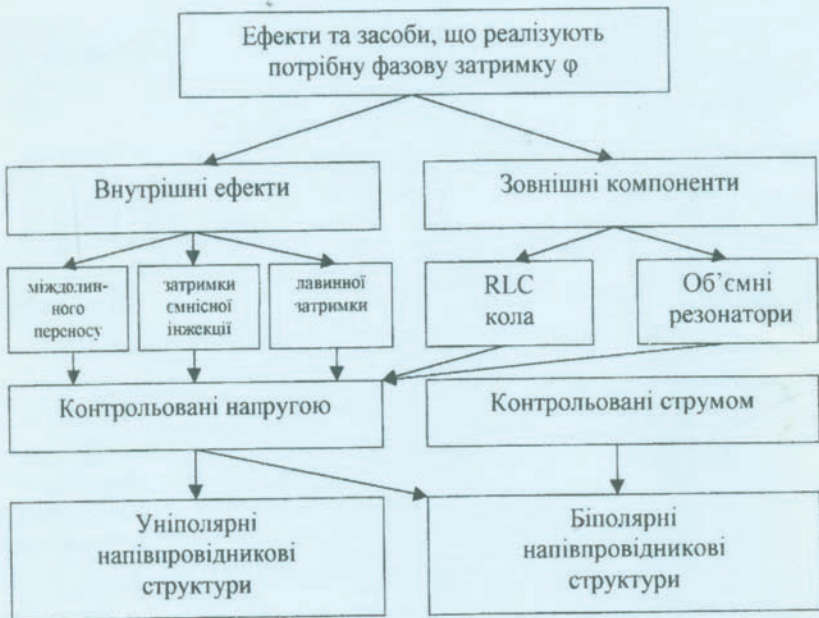


Філінюк М.А.

Фізичні основи негатроніки



Міністерство освіти і науки України
Вінницький державний технічний університет

Філинюк М.А.

Фізичні основи негатроніки

Затверджено Ученою радою Вінницького державного технічного університету як навчальний посібник для студентів бакалаврського напрямку “Електронні апарати”. Протокол № 12 від 30 травня 2002 року.

Вінниця ВДТУ 2003

Рецензенти:

П.А. Молчанов, доктор технічних наук, професор
В.Д. Манойлов, доктор технічних наук, професор
В.І. Водотовка, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Ученою радою Вінницького державного технічного університету Міністерства освіти і науки України

Філіпюк М.А.

Ф 57 Фізичні основи негatronіки.

Навчальний посібник.- Вінниця: ВДТУ, 2003.- 79 с.

Навчальний посібник призначений для вивчення теоретичного матеріалу з курсу «Основи негatronіки» для студентів спеціальності 7.091001 «Виробництво електронних засобів» та «Елементна база негatronіки» для студентів спеціальності 7.091004 «Технології та засоби телекомунікацій» денної та заочної форм навчання. Навчальний посібник може бути корисним при підготовці магістрів та аспірантів.

У навчальному посібнику розглянуті базові фізичні ефекти, що лежать в основі сучасних негatronів. Він є продовженням випущеного раніше навчального посібника «Теоретичні основи негatronіки» – Вінниця: ВДТУ, 2002 р.

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1. Газорозрядний ефект (ефект електричної дуги).....	5
2. Динатронний ефект.....	10
3. Пролітний ефект у вакуумних негатронах.....	12
4. Термоелектричний ефект.....	21
5. Тунельний ефект.....	29
6. Лавинний ефект.....	35
7. Інжекційно-пролітний ефект у діодних напівпровідникових структурах.....	47
8. Інжекційно-пролітні і пролітні ефекти в багатоелектродних напівпровідникових структурах.....	52
9. Тиристорний ефект.....	60
10. Лавинно-пролітний ефект.....	65
11. Ефект Ганна.....	70
Контрольні питання.....	76
Література.....	77

*Присвячується
провідному вченому
в області негатроніки
професору С.О. Гаряшову*

Вступ

Навчальний посібник написаний відповідно до програм курсів “Основи негатроніки” для студентів спеціальності 7.091001 – “Виробництво електронних засобів” та “Елементна база негатроніки” для студентів спеціальності 7.091004 – “Технології та засоби телекомунікацій”, що читаються на четвертому курсі стаціонарного та п’ятому курсі заочного відділень Вінницького державного технічного університету.

Навчальний посібник базується на знаннях основних положень фізики газів та напівпровідників, а також теорії, що викладена у навчальному посібнику “Теоретичні основи негатроніки”, автор М.А.Філінюк, Вінниця: ВДТУ, 2002 р.

Метою навчального посібника є систематичне викладення фізичних процесів, що лежать в основі роботи негатронів, як тих, що отримали широке практичне застосування, так і тих, що невикористані на даний час у електроніці. Однак знання фізики роботи останніх буде сприяти розширенню кругозору студентів та можливості генерації ними нових ідей.

У кожному параграфі навчального посібника по можливості відображена історія виявлення фізичного ефекту, його фізичне пояснення, математичний опис з указанням переваг та недоліків, а також електронних приладів, в яких вони на даний час використовуються.

Матеріал навчального посібника являється базовим для вивчення наступного розділу основ негатроніки, який присвячений конкретним приладам – напівпровідниковим негатронам. У деяких розділах зміст навчального посібника дещо ускладнено, оскільки розраховано, що він буде корисний не тільки студентам відповідних спеціальностей, але й магістрам та аспірантам, які проводять дослідження в області негатроніки.

Автор висловлює вдячність за підготовку рукопису асистенту кафедри проектування комп’ютерної та телекомунікаційної апаратури Вінницького державного технічного університету Лазареву О.О. та техніку 1 категорії Кузьменок Л.О.

1 Газорозрядний ефект (ефект електричної дуги)

При підведенні досить високої напруги між двома електродами, що знаходяться в газі, зокрема в повітрі, виникає дуговий розряд — електрична дуга [1]. Причиною виникнення цього розряду є не тільки електрони, але й позитивні і негативні іони газу. При нормальних умовах газ складається з електрично нейтральних атомів і молекул і є діелектриком. Газ стає провідником у процесі іонізації (електризації), коли частина його молекул розщеплюється на іони й електрони. Іонізація газу може виникати під впливом сильного нагрівання, бомбардування молекул газу швидкими електронами чи іонами. У природних умовах газ завжди піддається впливу космічних променів і радіоактивних випромінювань. Тому провідність його хоча і мала, але не дорівнює нулю.

На рис. 1а, показана вольт-амперна характеристика електричного розряду в газі, що розділяється на три основних види: темновий, тліючий і дуговий. Вид розряду визначається конструкцією і матеріалом електродів, видом і тиском газу і величиною електричного струму.

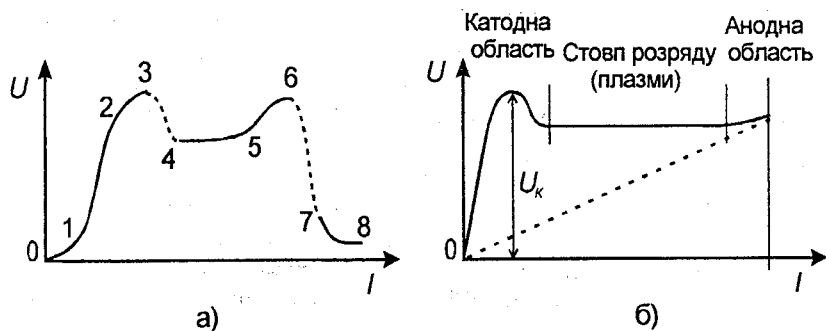


Рисунок 1 - Вольт-амперна характеристика газового розряду (а) і розподіл потенціалу між катодом і анодом (б)

При малих напругах відбувається так званий несамостійний темновий розряд (ділянка 0-3), що використовується в газорозрядних (іонних) фотоелементах.

При збільшенні напруги виникає самостійний розряд, при якому в результаті іонізації молекул газу електронами (об'ємна ударна іонізація) різко зростає число носіїв заряду - вторинних електронів і іонів. У газорозрядному проміжку утвориться лавина електронів і позитивних іонів. Розряд у газі підтримується електронами, що випускаються катодом під ударами позитивних іонів. У такий спосіб реалізується умови позитивного зворотного зв'язку - іонізація газу електронами збільшує

кількість позитивних іонів, що вдаряючись об. катод приводять до росту числа електронів, що випускаються катодом, і т.д.

Перехід до самостійного розряду супроводжується запалюванням газового розряду. Стан горіння зберігається і при подальшому збільшенні струму. Напруга, при якій виникає самостійний розряд, називається напругою запалювання газового розряду.

Якщо обмежити щільність струму в газовому проміжку величинами 10^{-5} - 10^{-1} а/см, то виникає тліючий розряд (ділянка 4-6). Після виникнення тліючого розряду напруга на розрядному проміжку зменшується в порівнянні з напругою запалювання (ріст інтенсивності процесів іонізації підтримує самостійний розряд при менших напругах). Властивості тліючого розряду в основному визначаються позитивним просторовим зарядом у катода, що утвориться іонами. Іони, які мають велику масу, пересуваються до катода з меншими швидкостями, ніж електрони до анода. У просторі між електродами відбувається перерозподіл потенціалу. Анод мовби переміщується до катода, а поблизу катода виникає так зване катодне падіння напруги U_k (рис.16). Основними областями тліючого розряду є катодна область, стовп розряду й анодна область. Катодна область є джерелом електронів. Стовп розряду являє собою плазму, у якій концентрація електронів і іонів рівні, а падіння напруги дуже мале. В анодній області спостерігається незначне зменшення напруги. Розглянута картина тліючого розряду спостерігається при тисках порядку 10^{-2} мм.рт.ст. Зі збільшенням тиску до декількох міліметрів ртутного стовпа довжина катодної області зменшується, і вона здобуває вигляд плями газу, що світиться, поблизу катода. При нормальному тліючому розряді (ділянка 4-5) площа катода охопленого світінням, у деяких межах пропорційна величині струму. Після того, як уся поверхня катода охоплюється катодним світінням, розряд переходить в аномальну тліючу ділянку (ділянка 5-6), при якому ріст щільності струму може бути досягнутим лише за рахунок більшої іонізації при підвищеній напрузі.

При середніх густинах струму може існувати ще один різновид тліючого розряду — коронний розряд, що є самостійним і не вимагає для свого виникнення початкової іонізації. Коронний розряд виникає при порівняно великих напруженостях поля і порівняно великих тисках газонаповнювача.

Якщо не обмежувати величину струму, то аномальний тліючий розряд переходить у дуговий. При дуговому розряді (ділянка 7-8) швидкості позитивних іонів, що рухаються до катода, і електронів, що рухаються до анода, великі, а отже велика і їхня кінетична енергія. Під дією бомбардування катод нагрівається і на його поверхні виникає термоелектронна емісія. Падіння напруги на розрядному проміжку мале (катодне падіння потенціалу одного порядку з потенціалом іонізації газу), а струм, що протікає через нього, великий. Розрізняють дві основні форми дугового розряду: самостійний і не самостійний. Самостійний дуговий

розряд підтримується за рахунок явищ, що відбуваються в самому розряді. Ця форма дугового розряду використовується у вентилях із ртутним катодом. Несамостійний дуговий розряд підтримується стороннім джерелом електронної емісії. Ця форма дугового розряду використовується в газотроні і тиратроні.

Електрична дуга — це дуговий розряд між двома електродами, що знаходяться в газі, зокрема в повітрі. Дві типових форми ВАХ дуги постійного струму показані на рис 2а і б (пунктиром початкова ділянка запалювання). Форма ВАХ залежить від процесів в аноді і катоді, від тиску і температури середовища, що оточує дугу, від умов тепловіддачі, а для змінного струму і від частоти.

Для стовпа дуги можна записати рівняння енергетичного балансу [2]

$$\frac{dW_T}{dt} + \frac{dW_M}{dt} + P_H = u_d i_d, \quad (1)$$

де W_T і W_M — відповідно тепла і магнітна енергії стовпа дуги; P_H — потужність випромінювання в навколишнє середовище; t — час; $u_d i_d$ — потужність що підводиться до дуги.

У статичному режимі роботи, коли W_T і W_M незмінні,

$$P_H = u_d i_d.$$

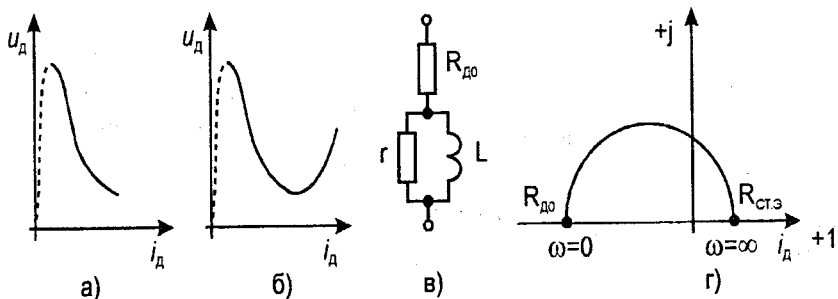


Рисунок 2 - Типова ВАХ дуги постійного струму (а,б), її схема заміщення (в) і годограф повного опору (г)

Провідність дуги є функцією теплової енергії, $1/R = i_d / u_d = f(W_T)$. Виразимо зміну провідності через функцію $F(W_T)$ і її похідні по W_T і за часом [3].

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{i_d}{u_d} \right) = \frac{1}{u_d} \frac{di_d}{dt} + i_d \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{u_d} \right) = \frac{1}{u_d} \frac{di_d}{dt} - i_d \frac{1}{u_d^2} \frac{du_d}{dt} \quad (2)$$

Помножимо обидві частини (2) на $R = u_d / i_d$:

$$R \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} = \frac{u_d}{i_d} \cdot \frac{dF(W_T)}{dW_T} \cdot \frac{dW_T}{dt} = \frac{F'(W_T)}{F(W_T)} \cdot \frac{dW_T}{dt}$$

Отже,

$$\frac{dW_T}{dt} = \frac{F(W_T)}{F'(W_T)} \left(\frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} \right)$$

Визначимо dW_M/dt . Магнітна енергія дуги $W_M = \Psi_d i_d / 2$, де Ψ_d - потокозчеплення дуги, що нелінійно залежить від i_d . Тому

$$\frac{dW_M}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Psi_d i_d}{2} \right) = L_3 i_d \frac{di_d}{dt}, \quad L_3 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Psi_d}{i_d} + \frac{d\Psi_d}{di_d} \right)$$

Підставимо dW_T/dt і dW_M/dt у (1):

$$L_3 i_d \frac{di_d}{dt} + \frac{F(W_T)}{F'(W_T)} \left(\frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} \right) + P_{II}(u_d, i_d) = u_d i_d \quad (3)$$

Нехай вихідний стан на ВАХ дуги характеризується точкою U_0, I_0 . Покладемо, що струм збільшився на Δi_d , а напруга — Δu_d . Збільшилися магнітна $W_{M0} + \Delta W_M$, і теплова $W_{T0} + \Delta W_T$ енергії, потужність випромінювання $P_{II0} + \Delta P_{II}$ й еквівалентна індуктивність $L_3 + \Delta L$.

Потужність, що підводиться до дуги:

$$P_{II} + \Delta P_{II} = (I_0 + \Delta i_d) f(I_0 + \Delta i_d) = (I_0 + \Delta i_d) \cdot [f(I_0) + \Delta i_d (\partial f / \partial i_d)_{i_d=I_0}]$$

У силу малості Δi_d і Δu_d збільшення потужності дуги

$$\Delta P_{II} = u_0 \Delta i_d + I_0 \Delta i_d (\partial f / \partial i_d)_{i_d=I_0}$$

Аналогічне збільшення потужності випромінювання

$$\Delta P_{II} = U_0 \Delta i_d + I_0 \Delta i_d R_d,$$

де $R_d = (\partial P_{II} / \partial i_d)_{i_d=I_0}$.

Після підстановки усіх величин у рівняння (3) одержимо

$$L_0 \frac{d\Delta i_d}{dt} + T_{\tau_0} \left(R_{CT0} \frac{d\Delta i_d}{dt} - \frac{d\Delta u_d}{dt} \right) = \Delta u_d - R_{d0} \Delta i_d, \quad (4)$$

де $T_{\tau_0} = \frac{F(W_{\tau_0})}{F'(W_{\tau_0})U_0 I_0}$ — теплова стала часу.

Проводимо алгебраїчну операцію (4):

$$(L_0 p + T_{\tau_0} R_{CT0} p + R_{d0}) \Delta i_d(p) = (p T_{\tau_0} + 1) \Delta u_d(p). \quad (5)$$

Позначимо $T_{N0} = L_0 / R_{CT0}$ назвемо її магнітною сталою часу. З (5) визначимо операторний вираз для опору дуги у випадку малих збільшень:

$$Z_d(p) = \frac{\Delta u_d(p)}{\Delta i_d(p)} = \frac{(T_{M0} + T_{\tau_0}) R_{CT0} p + R_{d0}}{1 + p T_{\tau_0}}. \quad (6)$$

Величина $R_{d0} = (du_d / di_d)_0$ залежить від вигляду ВАХ дуги і від положення робочої точки на ній. $R_{d0} > 0$ на зростаючій ділянці дуги і $R_{d0} < 0$ на спадній. Для дуг з відносно малими струмами $T_{\tau_0} \gg T_{M0}$ в відповідності з [2] схема заміщення дуги стосовно малих збільшень при роботі на спадній ділянці ВАХ зображена на рис. 2, в і складається з r , L і R_{d0} , причому

$$r = R_{CT0} (1 + T_{M0} / T_{\tau_0}) - R_{d0}, \quad L = T_{\tau_0} [R_{CT0} (1 + T_{M0} / T_{\tau_0}) - R_{d0}].$$

Комплексний опір дуги для малих за амплітудою синусоїдальних коливань частотою ω одержимо, замінивши p на $j\omega$ в (6):

$$Z_d(j\omega) = \frac{R_{d0} + j\omega R_{CT} T_{\tau_0}}{1 + j\omega T_{\tau_0}}, \quad R_{CT} = R_{CT0} (1 + T_{M0} / T_{\tau_0}).$$

На рис. 2г зображений годограф $Z_d(j\omega)$; якщо точка U_0 , I_0 знаходиться на спадній ділянці ВАХ., $\varphi(\omega) = \arctan Z_d(j\omega)$ змінюється від 180° при $\omega = 0$ до 0 при $\omega \rightarrow \infty$.

2 Динатронний ефект

Динатронний ефект спостерігається в чотириелектродних електронних лампах - тетрадах (рис. 3). Тетрад містить катод К, керувальну сітку C_1 , екрануючу сітку C_2 і анод А [1]. До анода відносно катода прикладається позитивний потенціал U_a , а до керувальної сітки - негативний U_{C1} . Основним призначенням екрануючої сітки є екранування катода і керувальної сітки від електростатичного впливу поля анода. У результаті значно зменшується прохідна ємність тетрада C_{aC1} , що звичайно складає соті частки пікофарад, тобто на 2 - 3 порядки менше, ніж у тріода. У робочому режимі на екрануючу сітку подається позитивний потенціал відносно катода.

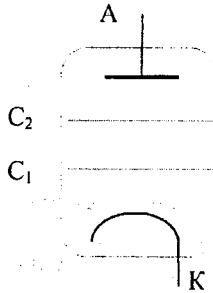


Рисунок 3 - Умовне зображення тетрада

Зі збільшенням напруги на керувальній сітці (при $U_a = \text{const}$ і $U_{C2} = \text{const}$) збільшуються величина діючої напруги і загальний струм катода $I_K = I_a + I_{C2}$ ($U_{C1} < 0$, $I_{C1} = 0$). Збільшення анодного струму при цьому відбувається в результаті росту струму I_K . Якщо підвищити анодну напругу, а напругу екрануючої сітки залишити незмінною, то анодний струм збільшується, а струм екрануючої сітки зменшується відповідно на ту саму величину. Чим більший I_K , тим значніше відрізняються величини струмів I_a і I_{C2} для двох значень анодної напруги U_a'' і U_a' .

Анодні характеристики тетрада $I_a = f(U_a)_{U_{C1}, U_{C2}}$ (рис.4) різко відрізняються від тріодних. При $U_a = 0$ і $U_{C2} > 0$ струм $I_a = 0$, а струм $I_{C2} = I_K$. Зі збільшенням анодної напруги приблизно до 15 - 18 В анодний струм швидко росте, а струм екрануючої сітки падає. Ділянка 1 характеристики відповідає струморозподіленню в режимі повернення електронів до екрануючої сітки із проміжку "анод, екрануюча сітка" (при $U_a < U_{C2}$). Анодний струм збільшується за рахунок електронів, які до цього поверталися до екрануючої сітки. На ці електрони поле анода має прямий вплив, і струм I_a з ростом напруги U_a збільшується дуже швидко.

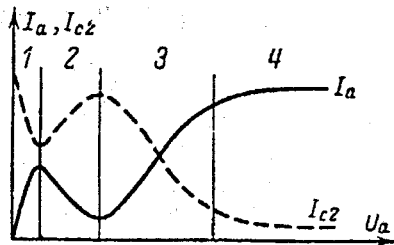


Рисунок 4 - Залежності струму анода I_a і екрануючої сітки I_{c2} від анодної напруги U_a тетрода

Після досягнення анодною напругою величини порядку 15 - 18 В характер залежності струмів I_a і I_{c2} від U_a різко змінюється: анодний струм починає падати, а струм екрануючої сітки зростає. Це явище виникає в результаті утворення вторинної емісії анода. При $U_a \approx 15$ В енергія падаючих на анод електронів стає достатньою для вибивання з його поверхні вторинних електронів, що під дією потенціалу екрануючої сітки ($U_{c2} = U_a$) переходять на неї, збільшуючи струм I_{c2} . Струм I_a при цьому зменшується, тому що напрямок струму вторинних електронів з анода протилежний напрямку основного анодного струму (ділянка 2). Зменшення анодного струму і збільшення струму екрануючої сітки продовжується до тих пір, поки напруга U_a не стає близькою до напруги U_{c2} . Розглянуте явище зменшення анодного струму називається динаatronним ефектом.

При подальшому збільшенні анодної напруги ($U_a > U_{c2}$) струм I_a різко зростає, а струм I_{c2} падає (ділянка 3), тому що анодна напруга, що збільшується, повертає назад на анод велику частину вторинних електронів. Нарешті, настає такий режим, при якому характеристика $I_a - U_a$ має положисту ділянку 4. Ця ділянка характеристик відповідає режиму роботи лампи з прямим перехопленням електронів екрануючою сіткою, а не режиму насичення. При цьому невеликі збільшення анодного струму при значних змінах анодної напруги пояснюються слабким впливом потенціалу анода на просторовий заряд у катода. Ріст струму I_a відбувається в результаті вторинної емісії із екрануючої сітки.

Основним недоліком, що обмежує застосування звичайних тетродів, є наявність спадної ділянки 2 анодної характеристики, що може викликати самозбудження чи схеми перекручування форми сигналів, що підсилюються (ця ділянка характеристики може використовуватись в схемах спеціальних генераторів). Для виключення динаatronного ефекту розроблені спеціальні конструкції тетродів. У них між екрануючою сіткою і анодом створюється область зниженого потенціалу ($U_{мін}$), що перешкоджає переходу вторинних електронів з анода на екрануючу сітку.

3 Пролітний ефект у вакуумних негatronах

Робота багатьох генераторних і підсилювальних приладів НВЧ пов'язана з проходженням електронного потоку через зазор, на який зовні прикладена змінна напруга [4]. Розглянемо випадок, коли в плоский двосітковий зазор надходить електронний потік, сформований звичайною електронною гарматою і немає попередньої модуляції за щільністю (рис.5). Подальшим проходженням електронного потоку цікавитися поки що не будемо. Для простоти на виході зазору можна розташувати колектор, як показано на рис. 5.

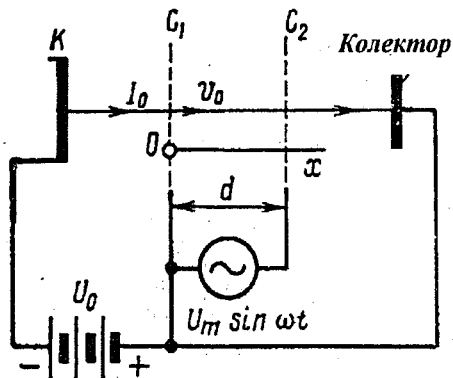


Рисунок 5 - Плоский зазор, що пронизується немодульованим потоком електронів

Позначимо через U_0 і U_m постійну напругу, що прискорює, і амплітуду НВЧ напруги між сітками; обмежимося випадком малих амплітуд $U_m \ll U_0$ (). Сітки зазору C_1 і C_2 будемо вважати ідеальними, тобто цілком прозорими для електронного потоку і непрозорими для електричного поля.

Проліт електронів між сітками характеризує час прольоту τ .

Час прольоту електрона, як і будь-якої іншої матеріальної частки, може бути визначено інтегруванням рівняння його руху [4]

$$m_0 \frac{dv}{dt} = q \{ E + [vB] \} = F, \quad (7)$$

де m_0 - маса спокою електрона, E - напруженість електричного поля, v - швидкість руху електрона, q - заряд електрона, B - індукція магнітного поля, F - сила, що діє на заряд.

Якщо відомі напруженості полів E та H , а також задані початкові умови, то інтегрування рівняння (7) за часом дозволяє обчислити швидкість електрона v у будь-якій точці пролітного простору. Подальший розрахунок часу прольоту може бути зведений до перебування інтеграла, який має вигляд:

$$\tau = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dS}{v},$$

де S_1 і S_2 - координати розглянутих електродів.

Інший метод розрахунку часу прольоту зводиться до повторного інтегрування рівняння (7) і перебуванню рівняння руху електрона у вигляді $S = f(t)$. Підставляючи по черзі в отримане рівняння координати розглянутих електродів S_1 і S_2 , можна знайти час прольоту τ , як різницю відповідних часів t_1 і t_2 :

$$\tau = t_2 - t_1.$$

Для розглянутого випадку вважаємо що, сітки представляють дві нескінченно протяжні площини 1, 2, розташовані на відстані d одна від одної. Напругу U_0 будемо вважати постійною за часом. Зовнішнє магнітне поле будемо вважати рівним нулю. Релятивістських виправлень враховувати не будемо, вважаючи $v \ll c$.

Рівняння руху (7) у даному випадку при відсутності просторового заряду маємо найпростіший вигляд:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \left(-\frac{U_0}{d} \right).$$

При інтегруванні рівняння руху використовуємо таку початкову умову: у площині $x = x_0$ при $t = t_0$ швидкість електрона дорівнює v_0 . Тоді:

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md} (t - t_0), \quad (8)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eU_0}{md} \frac{(t - t_0)^2}{2}. \quad (9)$$

Обчислимо час прольоту електрона за іншим методом, зазначеним вище. Підставимо в (9) координату другого електрода $x = x_0 + d$. Тоді $t - t_0 = \tau$ і рівняння (9) приймає вигляд:

$$\frac{eU_0 \tau^2}{md} + v_0 \tau = d.$$

При $v_0 = 0$ (випадок, близький до звичайного діода з напруженим катодом) одержуємо просте рівняння, що визначає час прольоту в режимі насичення діода:

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (10)$$

Для електроніки НВЧ становить інтерес і інший випадок, коли $U_0 = 0$, але початкова швидкість електронів v_0 відмінна від нуля. Подібна ситуація зустрічається, наприклад у квістрах, де електрони, що надходять у плоский зазор через отвори в першому електроді, рухаються далі за інерцією. Час прольоту через такий зазор дорівнює:

$$\tau = \frac{d}{v_0}. \quad (11)$$

Визначимо час прольоту у випадку, коли між електродами плоского зазору прикладена змінна напруга $u = U_m \sin \omega t$. Відвернемося від хвильових явищ у міжелектродному просторі, тобто від можливого запізнювання поля за фазою. Початкову швидкість електронів v_0 і просторовий заряд для простоти враховувати знову не будемо. Вихідне рівняння руху електронів має вигляд:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t.$$

Після першого інтегрування одержуємо:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eU_m}{\omega md} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t),$$

де через t_0 , як і колись, позначений момент входу електрона в зазор. Друге інтегрування дає:

$$x = x_0 + \frac{eU}{\omega^2 md} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 - \sin \omega t + \sin \omega t_0]. \quad (12)$$

Звідси можна визначити час прольоту з умов $x = x_0 + d$; $\tau = t - t_0$. Якщо не звертати увагу на обчислювальні труднощі, помітимо, що час прольоту має тепер різну величину для електронів, що ввійшли в зазор у

різні моменти часу t_0 . Ця обставина унеможлиблює введення поняття «справжнього» часу прольоту, що характеризувало б розглянутий проміжок при заданій амплітуді змінної напруги під час відсутності прикладеної на ті ж електроди постійної напруги.

Якщо на електроди одночасно прикладені постійна і змінна напруги, тобто $u = U_0 + U_m \sin \omega t$, то в загальному випадку при сумірних величинах U_0 і U_m час прольоту електронів також може розрізнитися в залежності від початкового моменту часу t_0 . Однак при $U_m \ll U_0$ часто можна зневажити малими змінами часу прольоту, обумовленими змінною складовою напруги, і обчислювати «незбурений» час прольоту.

Абсолютна величина часу прольоту сама по собі недостатньо повно характеризує вплив інерції електронів на роботу приладу. Поведінка негатрона в значній мірі залежить від того, чи є час прольоту порівняним з періодом коливання. Тому більш важливим є відношення часу прольоту до періоду коливань T , тобто величина $\frac{\tau}{T}$.

При аналізі пролітних явищ в електронних негатронах прийнято розглядати кут прольоту електронів θ , пропорційний відношенню $\frac{\tau}{T}$ й обумовлений рівнянням:

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T}. \quad (13)$$

Оскільки період T пов'язаний із круговою частотою коливань ω співвідношенням $\omega = 2\pi/T$, рівняння (13) може бути переписане у вигляді:

$$\theta = \omega \tau. \quad (14)$$

Кут прольоту θ за (13) і (14) виражається в радіанах. Його величину можна виражати також у градусах за співвідношенням:

$$\theta = 360^\circ \frac{\tau}{T}. \quad (15)$$

З фізичної точки зору кут прольоту показує зміну фази напруги, прикладеної до розглянутих електродів, за час руху електрона між цими електродами.

Знаючи час прольоту і робочу частоту, неважко обчислити кут прольоту електронів. Так, у випадку плоского зазору, що розглядався вище, при малій змінній напрузі, прикладеній на велику постійну напругу, тобто при $U_m \ll U_0$, незбурений кут прольоту електронів при відсутності просторового заряду відповідно до рівнянь (10) і (14) дорівнює

$$\theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (16)$$

Якщо електрони, що володіють значною початковою швидкістю v_0 , надходять у зазор, на який накладена тільки мала змінна напруга, то незбурений кут прольоту по (11) і (14) описується рівнянням

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (17)$$

Останнє рівняння можна застосовувати лише за умови

$$U_m \ll \frac{mv_0^2}{2e},$$

тобто коли амплітуда змінної напруги набагато менша постійної напруги U_0 , що відповідає швидкості v_0 .

Якщо кут прольоту електронів через зазор прагне до нуля, то енергія, одержана електронним потоком від поля, у середньому дорівнює нулю. Це неважко зрозуміти, з огляду на те, що число електронів, що прискорюються в зазорі протягом одного півперіоду поля, у точності дорівнює числу електронів, що сповільнюються, минаючи зазор за другий півперіод. Однак при кінцевому куті прольоту це положення повинно змінитися, оскільки час перебування в зазорі електронів, що сповільнюються, і електронів, що прискорюються високочастотним полем, виявляється різним.

Розглянемо в загальному випадку баланс енергії, одержуваної електронним потоком від високочастотного електричного поля. З цією метою виведемо рівняння струму, наведеного у зовнішньому колі при русі електронів між сітками зазору.

Рівняння руху електронів у зазорі має вигляд

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t \quad (18)$$

(умовно покладається, що позитивний знак напруги відповідає прискоренню електронів у напрямку осі x).

Інтегруючи перший раз рівняння (18), одержуємо швидкість електронів v у вигляді

$$\frac{dx}{dt} = v = v_0 - \frac{eU}{\omega m d} (\cos \omega t - \cos \omega t_0), \quad (19)$$

де t_0 - момент входу розглянутого електрона в зазор і v_0 - початкова швидкість, рівна в нерелятивістському випадку:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \quad (20)$$

Друге інтегрування рівняння (18) дає:

$$x = v_0(t - t_0) - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0].$$

Час прольоту електронів через зазор τ визначається з умови $x = d$; $\tau = t - t_0$, звідси:

$$d = v_0 \tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin \omega t - \sin(\omega t - \omega \tau) - \omega \tau \cos(\omega t - \omega \tau)]. \quad (21)$$

Під t мається на увазі момент проходження через другу сітку того електрона, що ввійшов у зазор у момент t_0 .

Рівняння (21) є трансцендентним щодо часу прольоту τ . Для рішення цього рівняння можна скористатися умовою малості амплітуди U_m в порівнянні з постійною напругою, що U_0 прискорює. Позначимо через τ_0 і θ відповідно час прольоту електронів під час відсутності перемінної напруги і незбурений кут прольоту електронів через зазор, тобто:

$$\theta = \omega \tau_0 = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (22)$$

Тоді при $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$ можна покласти:

$$\tau = \tau_0 + \delta\tau; \quad \delta\tau \ll \tau_0.$$

Розкладаючи в ряд тригонометричні функції за малим параметром $\omega\delta\tau$ і зневажаючи членами другої і більш високих ступенів, маємо:

$$\sin(\omega t - \omega \tau) \approx \sin(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau \cos(\omega t - \theta),$$

$$\cos(\omega t - \omega \tau) \approx \cos(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau \sin(\omega t - \theta).$$

Підставимо останні вирази в (21). Зневажаючи членом другого порядку малості, що містить величину $(\omega\delta\tau)^2$, і відкидаючи член першого порядку малості, знаходимо:

$$d \approx v_0\tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin\omega t - \sin(\omega t - \theta) - \theta \cos(\omega t - \theta)]. \quad (23)$$

Резервуємо отримане рівняння, що дозволяє визначити час прольоту τ для будь-якого моменту часу t , і використовуємо загальне рівняння наведеного струму. Нехай крізь першу сітку за час dt_0 у зазор падає елементарний шар заряду $dq = I_0 dt_0$, де I_0 - постійна складова конвекційного електронного струму. За теоремою Рамо цей шар заряду при своєму русі наводить струм $di_{\text{навед}}$, рівний:

$$di_{\text{навед}} = I_0 dt_0 \frac{v}{d}$$

Миттєва швидкість електронів v визначається отриманим вище рівнянням (19). Сумарний наведений струм у момент часу t може бути знайдений інтегруванням по всіх зарядах, що знаходяться в цей момент у зазорі:

$$\begin{aligned} i_{\text{навед}} &= \int_{t-\tau}^t \frac{I}{d} \left[v_0 - \frac{eU_m}{\omega md} (\cos\omega t - \cos\omega t_0) \right] dt_0 = \\ &= \frac{I_0}{d} \left\{ v_0\tau - \frac{eU}{\omega^2 md} [\omega\tau \cos\omega\tau - \sin\omega\tau + \sin(\omega\tau - \omega\tau)] \right\}. \end{aligned}$$

Знову використовуючи розкладання функції $\sin(\omega\tau - \omega\tau)$ в ряд, одержуємо (знак наближеної рівності тут і надалі для спрощення опускається):

$$i_{\text{навед}} = \frac{I_0}{d} \left\{ v_0\tau - \frac{eU}{\omega^2 md} [\theta \cos\omega\tau - \sin\omega\tau + \sin(\omega\tau - \theta)] \right\}.$$

Підставимо в останнє рівняння величину $v_0\tau$, обумовлену з (23). Після нескладних перетворень з врахуванням (22) і (20) вираз перемінної складової наведеного струму $i_{\text{навед}}$ приймає вигляд:

$$i_{\text{навед}} = \frac{U_m I_0}{2U_0} \{ F_1(\theta) \sin\omega t + F_2(\theta) \cos\omega t \}, \quad (24)$$

де

$$F_1(\theta) = \frac{2(1 - \cos\theta) - \theta \sin\theta}{\theta^2}, \quad (25)$$

$$F_2(\theta) = \frac{2 \sin\theta - \theta(1 + \cos\theta)}{\theta^2}. \quad (26)$$

З рівняння (24) видно, що змінна складова наведеного струму зазору в загальному випадку не дорівнює нулю і має активну (синфазну з напругою) і реактивну складові. Позначаючи амплітуди активної і реактивної складових струму через I_{m1} і I_{m2} , можна переписати (24) у вигляді:

$$i_{\text{навед.}} = I_{m1} \sin \omega t + I_{m2} \cos \omega t,$$

$$I_{m1} = \frac{U_m I_0}{2U_0} F_1(\theta), \quad (27)$$

$$I_{m2} = \frac{U_m I_0}{2U_0} F_2(\theta). \quad (28)$$

Маючи вирази наведеного струму і знаючи напругу на зазорі, рівну $u = U_m \sin \omega t$, можна обчислити повну вхідну провідність зазору. Активну і реактивну складові повної провідності на затискачах зазору, обумовлених присутністю електронного потоку, прийнято називати відповідно активною електронною провідністю $G_{\text{ел}}$ і реактивною електронною провідністю $B_{\text{ел}}$.

Їхні величини визначаються з умов.

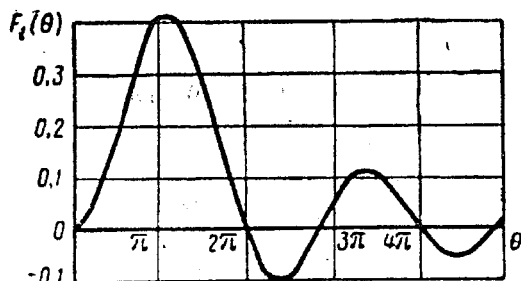
$$G_{\text{ел}} = \frac{I_{m1}}{U_m}; \quad B_{\text{ел}} = \frac{I_{m2}}{U_m}.$$

Використовуючи рівняння (27) і (28), одержуємо:

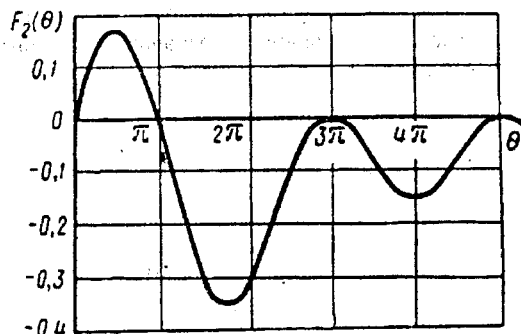
$$G_{\text{ел}} = \frac{I_0}{2U_0} F_1(\theta),$$

$$B_{\text{ел}} = \frac{I_0}{2U_0} F_2(\theta).$$

Графіки функцій $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$, побудовані за (25) і (26), приведені на рис. 6.



а)



б)

Рисунок 6 - Графіки функцій $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$, що визначають активну (а) і реактивну (б) провідності зазору

Найбільший інтерес у даному випадку представляє активна електронна провідність $G_{\text{ест}}$, що характеризує обмін енергією між височастотним полем зазору й електронним потоком. Справді, середня потужність P , що надходить в електронний потік від генератора НВЧ коливань, може бути записана у вигляді:

$$P = \frac{1}{2} U_m^2 G_{\text{ест}}$$

Якщо провідність $G_{\text{ест}}$, що є навантаженням для зовнішнього генератора, позитивна, то $P > 0$ і, отже, електронний потік поглинає енергію НВЧ коливань. Навпроти, при $G_{\text{ест}} < 0$ енергія, що поглинається електронним потоком, стає негативною. З фізичної точки зору цьому відповідає подача енергії від електронного потоку в зовнішнє коло зазору. У цьому режимі плоский зазор, що пронизується немодульованим електронним потоком має негативний опір і може бути використаний у вакуумних R-негатронах.

4 Термоелектричний ефект

Термоелектричний ефект, що веде до появи негативного опору спостерігається в терморезисторах - напівпровідникових двополюсниках, величина опорів яких дуже залежить від температури. Існує два типи терморезисторів: з позитивним температурним коефіцієнтом - термістори, і з негативним температурним коефіцієнтом - позистори.

Залежність $U_T = f(I)$ терморезистора являє собою вольт-амперну характеристику з трьома основними ділянками: OA , AB , BC (рис.7). На початковій ділянці OA характеристика лінійна, тому що при малих струмах потужність, що виділяється в терморезисторі мала і практично не впливає на його температуру. На ділянці AB лінійність характеристики порушується. З ростом струму температура терморезистора підвищується, а його опір, внаслідок збільшення числа збуджених електронів і дірок провідності в напівпровіднику, зменшується. При подальшому збільшенні струму на ділянці BC зменшення опору виявляється настільки значним, що ріст струму веде до падіння напруги на терморезисторі. Наприкінці ділянки BC вольт-амперна характеристика наближається до вертикальної.

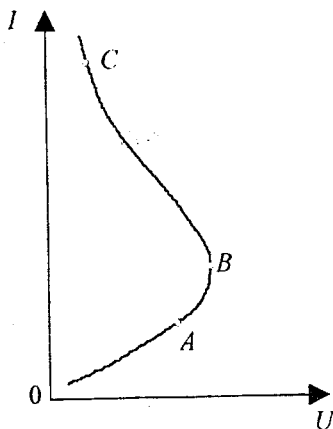


Рисунок 7 - Вольт-амперна характеристика терморезистора

У такий спосіб термістор володіє S-подібною ВАХ з ділянкою негативного опору BC .

Визначимо схему заміщення термістора для малих змінних складових [3]. Припустимо, що до термістора підведена деяка стала напруга U_0 , через нього протікає струм I_0 і в сталому режимі роботи температура його T_0 , а навколишнього середовища Θ . Опір термістора R_{T_0} .

Нехай температура термістора зростає з T_0 до $T_0 + \Delta T$. При цьому опір його змінився з R_{T_0} до $R_{T_0} + \Delta R$, струм - з I_0 до $I_0 + \Delta I$ і напруга - з U_0 до $U_0 + \Delta U$. Складемо два рівняння, що зв'язують збільшення ΔT , ΔI і ΔU .

Перше складемо, використовуючи рівняння балансу потужності:

$$(I_0 + \Delta I)^2 (R_{T_0} + \Delta R) = k(T_0 - \Theta + \Delta T) + C_T \frac{d\Delta T}{dt}. \quad (29)$$

З огляду на малу величину ΔI у порівнянні з I_0 , знайдемо:

$$(I_0 + \Delta I)^2 (R_{T_0} + \Delta R) \approx I_0^2 R_{T_0} + I_0^2 \Delta R + 2I_0 \Delta I R_{T_0}.$$

Виключаючи із рівняння (29) складові, відповідні до режиму, що встановився до одержання збільшень, одержимо:

$$I_0^2 \Delta R + 2U_0 \Delta I = k\Delta T + C_T \frac{d\Delta T}{dt}. \quad (30)$$

Проводячи алгебраїчні операції (30), знайдемо

$$\Delta T(p) = \frac{I_0^2 \Delta R(p) + 2U_0 I(p)}{k + pC_T}. \quad (31)$$

Друге рівняння одержимо, виходячи з закону Ома:

$$I_0 + \Delta I = \frac{U_0 + \Delta U}{R_{T_0} + \Delta R} \cong \frac{U_0}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}}\right) + \frac{\Delta U}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}}\right). \quad (32)$$

Виключаючи з обох частин рівняння однакові доданки $I_0 = U_0/R_{T_0}$, знайдемо:

$$\Delta I = -I_0 \frac{\Delta R}{R_{T_0}} + \frac{\Delta U}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}}\right). \quad (33)$$

Складемо вираз для ΔR , обумовлений малим ($\Delta T/T \ll 1$) збільшенням ΔT :

$$\begin{aligned}
 R_{T+\Delta T} &= R_{T_0} + \Delta R = R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0+\Delta T}} = R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0}\right)} = \\
 &= R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} \frac{B}{T_0}\right)}.
 \end{aligned}$$

Звідси

$$\Delta R = -R_{T_0} \frac{B\Delta T}{T_0^2}. \quad (34)$$

У (32) підставимо $\Delta R/R_{T_0}$ з (34) і знайдемо

$$\frac{\Delta U}{\Delta I} = -\frac{R_{T_0}^*}{1 + \frac{B}{T_0^2} \Delta T} \left(1 - \frac{I_0 B \Delta T}{T_0^2 \Delta I}\right). \quad (35)$$

У (35) замість ΔT підставимо праву частину (31):

$$Z_T(p) = \frac{\Delta U(p)}{\Delta I(p)} = R_{T_0} \frac{a + p\tau}{b + p\tau}. \quad (36)$$

Тут

$$a = 1 - d = 1 - \frac{U_0 I_0 B}{kT_0^2},$$

де

$$d = \frac{U_0 I_0 B}{kT_0^2};$$

$$\tau = \frac{C_T}{k};$$

$$b = 1 + \frac{I_0^2 B R_{T_0}}{kT_0^2} + \frac{2U_0 \Delta I(p) B}{kT_0^2} \approx 1 + \frac{U_0 I_0 B}{kT_0^2} = 1 + d.$$

Оцінимо порядок і знаки коефіцієнтів d , a і b . Для термістора КТМ-11, що знаходиться в повітрі, коли у вихідному стані робоча точка розташована на спадній ділянці ВАХ:

$U_0 = 84 \text{ В}; I_0 = 4,9 \text{ мА}; R_{T_0} = 16,9 \text{ кОм}; T_0 = 437^\circ\text{К}; B = 4350^\circ\text{К};$

$k = 3,12 \text{ мВт/град}; C_T = 0,07488 \text{ В}\cdot\text{А}\cdot\text{з/град}; \tau = C_T/k = 24 \text{ с.}$

$d = 3,1, a = -2,1, b = 4,1.$

Таким чином, $a < 0, b > 0$ і $b > |a|$.

Підставимо $j\omega$ замість p у (36) і виділимо дійсну і уявну частини:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} Z_T(j\omega) &= R_{T_0} \frac{ab + \omega^2 \tau^2}{b^2 + \omega^2 \tau^2} \\ \operatorname{Im} Z_T(j\omega) &= R_{T_0} \frac{(b-a)\omega\tau}{b^2 + \omega^2 \tau^2} \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

При $\omega = 0$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = R_{T_0} \frac{a}{b}$ - величина негативна.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = R_{T_0}$.

При $\omega = \sqrt{|ab|}/\tau$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = 0$.

Залежність $\operatorname{Re} Z_T(j\omega)$ зображена на рис.8, а. Тому що $b - a = 2d > 0$, та при всіх частотах $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) \geq 0$.

При $\omega = 0$ $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) = 0$.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) = 0$

$\operatorname{Im} Z_T(j\omega)$ має максимум при $\omega = b/\tau$ (див. рис. 8, б).

Оскільки при всіх частотах $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) \geq 0$, то при дослідженні стійкості схем з термісторами в схемах заміщення термістор для малих за амплітудою змінних складових може бути замінений схемою (рис. 9) із двома активними опорами R_1 й R_2 і індуктивністю L . $R_1 = R_{T_0} \frac{a}{b}$ знайдено з умови, що $Z_T(j\omega) = R_{T_0} \frac{a}{b}$. При $\omega \rightarrow \infty$ індуктивність L являє собою розрив, а сума $R_1 + R_2 = R_{T_0}$. Звідси

$$R_2 = R_{T_0} \left(1 - \frac{a}{b} \right),$$

$$L = \tau \frac{R_{T_0} (b-a)}{b^2} = \frac{C_T}{k} \frac{R_{T_0} (b-a)}{b^2}.$$

Формула для L отримана при зіставленні $Z(p)$ в схемі рис. 9 з формулою (36).

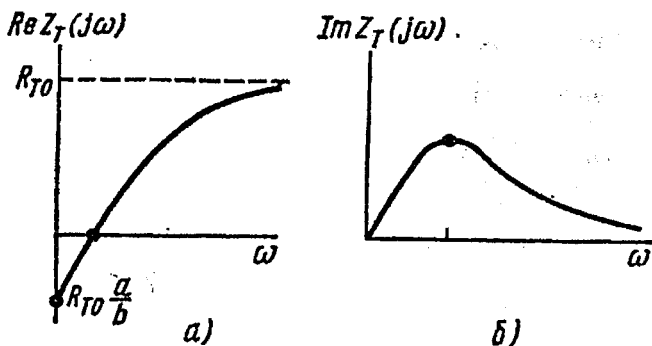


Рисунок 8 - Частотна залежність складових повного опору термістора

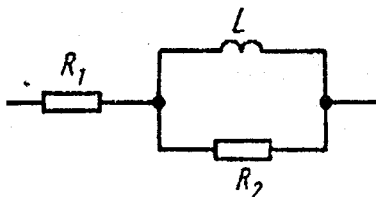


Рисунок 9 - Еквівалентна схема термістора

Позистори виготовляють з титанату барію, легованого домішками рідкоземельних металів. При фазовому переході від тетрагональної структури до кубічної при збільшенні температури опір позистора зростає на кілька порядків. Позистори відомі з 1959 р.

Конструктивно позистори виготовляють у вигляді дисків діаметром 2 - 6 мм і товщиною 1,5 - 2,5 мм на потужність розсіювання приблизно від 0,2 до 2 Вт. Найбільш поширені позистори СТ5-1, СТ6-1 і СТ6-3.

Позитивний температурний коефіцієнт має місце в діапазоні температур 8 - 90°C для СТ5-1 і 10 - 125°C для СТ6-3Б. Кратність зміни опору в області максимального температурного коефіцієнта $10^2 - 10^4$. Стала часу 10 - 20 с.

На рис.10 зображені ВАХ позистора СТ5-1 при різних температурах навколишнього середовища Θ . При 8 - 90°C ВАХ мають N-образну форму, при 127 - 190°C - монотонно зростаючий характер.

Залежність питомої теплоємності позистора c_T (чи c_n) від його температури T при постійній Θ і постійній напрузі на позисторі показана на рис. 11. Пік кривої відповідає фазовому переходу від тетрагональної фази до кубічної.

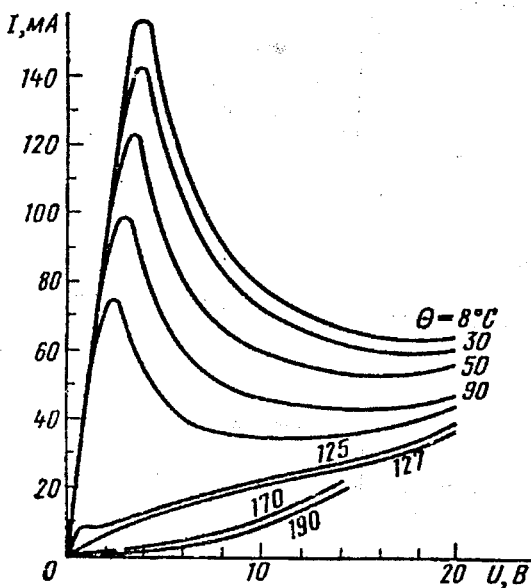


Рисунок 10 - Вольт-амперна характеристика позистора

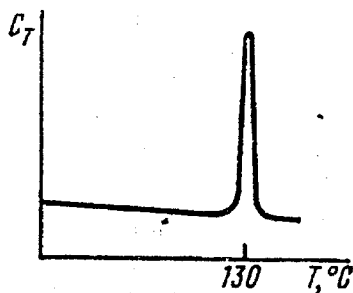


Рисунок 11 - Залежність питомої теплоємності позистора від температури

Опір позистора R_n залежить від температури T тіла позистора, від конструктивного його виконання й умов охолодження, і приблизно може бути описаний показовою функцією.

$$R_n = R_{n0} e^{-B/T} \quad (38)$$

Знайдемо схему заміщення позистора для малих перемінних складових. Покладемо, що при незмінній Θ температура позистора змінилася з T_0 до $T_0 + \Delta T$. Це викликало зміну опору позистора з $R_{п0}$ до $R_{п0} + \Delta R$, струму з I_0 до $I_0 + \Delta I$ і напруги на позисторі з U_0 до $U_0 + \Delta U$. Стосовно малих збільшень напруги ΔU і струму ΔI опір позистора

$\Delta R(p) = Z_{п}(p) = \frac{\Delta U(p)}{\Delta I(p)}$ визначимо з формули, виведеної для термістора, з

врахуванням того, що коефіцієнт B у термістора позитивний, а в позистора, якщо врахувати знак мінус у показнику "е" формули (38), негативний. Відповідно до викладеного:

$$Z_{п}(p) = R_{п0} \frac{1 - d + p\tau}{1 + d + p\tau};$$

$$d = -\frac{U_0 I_0 B}{k I_0^2}; \quad \tau = c_{п}/k,$$
(39)

де $c_{п}$ - питома теплоємність; k - коефіцієнт, що враховує тепловіддачу від тіла позистора в навколишнє середовище.

Перепишемо (39):

$$Z_{п}(p) = R_{п0} \frac{a + p\tau}{b + p\tau}.$$
(40)

Тут

$$a = 1 + m; \quad b = 1 - m; \quad a - b = 2m; \quad m = \frac{U_0 I_0 B}{k I_0^2}.$$

У цих формулах знак мінус перед B в показнику "е" формули (38) уже врахований, тобто мається на увазі модуль $|B|$.

У (40) замість p підставимо $j\omega$ і виділимо дійсну і уявну частини:

$$\operatorname{Re} Z_{п}(j\omega) = R_{п0} \frac{ab + \omega^2 \tau^2}{b^2 + \omega^2 \tau^2}, \quad \operatorname{Im} Z_{п}(j\omega) = R_{п0} \frac{(b-a)\omega\tau}{b^2 + \omega^2 \tau^2}.$$
(41)

Формули (2.41) повторюють формули (2.37) для термістора, тільки на спадній ділянці характеристики термістора $a < 0$, $b > 0$, $b - a > 0$, а в позистора $a > 0$, $b < 0$, $b - a < 0$. Залежність $\operatorname{Re} Z_{п}(j\omega)$ зображена на рис. 12, а, залежність $\operatorname{Im} Z_{п}(j\omega)$ - на рис. 12, б. Оскільки $b - a < 0$, то $\operatorname{Im} Z_{п}(j\omega)$ має ємнісний характер і екстремум при $\omega = |b|/\tau$.

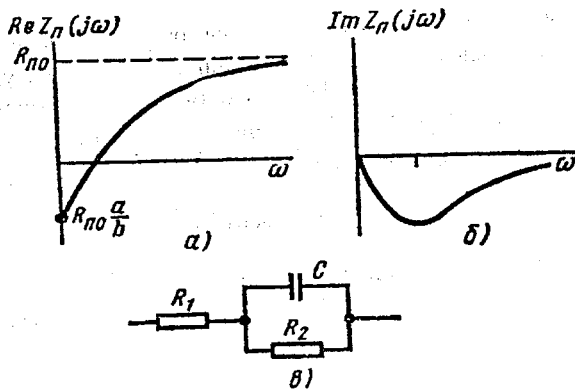


Рисунок 12 - Частотна залежність складових повного опору позистора (а, б) і його еквівалентна схема (в)

У схемі заміщення позистора рис. 12, для малих перемінних складових включена ємність. При $\omega \rightarrow \infty$

$$\operatorname{Re} Z_n(j\omega) = R_{n0},$$

тому

$$R_1 = R_{n0}.$$

При $\omega = 0$

$$R_1 + R_2 = R_{n0} \frac{a}{b},$$

тому

$$R_2 = R_{n0} \left(\frac{a}{b} - 1 \right).$$

Величину ємності знайдемо, зіставивши $Z(p)$ для схеми рис. 12, з $Z(p)$ за формулою (40):

$$C = \frac{\tau}{R_{n0}(a-b)} = \frac{c_n}{kR_{n0}(a-b)}.$$

У схемах з резисторами, як і в схемах з термісторами, завдяки великим сталим часу перехідні процеси протікають уповільнено; у них також можуть виникати релейні ефекти і автоколивання.

5 Тунельний ефект

У 1958 р. професором Токійського університету Лео Есакі при дослідженні дуже вузьких сплавних переходів, виготовлених на високолегованому електронному германії, була отримана вольт-амперна характеристика переходу N-типу. Прилади які використовують такі р-п-переходи одержали назву тунельних діодів. Своєю назвою ці прилади зобов'язані тому, що механізм подолання носіями р-п-переходу в цьому приладі заснований на тунельному ефекті.

Для розгляду умов, що приводять до появи тунельного ефекту в р-п-переході, зіставимо процеси, що протікають у р-п-переході зі звичайною діодною характеристикою, із процесами, що протікають у тунельному діоді [5].

На рис.13 приведена діаграма розподілу електронів по енергіях для напівпровідникового матеріалу з різними ступенями легування домішками, що обумовлюють провідність п- і р-типу. При відносно слабкому легуванні (приблизно до 10^{17} атом/см³) рівень Фермі лежить у забороненій зоні (рис.13,а). При збільшенні концентрації легуючої домішки рівень Фермі наближається до нижньої границі зони провідності в напівпровіднику п-типу і верхньої границі валентної зони в напівпровіднику р-типу. У граничному випадку рівень Фермі може знаходитися в одній з дозволених зон (рис.13,б); такий напівпровідник називається виродженим. Перехід рівня Фермі з забороненої зони в дозволену в різних напівпровідникових матеріалах відбувається при різному ступні легування і залежить від виду легуючої домішки.

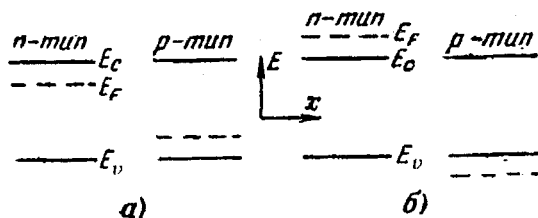


Рисунок 13 - Розташування енергетичних зон і рівня Фермі в напівпровіднику в залежності від ступеня легування. а - неvirоджений напівпровідник; б - вироджений напівпровідник; E_F - положення рівня Фермі; E_V - нижня границя зони провідності; E_C - верхня границя валентної зони

Знаючи закон розподілу електронів за енергіями у залежності від їхньої концентрації, можна знайти умови, що приводять до виродження електронного газу. Як відомо [6], розподіл електронів за енергіями в інтервалі dE описується виразом:

$$dn = A \frac{E^{1,2}}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} dE, \quad (42)$$

де dn - кількість електронів з енергіями від E до dE ($1/\text{см}^3$);

$\mu = \left(\frac{\partial F}{\partial n_0}\right)$ - величина, що зв'язує вільну енергію електронів E з їхньою

загальною кількістю n_0 для даного енергетичного стану, що характеризується середньою швидкістю електронів v і температурою електронного газу T ; T - абсолютна температура; k - стала Больцмана

($1,381 \cdot 10^{-16}$ ерг/град); $A = 4T_{\pi} \frac{(2m^*)^{3/2}}{h^3}$ - стала для даного матеріалу; m^*

- ефективна маса електрона, що характеризує взаємозв'язок електрона в ґратах із зовнішньою силою при русі в періодичному полі кристала; h - стала Планка ($6,624 \times 10^{-27}$ ерг/сек).

З виразу (42) випливає, що в залежності від співвідношення величин $(E - \mu)$ і do/T , електрони розподіляються за енергіями по різному. Так, якщо $\exp[(E - \mu)/kT] \gg 1$, то система класична, тобто підкоряється закону розподілу Максвела:

$$f(E) = A_1 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right),$$

що справедливо для газів. При $\exp[(E - \mu)/kT] \ll 1$ система вироджена, тобто підкоряється квантовій статистиці Фермі:

$$f(E) = A_2 \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1}$$

Таким чином, критерієм виродження служить рівність $E = \mu$, яка показує, що при концентраціях електронів вищевизначених значень (наприклад, для германія при кімнатній температурі вище $\sim 10^{18}$ атом/см³) їхній розподіл за енергіями підкоряється квантовій статистиці Фермі.

У напівпровіднику при утворенні електронно-діркового переходу на границі розглянутих областей протилежних типів провідності протікають процеси, що приводять до перерозподілу електронів за енергіями. При цьому рух електронів характеризується деякою середньою енергією, обумовленою рівнем Фермі. Нижче цього рівня дозволені енергетичні рівні зайняті, а вище - вільні. При відсутності зовнішнього поля ця енергія однакова для обох областей провідності, у результаті чого відбувається скривлення всіх інших енергетичних рівнів на границі розглянутих

областей (рис.14). У силу цього в р-п-переході невідродженого напівпровідника (рис. 14, а) нижня границя зони провідності матеріалу п-типу зміщена стосовно нижньої границі зони провідності матеріалу р-типу і для переходу електрона на вільний енергетичний рівень йому треба надати додаткову енергію. Додаткова енергія, необхідна для переходу електрона в область протилежного типу провідності, повинна бути не нижче величини, обумовленої висотою потенційного бар'єра, тобто різниці енергій дозволених рівнів в обох областях напівпровідника. У звичайному р-п-переході струм обумовлений лише дифузією неосновних носіїв, що переборили потенційний бар'єр; такий струм називають дифузійним.

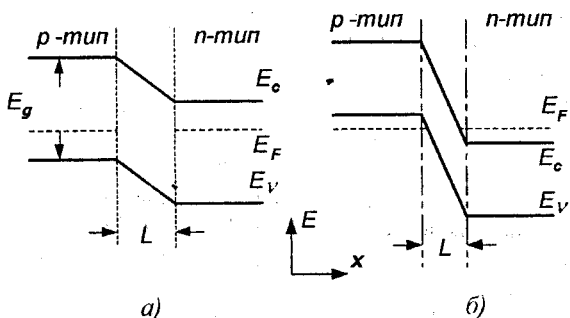


Рисунок 14 - Енергетична діаграма електронно-діркового переходу: а) невідроджений напівпровідник, б) вроджений напівпровідник

При утворенні р-п-переходу у вродженому напівпровіднику (рис.14,б) скривлення зон відбувається настільки сильно, що нижня границя зони провідності матеріалу п-типу стає нижче верхньої границі валентної зони матеріалу р-типу. У цьому випадку створюються умови, при яких імовірність перебування деяких електронів в обох зонах буде однакою. Оскільки рівень Фермі знаходиться усередині дозволених зон, то при незначному зсуві границь цих зон (під впливом зовнішнього поля) електрони зможуть переходити на вільні рівні в матеріал протилежного типу провідності.

Щоб електрон пройшов крізь потенційний бар'єр, йому досить буде надати енергію, меншу, ніж висота потенційного бар'єра. Такий процес називають тунельним ефектом, а проходження електронів з однієї зони провідності в іншу - тунелюванням. При відсутності зовнішнього поля частота переходу електронів направо, наліво та в зворотному напрямку однакова, і загальний струм дорівнює нулю.

З деяким наближенням імовірність тунельного переходу електронів в одиницю часу крізь потенційний бар'єр W описується рівнянням:

$$W = AN\epsilon e^{-B\epsilon}, \quad (43)$$

де N - число валентних електронів; $A = aq/2\pi h'$ - величина стала для даного матеріалу; a - стала грати; q - заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ К); $h' = h/2\pi$ - стала Планка; $\epsilon = U_k/L$ - напруженість електричного поля в переході з контактною різницею потенціалів U_k і шириною L ; $V = \frac{\pi(2m^*E_q^3)^{1/2}}{2qh}$ -

величина, що залежить від властивостей напівпровідника; m^* - ефективна маса електрона; E_q - ширина забороненої зони.

З виразу (43) видно, що з ростом ϵ питома імовірність W/N зростає і за інших рівних умов вона менша для того напівпровідника, у якого добуток m^*E_q менший. Залежність питомої імовірності тунельного ефекту від напруженості поля для різних напівпровідникових матеріалів приведена на рис.15. Найчастіше змінюється імовірність тунельного ефекту в інтервалі напруженостей від 10^5 до 10^6 В/см. Така напруженість поля має місце в реальних р-п- переходах тунельних діодів. Це характеризується великою крутизною вольт-амперної характеристики цих діодів при малих напругах зсуву.

Слід зазначити, що розрізняють прямі і непрямі переходи електронів, що беруть участь у тунелюванні. Під прямим розуміють такий тунельний перехід, який протікає без зміни енергії електрона в процесі проходження з однієї дозволеної зони в іншу (див. рис.14,б). Під непрямым розуміють такий тунельний перехід, що проходить через додатковий енергетичний рівень. Щоб електрон міг потрапити на цей рівень, необхідно надати йому деяку енергію, яку він віддає при переході з цього рівня в дозволену зону. Оскільки після переходу електрон потрапляє на той самий енергетичний рівень на якому він був до переходу (у цьому суть тунелювання), його енергія в результаті проходження з однієї дозволеної зони в іншу не змінюється.

Для обох типів переходів справедливий вираз (43). Однак точні формули, що визначають W , для прямих і непрямих переходів відрізняються коефіцієнтами. Внесок у тунельний струм, обумовлений прямими чи непрямыми переходами, визначається електронною структурою напівпровідника.

Якщо до р-р- переходу прикласти деяку різницю потенціалів, то рівні Фермі в матеріалах п- і р-типу змістяться щодо первісного положення, тому що середня енергія електронів у цих матеріалах зміниться неоднаково. В результаті цього й енергетичні зони змістяться щодо первісного положення. Зсув зон і рівнів Фермі приведе до збільшення імовірності переходу електронів в одну з зон, і в зовнішньому колі потече струм. Такий струм називається тунельним. Він тим більший, чим більша імовірність W , що за (43) за інших рівних умов росте з концентрацією валентних електронів N і зменшенням ширини переходу L .

Звичайно ширина тунельного р-п- переходу на кілька порядків менша, ніж звичайного переходу, і складає 100—200 Å.

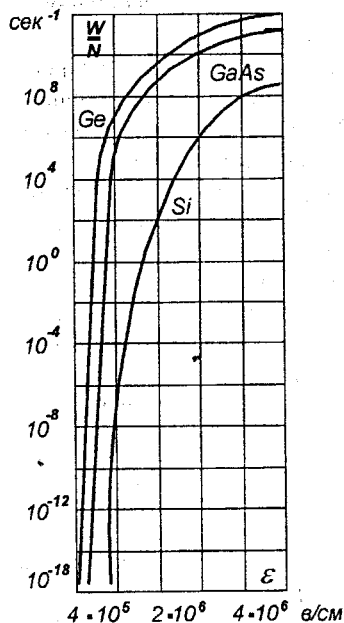


Рисунок 15 - Питома імовірність тунельного переходу електронів у залежності від напруженості поля в р-п- переході

На рис. 16 показані різні ділянки вольт-амперної характеристики тунельного діода і відповідні їм зсуви енергетичних зон. У вихідному стані (рис. 16, а) зсув відсутній. З подачею позитивного зсуву (рис. 16, б) з'являється тунельний струм. Струм досягає максимуму, коли відбувається збіг зон (рис. 16, в); потім у міру розбіжності зон (рис. 16, г) спадає. При подальшому збільшенні напруги зсуву зони розходяться настільки, що тунелювання стає неможливим (рис. 16, д), тому що нижня границя зони провідності виявляється вище верхньої границі валентної зони. Потім з ростом напруги зсуву (рис. 16, е) і зменшенням потенційного бар'єра на р-п-переході починається інжекція електронів і дірок. Через р-п- перехід потече дифузійний струм, як у звичайних (невироджених) р-п-переходах. При подачі зворотної напруги (рис. 16, ж) зони зміщуються так, що число вільних рівнів зростає; завдяки цьому росте тунельний струм і вольт-амперна характеристика має велику крутизну поблизу нуля. Стрілками показаний напрямки руху електронів. Заповнені рівні заштриховані.

Приведений опис дозволяє сформулювати основні особливості і відмінності тунельних р-п-переходів від звичайних у такий спосіб [5]:

1. Тунельний р-п- перехід, що має різкі границі і малу ширину, утвориться у виродженому напівпровіднику, а звичайний — у не-виродженому.

2. Рівень Фермі у виродженому напівпровіднику знаходиться в одній з дозволених енергетичних зон (чи на границі), і розподіл електронів за енергіями підкоряється статистиці Фермі, а в не-виродженому напівпровіднику рівень Фермі знаходиться в забороненій зоні і розподіл електронів підкоряється статистиці Максвела.

3. Тунельний струм є результатом проходження основних носіїв через потенційний бар'єр, а звичайний струм — результатом дифузії неосновних носіїв через потенційний бар'єр.

4. Пряма галузь вольт-амперної характеристики тунельного р-п-переходу має ділянку ОП, на зворотній гілці характеристики тунельний струм безупинно росте зі збільшенням напруги, у той час як у звичайних переходів спостерігається струм насичення, що не змінюється, аж до передпробійного стану.

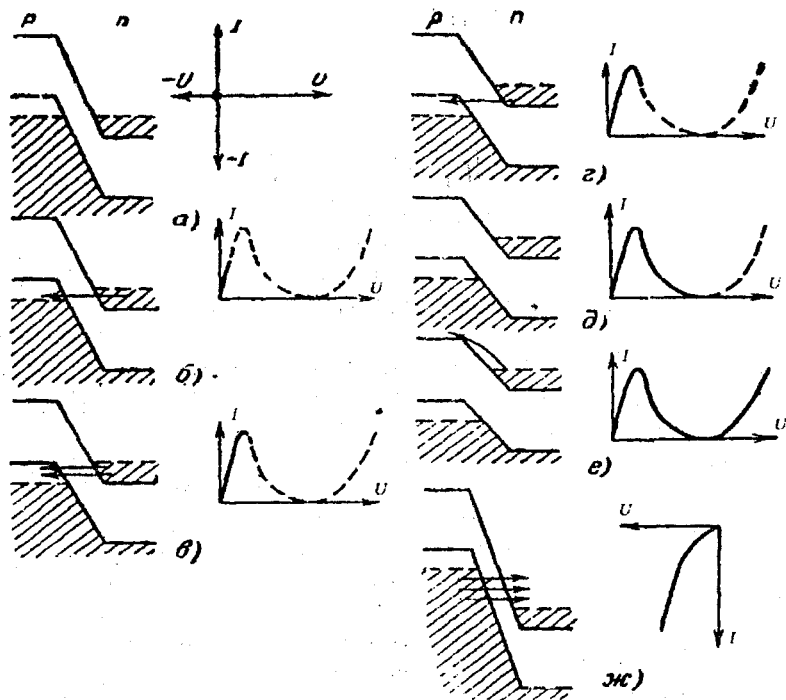


Рисунок 16 - Розташування енергетичних зон і вигляд вольт-амперної характеристики тунельного діода при різних напругах зсуву (ідеалізована схема)

6 Лавинний ефект

Ефект лавинного множення носіїв струму знайшов застосування як у двоелектродних (динистор, лавинно-пролітний діод), так і багатоелектродних (тиристор, лавинний транзистор) негатронах [7].

При збільшенні зворотної напруги, прикладеної до р-п- переходу, спостерігається зростання зворотного струму. Якщо ця напруга досягає деякого критичного рівня, зростання струму відбувається дуже різко і вольт-амперна характеристика (ВАХ) р-п переходу набуває характерний різкий злам. Це явище зазвичай обумовлене електричним пробоем р-п- переходу, що може мати лавинний або польовий характер. Лавинні транзистори працюють у передпробійній області ВАХ одного з переходів, найчастіше колекторного.

Лавинний пробій переходу обумовлений ударною іонізацією носіїв у переході. Електрони і дірки, дрейфуючи в електричному полі р-п- переходу, збільшують свої швидкості і набувають енергії достатньої для здійснення процесу іонізації при зіткненні з атомами напівпровідника. При цьому утворюються вторинні електронно-діркові пари, росте концентрація носіїв у р-п- переході і струм, що протікає через нього, збільшується. За певних умов процес іонізації набуває лавинного характеру і настає лавинний пробій.

Основною характеристикою лавинного пробію є коефіцієнт іонізації, що показує скільки електронно-діркових пар утвориться під час руху первинного носія на відрідку шляху в 1 см у напрямку поля. Оскільки первинними носіями, що стимулюють ударну іонізацію, можуть бути електрони або дірки, то розрізняють два коефіцієнти іонізації: електронів α і дірок β .

Для спрощення аналізу введемо такі припущення [8]: 1) перехід є плоскостороннім і при заданій напрузі на ньому $U = \text{const}$ характеризується заданою шириною $W = \text{const}$; 2) взаємодія зарядів у переході несуттєва; 3) рекомбінацією електронів і дірок, через малий час перебування їх у збідненому шарі, можна знехтувати. Крім того, врахуємо, що коефіцієнти іонізації α і β є функціями напруженості електричного поля E в збідненому шарі, а напруженість електричного поля E - функцією координати x . Будемо за $x = 0$ приймати координату границі збідненого шару з областю переходу n-типу, а за $x = W$ - координату границі з областю р-типу.

Розглянемо процес ударної іонізації в переході при зворотній полярності напруги U на ньому (позитивний полюс зовнішньої напруги прикладений до області n, а негативний - області p). Нехай з боку границі $x = 0$ у перехід вводиться деяке число первинних дірок p_0 . Дрейфуючи в переході в напрямку до границі $x = W$, первинні дірки стимулюють ударну іонізацію і на своєму шляху породжують вторинні дірки й електрони. Тому в напрямку дрейфу дірок загальна кількість їх зростає, при цьому збільшується гу-

стина діркової складової $J_p(x)$ загального струму, що протікає через перехід.

Припустимо, що з боку іншої границі $x = W$ у перехід вводиться деяке число первинних електронів n_0 . Ці електрони на своєму шляху до границі $x = 0$ також стимулюють ударну іонізацію. Число вторинних електронів зростає в напрямку їхнього дрейфу, протилежному руху дірок. Отже, у напрямку поля (від границі $x = 0$ до $x = W$) загальне число електронів зменшується і зменшується густина електронної складової $J_n(x)$ загального струму.

Загальна кількість носіїв одного знаку, наприклад дірок, дорівнює сумі первинних і вторинних носіїв, що утворюються при іонізації атомів напівпровідника як електронами, так і дірками. Збільшення густини діркового струму на деякому нескінченно малому відрізку шляху dx за рахунок іонізації дірками дорівнює $\beta(x)J_p(x)dx$, де $\beta(x)$ - значення β на зазначеному відрізку шляху (в результаті залежності E від x величину β можна також визначити як функцію від відстані x). Збільшення густини діркового струму за рахунок іонізації електронами дорівнює $\alpha(x)J_n(x)dx$, де для $\alpha(x)$ справедлива вказівка, зроблена у відношенні $\beta(x)$.

Електрони і дірки можуть не тільки вводитися в р-п- перехід ззовні, але й генеруватися в збідненому шарі. Це створює генераційні складові густини діркового й електронного струмів, що дорівнюють $qGdx$, де G - швидкість генерації електронно-діркових пар в одиниці об'єму переходу.

Збільшення густини діркового й електронного струмів на відрізку шляху dx відповідно дорівнює:

$$J_p(x+dx) - J_p(x) = \alpha(x)J_n(x)dx + \beta(x)J_p(x)dx + qGdx,$$

$$J_n(x+dx) - J_n(x) = -\alpha(x)J_n(x)dx - \beta(x)J_p(x)dx - qGdx. \quad (44)$$

Знак мінус у правій частині рівняння (44) показує, що в напрямку поля густина електронної складової струму зменшується.

З цих рівнянь:

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} = \alpha(x)J_n(x) + \beta(x)J_p(x) + qG, \quad (45)$$

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = -\alpha(x)J_n(x) - \beta(x)J_p(x) - qG. \quad (46)$$

Після додавання:

$$\frac{dJ(x)}{dx} = \frac{dJ_p(x)}{dx} + \frac{dJ_n(x)}{dx} = 0,$$

звідки видно, що густина загального струму, що протікає через перехід, не залежить від координати x , тобто:

$$J(x) = J_p(x) + J_n(x) = \text{const} \quad (47)$$

і рівняння (47) відображає закон безперервності загального струму для p - n - переходу при ударній іонізації носіїв. З рівнянь (45) і (46) можна отримати

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} + [\alpha(x) - \beta(x)]J_p(x) = \alpha(x)J + qG, \quad (48)$$

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} + [\alpha(x) - \beta(x)]J_n(x) = -\beta(x)J - qG. \quad (49)$$

Інтегруючи рівняння (48), (49) у межах від $x = 0$ до $x = W$, можна знайти складову густини загального струму J , якщо відомі залежності $\alpha(x)$ і $\beta(x)$. Однак інтегрування пов'язане з великими складнощами. Тому розглянемо окремі випадки, коли іонізація відбувається під впливом носіїв одного знаку. Ці випадки зручно відносити до різко несиметричних переходів, наприклад, до переходів сплавних транзисторів.

Розглянемо p^+ - n - перехід, вважаючи, що іонізація викликається дірками. Через різку залежність α і β від E область переходу, у якій спостерігається множення, розташовується поблизу металургійної границі переходу і може вважатися нескінченно тонкою. Тоді густина діркового струму J_p в іншій області переходу буде сталою і відповідно до (45) дорівнює:

$$J_p = J_p \int_0^W \beta(x) dx + \int_0^W qG dx + J_{p0},$$

де стала інтегрування J_{p0} - густина струму первинних дірок, що ініціюють множення. Останній вираз зручно записати у вигляді:

$$J_p = \left(J_{p0} + \int_0^W qG dx \right) / \left(1 - \int_0^W \beta(x) dx \right) = M_p J_0,$$

де J_0 - густина зворотного струму з врахуванням його генераційної складової, а

$$M_p = J_p/J_0 = \left[1 - \int_0^{W_p} \beta(x) dx \right]^{-1}$$

- коефіцієнт лавинного множення дірок, який дорівнює відношенню густини загального струму J_p при наявності іонізації до густини діркової складової зворотного струму при відсутності іонізації.

Аналогічно для p - n^+ переходу вважаючи, що іонізація обумовлена електронами, з (46) знаходимо

$$M_n = J_n/J_0 = \left[1 - \int_0^{W_n} \alpha(x) dx \right]^{-1}$$

Інтегрування (48), (49) спрощується, якщо знехтувати генераційною складовою зворотного струму, тобто вважати $G = 0$. Тоді рівняння (48) і (49) зводяться до такого рівнянням безперервності:

$$-\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = \alpha(E)J_n + \beta(E)J_p, \quad (50)$$

де $J_n = qnv_n$, $J_p = qpv_p$ - густини електронного і діркового струмів, n , p - концентрації електронів і дірок, v_n , v_p - швидкості руху електронів і дірок.

У [9] рішення (50) в межах забороненого шару - $-W_n < x < W_p$ зворотно зміщеного переходу при граничних умовах $x = -W_n$, $J_p = J_{ps}$, $J_n = J - J_{ns}$; $x = W_p$, $J_p = J - J_{ps}$, $J_n = J_{ns}$, де J_{ns} , J_{ps} - густини електронного і діркового струмів насичення.

Цей розв'язок дає наступні еквівалентні значення для коефіцієнта лавинного множення $M = J/J_s$, що дорівнює відношенню сумарної густини струму $J = (J_p + J_n) = \text{const}$ до повного струму насичення $J_s = (J_{ns} + J_{ps})$:

$$M^{-1} = M_n^{-1} + M_p^{-1} = \frac{1 - \int_{-W_n}^{W_p} \beta \left[\exp \int_{-W_n}^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx}{\frac{J_{ps}}{J_s} + \frac{J_{ns}}{J_s} \exp \int_{-W_n}^{W_p} (\alpha - \beta) dx}$$

$$1 - \int_{-W_n}^{W_p} \alpha \left[\exp \int_x^{W_p} (\beta - \alpha) dx' \right] dx = \frac{J_{ns}}{J_s} + \frac{J_{ps}}{J_s} \exp \int_{-W_n}^{W_p} (\beta - \alpha) dx$$

Умова пробою $M \rightarrow \infty$ має вигляд:

$$\begin{aligned} & \int_{-W_n}^{W_p} \beta \left[\exp \int_{-W_n}^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx = \\ & = \int_{-W_n}^{W_p} \alpha \left[\exp \int_x^{W_p} (\beta - \alpha) dx' \right] dx \rightarrow 1. \end{aligned}$$

При $\alpha(x) = \beta(x) = \alpha_i(x)$ або при іонізації носіями одного знаку з приведених виразів для M отримуємо:

$$\begin{aligned} M = M_p = M_n &= \left[1 - \int_{-W_n}^{W_p} \alpha_i(x) dx \right]^{-1} = \\ &= \left[1 - \int_0^W \alpha_i(x) dx \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (51)$$

а для умови пробою ($M = \infty$)

$$\int_{-W_n}^{W_p} \alpha_i(x) dx = \int_0^W \alpha_i(x) dx = 1. \quad (52)$$

Рівняння (52) показує, що лавинний пробій настає, якщо кожний носій, перш ніж піти зі збідненого шару, зробить у середньому хоча б один акт іонізації. За допомогою цього рівняння можна обчислити напругу U_M лавинного пробою переходу при відомій $\alpha_i(x)$ чи залежності при відомих залежностях $\alpha_i(E)$ і $E(x)$. Останню залежність можна знайти для двох розповсюджених типів переходів: різко несиметричного і плавного.

Для залежності $E(x)$ різко несиметричного переходу (рис. 17) справедливі вирази:

$$E = E_m(1 + x/W), \quad (53)$$

$$E_m = 2U/W, \quad (54)$$

$$W = W_1 U^{1/2}, \quad (55)$$

де E_m - максимальне значення E на межі $x = 0$, W_1 - характеристична ширина переходу, що показує, наскільки змінюється ширина переходу W при зміні напруги на ньому на 1 В.

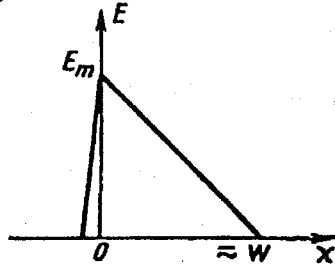


Рисунок 17 - Залежність $E(x)$ для різкого несиметричного переходу

Напруга на переході дорівнює алгебраїчній сумі зовнішньої напруги і контактної різниці потенціалів ϕ_k . Останньою надалі нехтуємо, тому що в розглянутій передпробійній області $U \approx U_M \gg \phi_k$. Характеристична ширина переходу W_1 визначається концентрацією домішок N . Згідно [10]

$$W_1 = \begin{cases} 3,63 \cdot 10^3 / N^{1/2} & \text{для германію} \\ 4,25 \cdot 10^3 / N^{1/2} & \text{для кремнію} \end{cases} \quad (56)$$

Замінімо, скориставшись (53), змінну x перед змінною E . Тоді з (51) і (55)

$$\frac{2}{W_1^2} \left(1 - \frac{1}{M}\right) = \int_0^{E_m} A_i(E, E_m) dE, \quad (57)$$

де $A_i(E, E_m) = \alpha_i \{W[(E/E_m) - 1]\}$.

Диференціюючи обидві частини (57) по E_m , знаходимо:

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2}{W_1^2} \frac{d(1 - M^{-1})}{dE_m} - \frac{4}{W_1^3} (1 - M^{-1}) \frac{dW_1}{dE_m}. \quad (58)$$

Рівняння (58) дозволяє знайти залежність $\alpha_i(E_m)$ двома методами. При першому досліджується перехід, що характеризується значенням $W_1 = \text{const}$ відповідно до (56). Тоді з (58)

$$\alpha_i(E_m) = 2d(1 - M^{-1}) / W_1^2 dE_m$$

Експериментально залежність M від E_m можна отримати за допомогою співвідношень (50) і (53) - (55) і ВАХ переходу. За відомою залежністю M від E_m визначається $\alpha_i(E_m)$.

При іншому методі обчислень $\alpha_i(E_m)$ досліджується ряд переходів з різними напругами лавинного пробую і різним ступенем легування високоомної області. У цьому випадку $W_1 = \text{var}$. Якщо обчислювати E_m , вимірюючи напруги лавинного пробую U_M кожного переходу, що відповідає $M = \infty$, то з (58)

$$\alpha_i(E_m) = -4dW_1 / W_1^3 dE_m$$

Аналогічно можна знайти залежність $\alpha_i(E_m)$ для лінійного переходу з градієнтом домішок A . Розподіл напруженості поля в лінійному переході показаний на рис. 18. При досягненні координати $x = 0$ металургійної межі переходу, що відповідає максимальній напруженості поля, можна використувати для $E(x)$ вираз:

$$E = E_m \left[1 - (x/W)^2 \right], \quad (59)$$

$$E_m = 1,5U/W, \quad (60)$$

$$W = W_1 U^{1/3} = \left(\frac{2}{3} W_1^3 E_m \right)^{1/3}, \quad (61)$$

$$W_1 = (1,5\epsilon\epsilon_0/qA)^{1/3},$$

де ϵ_0 - діелектрична проникність вакууму, ϵ - відносна діелектрична проникність напівпровідника.

Замінивши, як це робилося при аналізі різкого переходу, змінну x на E , з (51) і (59) - (61) отримуємо:

$$\alpha_i(E_m) = \frac{1}{\pi} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{(1 - M^{-1})}{(E_m - E)^{1/2}} \cdot 2 \cdot \left(\frac{1,5}{W_1^3} \right)^{1/2} dE$$

Для лінійного переходу також відомі два методи залежності $\alpha_i(E_m)$. Визначивши залежність M від E_m або U при $W_1 = \text{const}$ на одному переході, знайдемо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2 \cdot (1,5)^{1/2}}{\pi W_1^{3/2}} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{(1 - M^{-1})}{(E_m - E)^{1/2}} dE,$$

чи, досліджуючи кілька переходів з різними U_M й W_1 і оцінюючи E_m при $U = U_M$ і $M = \infty$, отримуємо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2 \cdot (1,5)^{1/2}}{\pi} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{dE}{W_1^{3/2} (E_m - E)^{1/2}}.$$

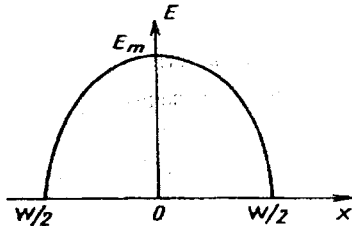


Рисунок 18 - Залежність $E(x)$ для плавного переходу

Обчислення залежності $\alpha_i(E_m)$ розглянутими методами дають практично однакові результати. При цьому виявляється, що залежність $\alpha_i(E_m)$ добре апроксимується експонентною функцією [10]

$$\alpha_i(E) = c \exp(-b/E), \quad (62)$$

де $c = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, $b = 1,4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для германія і $c = 0,9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b = 1,8 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для кремнію.

Тепер підставивши (62) в умову лавинного пробію (52), можна після інтегрування отримати вирази, з яких знаходяться напруги лавинного пробію U_M для різкого і плавного переходів відповідно:

$$N = \epsilon \epsilon_0 b^2 / 2q U_M \ln^2(2c U_M / b),$$

$$U_M = (d_1 b)^{3/2} / \ln^{3/2} \left[(3\pi c^2 d_1 / qA)^{3/4} U_M \right], \quad (63)$$

де $d_1 = 12\epsilon\epsilon_0/qA$.

Апроксимація отриманих залежностей для різкого переходу дозволяє отримати прості залежності, що визначають напругу лавинного пробію $U_M(B)$ з питомим опором слабологваної області переходу ρ (Ом·см).

Таблиця 1

Матеріал	Германій		Кремній	
	n ⁺ -р	p ⁺ -n	n ⁺ -р	p ⁺ -n
Значення U_M	$52\rho_p^{0,64}$	$83,4\rho_n^{0,61}$	$23\rho_p^{0,75}$	$86\rho_n^{0,64}$

Напруга лавинного пробою переходів з експонентним розподілом домішок може бути також знайдена за другою формулою (2.63), якщо прийняти, що A - градієнт концентрації домішок в площині інверсії заряду. Згідно з [10] це дає похибку порядку 10% навіть у тому випадку, коли концентрація домішки на межі збідненого шару зі слабологованою областю напівпровідника через відхилення експонентної залежності розподілу домішки від лінійної, відрізняється від відповідної концентрації домішок в лінійному переході більш ніж у 10 разів.

Цей результат характеризується різкою залежністю $\alpha_i(E_m)$ від поля (62). Тому для розрахунку U_M важливо знати розподіл домішок в порівняно вузькій області переходу, де напруженість поля близька до максимального і де в основному спостерігається ударна іонізація. У цій області експонентний розподіл домішки з досить високою точністю апроксимується лінійним.

На практиці зручно використовувати залежність M від U , вперше емпірично отриману в [11]

$$M = \left[1 - (U/U_M)^n \right]^{-1}, \quad (64)$$

де $n \cong 6$ для германієвих n⁺-р- переходів, $n \cong 3$ для германієвих p⁺-n- переходів, $n \approx 3,5$ для кремнієвих p⁺-n- переходів і $n \approx 2$ для кремнієвих n⁺-р- переходів (рис.19).

З цього випливає, що аналіз залежностей коефіцієнтів іонізації від напруженості поля в переході є складною фізичною задачею, розв'язання якої можливий лише в рамках різних припущень. Тим часом шуканий результат цього аналізу - величина пробивних напруг U_M - можна визначити експериментально. Для цього досить зняти ВАХ переходу й обчислити напругу, при якому зворотний струм різко зростає. Тому при аналізі лавинних транзисторів зручно використовувати формулу (64), визначаючи U_M експериментально.

За допомогою формули (64) можна уточнити рівняння ВАХ ідеально го p-n- переходу, записавши його у вигляді:

$$I = MI_0(e^{U \cdot \Phi_T} - 1) = [1 - (U/U_M)^n]^{-1} I_0(e^{U \cdot \Phi_T} - 1), \quad (65)$$

де Φ_T - тепловий потенціал, $I_0 = SJ_0$ - зворотний струм переходу без врахування лавинного множення носіїв у переході, S - площа переходу. У $U > 0$ для прямої полярності включення прикладеної напруги і $U < 0$ для зворотної полярності (рис. 20, а). Оскільки напруга лавинного пробію U_M характеризує зворотну гілку ВАХ, то $U_M < 0$.

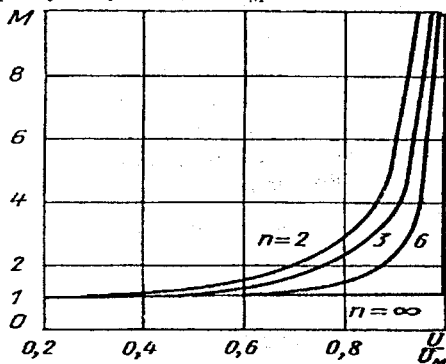


Рисунок 19 - Залежність коефіцієнта лавинного множення M від напруги

Із зіставлення ВАХ переходу, описаного формулою (65) (рис. 20, а), і осцилограми зворотної гілки реальної ВАХ (рис. 20, б) видно, що в області пробію в експериментальних характеристиках спостерігається помітно більший диференційний опір, ніж очікуваний з (65). Такий результат не можна пояснити тільки об'ємним опором областей р- і n- переходу, тому що цей опір набагато менший диференційного на ділянці пробію.

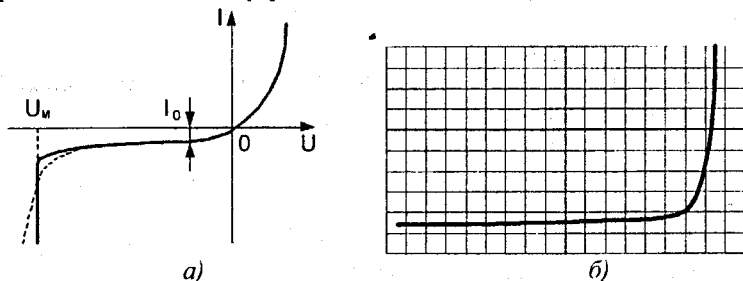


Рисунок 20 - Реальна (---) і ідеальна (—) ВАХ р-п-переходу (а) і осцилограма ВАХ колекторного переходу транзистора П416Б (б): масштаб 5 В/под. по горизонталі і 1 мА/под. по вертикалі

Детальне дослідження [9] показало, що зазначені відмінності пояснюються різкою залежністю коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості поля і впливом динамічного об'ємного заряду рухливих носіїв струму. Перше приводить до того, що процес ударної іонізації розвивається нерівномірно по всій ширині переходу, а локалізується в досить вузькому, так званому ефективному шарі множення, де напруженість поля максимальна. При лавинному пробі в цьому шарі зароджуються вторинні електронно-діркові пари, носії яких розносяться полем по обох сторонах ефективного шару множення. Наприклад, якщо область p є базою, а n - колектором, то вторинні дірки переносяться в колекторну область переходу, а вторинні електрони - у базу. Вторинні носії, що рухаються в переході, створюють в областях p і n динамічні об'ємні заряди. При цьому динамічний об'ємний заряд вторинних дірок зменшує негативний об'ємний заряд акцепторної домішки в колекторній області переходу, а динамічний об'ємний заряд електронів зменшує позитивний об'ємний заряд донорної домішки в базовій області. Вплив вторинних носіїв при великих густинах струму еквівалентний зменшенню концентрації домішки в областях p і n переходу і збільшенню питомого опору ρ . Згідно з формулами табл. 1 це призводить до збільшення напруги лавинного пробію U_M при збільшенні струму, що протікає через перехід. Цей результат зручно трактувати як додаткове падіння напруги на еквівалентному диференційному опорі R_{np} переходу при пробі. У [9] отриманий вираз для R_{np} у вигляді суми диференційних опорів областей p і n

$$R_{np} = \sum_{i=p,n} \eta_i \frac{(W_{iM})^2}{2\epsilon\epsilon_0 v_i S},$$

де η_i - коефіцієнт, що характеризує ступінь локалізації множення по ширині переходу; v_i - дрейфова швидкість носіїв у переході; W_{iM} - ширина переходу, обумовлена виразами (55) і (61) при $U = U_M$; i - індекс, що приймає вигляд p чи n у залежності від області напівпровідника, для якої визначається диференційний опір.

Беручи до уваги R_{np} , можна використовувати формулу (65) при $M \gg 1$. Тому що в цьому випадку $U \approx U_M$ велика, рівняння (65) приймає вигляд:

$$I = MI_0 = I_0 \left[1 - (U/U_M)^n \right]^{-1}, \quad (66)$$

чи

$$U = U_M \sqrt[n]{1 - M^{-1}} = U_M \sqrt[n]{1 - I_0/I}. \quad (67)$$

Формули (66) і (67) справедливі при малому струмі I . Враховуючи падіння напруги на опорі R_{np} , для ділянки пробою отримуємо

$$U = U_M \sqrt{1 - I_0/I} + IR_{np}$$

Опір R_{np} звичайно не перевищує десятків Ом для переходів з напругою U_M порядку десятків вольт. Проте він відіграє істотну роль в обмеженні струму лавинного пробою переходу. З кінцевим опором на ділянці пробою варто рахуватися і при експериментальних вимірах напруги U_M . При струмі $I \approx 100I_0$ похибкою визначення напруги U_M через кінцевий опір R_{np} можна знехтувати (це справедливо для переходів малопотужних транзисторів).

Раніше ми розглядали взятий окремо р-п-перехід, у якому початкові струми обумовлені носіями, що виникають внаслідок їх термогенерації поза збідненим шаром або їхньої генерації усередині збідненого шару. Особливістю роботи транзисторів в активній області є те, що струм колектора в основному обумовлений рухом неосновних носіїв, які інжектуються у базу з емітера і дійшли до збідненого шару колекторного переходу. З врахуванням лавинного множення носіїв у колекторному переході абсолютне значення струму колектора дорівнює [10]

$$I_k = M\chi I_s + MI_{k0}, \quad (68)$$

де I_s - струм емітера, χ - коефіцієнт переносу, γ - ефективність емітера, I_{k0} - зворотний струм колекторного переходу. З (68) випливає, що для транзисторів

$$M = I_k / (\chi I_s + I_{k0})$$

При постійному струмі колектора коефіцієнт лавинного множення M зменшується з ростом I_s . Тому лавинні транзистори на відміну від кремнієвих стабілітронів або лавинно-пролітних діодів працюють при менших значеннях M , що рідко перевищують 5 - 10.

Якщо побічні теплові ефекти відсутні, лавинний пробій р-п-переходів цілком зворотний і не викликає руйнування напівпровідникової структури. Однак у деяких випадках він може перейти в тепловий пробій переходу, якого можна уникнути, обмеживши середню потужність, що розсіюється на переході.

7 Інжекційно-пролітний ефект у діодних напівпровідникових структурах

Використання інжекційно-пролітного ефекту в діодних напівпровідникових структурах було викладено в статті Шоклі, опублікованій в 1954 р. [12].

В основі цього ефекту лежить явище перетворення кінетичної енергії електрона в енергію електричного поля при його гальмуванні в полі. Для пояснення цього ефекту, розглянемо гіпотетичний прилад (рис. 21) у якому струм провідності інжектований у заборонений шар з деяким зсувом фаз стосовно загального струму і зазнає запізнювання, пов'язане з пролітним ефектом.

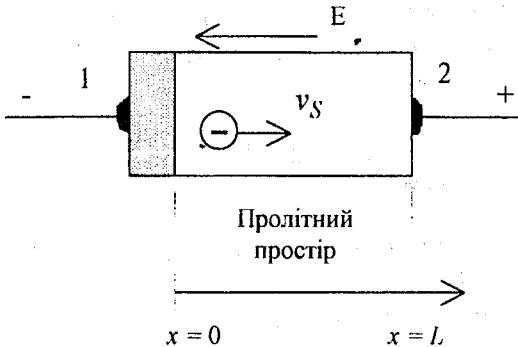


Рисунок 21 - Схема гіпотетичного приладу, у якому носії дрейфують зі швидкістю насичення

Припустимо, що до приладу прикладена постійна напруга, у результаті чого всі електрони при $x > 0$ дрейфують зі швидкістю насичення v_S . У площині $x = 0$ густина змінної складової струму провідності J_p за модулем дорівнює густині змінної складової повного струму J_t , а фазові співвідношення цих величин довільні [13]

$$\tilde{J}_p = \exp(-j\phi)\tilde{J}_t.$$

Перенос носіїв у пролітному просторі при $x > 0$ здійснюється відповідно до рівняння безперервності:

$$j\omega\tilde{n} + v_S \frac{d\tilde{n}}{dx} = 0,$$

де \tilde{n} - змінна складова концентрації електронів.

Змінна складова повного струму в будь-якому перетині пролітного простору дорівнює

$$\tilde{J}_t(x) = j\omega\epsilon\tilde{E}(x) + \tilde{J}_p(x). \quad (69)$$

Відзначимо, що припущення про задане фазове співвідношення між \tilde{J}_p і \tilde{J}_t в площині $x = 0$ призводить до визначених граничних умов для змінної складової електричного поля \tilde{E} відповідно до рівняння (69):

$$\tilde{E}(0) = \frac{\tilde{J}_t [1 - \exp(-j\varphi)]}{j\omega\epsilon}.$$

Зокрема, $\varphi = 0$ еквівалентно умові $\tilde{E}(0) = 0$. З (69) можна знайти вираз для величини електричного поля, інтегруючи який отримуємо імпеданс приладу на змінному струмі

$$Z = \frac{1}{j\omega C} \left[1 - \frac{\exp(-j\varphi)[1 - \exp(-j\theta)]}{j\theta} \right], \quad (70)$$

де C - геометрична ємність пролітного простору і $\theta = \omega L/v_S$ - кут прольоту.

Обчислюючи дійсну і уявну частини рівняння (70), отримуємо.

$$R = \frac{\cos\varphi - \cos(\varphi + \theta)}{\theta\omega C}, \quad (71)$$

$$-X = \frac{1}{\omega C} - \frac{\sin(\theta + \varphi) - \sin\varphi}{\theta\omega C}. \quad (72)$$

Використовуючи (71) і (72) можна провести аналіз впливу фазового зсуву φ при інжекції електронів на величину опору R змінного струму. Відмітимо, що відповідно до принципу причинності $\varphi > 0$. Далі ми обмежимося умовою $\varphi < \pi/2$ для того, щоб виключити випадок, коли механізм інжекції сам по собі є активним, тобто приводить до негативного R при $\theta = 0$. Знак R визначається множником $\cos\varphi - \cos(\varphi + \theta)$. При $\varphi = 0$, R завжди більше або дорівнює нулю. Однак при будь-яких φ не рівних нулю, можлива поява негативного опору. Чисельник рівняння (71) здобуває максимальне негативне значення, рівне -1 , при $\varphi = \pi/2$ і $\theta = 3\pi/2$. Завдяки множнику θ у знаменнику (71), дійсний максимум негативного опору досягається при трохи менших значеннях φ і θ , причому оптимальне значення $\varphi \approx \pi/2$, $\theta_{opt} = 257,5^\circ$.

Таким чином, з вищеведеного аналізу випливає, що для появи негативного опору необхідно створити запізнення при інжекції. Струм провідності, інжектований з омичного контакту, при першому наближенні буде знаходитися у фазі з повним струмом і тому цей варіант використовуватися не може. В якості неомічного контакту може використовуватися перехід Шотткі. Припустимо, що зміщений у прямому напрямку бар'єр Шотткі займає в схемі на рис. 21 частину в площині $x = 0$. У цьому випадку еквівалентна схема такого переходу складається з комбінації паралельно включених провідності і ємності. Густина повного струму, що протікає через перехід, складе

$$J_t = j\omega C_j \bar{V} + G \bar{V},$$

а фаза інжектowanego струму дорівнює

$$\operatorname{tg}\varphi = \omega C_j / G.$$

Для отримання оптимального значення $\varphi = \pi/2$ повинна виконуватися нерівність $\omega C_j \gg G$. Одіак це буде означати, що величина струму провідності складає тільки невелику частку від повного струму і тому призведе до дуже малих значень негативного опору. У дійсності найбільш сприятливою умовою є співвідношення $\omega C_j \approx G$, при якому здійснюється компроміс між вимогами до фази й амплітуди інжектowanego струму провідності. Вищевикладені міркування в однаковій мірі доцільно застосовувати до розгляду як бар'єра Шотткі, так і р-п-переходу. Однак варто брати до уваги деякі додаткові міркування. Наприклад, структура $n^+ - p - p^+$, зміщена в прямому напрямку не матиме негативного опору. Причиною цьому служить та обставина, що для досягнення носіями швидкості насичення в р-пролітному просторі електричне поле в ньому повинно перевищувати 10 кВ/см. При великих значеннях напруги зміщення, необхідних для досягнення таких полів, $n^+ - p$ -перехід буде дуже сильно зміщений у прямому напрямку і відповідно отримаємо $G \gg \omega C_j$, що призведе до повного запізнення в струмі інжекції. Природним методом подолання цих складностей є заміна р-р⁺-переходу на р-n⁺-перехід. У цьому випадку перехід зміщений у зворотному напрямку і легко отримати напруженість поля, необхідну для досягнення швидкості насичення без споживання надлишкового постійного струму. Таким чином оптимальною є р⁺-п-р⁺ структура з різкими переходами р⁺-областей у п-область і постійна концентрація домішок у п-області (рис.22).

При поданні напруги між р⁺-областями один з р-п-переходів буде зміщений у зворотному напрямку і буде перешкоджати протіканню будь-якого струму.

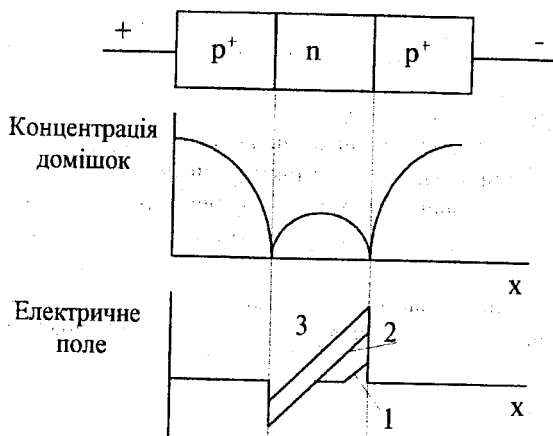


Рисунок 22 - Структура, розподіл домішок і електричного поля для інжекційно-пролітного діода p^+-n-p^+ -типу

При низьких прикладених напругах розподіл електричного поля буде відповідати кривій 1 на рис. 22. При збільшенні напруги заборонений шар обернено зміщеного p - n -переходу буде розширюватися доти, поки не відбудеться прокол, тобто виникає ситуація, проілюстрована кривою 2. Коли напруга перевищить значення напруги проколу переход, включений у прямому напрямку, одержить позитивний зсув і почне протікати струм (крива 3 на рис.22).

Отже, інжекційно-пролітний ефект виявляється в напівпровідниковій структурі, що складається з трьох частин (рис.23). Область I представляє собою прямозміщений p - n -перехід, який можна зобразити у вигляді паралельного RC -кола. В області II електричне поле мале, так що можна припустити, що для неї виконується закон Ома. В області III дірки рухаються зі швидкістю насичення.

Найбільш складною для теоретичного дослідження є область II і тому для спрощення будемо вважати, що швидкість носіїв у цій області стала, так як і в області I. Із врахуванням цього, використовуючи рівняння (70), одержимо в першому наближенні імпеданс розглянутої структури Z , вважаючи що фаза інжекції дорівнює [14]:

$$\exp(-j\phi) = \frac{V}{R_i} = \frac{1}{1 + j\omega RC}$$

$$Z = \frac{1}{j\omega C_1} \left[1 - \frac{1 - \exp(-j\theta)}{j\theta(1 + j\omega RC)} \right]$$

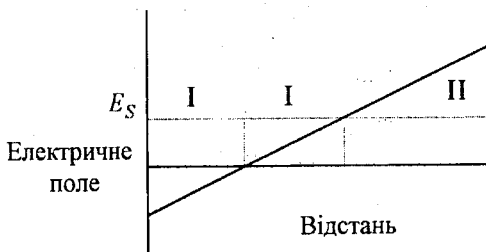


Рисунок 23 - Поділ структури р⁺-п-р⁺-типу на області:
 I - збіднена область р-п-переходу, зміщена в прямому напрямку; II -
 омічна область; III - пролітна область ($v = v_S$)

Максимальний негативний опір:

$$R_{от} = \frac{0,048}{\omega C_1}$$

має місце при $\varphi = 62^\circ$ і $= 292^\circ$.

На рис.24 приведені частотні характеристики імпедансу, розраховані за уточненими формулами.



Рисунок 24 - Залежність опору і нормованої реактивної провідності від частоти для структури в режимі інжекційно-пролітного ефекту

Поява в розглянутій структурі негативного опору обумовленого інжекційно-пролітним ефектом, дозволила використовувати її при створенні генераторних і підсилювальних інжекційно-пролітних діодів.

8 Інжекційно-пролітні і пролітні ефекти в багатоелектродних напівпровідникових структурах

Можливість реалізації між електродами транзисторних структур динамічного негативного опору (ДНО) відзначають у своїх роботах різні автори. Але даний режим звичайно розглядається, як паразитний, і більшість досліджень спрямовано його уникнути. З цієї метою було введено поняття інваріантного коефіцієнта стійкості $K_{y, \text{вн}}$ [17], що дозволяє не розглядаючи фізичних процесів, визначати - можливість ($K_{y, \text{вн}} < 1$) чи неможливість ($K_{y, \text{вн}} > 1$) появи не клемах транзисторної структури ДНО. Однак за допомогою коефіцієнта $K_{y, \text{вн}}$ неможливо визначити умови необхідні для реалізації ДНО.

Існуючі "класичні" математичні моделі фізичних процесів у транзисторах також не забезпечують розв'язання цієї задачі, тому що у випадку біполярних транзисторів, основними вважаються фізичні процеси в базовій області [15,18], а у випадку польових транзисторів - процеси в області затвору [19,20]. Як показали дослідження [21], для реалізації ДНО ці процеси відіграють допоміжну роль, а енергетичні процеси виникнення ДНО відбуваються, відповідно, в області колектора й в області затвор-стік внаслідок виникнення інжекційно-пролітних і пролітних ефектів.

З метою з'ясування умов виникнення ДНО представимо трьохелектронний прилад у вигляді кристала 1, що має три омичні виводи (рис. 25, а). У цьому випадку гіпотетичну структуру цього кристала можна представити у вигляді двох областей: область 2, яку назвемо областю дрейфу, що представляє однорідну область напівпровідника, поле в якій достатнє для того, щоб обумовити дрейф носіїв струму зі швидкістю насичення $V_{\text{др}} = V_S$; область 1, яку назвемо контролюючою областю, що представляє область напівпровідника довільної структури, яка контролює надходження носіїв струму в область 2. Покажемо, що дана гіпотетична структура дозволяє реалізувати ДНО і відповідає структурі сучасних НВЧ багатоелектродних напівпровідникових приладів. Визначимо також необхідну умову реалізації ДНО за допомогою реальних напівпровідникових структур.

Розглянемо вплив процесів, що відбуваються при проходженні носіїв заряду від електрода 1 до електрода 2, на імтанс між електродами. При цьому введемо ряд припущень:

- а) розглядаємо одномірну модель процесів уздовж осі X;
- б) вважаємо, що струм створюється носіями тільки одного знаку;
- в) просторовий заряд відсутній;
- г) міжелектродні ємності C_{12} , C_{23} , C_{13} віднесемо до зовнішніх кіл;
- д) в області 2 існує тільки дрейфовий механізм руху носіїв струму;

е) амплітуди змінних струмів і напруг значно менші значень постійних струмів і напруг.

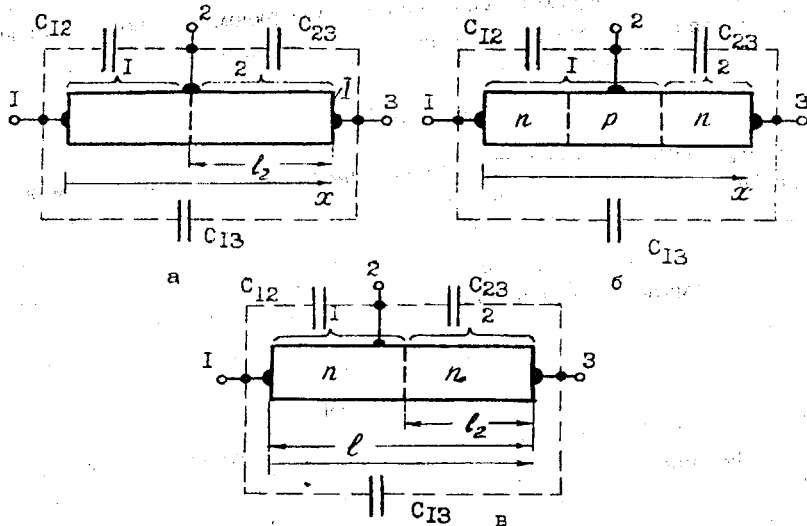


Рисунок 25 - Гіпотетичні напівпровідникові структури, що забезпечують реалізацію ДНО: а) узагальнена структура; б) біполярна структура; в) уніполярна структура; l_2 - довжина області дрейфу

Відомо [4], що струм, який протікає в зовнішньому колі НВЧ приладу, визначається зміною в часі поверхневих зарядів, наведених на електродах приладу носіями зарядів, що рухаються в просторі між ними. Повний струм складається з наведеного струму $I_{\text{нав}}$ і ємнісного струму i_C .

Величина ємнісного струму i_C визначається холодною ємністю C_{ij} між електродами. Враховуючи те, що ємність C_{ij} ми розглядаємо, як елемент зовнішнього кола, струм напівпровідникової структури визначаємо тільки наведеним струмом, змінна складова $i_{\text{нав}}$ якого відповідно до теореми Рамо-Шоклі для сталої швидкості дрейфу $V_{\text{др}}$ дорівнює [13]:

$$i_{\text{нав}} = \frac{V_{\text{др}}}{L_2} \int_{t-\tau_1}^t i_1(\tau') d\tau', \quad (73)$$

де $\tau' = t - L_2/V_{\text{др}}$, τ_1 - час прольоту носієм струму області дрейфу.

Якщо струм, що входить в область дрейфу 2, промодульований за густиною, тобто $i_1(\tau') = I_{\text{мл}} e^{j\omega t}$, величина змінної складової наведеного струму в зовнішньому колі дорівнює

$$i_{\text{нав}} = \frac{I_{m1}}{\tau_1} \int_{t_2 - \tau_1}^{t_2} e^{j\omega t} dt,$$

де t_2 - момент часу досягнення одиничним зарядом електрода 3. Провівши інтегрування і перетворивши формулу (73), отримусмо

$$i_{\text{нав}} = I_{m1} M_B e^{j(\omega t - \theta)},$$

де $M_B = \sin \theta / \theta$ - коефіцієнт взаємодії зарядів з електричним полем області дрейфу; $\theta = \omega \tau_1 / 2$ - усереднений кут прольоту зарядів через область дрейфу.

Якщо між електродами 2 і 3 прикладена змінна напруга $U_{23} = U_{m23} \exp[j(\omega t - \varphi_1)]$, повний опір між ними (із врахуванням зроблених припущень) визначається виразом

$$Z_{23} = \frac{U_{23}}{i_{\text{нав}}} = \frac{R_{23}}{M_B \exp[j(\varphi_1 + \theta)]}, \quad (74)$$

де $R_{23} = U_{m23} / I_{m1}$; φ_1 - фазовий зсув напруги U_{23} відносно струму $i_1(\tau')$.

Використовуючи формулу Ейлера, знаходимо приведені значення $\text{Re} Z'_{23} = \text{Re} Z_{23} / R_{23}$ активного опору області дрейфу

$$\text{Re} Z'_v = M'_B R_{23} \cos(\varphi_1 + \theta). \quad (75)$$

З (75) визначаємо умову реалізації ДНО за допомогою багатоелектродної напівпровідникової структури.

$$\pi/2 < (\varphi_1 + \theta) < 3\pi/2. \quad (76)$$

На рис. 26 приведена залежність цього опору від кута прольоту θ при різних значеннях φ_1 . З графіків видно, що змінюючи кут прольоту θ чи фазовий зсув φ_1 між прикладеною напругою U_{23} і конвекційним струмом $i_1(\tau')$, можна отримати негативне значення $\text{Re} Z'_{23}$, що характеризує обмін енергією між високочастотним полем області дрейфу і дрейфуючим у ньому зарядом.

Кут прольоту θ пропорційний довжині L_2 області дрейфу і обернено пропорційний швидкості руху носіїв заряду $V_{\text{др}}$. Максимальна довжина області дрейфу обмежується рекомбінаційними процесами і визначає частотні властивості приладу. Вона вибирається мінімальною, виходячи з технологічних можливостей. Тому умова (76) появи електронного ДНО дрейфової області може бути досягнена створенням додаткового фазового зсуву φ_1 .

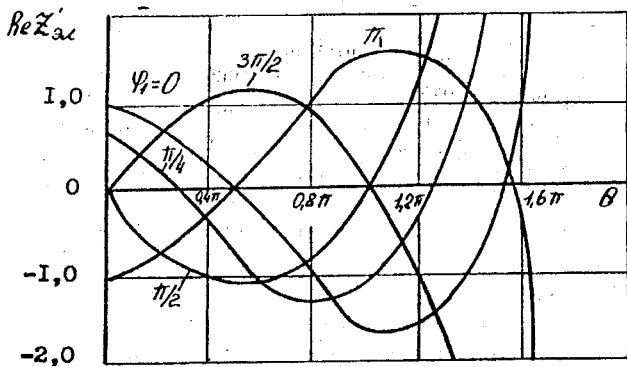


Рисунок 26 - Залежності приведенного активного електричного опору області дрейфу від кута прольоту θ і фазової затримки φ_1 струму контрольованої області

Умова (76) аналогічна умові реалізації ДНО за допомогою двоелектродних напівпровідникових структур, у яких виконується шляхом накладення чітких обмежень на напівпровідникову структуру. Усі методи і засоби реалізації цієї умови, що використовуються в двоелектродних структурах, можуть бути реалізовані й у трьохелектродних структурах. Наявність третього електрода дозволяє розширити засіб реалізації фазової затримки φ_1 і зменшити вимоги поставлені до напівпровідникової структури. Це досягається використанням RLC кіл, що підключаються до електродів трьохелектродної структури [21 - 24].

Фізичні ефекти і засоби, що забезпечують досягнення в контролюючій області 1 необхідної фазової затримки φ_1 , розділимо на дві групи (рис. 27): з контрольованим в області 1 струмом та з контрольованою у цій області напругою. Вид контрольованого параметра визначає структуру контрольованої області 1 і в цілому структуру всього приладу.

Поділ багатоелектродних напівпровідникових структур на дві групи, в залежності від контролюючого параметра, дозволяє формалізувати аналіз не розглядаючи структуру контролюючої області 1, а задаючись тільки математичною моделлю формування фазового зсуву φ_1 , на основі якої надалі можна визначити вимоги до структури контролюючої області.

Відомо [25], що до напівпровідникових структур контрольованим струмом відносяться різні види р-п-переходів (наприклад: р-п, р-м, р-і і ін.) і їх комбінації. Технологічні складнощі є однією з основних причин, що визначають прагнення використовувати якомога більш прості структури. Тому в даний час найбільше технологічними є бінарні структури. При їхньому використанні контролюючу область 1 будують так, щоб інжектвані нею носії потрапляли в дрейфову область 2 з мінімальною втратою енергії. Це

досягається таким чином, щоб потенційний бар'єр на межі цих областей не перешкодив надходженню носіїв струму в дрейфову область. Виходячи зі сказаного і загальної теорії р-п-переходу [25], тип провідності напівпровідника контрольованої області, що прилягає до області дрейфу², вибирають протилежним відносно провідності напівпровідника області дрейфу. З врахуванням цього загальний вигляд багатоелектродної напівпровідникової структури, що реалізує ДНО і використовує в якості контрольованого параметра - струм, приймає вигляд, зображений на рис. 25б. Як видно з рисунка, дана структура відповідає структурі біполярного транзистора в якому колектор виконує роль області дрейфу, а структура "емітер-база" - роль контрольованої області, що вказує на можливість його використання для реалізації ДНО шляхом забезпечення виконання умови (76). Аналогічна структура набула застосування і при реалізації ІПД.

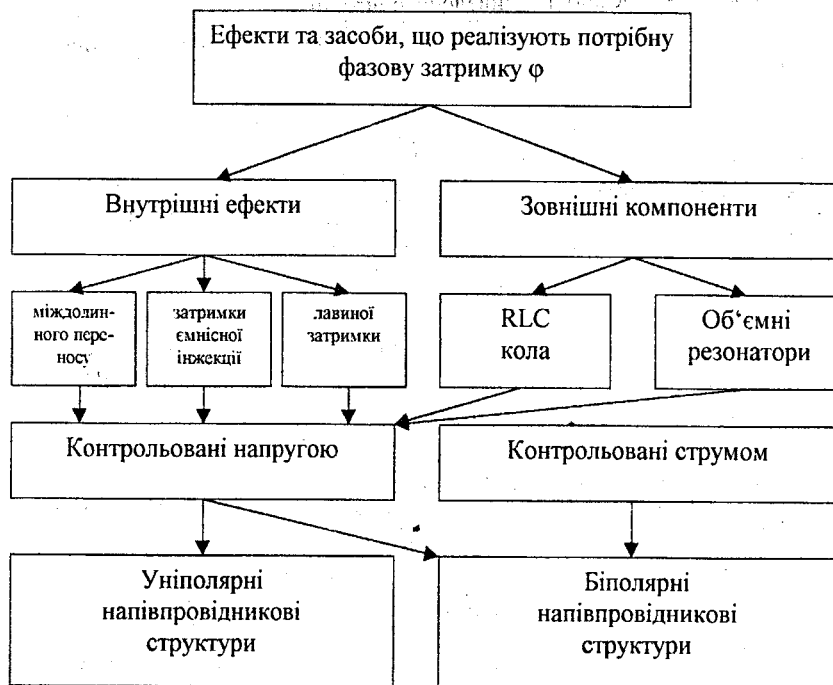


Рисунок 27 - Класифікація ефектів і засобів, що реалізують необхідну фазову затримку

Скористаємося спрощеною моделлю структури рис. 25б без врахування омичних опорів контрольованої області й області дрейфу. Знехтуємо впливом зворотних струмів р-п-переходів. Розглянемо режим, при якому р-п-перехід контрольованої області зміщений у прямому напрямку, р-п-перехід області дрейфу - у зворотному (такий режим відповідає активному

режиму роботи біполярного транзистора). Нехай між выводами 1 і 3 прикладена змінна напруга $U_{13} = U_{m13} \exp j\omega t$, причому $U_{m13} \ll U_{013}$, де U_{013} - постійна складова напруги між выводами 1 і 3. З врахуванням зроблених припущень можна вважати, що напруга U_{13} розподіляється між р-п-переходом контрольованої області (U_{12}) і р-п-переходом області дрейфу (U_{23}), тобто $U_{13} = U_{12} + U_{23}$. В результаті впливу змінної складової напруги U_{12} відбувається модуляція щільності струму носіїв, інжектованих р-п-переходом контрольованої області в бік області дрейфу, за законом зміни прикладеної напруги U_{12}

$$i_1 = (U_{m12}/|Z_1|) e^{j(\omega t - \varphi_1)},$$

де $|Z_1|$, φ_1 - модуль і аргумент повного опору р-п-переходу контрольованої області.

Процес зміни напруг на переходах і траєкторії руху промодульованого за густиною потоку носіїв заряду представимо у вигляді просторово-часових діаграм, зображених на рис. 28 [21].

При русі носіїв струму до області дрейфу, відбувається зменшення струму i_1 на величину $|\beta|$ і його запізнення на кут φ_β , у зв'язку з чим струм інжектованих носіїв при вході в р-п-перехід області дрейфу дорівнює

$$i = U_{m12} \left| \beta / Z_1 e^{j(\omega t + \varphi_1 + \varphi_\beta)} \right|,$$

де β і φ_β - модуль і аргумент коефіцієнта переносу [25].

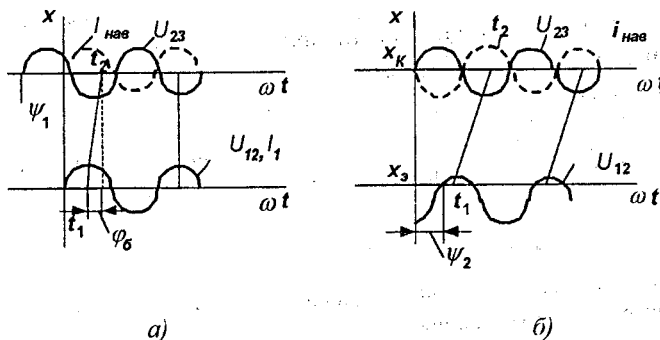


Рисунок 28 - Просторово-часові діаграми руху згустків носіїв струму в гіпотетичній багатоелектродній напівпровідниковій структурі. x_3 , i x_k - усереднені координати контрольованої області й області дрейфу

У р-п-переході області дрейфу носії струму потрапляють під вплив постійного E_0 і змінного E_- електричних полів. Змінна складова електричного поля E_- може або гальмувати носії струму, що приводить до перетворення їхньої кінетичної енергії $\varepsilon_k = m_0 V_{др}^2 / 2$ (де m_0 - маса спокою заряду) в енергію перемінного електричного поля, або затрачається на забезпечення їхнього дрейфу, що призводить до зменшення енергії високочастотного поля. Якщо за період зміни E_- , кількість носіїв заряду, що проходять р-п-перехід області дрейфу в момент гальмуючого поля перевищить кількість носіїв заряду, що проходять у момент прискорюючого поля, то відбудеться збільшення напруженості поля E_- , що виявляється у вигляді ДНО на електродах біполярного транзистора, величина якого визначається виразом (75) і обумовлена інжекційно-пролітним ефектом.

До напівпровідникових структур, контрольованих напругою, відносяться різні види структур, утворених зразком напівпровідника з затвором у вигляді р-п-переходу, МДН-переходу, або переходу Шотткі [19, 25]. Зміна напруги на затворі призводить до зміни провідності зразка, що знаходиться в області затвора (каналу) і до модуляції струму, що протікає по каналу. Використовуючи таку структуру для контрольованої області 1 і поєднуючи її з областю дрейфу 2, отримуємо напівпровідникову структуру, у якій в якості контрольованого параметра виступає напруга, у вигляді рис. 25в. Як видно з рис. 25в, дана структура відповідає структурі уніполярного транзистора, що вказує на можливість використання його для реалізації ДНО. Визначимо умови реалізації ДНО за допомогою розглянутої структури.

З урахуванням зроблених припущень величина струму, що протікає між першим і другим електродами дорівнює [19]

$$i_1 = q\mu_n n E U_{12} \eta_3,$$

де q - заряд; μ_n - рухливість електронів у каналі; E - напруженість поля в каналі, $E = U_{13}/l$; U_{13} - постійна напруга, прикладена між 1 і 3 електродами; l - довжина каналу; n - концентрація електронів.

Якщо до електродів 1 і 2 підведена змінна напруга $U_{12} = U_{m12} e^{j\omega t}$, то в контрольованій області відбувається модуляція дрейфового струму каналу і величина струму на вході в області дрейфу дорівнює

$$i_{12} = q\mu_n n E U_{m12} \eta_3 e^{j\omega t}.$$

Цей струм, протікаючи в області дрейфу, відповідно до виразу (73) наводить в електроді 3 струм величиною

$$i_{наб} = \frac{q\mu_n n E U_{m12} \eta_3}{\tau_2} \int_{t_2 - \tau_2}^{t_2} e^{j\omega t} dt.$$

Проінтегрувавши і перетворивши вираз, отримуємо

$$i_{\text{нав}} = I_{n0} M_B e^{j(\omega t - \theta)}, \quad (77)$$

$$\text{де } I_{n0} = \frac{q \mu_n n L U_{m12} \Pi_3}{\tau_2}$$

Якщо між електродами 2 і 3 прикладена змінна напруга $U_{23} = U_{m23} e^{j(\omega t + \theta)}$ (де θ - кут, що характеризує фазовий зсув напруги U_{23} щодо напруги U_{12}), то повний електричний опір між електродами 2 і 3 з урахуванням зроблених припущень дорівнюватиме

$$Z_{23} = U_{23} / i_{\text{нав}} = \frac{R_{23}}{M_B} e^{j(\theta_1 + \theta)}, \quad (78)$$

$$\text{де } R_{23} = U_{m23} / I_{n0}.$$

Порівняння виразу (78) з (74) показує, що вони подібні і відрізняються тільки величиною опору R_{23} . Це дозволяє використовувати при аналізі процесів у напівпровідникових структурах з контрольованою напругою (рис. 25б) просторово-часову діаграму (рис. 28), справедливу для напівпровідникових структур з контрольованим струмом (рис. 25б) у режимі прояву пролітного ефекту.

При виконанні умов $M_B = 1$ і $(\theta_1 + \theta) = \pm 90^\circ$, опір $R_{23} = \text{Re } Z_{23}$ і відповідає максимально досяжному, за допомогою розглянутих напівпровідникових структур, ДНО. Для біполярного транзистора він еквівалентний диференційному опору колекторного переходу і для сучасних НВЧ транзисторів складає $10 \div 20$ кОм. Для польового транзистора R_{23} еквівалентно диференційному опору каналу і, у випадку використання ПТШ, дорівнює $600 \div 1000$ Ом [19].

З просторово-часової діаграми видно, що для того, щоб забезпечити проходження центром згустку (що утвориться в момент t_1 , максимального значення напруги відпирання U_{12} на контрольованій області) області дрейфу в t_2 момент (відповідний максимальним значенням U_{23} напруги, і гальмуючого E_- поля), необхідне виконання однієї з умов: а) забезпечити випередження напруги на області дрейфу U_{23} відносно напруги на контрольованій області U_{12} на кут $\Psi_1 > 90^\circ$ (рис. 28а); б) забезпечити відставання напруги U_{12} на кут $\Psi_2 > 90^\circ$ щодо напруги U_{23} (рис. 28б); в) забезпечити затримку носіїв заряду за рахунок скінченності часу руху заряду від контрольованої області до області дрейфу на кут ϕ_6 , величина якого, обумовлена з графіка на рис. 26, при $\theta = 0$ дорівнює $90^\circ < \phi < 270^\circ$.

9 Тиристорний ефект

Існує велика кількість напівпровідникових статичних негатронів S-типу, що мають структуру р-п-р-п-типу. Це, наприклад, диністори, тиристори, N-транзистори й ін. Поява на їх ВАХ спадної ділянки пов'язана з проявом тиристорного ефекту.

Фізичні процеси в р-п-р-п-структурі можна описати, використовуючи таку модель [26]. При $I < I_{\text{вкл}}$ (рис. 29) напруга на структурі, нехтуючи опорами баз п- і р-типу, дорівнює $U = U_{\text{Э1}} + U_{\text{К}} + U_{\text{Э2}} \approx U_{\text{К}}$, а струм, що протікає через неї $I = MI_{\text{К0}}$, де $I_{\text{К0}}$ - струм насичення обернено зміщеного колекторного переходу, M - коефіцієнт множення носіїв у збідненому шарі колектора.

На рис. 29а видно, що електрони, що надходять у п-базу, з р-області емітера Э1, де вони є неосновними носіями, залишаються в п-базі, тому що електричне поле в збідненому шарі колектора перешкоджає проходженню їх через колекторний р-п-перехід. Залишаються в базі п-типу також і електрони, що надходять до неї з колектора внаслідок ударної іонізації атомів кремнію в його збідненому шарі неосновними носіями заряду, що виникають у п- і р-базах при тепловій генерації. У результаті, якщо швидкість надходження електронів у п-базу більша швидкості їхньої рекомбінації, електрони накопичуються в п-базі, заряджаючи її негативно щодо р-області емітера Э1 і зміщуючи емітер Э1 у прямому напрямку. Коли напруга зсуву перевищить контактну різницю потенціалів ϕ_{T} , емітер Э1 відкриється і почнеться інжекція дірок у п-базу, відновлюючи порушену в ній електронейтральність. Очевидно, що для відкриття емітера необхідно, щоб у п-базі був накопичений заряд основних носіїв $Q = I\tau_3$, де τ_3 - час затримки, причому для даного приладу $Q = \text{const}$.

Аналогічно в р-базі накопичуються дірки, зміщуючи емітер Э2 у прямому напрямку.

Припустимо, що емітер Э1 відкрився раніше, ніж емітер Э2. У результаті потік інжекттованих емітером Э1 дірок, пройшовши п-базу, втягнеться полем в збіднений шар колектора (рис. 29б). Збіднений шар праворуч від металургійної межі колекторного р-п-переходу складається з нерухомих іонізованих атомів акцепторної домішки, має ширину l_p і заряджений негативно. Тому при прольоті його дірками, поле від дірок і нерухомих іонів акцепторної домішки віднімається, напруженість електричного поля в колекторному п-р-переході зменшується і, як наслідок цього (для виконання нейтральності), зменшується ширина збіднення l_n на Δl_n (ліворуч від металургійної межі р-п-переходу, рис. 29б).

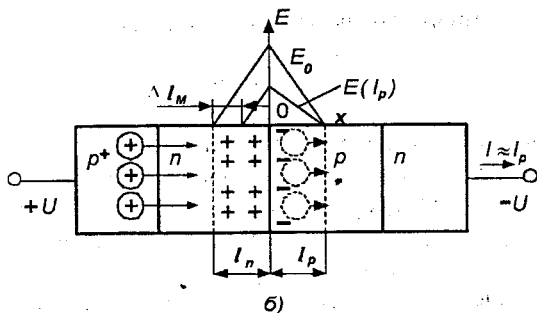
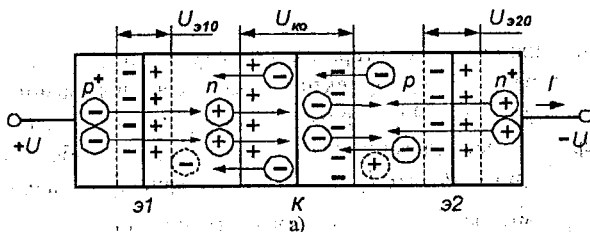


Рисунок 29 - Накопичення носіїв заряду в n- і p-базах (а) і "запливання" колекторного p-n-переходу в припущенні, що $I = I_p = I_n$ (б). Э1, Э2, ДО - перший і другий емітерні і колекторні переходи; $U_{Э10}$, $U_{Э20}$, $U_{К0}$ - напруги на емітерному і колекторному p-n-переходах, що відповідають початку "запливання" колектора; E_0 - напруженість електричного поля в збідненому шарі колекторного p-n-переходу до "запливання"; $E(I_p)$ - напруженість поля в процесі "запливання"

При прольоті дірок збідненої області ліворуч від металургійної межі p-n-переходу картина зміниться на протилежну: напруженість електричного поля в p-n-переході і ширина збідненого шару праворуч від металургійної межі колекторного p-n-переходу збільшуватиметься. Якщо колекторний p-n-перехід несиметричний, причому $I_p > I_n$, буде переважати ефект зменшення напруженості електричного поля внаслідок нейтралізації заряду іонізованих акцепторів зарядом дірок (рис. 29б). В результаті напруга на колекторі зменшиться. Оскільки напруга на p-n-p-структурі $U = U_{Э1} + U_K + U_{Э2}$ і миттєво змінитися не може, то зменшення напруги на колекторі призведе до перерозподілу напруг на інших p-n-переходах p-n-p-структури і напруга на емітерах, і зокрема на емітері Э1, збільшиться. Це викликає додаткову інжекцію дірок, що, досягнувши колектора, ще більше зменшать напругу на колекторі і т.д. Процес збільшення струму, якщо його нічим не обмежувати, буде розвиватися лавиноподібно. Відмітимо, що

дірки, що пройшли колектор, гальмуються полем області просторового заряду емітера $\mathcal{E}2$, тому що вектор цього поля спрямований проти вектора поля дірок (див. рис. 29a). У результаті порушується нейтральність р-бази і на емітері $\mathcal{E}2$ росте прямий зсув до значення, що забезпечує додатковий емітерний струм $\Delta I_n = \alpha_1 I_p$, де α_1 - коефіцієнт підсилення діркового струму I_p емітера $\mathcal{E}1$. У результаті автоматично забезпечується умова безперервності струму, що протікає через n-p-n-структуру:

$$I_{\mathcal{E}1} = I_{\mathcal{E}2} = I_K = I \text{ чи } I_p = I_n = \alpha_1 I_p + \alpha_2 I_n = I. \quad (\alpha_1 + \alpha_2 = 1). \quad (79)$$

У даному прикладі має місце типовий випадок дії внутрішнього позитивного зворотного зв'язку за струмом: зміна струму, стимульована зовнішнім впливом, викликає подальшу зміну струму в ту ж сторону [27].

Процес нейтралізації заряду нерухомих іонізованих атомів домішки в збідненому шарі n-p-переходу рухливими носіями заряду, внаслідок чого напруга на n-p-переході зменшується, називають ефектом "запливання". Якщо спочатку почнеться інжекція електронів з n'-р-переходу емітера $\mathcal{E}2$, матиме місце "запливання" збідненого шару n-бази, якщо $I_n > I_p$.

Оскільки через колектор n-p-n-структури одночасно рухаються як дірки, інжектвані n-p-переходом $\mathcal{E}1$, так і інжектвані переходом $\mathcal{E}2$ електрони, то процес "запливання" почне розвиватися коли в більш широкій області збіднення буде переважати потік носіїв, знак заряду яких протилежний знаку іонізованих атомів домішок. Таким чином, зменшення напруги на колекторі внаслідок його "запливання" призводить до додаткового збільшення потоку носіїв заряду того знаку, що викликали процес "запливання". Додатковий струм буде відставати в часі від викликаного негативного збільшення напруги на колекторному n-p-переході. Це є безпосередньою причиною появи на ВАХ структури n-p-n-р-типу ділянки негативного опору, де позитивному збільшенню струму ΔI відповідає негативне збільшення напруги ΔU і зв'язаного з ним індуктивного характеру реактивності.

Таким чином, описана фізична модель пояснює основні властивості двохелектродних приладів з негативним опором: наявність у них позитивного зворотного зв'язку за струмом є основною причиною появи ділянки НО на ВАХ і індуктивного характеру реактивності, а також затримки перед перемиканням і ефектом dl/dt . Залежна від амплітуди перемикального імпульсу затримка й ефект dl/dt обумовлені накопиченням заряду основних носіїв у n- і р-базах, необхідного для зсуву в прямому напрямку одного з емітерних n-p-переходів, що забезпечує необхідний для відновлення електронейтральності відповідної бази рівень інжекції. Для даної n-p-n-р-структури величина цього заряду

$Q\tau_3 I_m = const$, тому при $t_n = \tau_3$, в залежності від крутизни фронту перемикального імпульсу, амплітуда імпульсу I_m , при якій відбудеться вмикання структури, буде тим більша, чим менша крутизна фронту dl/dt . І, навпаки, при однакових амплітудах перемикального імпульсу час затримки тим більший, чим менше dl/dt або крутизна $rdl/dt = dU/dt$. Таким чином, при перемиканні р-р-п-р-структури має місце ефект dl/dt : $U_{вкл} = U_0(1 - kdl/dt)$, де k - коефіцієнт пропорційності; U_0 - напруга включення постійним струмом.

Оскільки основною причиною, що запускає механізм позитивного зворотного зв'язку за струмом, що обумовлює появу ділянки НО на ВАХ р-р-п-р-структури й індуктивний характер її реактивності, є зменшення напруги на колекторі при його "запливанні", то індуктивність варто визначати в параметрах, що характеризують процес "запливання" колектора:

$$L = -dU_{*}/dl_{*}t_p \approx -(dU/dl)l_p,$$

де L - індуктивність; t_p - час прольоту рухливих носіїв заряду (електронів і дірок) через збіднений шар колекторного р-р-переходу шириною l_n (чи l_p), відповідальний за "запливання", і відповідну базу шириною W ; $I_K = |\alpha_1 I_p - \alpha_2 I_n|$ - різниця електронної і діркової складових струму колектора.

Таким чином, для отримання аналітичного виразу ВАХ структури р-р-п-р-типу і визначення індуктивності необхідно знати закон зміни напруги на колекторі при "запливанні" від I_K . Необхідну функціональну залежність $U_K(I_K)$ можна отримати, розв'язавши рівняння Пуассона для обернено зміщеного (колекторного) р-п-переходу з врахуванням впливу рухливих носіїв заряду на поле збіднених шарів колектора.

Ця задача вирішена Б.К. Плошко. Шукана залежність $U_K = \varphi(I_K)$ для $v_p = v_n = v$ може бути приведена до вигляду:

$$U_K(I) = U_{K0} \frac{N_D q S_K N_A v - (\alpha_1 - \alpha_2)(I - I_0)}{N_A q S_K N_D v + (\alpha_1 - \alpha_2)(I - I_0)}, \quad (80)$$

де U_{K0} - напруга зсуву колекторного р-п-переходу до "запливання"; N_D , N_A - концентрації донорів і акцепторів; v - швидкість носіїв заряду в полі збідненого шару колектора; S_K - площа колекторного р-п-переходу.

3 (80) впливає, що "запливання" колектора має місце тільки у випадку, якщо $I > I_0$ і $\alpha_1 \neq \alpha_2$. При $I = I_0$ або $\alpha_1 = \alpha_2$, $U_K = U_{K0}$ "запливання" відсутнє. Тут I_0 - струм, що відповідає початку "запливання".

Позитивний зворотний зв'язок за струмом обчислимо, представивши напругу на емітерних р-п-переходах у вигляді:

$$U_{\Sigma} = U_{\Sigma 0} + |\mu| [U_{K0} - U_K(I)], \quad (81)$$

$$\mu = \frac{r_{\Sigma}}{r_K} = \frac{dU_{\Sigma}}{dI} \Big| \frac{dU_K}{dI} \quad \text{чи де } \mu = U'(I)/U'_K(I), \quad (82)$$

μ - коефіцієнт позитивного зворотного зв'язку; r_{Σ} (r_K) - диференційний опір емітера (колектора); $U_{\Sigma 0}$ - напруга зміщення на емітері до початку "запливання".

Вирішивши спільно 82 і 81 з врахуванням 80, отримуємо ВАХ р-п-р-структури у вигляді:

$$U(I) = U_{\Sigma 1}(I) + U_K(I) + U_{\Sigma 2}(I).$$

Запропонована модель тиристорного ефекту, що враховує явище "запливання" колектора, пояснює основні властивості приладів з НО на його основі, включаючи залежну від амплітуди перемикального імпульсу затримку перед перемиканням і ефект dl/dt , та дозволяє отримати аналітичний вираз для ВАХ. Аналіз (79) і (80) виявив такі закономірності [27]:

а) умова $\alpha_{10} + \alpha_{20} = 1$ є лише необхідною, але недостатньою для появи ділянки НО; для її реалізації необхідно одночасне виконання таких вимог:

$$\alpha_{10} \neq \alpha_{20}, \quad \alpha_1(I) \neq \alpha_2(I), \quad \alpha_{10} + \alpha_{20} = 1,$$

де α_{10} і α_{20} - коефіцієнти підсилення за струмом емітерів $\Sigma 1$ і $\Sigma 2$, що відповідають початку "запливання";

б) ділянка НО на ВАХ буде відсутня ($r^{(-)} \geq 0$), якщо виконується одна з умов: $\alpha_1 = \alpha_2$ або $I = I_K = \alpha_1 I_p - \alpha_2 I_n = 0$.

в) врахування впливу поля рухливих носіїв заряду на поле збідненого шару р-п-переходу має принципове значення для пояснення характеристик приладів з НО на основі п-р-п-структур з ділянкою НО на ВАХ і дозволить уточнити деякі розділи теорії інших напівпровідникових приладів з р-п-переходами, наприклад, транзистора в режимі насичення, при якому також має місце "запливання" колектора.

10 Лавинно-пролітний ефект

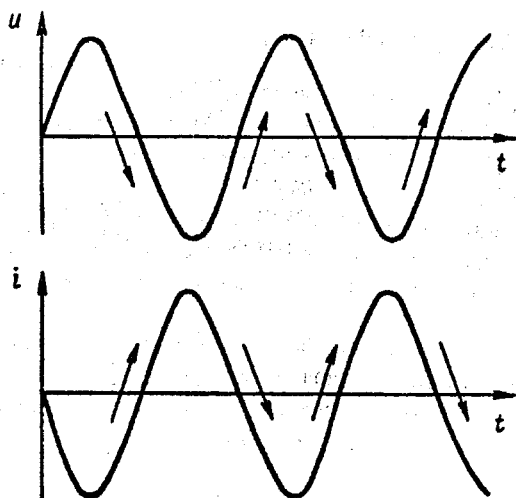
У 1958 р. Рід запропонував використовувати для генерації НВЧ потужності багат шарову напівпровідникову структуру типу n^+p-p [28]. У цій структурі спостерігається сполучення ефектів лавинного множення, заснованого на ударній іонізації, і часу прольоту електронів - "лавинно-пролітного ефекту". Негативний опір на клеммах такої структури виявляється тільки на досить високих частотах і не виявляється в статичному режимі. Причиною цього є наявність фазового зсуву між струмом і напругою на структурі [25].

Фазовий зсув обумовлений фізикою лавинного процесу і часом прольоту через область просторового заряду. Для простоти будемо говорити про час прольоту, включаючи в це поняття і зсув в часі, викликаний лавинним процесом. Розглянемо діаграми струму і напруги, представлені на рис. 30а.

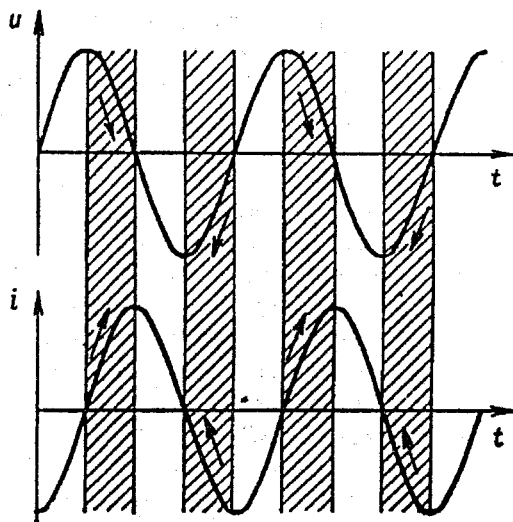
Припустимо, що пролітний час носіїв у точності дорівнює половині періоду коливань деякої частоти. У цьому випадку струм через структуру буде відставати на півперіод (180° чи π рад) від його напруги, що його викликала. При цьому зростання напруги буде увесь час супроводжуватися падінням струму, а падіння напруги - навпаки, збільшенням струму. Це свідчить про те, що для даної частоти протягом усього періоду коливань виконуються умови негативного опору.

Якщо зменшити частоту (збільшити період коливань) при тій же величині часу прольоту, то струм буде відставати на кут, менший ніж 180° . На протязі великої частини періоду коливань будуть зберігатися умови негативного опору. Меншу частину періоду ці умови не виконуватимуться. Якщо продовжувати знижувати частоту до такої величини, коли пролітний час буде складати чверть періоду (90° чи $\pi/2$ рад), то, як це можна побачити з діаграм рис. 30б, умови негативного опору виконуватимуться протягом половини періоду, чергуючись через кожні чверть періоду з умовами позитивного опору. У цьому граничному випадку в середньому за період ми не будемо більше спостерігати негативного опору на клеммах структури.

Аналогічні міркування можна провести і для фазових кутів, що перевищують 180° . У цьому випадку отримаємо випадок, коли структура втрачить властивості негативного опору на частоті, на якій фазовий зсув між струмом і напругою досягне 270° . Таким чином, наявність області високо-частотного негативного опору буде обумовлена фазовим зсувом між струмом і напругою. Нижня і верхня граничні частоти цієї області будуть відповідати фазовим зсувам 90° і 270° .



a)



б)

Рисунок 30 - Діаграма, що ілюструє появу негативного опору за рахунок фазового зсуву: а) при зсуві фаз у 180° (π рад), б) при зсуві фаз менше 180°

На рис. 31 зображена структура типу p^+n-i-n^+ , найбільш зручна для розгляду пролітного ефекту. Нижче зображена діаграма розподілу напруженості електричного поля за структурою. Напряга, прикладена до струк-

тури, має таку величину, при якій у електронно-дірковому переході досягається напруженість поля, що відповідає розвитку лавинного пробою. Електронно-діркові пари, які генеруються в переході, розділяються полем переходу.

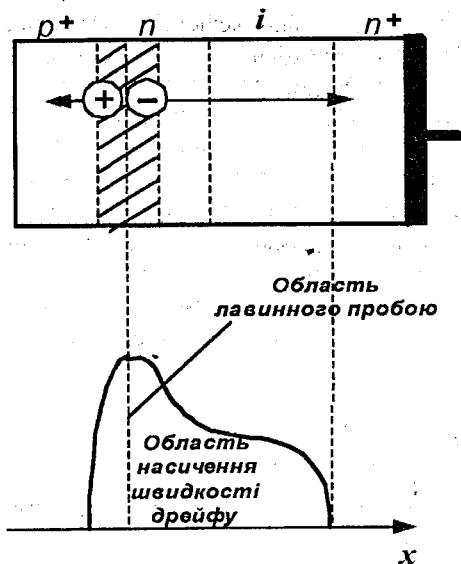


Рисунок 31 - Напівпровідникова структура типу $p^+-n-i-n^+$ і розподіл напруженості поля в ній

Оскільки область лавинного пробою має малу товщину, час дрейфу дірок у p^+ -області дуже малий. У той же час електрони дрейфують крізь шар власної провідності до n^+ -області значно довше. Час дрейфу електронів через шар власної провідності буде визначатися швидкістю дрейфу і товщиною цього шару. Швидкість дрейфу носіїв заряду зростає з напруженістю поля лише до визначеної величини. Починаючи з деякого значення напруженості поля швидкість дрейфу перестає практично рости. Цей ефект називають насиченням швидкості дрейфу. Швидкість насичення для електронів у кремнії складає близько 10^7 см/сек. Швидкість насичення в германії трохи нижче і складає близько $5 \cdot 10^6$ см/сек.

Якщо напруга і геометричні розміри структури обрані правильно, то по всьому шарі власної електропровідності підтримується напруженість поля нижче критичної напруженості лавинного пробою, проте не вище на-

пруженості, що забезпечує насичення швидкості дрейфу. У результаті практично всі носії будуть мати швидкість дрейфу, близьку до швидкості насичення, розкид швидкостей буде невеликий і в результаті розмиття пакетів електронів за час дрейфу буде несуттєвим.

Час дрейфу (прольоту) електронів через область власної електропровідності буде визначати діапазон частот, у якому спостерігається негативна електропровідність. Фазовий зсув напруги і струму буде визначатися не тільки часом прольоту, але і деякою інертністю лавинних процесів. У коливальному режимі зі зміною напруги, напруженість поля буде перевищувати напруженість лавинного пробою, проходить через максимальне значення і знову зменшуватися до величини менше критичної. Струм же буде продовжувати наростати якийсь час після того, як напруженість поля пройшла через максимум. Тільки інерційність лавинного процесу може дати фазовий зсув, що досягає 90° .

Таким чином, негативний опір на клеммах такої структури може спостерігатися тільки у визначеному діапазоні частот (рис.32) і прилади, реалізовані на її основі, відносяться до динамічних негатронів.

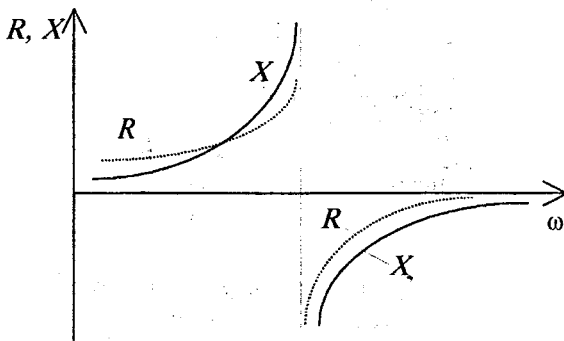


Рисунок 32 - Залежність дійсної R і уявної X складових імпедансу структури, у якій виявляється лавинно-пролітний ефект

Розглянута структура не є єдиною можливою структурою в якій реалізується лавинно-пролітний ефект. Другим різновидом буде структура p-i-p (рис. 33). У цій структурі область лавинної іонізації й область прольоту сполучені в одному шарі. Напруженість поля E у шарі власної електропровідності в цьому випадку повинна перевищувати критичну напруженість лавинного пробою. Тоді ми повинні розглядати пролітні ефекти не тільки для електронів, як це мало місце в попередньому випадку, але і для дірок, тому що умови їхнього прольоту будуть однаковими.

Оскільки в цій структурі критична напруженість поля створюється не у вузькому p-p-переході, а у відносно широкому шарі власної електропро-

відності, то тут можна забезпечити більш високі пробивні напруги. Таким чином, структура р-і-п зручна для отримання великої потужності на високих частотах.

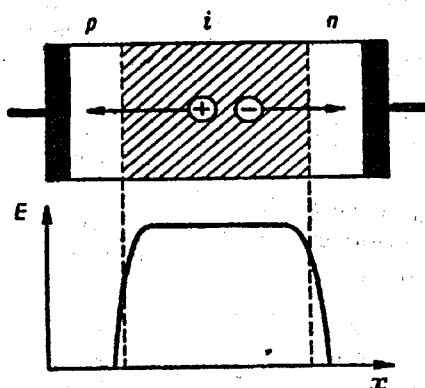


Рисунок 33 - Напівпровідникова структура р-і-п типу і розподіл напруженості поля в ній.

Підвищення частоти до 50 ГГц і вище вимагає подальшого зниження часу прольоту. У цьому випадку можуть виявитися зручними структури типу р-п, зображені на рис. 34. На цих частотах пролітні часи виявляються настільки малими, що отримання р-і-п і тим більше р⁺-п-і-п⁺ структур з дуже тонкими шарами було б важко.

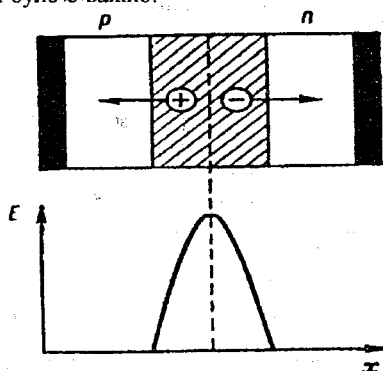


Рисунок 34 - Напівпровідникова структура р-п типу і розподіл напруженості поля в ній

Розглянуті напівпровідникові структури і процеси, що в них відбуваються лягли в основу створення найбільш високочастотних генераторних напівпровідникових приладів - "лавинно-пролітних діодів".

11 Ефект Ганна

У 1963 р., проводячи експерименти по вивченню гарячих електронів, співробітник фірми ІВМ Дж. Б. Ганн знайшов електричні коливання, що виникають у бруську арсеніду галію малих розмірів при поданні на нього постійної напруги достатньої величини [25]. Схематичне зображення такого зразка представлено на рис.35. Омичні контакти названі анодом і катодом. Зовнішня напруга підключається між катодом (мінус) і анодом (плюс). Ефект цей отримав назву ефекту Ганна і спостерігався не тільки на кристалах арсеніду галію, але і на кристалах інших сполук, наприклад фосфіду індію.

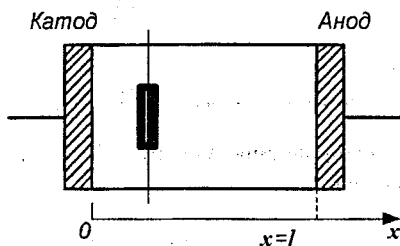


Рисунок 35 - Схематичне зображення зразка діода Ганна

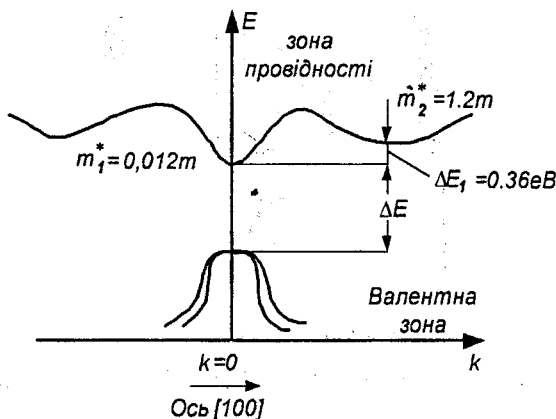


Рисунок 36 - Структура зон GaAs у напрямку осі [100]

Вивчення цього ефекту дозволило виробити гіпотезу, що пояснює причину виникнення і характер таких коливань. Основною причиною, що обумовлює виникнення даного ефекту, є складна структура зони провідності цих речовин [12].

Наявність двох мінімумів у зоні провідності (рис. 36), розділених зазором $\Delta\epsilon=0,36$ eВ, забезпечує можливість існування в арсеніді галію двох типів електронів: легких холодних електронів (m_1^*) і важких гарячих електронів (m_2^*). Легкі електрони будуть характеризуватися високою рухливістю ($m > 5000$ в см²/сек), а важкі електрони - низькою рухливістю ($m \approx 100 - 200$ в см²/сек).

При кімнатній температурі при відсутності зовнішньої напруги, так само як і при поданні малих зовнішніх напруг, практично всі електрони будуть мати температуру гратки T_0 . Оскільки при цьому $k_0 \ll \Delta\epsilon_1$, та переважна більшість електронів провідності, концентрацію яких в електронному зразку позначимо n_0 , буде займати рівні, розташовані в основному, більш глибокому мінімумі. Густина струму через зразок буде визначатися концентрацією і швидкістю руху легких електронів:

$$j_n = qn_0\mu_1 E$$

В міру зростання напруженості електричного поля E в періоди між зіткненнями електрони будуть набувати усе більшу і більшу швидкість. Теплова рівновага електронів провідності з граткою порушиться. Електрони нагріються до температури T більш високої, ніж температура гратки T_0 . З ростом температури T зростає й енергія електронів k . Усе більша кількість електронів буде переходити в більш високий мінімум. Оскільки густина дозволених рівнів зростає з ростом енергії, цей мінімум буде характеризуватися великою кількістю дозволених рівнів у порівнянні з основним мінімумом. При $k > \Delta\epsilon_1$ практично всі електрони будуть знаходитися у верхньому мінімумі, володіти великою ефективною масою і малою рухливістю. Таким чином, з ростом напруженості поля в зразку повинна мати місце зміна рухливості електронів провідності.

Зі зразкового графіка залежності швидкості руху носіїв від напруженості поля (рис. 37) видно, що швидкість руху носіїв буде лінійно зростати з ростом напруженості поля до деякої критичної величини напруженості $E_{кр}$. При $E > E_{кр}$ електрони переходять у більш високий мінімум. Рухливість, а отже, і швидкість руху електронів різко падають. Густина струму пропорційна швидкості руху носіїв, а напруженість поля — напрузі, прикладеній до зразка. Це значить, що криву $u(E)$, представлену на рис. 37, можна замінити аналогічною кривою $j(i)$, тобто вольт-амперною характеристикою.

Вигляд такої вольт-амперної характеристики буде дуже схожий на вигляд вольт-амперної характеристики негatrona N-типу. Спадаюча ділянка

вольт-амперної характеристики свідчить про наявність негативного опору на затискачах (контактах) зразка. Відомо, що негативний опір може забезпечити генерацію в деякому контурі. Однак при цьому повинна обов'язково виконуватися така умова: негативне згасання внесене в схему приладом з спадною ділянкою вольт-амперної характеристики, за своєю абсолютною величиною повинно перевершувати позитивне згасання схеми.

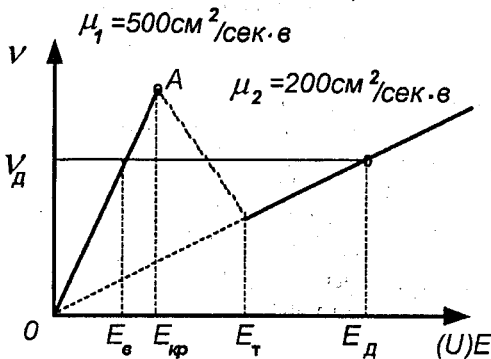


Рисунок 37 - Залежність швидкості руху носіїв в арсеніді галію від напруженості поля в зразку

При вивченні ефекту Ганна з'ясувалося, що уникнути генерації, змінюючи конфігурацію схеми, неможливо. Іншими словами, виявляється неможливим створити стійку робочу точку на спадній ділянці вольт-амперної характеристики так, як це можна зробити, наприклад, у випадку тунельного діода. Це свідчить про те, що при ефекті Ганна негативного опору на омичних контактах зразка не спостерігається і, отже, процеси, що призводять до виникнення генерації, повинні бути трохи складнішими.

Пояснення цьому ефекту може бути знайдене, якщо припустити, що критична напруженість поля досягається не по всій довжині зразка, рівній l , а в якомусь його окремому перетині, що на рис. 35 позначений штриховою лінією. Припустимо, що в цьому перетині існує деяка неоднорідність (заштрихована область), що підвищує опір у ньому. Тоді напруженість електричного поля в цьому перетині буде трохи вищою, ніж в інших перетинах по довжині зразка. Отже, критична напруженість поля виникне в першу чергу в розглянутому перетині, і саме в ньому почне зростати концентрація важких (повільних) електронів. У середньому швидкість електронів у цьому перетині почне зменшуватися, а його опір буде зростати. Почнеться перерозподіл напруги між окремими ділянками кристалі. Напруженість поля в розглянутому перетині буде продовжувати зростати, у той час як ліворуч і

праворуч від цього перетину напруженість поля буде падати. Це значить, що перехід електронів з мінімуму в мінімум буде характерний не для всього зразка, а тільки для якоїсь його досить вузької частини. Ця зона важких електронів під дією електричного поля буде переміщатися в напрямку від катода до анода, причому з відносно низькою швидкістю, обумовленою низькою рухливістю важких електронів.

Ліворуч і праворуч від цієї зони будуть рухатися легкі рухливі електрони. Ліворуч ці електрони будуть наздоганяти зону важких електронів. У результаті утвориться область підвищеної концентрації електронів - область негативного об'ємного заряду. Праворуч легкі електрони будуть рухатися вперед. У результаті утвориться область, збіднена електронами, область позитивного об'ємного заряду (рис. 38) Такий шар об'ємних зарядів, з високою концентрацією важких електронів, прийнято називати *електричним доменом*. Отже, вище нами були розглянуті процеси, що відбуваються при утворенні домену в бруску арсеніду галію.

Ці процеси не можуть тривати як завгодно довго. Напруженість поля усередині домену зростає, росте і швидкість руху електронів. У той же час поза доменом напруженість поля, а отже, і швидкість руху електронів падає. У деякий момент часу швидкості руху зарядів усередині домену і поза ним вирівнюються і наступить стан динамічної рівноваги (рис. 37 і 38):

$$\mu_1 E_B = \mu_2 E_D$$

Рівновага буде відповідати напруженості поля в домені E_D і поза доменом E_B .

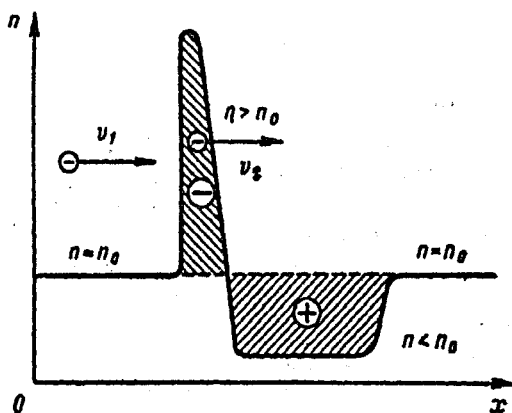


Рисунок 38 - Структура електричного домену

Усталена швидкість руху домену v_d буде нижча, ніж максимальна швидкість руху електронів у зразку. Таким чином, у момент підключення до зразка напруги ($t = t_1$ на рис. 39) струм матиме максимальне значення $I_{\text{макс}}$. Відразу починається процес утворення домену (причому в процесі утворення домен безупинно рухається від катода до анода). Процес цей дуже короткочасний, і струм практично миттєво спадає до значення $I_{\text{мін}}$ обумовленого швидкістю сталого руху домену v_d :

$$I_{\text{мін}} = S j_{\text{мін}} = S q n_0 v_d,$$

де S — площа перетину зразка.

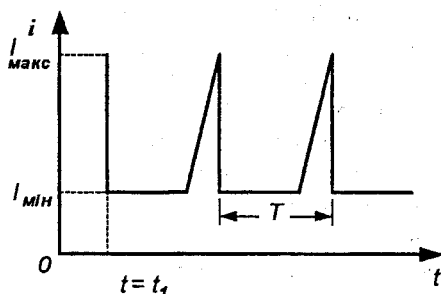


Рисунок 39 - Емпора струму через зразок арсеніду галію

Це значення струму буде зберігатися протягом усього часу руху домену:

$$T = l / v_d$$

де l — довжина зразка.

По досягненні анода домен почне руйнуватися і струм почне зростати до величини $I_{\text{макс}}$, що відповідає початковому моменту і відсутності домену. Цей процес (зростання струму) є істотно більш повільним у порівнянні з процесом формування домену. Як тільки величина струму в зразку досягне значення $I_{\text{макс}}$, відразу почнеться утворення нового домену.

Описаний вище ефект являє собою об'ємну нестійкість, а не нестійкість на затискачах приладу, чим і пояснюється незалежність ефекту від зовнішніх елементів схеми. Швидкість руху домену не залежить від величини зовнішньої напруги. Збільшення зовнішньої напруги призводить до збільшення товщини домену. Швидкість руху домену була визначена приблизно в 10^7 см/сек. Розрахунок показує, що при довжині зразка 50 мкм частота коливань повинна складати близько 2 Гц. Товщина домену пропорційна довжині зразка і складає приблизно 0,1—0,04 від неї.

Природа виникнення доменів у даний час недостатньо вивчена. У той же час можна сказати, що одночасно в кристалі існує тільки один домен. Навіть якщо в кристалі існують несуттєві неоднорідності, на яких можуть формуватися домени, виникнення домену на одній з них виключає можливість виникнення доменів на інших неоднорідностях. Однак після зникнення домену новий домен може виникнути вже на якій-небудь іншій неоднорідності. Різні відстані цих неоднорідностей від анода дадуть різні пролітні часи доменів, тобто змінний період коливань. Необхідність отримання відтворених результатів пред'являє дуже жорсткі вимоги до якості напівпровідникового матеріалу, використовуваного для виготовлення генераторів на ефекті Ганна. Для досить однорідних зразків з постійним перерізом вважають, що домени виникають практично безпосередньо на катоді.

Цікаво відзначити також, що якщо виготовити зразок, переріз якого зменшується в напрямку від катода до анода, то частота коливань у такому зразку може регулюватися зовнішньою напругою. Через зменшення перерізу напруженість поля буде зростати в напрямку від катода до анода. Область критичної напруженості поля буде змінюватися в залежності від величини прикладеної напруги. При відносно низьких напругах критичні поля виникають тільки в тонкому шарі біля вузького кінця. З ростом напруги область критичних полів розширюється у бік катода (більш широкого кінця). Відповідно, при малих напругах довжина прольоту домену мала і генеруючі частоти відносно високі. При підвищених напругах збільшується довжина прольоту і знижується частота. Таким чином, вдається забезпечити електронну перебудову частоти в діапазоні однієї октави (частоти на краях діапазону відносяться як 2:1).

Для виготовлення генераторів на ефекті Ганна використовується головним чином арсенід галію електронного типу електропровідності з питомим опором порядку $1\text{--}10\text{ ом}\cdot\text{см}$ і рухливістю електронів близько $5000\text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$. Час діелектричної релаксації, що обмежує швидкість утворення доменів, буде дорівнює в цьому випадку $10^{-12}\text{--}10^{-11}\text{ сек}$ відповідно. Концентрація електронів n_0 дорівнюватиме відповідно $10^{15}\text{--}10^{14}\text{ см}^{-3}$.

Колективами дослідників проводилися експерименти також і на таких матеріалах, як телурид кадмію, арсенід і фосфід індію й ін. Однак, оскільки техніка отримання цих матеріалів відпрацьована гірше, ніж техніка отримання арсеніду галію, ці експерименти мали чисто наукове значення. Арсенід галію в даний час є єдиним матеріалом, який практично застосовується з цією метою.

Контрольні питання

1. При яких видах електричних розрядів в газі на вольт-амперній характеристиці спостерігається ділянка з негативним диференційним опором? Поясніть фізику процесу.
2. Яким характером реактивності володіє газорозрядний проміжок? Чи можливо за характером реактивності визначити вид внутрішнього зворотного зв'язку на спадній ділянці в.а.х. газового розряду?
3. У якому електронному приладі виникає динаatronний ефект? Поясніть фізику процесу. З якою метою може бути використаний цей ефект в електроніці?
4. Поясніть фізичну суть пролітного ефекту в вакуумних негатронах. При яких кутах прольоту буде спостерігатися негативна активна провідність зазору?
5. У яких електронних компонентах проявляється термоелектричний ефект? Який вид внутрішнього зворотного зв'язку проявляється в термисторах та позисторах?
6. У якому році та ким був відкритий тунельний ефект? Цей ефект проявляється в сильнолегованих чи слаболегованих напівпровідниках? Дайте фізичне обґрунтування свого висновку.
7. Сформулюйте основні особливості та відмінності тунельних р-п-переходів від звичайних.
8. У яких електронних приладах застосовується лавинний ефект?
9. У широких чи вузьких р-п-переходах проявляється лавинний ефект? Поясніть фізику процесу.
10. Ким і у якому році був обґрунтований інжекційно-пролітний ефект у діодних напівпровідникових структурах? Які повинні бути виконані умови, щоб інжекційно-пролітний ефект привів до появи негативного диференційного опору на клеммах приладу?
11. Сформулюйте фазові умови реалізації диференційного негативного опору на клеммах багатоелектродної напівпровідникової структури. Дайте класифікацію ефектів та засобів, які забезпечують виконання цих умов.
12. Поясніть просторово-часові діаграми руху згустків носіїв струму в гіпотетичній багатоелектродній напівпровідниковій структурі.
13. Сформулюйте умови появи ділянки негативного опору на в.а.х. р-п-р-п структури. Яким типом в.а.х., реактивністю та внутрішнім зворотним зв'язком володіє така структура?
14. У якому році та ким було запропоновано практичне використання лавинно-пролітного ефекту у НВЧ приладах? Поясніть фізику цього ефекту. У чому його переваги та недоліки?
15. У яких напівпровідниках проявляється ефект Ганна? Що називається "електричним доменом"? Як він виникає та зникає? Чи може у кристалі існувати одночасно два домена?

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов Ю.В. Основы электронной и полупроводниковой техники. М.: Энергия, 1972. – 536 с.
2. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – М.: Гос. издательство технико-теоретической литературы, 1950.
3. Бессонов Л.А. Нелинейные электрические цепи. – М.: Высш.школа, 1977. – 343 с.
4. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.2. Электровакуумные приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1972. – 376 с.
5. Гаряинов С.А., Абергауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1970. – 320 с.
6. Иоффе А.Ф. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.
7. Гершунский Б.С. Основы электроники. – К.:Вища школа, 1982. – 440с.
8. Дьяконов В.П. Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах. – М.: Сов. радио, 1973. – 208 с.
9. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов.радио, 1968.
10. Красилов А.В., Трутко А.Ф. Методы расчета транзисторов. – М.: Энергия, 1964.
11. Miller S.L. A valanche breakdown in Si. – “Phys.Rev.”, 1955, v.99, №4, 1234 p.
12. Shockley W. Negative resistance arising from transit time in semiconducting diodes. – Bell sistem tech. J., 1954, v. 33, P.799-826.
13. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ. Под ред. М.Хауэса, Д. Моргана. Перевод с англ. под ред. В.С. Эткина. – М.: Мир, 1979. – 444 с.
14. Murphy R.A., Lindley W.T. et al. Performance and reliability of K-band GaAs IMPATT diodes. – Dedest of Technical Papers. – International Microwave Symposium. – Atlanta, Georgia, USA, June 1974, P. 315-317.
15. Нанавати Р.П. Введение в полупроводниковую электронику: Пер. с англ. / Под ред. Я.А. Федотова. – М.: Связь, 1965. – 456 с.
16. Полевые транзисторы. Физика, технология и применение: Пер. с англ. / Под ред. С.А. Майорова. – М.: Сов.радио, 1971. – 376 с.
17. Rollet J. M. Stability and power gain invariants of linear two-ports. – “IRE Trans.”, 1962, v. CT-9, №1, P. 29-32.
18. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. – М.: Энергия, 1974. – 256 с.
19. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике. – М.: Сов.радио, 1981. – 304с.
20. Barera I.S., Arecher R.I. InP Schottky gate field effect transistor. – IEEE Trans., 1975, v. ED-22, №11, P. 1023-1030.

21. Филинюк Н.А. Анализ механизма появления отрицательного активного динамического сопротивления в транзисторах. В кн. "Методы анализа и синтеза нелинейных цепей". – Киев: Наукова думка, 1982. – С.152–156.
22. Филинюк Н.А. К вопросу об отрицательном динамическом сопротивлении транзистора. В кн. "СВЧ элементы и узлы радиоприемных устройств". Тез. докл. Всесоюзного НТС. – М.: 1981. – С.6.
23. Филинюк Н.А. Активные УКВ фильтры. – М.: Радио и связь, 1984. – 84 с.
24. Adams D.K., Ho R.Y.C. The transistor a microwave filter element. – Microwave Symposium, Detroit, may, 1968, P.184-189.
25. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Сов.радио, 1969. – 592 с.
26. Гаряинов С.А. Перспективы использования полупроводниковых приборов и устройств с отрицательным сопротивлением в интегральных схемах. В кн. "Полупроводниковая электроника в технике связи". – М.: Радио и связь, 1986, вып.26. – С. 4-15.
27. Филинюк М.А. Теоретичні основи негatronіки. – Вінниця: ВДГУ, 2002. – 119 с.
28. Read W.T. A proposed high frequency negative resistance diode. - Bell system tech. J., 1958. N 37, 401p.
29. Gunn J.B. Microwave oscillations of current in III-V semiconductors.- Solid state commn., 1963. N1, P. 88-91.

Навчальне видання

Микола Антонович Філіпюк

Фізичні основи негatronіки

Навчальний посібник

Оригінал-макет підготовлено автором

Редактор О.Д. Скалоцька

Навчально-методичний відділ ВДТУ
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК № 746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВДТУ

Підписано до друку 4.02.03, Гарнітура Times New Roman
Формат 29,7x42¹/₄ Папір офсетний

Друк різнографічний Ум. друк. арк. 3.26
Тираж 25 прим.
Зам. № 2003-010

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького державного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК № 746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95