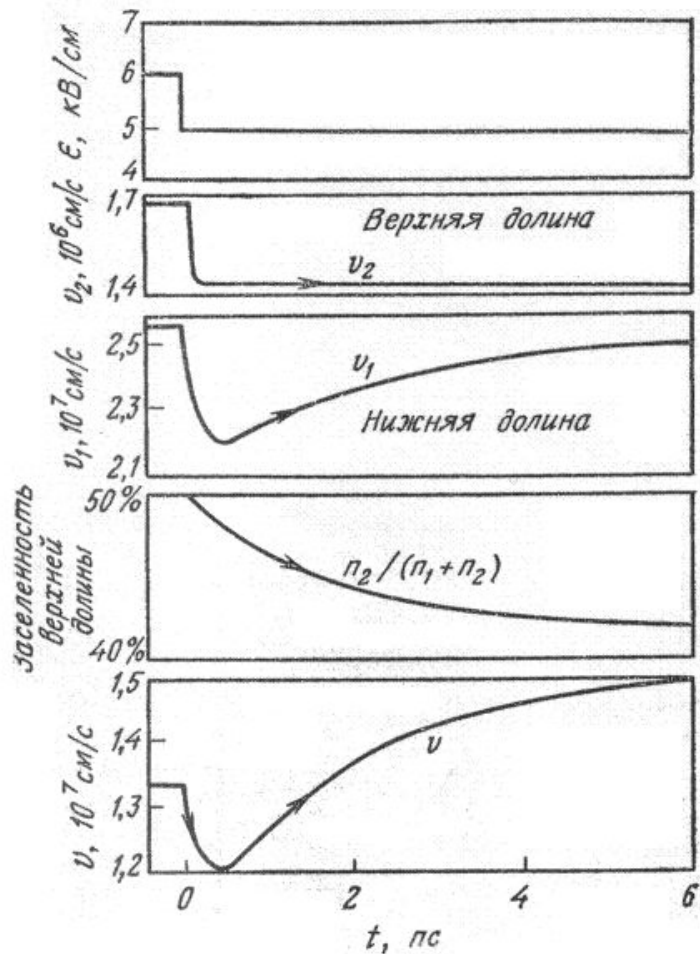


Рис. 29. Часові залежності при раптовій зміні напруженості електричного поля з 6 до 5 кВ/см в момент $t=0$.

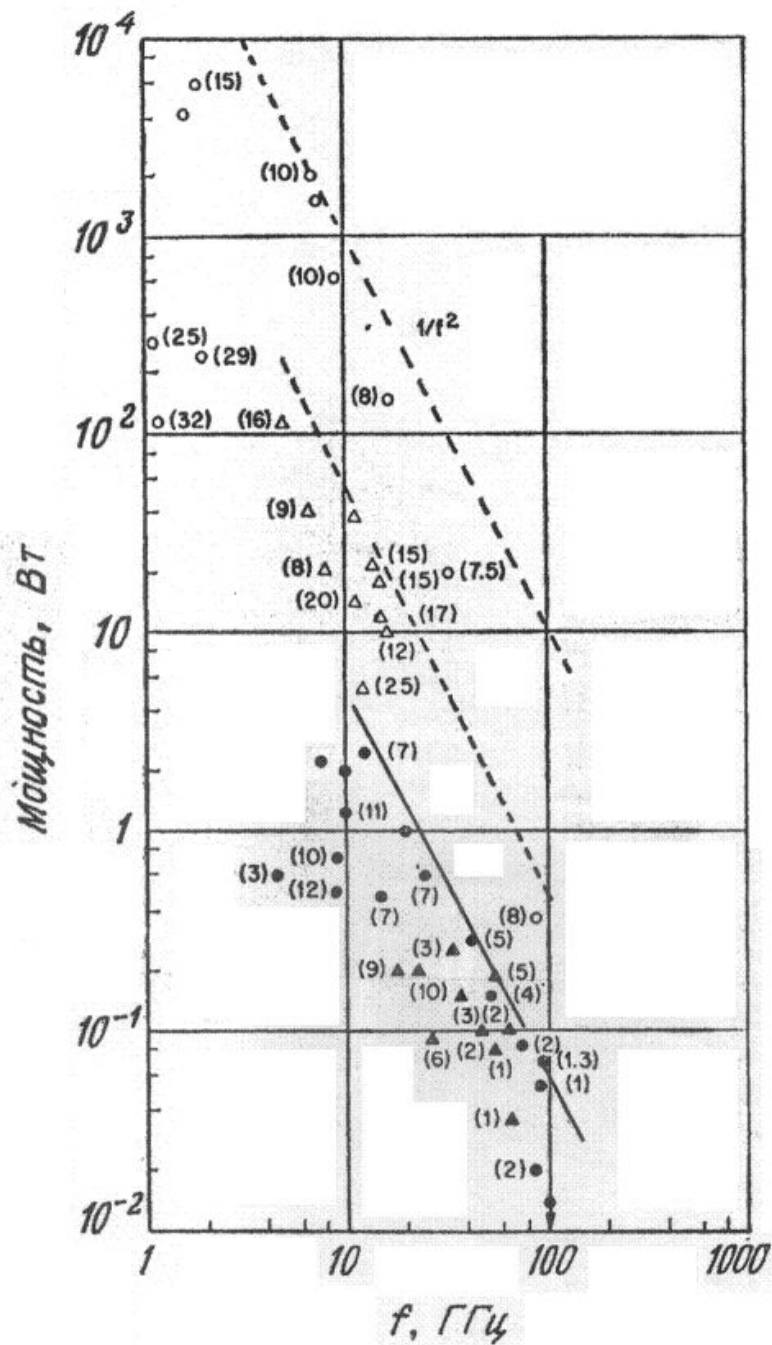
Процес передачі енергії електричного поля електронам і перехід останніх з основного мінімуму зони провідності в побічні займає кінцевий проміжок часу. Тому робочі частоти приладів обмежені зверху величинами, оберненими часу релаксації енергії і часу міждолинного розсіяння. На рис. 29 наведені часові залежності дрейфової швидкості носіїв у верхній і нижній долинах, середньої швидкості і заселеності верхньої долини при раптовому зменшенні напруженості електричного поля від 6 до 5 кВ/см. Відмітимо, що швидкість електронів у верхній долині v_2 практично миттєво реагує на зміну поля. Однак швидкість в нижній долині v_1 змінюється повільно (характерний час відгуку становить ~ 5 пс), оскільки гарячі електрони в основному мінімумі слабо розсіюються.

Крім того, причиною повільної зміни концентрації n_2 є велика величина часу між долинного розсіяння електронів. Тому відгук середньої швидкості зв'язаний частково зі зміною швидкості v_1 і частково з міждолинним розсіюванням. Оцінка верхньої межі робочої частоти приладу через кінцевий час відгуку становить 150 ГГц.

В прольотному режимі роботи робоча частота обернено пропорційна довжині діода, тобто $f=v/L$. Співвідношення між потужністю, яка генерується, і частотою має вид

$$P_{rf} = V_{rf}^2 / R = E_{rf}^2 L^2 / R = \frac{E_{rf}^2 v^2}{R f^2} \approx \frac{1}{f^2},$$

де V_{rf} і E_{rf} - НВЧ-напруга і напруженість електричного поля відповідно, а R – імпеданс. Тому очікувана зміна потужності з частотою пропорційна $1/f^2$.



Залежність НВЧ-потужності, що генерується в неперервному і імпульсному режимах, від частоти для сучасних приладів на ефекті між долинного переходу електронів із арсеніду галію і фосфіду індію показана на рис. 30. В дужках рядом з експериментальними точками наведені значення ККД у відсотках. Як слідує з формули (), зміна потужності пропорційна $1/f^2$. В імпульсному режимі в приладах з GaAs з достатньо довгою базою отримана НВЧ-потужність до 6 кВт на частоті, близькій до 2 ГГц. Потужність, яка генерується в неперервному режимі, приблизно рівна 2 Вт на 10 ГГц, що приблизно в п'ять разів менша, ніж у лавинно-пролітного діода (ЛПД).

Рис. 30. Залежність генерованої НВЧ-потужності від частоти для приладів на основі міждолинного переходу електронів.

Однак при фіксованій частоті напруга зміщення в приладі на ефекті між долинного переходу електронів менша (в 2 – 5 разів), ніж в лавинно-пролітному діоді

Характеристики приладів із фосфіду індію в неперервному режимі порівнянні з характеристиками приладів з арсеніду галію. Однак в імпульсному режимі вони гірші, не зважаючи на те, що відповідно до теоретичних оцінок ККД приладів із фосфіду індію вищий. Причиною цього є більш розвинена технологія арсеніду галію.

Дякую за увагу!