

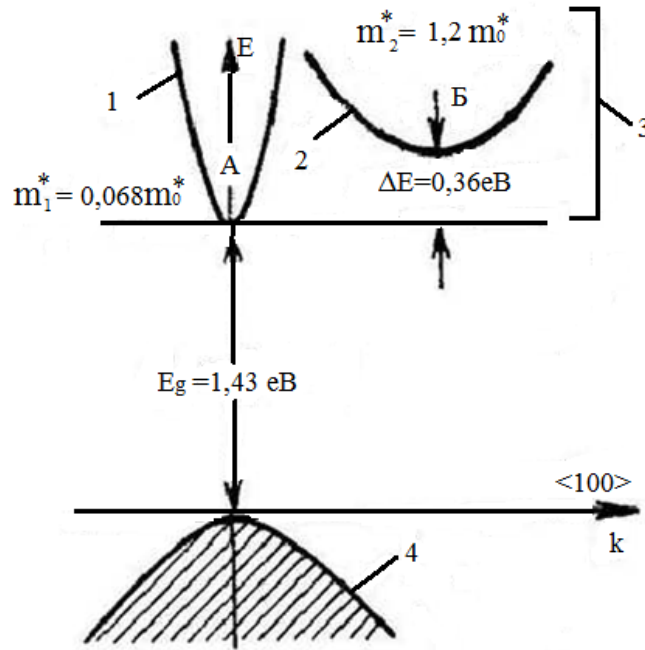
1.2 Ефект Ганна

У напівпровідниках, зона провідності яких має більше одного мінімуму енергії, електрон з хвильовим вектором k , що відповідає одному з мінімумів, при розсіюванні може виявитися в стані з хвильовим вектором k' , що належить іншому мінімуму. В результаті такого розсіювання буде мати місце перекидання електронів з одного мінімуму в інший мінімум зони провідності. Такий вид розсіювання отримав назву міждолинного.

Міждолинне розсіювання носіїв заряду в певних умовах може приводити до виникнення коливань струму з частотою близько 10^{10} Гц при прикладанні до однорідного напівпровідника сильного постійного електричного поля. Це явище, назване ефектом Ганна, вперше спостерігалось в GaAs.

Істотним тут є наявність мінімумів А і Б, розділених проміжком $\Delta E = 0,36$ еВ, в яких ефективні маси електронів різні. В області нижчої долини А електрони легкі, з ефективною масою $m_1^* = 0,068m_0$, мають високу рухливість $[\mu_1 \approx 4000 \div 8000 \frac{\text{см}^2}{\text{В*с}}]$. В області високої долини Б електрони важкі з $m_2^* = 1,2m_0$ і мають низьку рухливість $[\mu_2 \approx 100 \frac{\text{см}^2}{\text{В*с}}]$, Щільність станів у верхній долині приблизно в 70 разів вище, ніж у нижній. При досить низьких температурах і в слабкому зовнішньому електричному полі енергія електронів E значно менше енергетичного зазору $kT \ll \Delta E$, тобто $E \ll \Delta E$, тому електрони в основному будуть займати енергетичні рівні в нижчій долині зони провідності (рис. 1.2), де вони мають високу рухливість, малу ефективну масу і малу щільність станів. У цьому випадку щільність струму визначається концентрацією електронів в нижній долині $n_1 = n_0$ (у верхній долині $n_2 = 0$), їх рухливістю і буде лінійно зростати з ростом напруженості, поля до деякого критичного значення \mathcal{E}_a (рис. 1.6):

$$J = en_0\mu_1\mathcal{E} \quad (1.36)$$



1 - нижній мінімум (А); 2 - верхній мінімум (В); 3 - зона провідності;
4 - валентна зона

Рисунок 1.6 - Схематичне зображення структури зон арсеніду галію n-типу в напрямку $[100]$

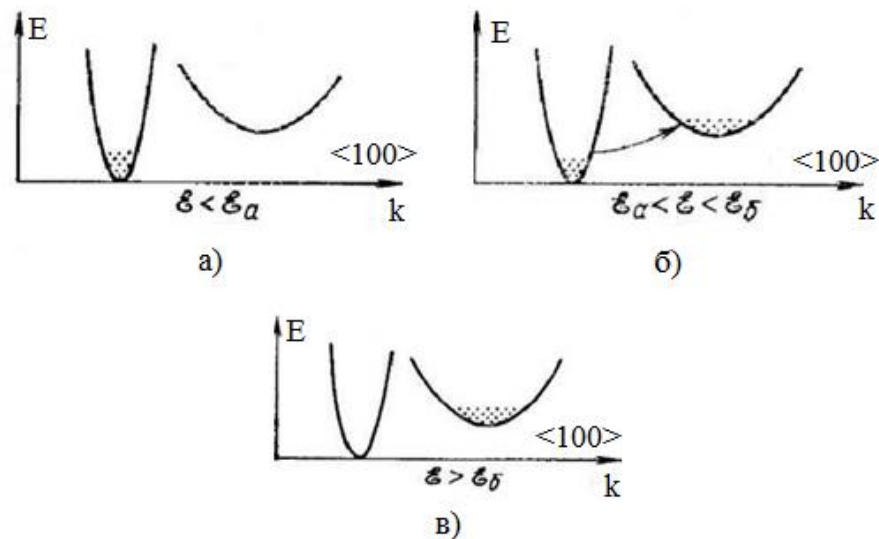


Рисунок 1.7 - Розподіл електронів при різних значеннях напруженості електричного поля

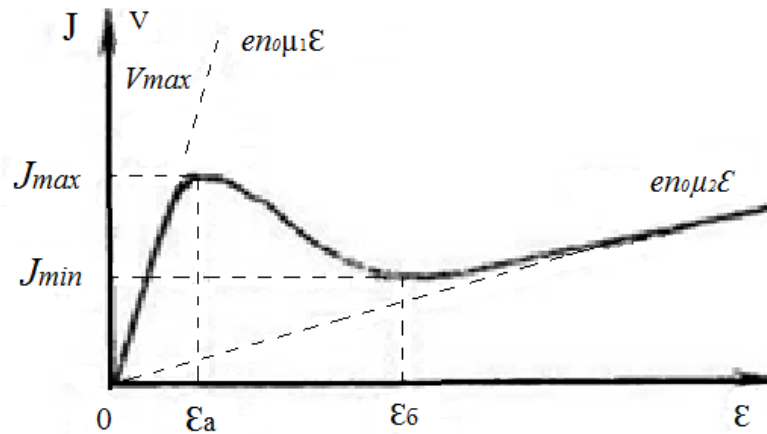


Рисунок 1.8 - Залежність щільності струму від напруженості електричного поля для двухдолинного напівпровідника

У міру зростання напруженості електричного поля середня енергія електронів підвищується і при $E > \Delta E$ стає можливим перехід електронів у верхню долину Б (рис. 1.7, б), де вони матимуть низьку рухливість, велику ефективну масу і високу густину станів (широкий максимум), а сумарна концентрація електронів буде $n_0 = n_1 + n_2$. Таким чином, з ростом напруженості поля (від E_a до E_b - рис. 1.8) буде мати місце зменшення рухливості електронів, а отже, зменшення щільності струму і на вольт-амперної характеристики з'явиться падаючу ділянку.

При $E > E_b$ все електрони будуть перебувати у верхній долині $n_2 = n_0$, а в нижній долині $n_1 = 0$ (рис. 1.7, в) і густина струму:

$$J = en_0 \mu_2 E \quad (1.37)$$

Розглянемо докладніше, механізм такої нестійкості. Припустимо, що до зразка довжиною L докладено зовнішня напруга. В однорідному напівпровіднику електричне поле приблизно однаково по всій довжині зразка. Але якщо в зразку є локальна неоднорідність з підвищеним опором, то напруженість електричного поля в цьому місці зразка буде трохи вище. Отже, критичне значення $E_{кр} = E_a$ при підвищенні напруженості поля виникне в першу чергу в цьому перетині зразка. Як тільки напруженість поля в області

локальної неоднорідності досягне критичної позначки E_a , електрони будуть переходити в верхню долину Б і в цій області зразка з підвищеною напруженістю поля з'являться важкі електрони. Рухливість електронів в цій частині зразка зменшується і опір її зростає. Це призводить до зростання напруженості поля в цьому місці зразка, що в свою чергу викликає більш інтенсивний перехід електронів у верхню долину. Але так як напруга, прикладена до зразка, не змінюється, то напруженість поля праворуч і ліворуч від цієї області зразка буде падати. В результаті розподіл електричного поля стане різко неоднорідним і утворюється область сильного електричного поля, яка носить назву електричного домену (рис. 1.9, а).

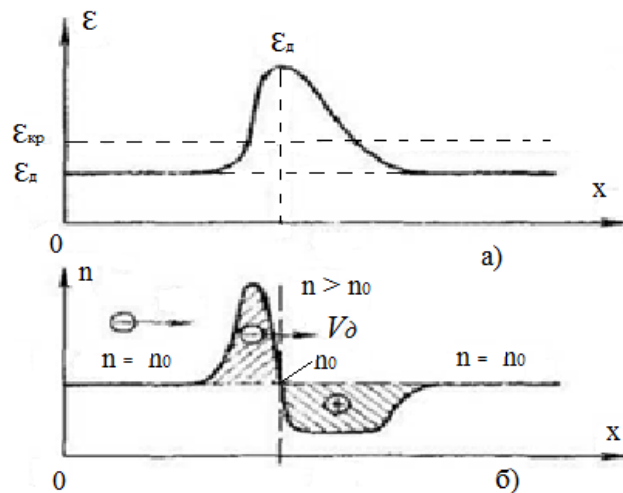


Рисунок 1.9 - Розподіл електричного поля (а) і густини електронів (б) уздовж зразка в разі стабільного домену сильного поля, що рухається зі швидкістю V_d

Область важких електронів під дією електричного поля домена буде рухатись уздовж зразка з відносно низькою швидкістю, обумовленої низькою рухливістю важких електронів. Праворуч і ліворуч від зони важких електронів будуть рухатися легкі електрони з великою швидкістю. Зліва вони будуть наздоганяти цю зону, і в результаті утворюється область підвищеної концентрації електронів - область негативного об'ємного заряду. Праворуч від цієї зони легкі електрони будуть йти вперед, тому утворюється область, збіднена електронами - область позитивного об'ємного заряду. Отже, в межах

області сильного електричного поля домена на кривій розподілу концентрації електронів є збіднена ділянка з $n < n_0$, відповідна фронту домену, і збагачена ділянка з $n > n_0$ відповідна спаду домену (рис. 1.9, б).

Оскільки всередині домену напруженість поля E_d сильно зростає, зростає в ньому і швидкість руху електронів v_d . За межами домену напруженість поля E_B різко зменшується, тому швидкість руху електронів падає. Наростання напруженості поля в домені припиниться тоді, коли швидкість руху домена v_d стане рівною дрейфовій швидкості електронів поза доменом v_B .

$$v_d = v_B \quad (1.38)$$

або

$$\mu_2 E_d = \mu_1 E_B \quad (1.39)$$

При цьому стала швидкість руху домена v_d буде менше максимальної швидкості руху електронів, яку вони мають при E_d . Тому в момент підключення до зразка напруги (через $t = t_1$) струм буде мати максимальне значення I_{max} , що визначає v_{max} . Відразу ж почнеться процес утворення домена, і оскільки цей процес короткочасний, так як постійна часу, пов'язана з міждолинним переходом електрона, порядку 10^{-12} с, струм дуже швидко спадає до значення I_{min} визначається швидкістю сталого руху домена v_d :

$$I_{min} = sen_0 v_d \quad (1.40)$$

де s - площа перетину зразка.

Мінімальне значення струму зберігається протягом усього часу руху домена уздовж зразка. Як встановлено, цей час визначається довжиною зразка і швидкістю руху домена:

$$T = \frac{L}{v_d} \quad (1.41)$$

Домен рухається від катода до анода. Після досягнення анода область сильного поля виходить зі зразка і ток в зразку починає зростати. Як тільки струм у зразку досягне значення I_{max} , відбувається утворення нового домену

і ток спадає до I_{max} . В результаті руху домена по кристалу у зовнішній ланцюга з'являється імпульс струму. Шпаруватість імпульсів струму визначається часом T проходження домену. При довжині зразка 50 мкм частота коливань струму повинна становити близько 2 ГГц.

Оскільки ефект освіти домену є об'ємною нестійкість, він не залежить від зовнішніх елементів схеми. Це означає, що швидкість руху домена не залежить від величини зовнішнього напруги і домен пересувається зі швидкістю дрейфу порядку 10^7 см/с.

Незважаючи на те що в кристалі може бути кілька неоднорідностей, на яких можуть формуватися домени, в кристалі існує тільки один домен. Іншими словами, виникнення домена відбувається тільки на одній з неоднорідностей. Після зникнення домену новий домен може виникнути на іншій неоднорідності. Різне розташування неоднорідностей в кристалі визначає різні пролітні часи доменів, тобто різний період коливань. Тому для спостереження ефекту Ганна необхідні чисті і дуже однорідні зразки. У пластинкових зразках домени зароджуються в області підвищеного поля поблизу катода, обумовленою неоднорідністю рівня легування, яка виникає в процесі виготовлення електродів. Важливо також, щоб відстань між мінімумами А і Б зони провідності не було досить велике, бо для переходу електрона в другу долину буде потрібно поле великої напруженості, при якому можливе збільшення концентрації електронів за рахунок ударної іонізації або тунельного ефекту.

1.3 Ударна іонізація

У сильному електричному полі, якщо воно зростає приблизно до 10^3 В/см, електрони (або дірки) набувають енергії, достатньої для іонізації атомів речовини. В результаті цього виникають електронно-діркові пари, які в

свою чергу прискорюються полем і генерують додаткові носії заряду (рис.1.10). Цей процес створення носіїв заряду зветься ударною іонізацією. Спостерігати, однак, це явище можливо лише в р-п переходах, так як створити поля $10^5 - 10^6 \text{ В / см}$ в однорідному напівпровіднику надзвичайно важко при розумних товщинах останнього. Винятком є ударна іонізація домішкових атомів, яка вимагає невеликих значень напруги і спостерігається при низьких температурах, коли атоми домішки іонізовані. Ударна іонізація донорів і акцепторів - елементів п'ятої і третьої груп - в германії відбувається при полях, приблизно рівних 5-10 В / см. Наприклад, в електронному германії при 4,2 К, та $E \approx 5 \text{ В/см}$ відбувається різке стрибкоподібне зростання щільності струму, викликане ударною іонізацією атомів домішки (рис.1.11).

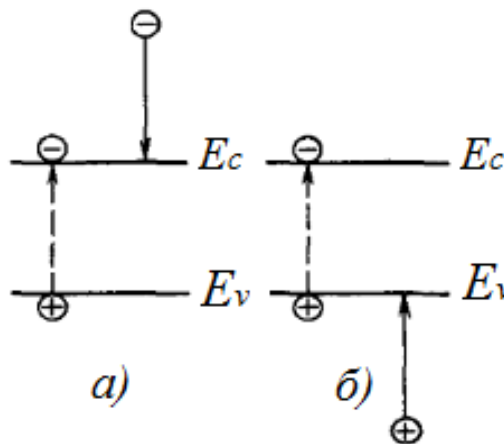


Рисунок 1.10 - Два можливих варіанти ударної іонізації

Швидкість генерації електронно-діркових пар G внаслідок ударної іонізації дається у вигляді:

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p \quad (1.42)$$

де α_n, α_p - коефіцієнт ударної іонізації електронів і дірок відповідно.

Він визначається як число електронно-діркових пар, що генеруються електроном (діркою) на одиниці шляху переміщення.

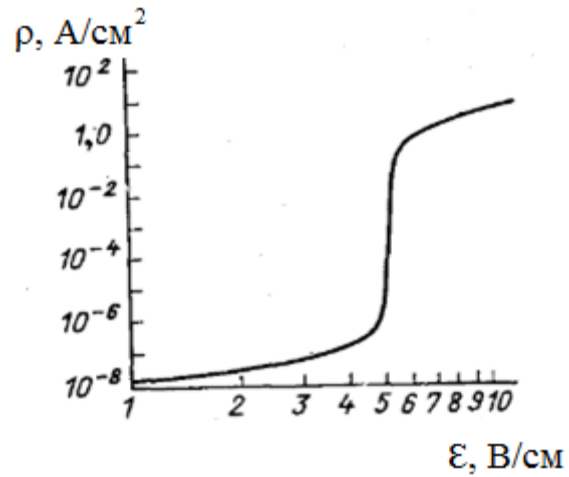


Рисунок 1.11- Ударна іонізація в електронному Германії при $T = 4.2 \text{ K}$

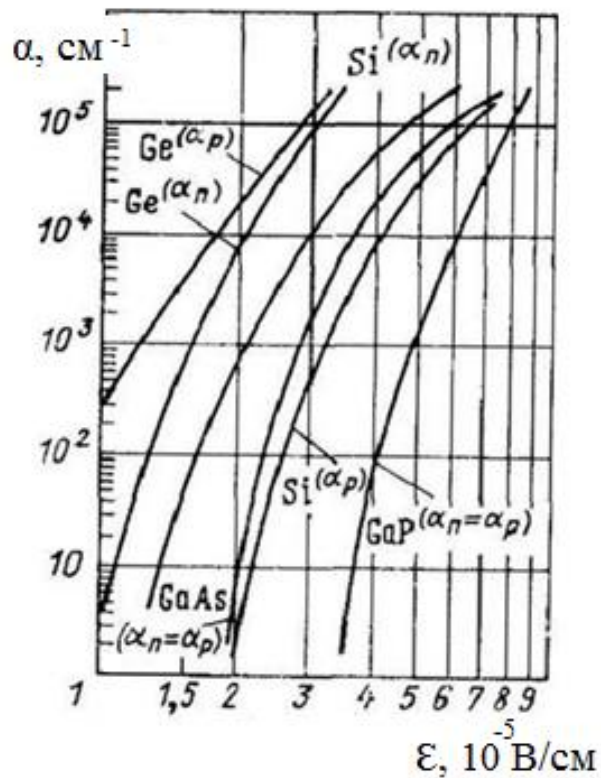


Рисунок 1.12 - Залежність коефіцієнта ударної іонізації від електричного поля для германію, кремнію, арсеніду галію і фосфіду галію

Коефіцієнт ударної іонізації як електронів α_n , так і дірок α_p сильно залежить від значення напруженості електричного поля. На рис. 1.8 приведені

експериментально виміряні значення коефіцієнтів ударної іонізації для германію, кремнію, арсеніду галію і фосфіду галію.

Коефіцієнт ударної іонізації $\alpha(E)$ визначається співвідношенням

$$\alpha(E) = \frac{1}{v} \int_0^{\infty} W_{\text{и}}(E) f(E) N(E) dE \quad (1.43)$$

де $W_{\text{и}}(E)$ - ймовірність іонізації, що розраховується квантово-механічним шляхом; $f(E)$ - нерівноважна функція розподілу; $N(E)$ - щільність квантових станів; v - швидкість дрейфу.

Для напівпровідників з великою діелектричною проникністю ймовірність іонізації (для Ge і Si):

$$W_{\text{и}}(E) \approx A(E - E_{\text{и}})^2 \quad (1.44)$$

де A - коефіцієнт пропорційності, а $E_{\text{и}}$ - енергія іонізації.

При ударної інізації беруть участь три носія заряду, які приблизно порівну розподіляють між собою енергію початкового носія заряду; порогова енергія іонізації $E_{\text{и}} = \frac{3}{2} E_g$ де E_g - ширина забороненої зони. Залежність коефіцієнта ударної інізації $\alpha(E)$ від поля в основному визначається видом функції розподілу $f(E)$. Як свідчить детальний аналіз за допомогою кінетичного рівняння, повніше аналітичний вираз для функції розподілу в області енергії $0 < E < \infty$ отримати не можна; $f(E)$ можна отримати в явному вигляді для двох ділянок: в області $E < E_{\text{и}}$ та $E > E_{\text{и}}$.

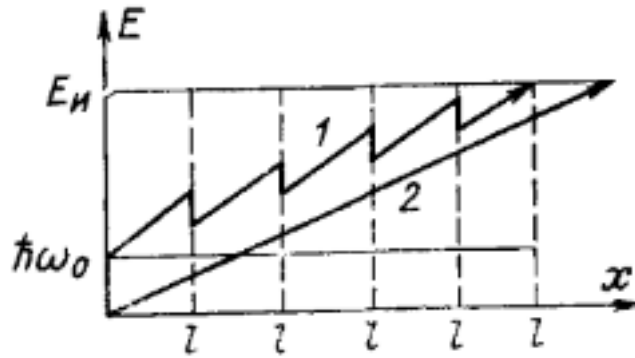


Рисунок 1.13 - Умовна діаграма ударної іонізації

Прискорення електронів до порога іонізації $E_{и}$ залежить від співвідношення двох факторів - прискорення в зовнішньому електричному полі і розсіювання енергії при зіткненні з фононами. Найбільший внесок в релаксацію по енергіях вносять оптичні фонони. При зіткненнях з оптичними фононами енергія, що втрачається електроном, дорівнює $\hbar\omega_0 = const$, а середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії, т.е. $l = const$. Прискорення до порога іонізації $E_{и}$ можна проілюструвати наступною умовною діаграмою, зображеної на рис. 1.13. По вертикалі відкладена енергія, що отримана електроном в зовнішньому електричному полі, а по горизонталі - відстань, яку проходить електроном в середньому між двома зіткненнями. Як випливає з рис. 1.13, існує дві можливості прискорення електронів до порога іонізації. У першому випадку в дуже сильних електричних полях, коли виконується умова $eEl \gg \hbar\omega_0$, електрони можуть набрати енергію в результаті багаторазових зіткнень з фононами, так як відносна втрата енергії в кожному такому зіткненні мала (лінія 1). У цьому випадку, як показує теорія:

$$\alpha(E) \sim e^{-\frac{E_{и}}{E^2}} \quad (1.45)$$

Можна провести аналогію з дифузійним рухом частинки, тому вказане наближення для $\alpha(E)$ називають дифузійним.

У другому випадку, коли поля відносно слабкі ($eEl \ll \hbar\omega_0$), носії заряду набирають енергію на відстані, рівній багатьом довжинам вільного пробігу

(лінія 2). У такій ситуації існує тільки одна можливість набрати енергію $E_{и}$, коли носії заряду зіштовхуються з фононами до порога іонізації. Оскільки шлях до порога іонізації $L_{и} = \frac{E_{и}}{eE}$, а середній вільний пробіг між зіткненнями з фононами дорівнює l , то ймовірність пробігу до порога іонізації без зіткнень $e^{\frac{L_{и}}{l}} \approx e^{\left(-\frac{E_{и}}{eEl}\right)}$. У зв'язку з цим функція розподілу, а отже, і коефіцієнт ударної іонізації пропорційні

$$\alpha(E) \sim e^{\left(-\frac{E_{и}}{eEl}\right)} \quad (1.46)$$

Функція розподілу буде сильно витягнута вздовж напрямку електричного поля, тобто у напрямку дрейфу носіїв, тому це наближення для $\alpha(E)$ називають дрейфовим.

Як показали експерименти, в Ge і Si в основному $\alpha(E)$ визначається законом виду (1.46). Однак у вузьких р-п переходах (особливо чітко це проявляється в Si) спостерігається залежність виду (1.45). Це має місце при напруженості поля $E \geq 5 * 10^5$ В/см.

1.4 Тунельний ефект

У дуже сильних електричних полях стає можливим ще один механізм утворення вільних носіїв заряду - тунельний ефект, або ефект Зінера. Як відомо, у напівпровідниках, що знаходиться в зовнішньому електричному полі, має місце нахил енергетичних зон. Нахил зон тим більше, чим більше напруженість електричного поля E . На рис. 1.14 представлена зонна структура власного напівпровідника при наявності сильного електричного поля. В цьому випадку можливий перехід електрона з валентної зони в зону провідності завдяки тунельному ефекту. Імовірність тунельного переходу залежить від висоти і ширини потенційного бар'єру. В даному випадку висота потенційного

бар'єру АБ являє собою ширину забороненої зони E_g . Ефективна ширина бар'єру $AB = \Delta x$ може бути визначена з різниці потенційної енергії електрона в зоні провідності в точці В та у валентній зоні - в точці А. Так як потенційна енергія з точністю до адитивної постійної ϵ

$$U(B) - U(A) = -eE\Delta x = -E_g \quad (1.47)$$

то ефективна ширина бар'єру

$$\Delta x = \frac{E_g}{eE} \quad (1.48)$$

Отже, ширина потенційного бар'єру залежить від напруженості електричного поля.

Перехід електрона з точки А в точку В пов'язаний з переходом крізь трикутний потенційний бар'єр АБВ. Але, як відомо з квантової механіки, ймовірність переходу для бар'єру трикутної форми має вигляд:

$$D = D_0 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m_n^*E_g^2}}{3ehE}} \quad (1.49)$$

З цього виразу випливає, що ймовірність тунельного переходу із зони в зону зростає експоненціально з ростом напруженості електричного поля E . Крім того, ймовірність тунельного переходу буде більше у напівпровідників з малими значеннями ширини забороненої зони E_g і ефективної маси m^* .

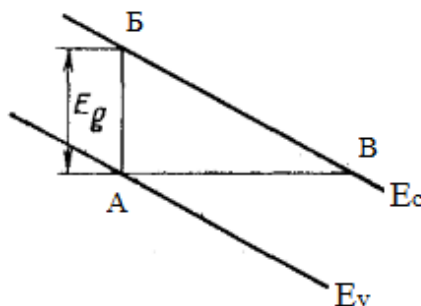


Рисунок 1.14 - Зонна структура власного напівпровідника при наявності сильного електричного поля

Імовірність тунельного переходу одна і та ж для переходів як з валентної зони в зону провідності, так і із зони провідності в валентну зону.

Але оскільки в валентній зоні електронів набагато більше, ніж в зоні провідності, то буде мати місце переважний перехід електронів з валентної зони в зону провідності. Тому тунельний ефект може призводити до значного збільшення концентрації вільних носіїв заряду. Він спостерігається в полях 10^6 В/см.