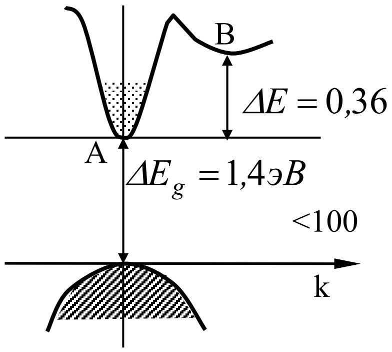
Тема 5: Ефек Ганна.

Якщо в зоні провідності напівпровідника є більш одного мінімуму енергії (для різних $\vec{k}$) і при цьому ефективні маси електронів у різних мінімумах сильно відрізняються, то при прикладенні зовнішнього постійного електричного поля в такому напівпровіднику можуть виникнути процеси, що приводять до струмової нестійкості і появи високочастотних коливань. Це явище вперше спостерігав Ганн Дж. у 1963 р. на $GaAs$.

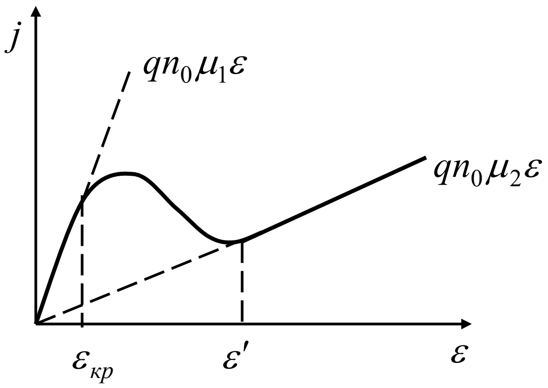


При малих зовнішніх електричних полях електрони знаходяться в термодинамічній рівновазі з граткою і так як $kT << \Delta E$, то електрони будуть займати в основному рівні в $\underline{a}$. При цьому $n_1 = n_0$ і

$$j = qn_0\mu_1\varepsilon \qquad (1)$$

– струм зростає лінійно з ε до деякого $\varepsilon_{кр.}$

В міру зростання ε $E_{ср.}$ електронів збільшується й у результаті розсіювання на оптичних фононах (непрямі переходи з $\underline{a}$ в $\underline{в}$ із зміною k заборонені) стає можливим перехід у верхню долину $\underline{в}$. Такий вид розсіювання одержав назву «міждолинного».

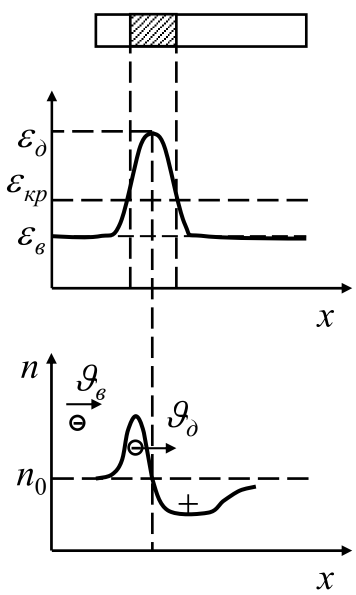


У долині $\underline{в}$ m_2^* велика, μ_2 – мала і висока щільність станів. Тепер сумарна $n_0 = n_1 + n_2$ і, отже, із збільшенням ε зменшується $\sum\mu$ і, отже, зменшується j до деякого значення ε'. При $\varepsilon > \varepsilon'$ всі електрони будуть в $\underline{в}$ и j почне зростати (слабіше, ніж при μ_1)

$$j = qn_0\mu_2\varepsilon \qquad (2)$$

Розглянемо тепер напівпровідник довжиною L. Якщо він ідеально однорідний, то зовнішнє поле в ньому розподілено однаково по всій довжині зразка (і при збільшенні ε в зовнішньому ланцюзі ми спостерігали б просто N-образну ВАХ). Однак, якщо в зразку є локальна неоднорідність із підвищеним опором, то в цій області напруженість поля буде вище і $\varepsilon_{кр.}$ буде досягнуто перш за все тут. Досягнення $\varepsilon_{кр.}$ приведе до росту n_2, до росту R і, отже, до подальшого росту ε і знову ж n_2. Але тому що напруга, прикладена до зразка, не змінюється, то ε справа і зліва від цієї області буде падати. У результаті розподіл поля стає сильно неоднорідним, з'являється область сильного поля, яку називають електричним доменом.

Область «важких» електронів (домен) буде переміщатися з відносно низькою швидкістю (μ_2 мале). Справа і зліва від неї будуть із великою швидкістю рухатися «легкі» електрони.



Це приведе до перерозподілу заряду і виникненню областей негативного і позитивного заряду. Оскільки усередині домена напруженість поля велика, то збільшується і швидкість електронів. Поза доменом ε зменшується і швидкість – зменшується. Через деякий проміжок часу встановиться стаціонарний стан, при якому $\vartheta_{\partial} = \vartheta_{в}$

$$\mu_2 \varepsilon_{\partial} = \mu_1 \varepsilon_{в} \tag{3}$$

При цьому $\vartheta_{\partial} < \vartheta_{\max}$, що відповідає $\varepsilon_{кр.}$. Тому в момент підключення до зразка напруги

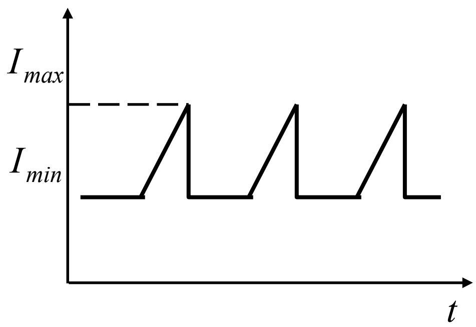
$$j_{\max} = qn_0 \vartheta_{\max} = qn_0 \mu_1 \varepsilon_{кр.} \tag{4}$$

Після цього відразу почнеться процес утворення домену і тому що він дуже малий (τ міждоменного переходу $\sim 10^{-12}$ с), то струм дуже швидко спадає до

$$j_{\min} = qn_0 \vartheta_{\partial} = qn_0 \mu_2 \varepsilon_{\partial} \tag{5}$$

$j_{\min}$ зберігається протягом усього часу руху домену уздовж зразка:

$$T = \frac{L}{\vartheta_{\partial}}.$$



По досягненні аноду область сильного поля виходить із зразка і струм знову збільшується до $I_{\max}$, потім все повторюється. У результаті руху домену по кристалі в зовнішньому ланцюзі виникають високочастотні коливання.

При $L = 50\ мкм$ $\nu = 2\ ГГц$. Скважність визначається T. Для спостереження ефекту Ганна потрібні чисті і дуже однорідні зразки (щоб домен утворювався на одній і тій же неоднорідності і $T = const$). ΔE не повинно бути велике інакше будуть потрібні великі ε, при котрих n може зрости за рахунок тунелювання або ударної іонізації.

Гальваномагнітні явища в напівпровідниках.

Гальваномагнітними називаються явища, що виникають у напівпровідниках при одночасній дії електричного і магнітного поля.

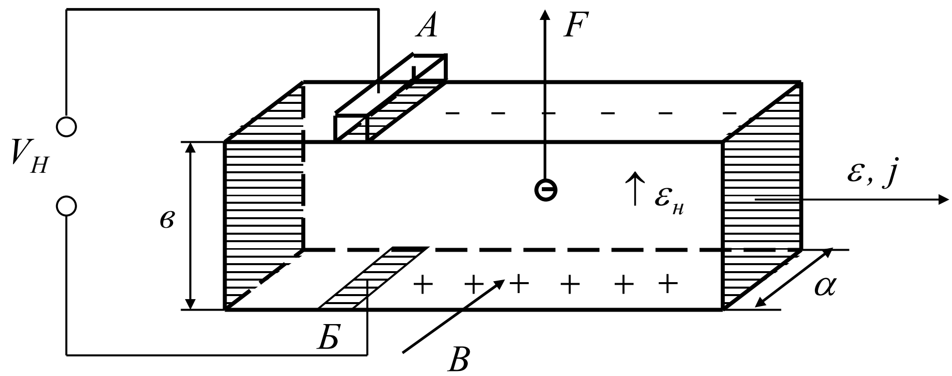
Ефект Холу при уніполярній провідності.

Ефект Холу розглянемо для слабкого магнітного поля умовою якого є

$$\frac{\mu B}{2\pi} << 1 \qquad (1)$$

(умова сильного поля $\frac{\mu B}{2\pi}$).

У слабкому магнітному полі, носій заряду, що рухається по круговому шляху в площині перпендикулярній B устигає пройти до зіткнення малу відстань ($r >> l$), а в сильному ($r << l$) траєкторія до зіткнення змінюється дуже сильно.



Нехай по напівпровіднику:

$$\vec{j} = \pm qn\vec{V} = \sigma\vec{\varepsilon} \qquad (2)$$

$\vec{V}$ – дрейфова швидкість.

Якщо напівпровідник однорідний, то еквіпотенційні поверхні перпендикулярні до $\vec{\varepsilon}$ та $\vec{j}$ і тому $\Delta\varphi_{АБ}$ (A і B у площині перпендикулярній $\vec{j}$) дорівнює 0.

Помістимо зразок в магнітне поле з вектором $\vec{B}$ перпендикулярним $\vec{j}$. У цьому випадку на носій заряду діє сила Лоренца:

$$F = \pm q\left[\vec{V}_{др}\vec{B}\right] \qquad (3)$$

"+" – дірка;
"–" – електрон.

$$\vec{V} = \mu\vec{\varepsilon} = \pm\frac{q\langle\tau\rangle}{m^*}\vec{\varepsilon} \qquad (4)$$

Тоді

$$F = \frac{q^2\langle\tau\rangle}{m^*}\left[\vec{\varepsilon}\ \vec{B}\right] \qquad (5)$$

тобто напрямок сили Лоренца не залежить від знаку q, а визначається напрямком $\vec{\varepsilon}\left(\vec{j}\right)$ і $\vec{B}$.(правило лівої руки).

У результаті розподілу зарядів з'явиться $\vec{\varepsilon}_н$ (поле Холу) перпендикулярне $\vec{B}$, його напрямок залежить від знаку q.

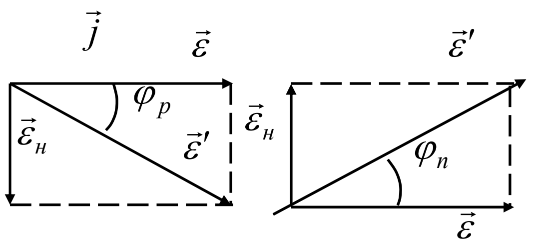
Явище виникнення поперечного поля в напівпровіднику зі струмом під дією $\vec{B}$ і називається ефектом Холу.

$\vec{\varepsilon}_н$ буде зростати поки сила цього поля не скомпенсує силу Лоренца:

$$\pm q\varepsilon_н = q\vartheta_ф B \qquad (6)$$

При цій умові носії заряду рухаються уздовж зразка під дією тільки продольного поля $\vec{\varepsilon}$ і, отже, $\vec{j}$ співпадає з $\vec{\varepsilon}$. Вектор сумарного поля $\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon_н$ тепер повернений на деякий кут φ щодо $\vec{j}$, який і зветься кутом Холу.

Тепер еквіпотенційні поверхні будуть повернені на кут φ і між точками A і $Б$ з'явиться $\Delta\varphi$ – е.р.с. Холу. Якщо $в$ –ширина зразку, то



$$V_н = \vec{\varepsilon}_н в = -\vartheta B в \qquad (7)$$

якщо врахувати (2)

$$V_н = -\frac{1}{qn} jBв = RjBв \qquad (8)$$

R – коефіцієнт або постійна Холу

$$R = -\frac{1}{qn} \quad \text{або} \quad R = \frac{1}{qp} \qquad (9)$$

Співвідношення (9) і (8) справедливе, якщо τ (час релаксації) не залежить від енергії і не враховується статистичний розподіл електронів і дірок по енергіях. У загальному випадку

$$R = -\frac{A}{qn} \qquad\qquad R = \frac{A}{qp},$$

де A – чисельний множник, що залежить від механізму розсіювання, і називається Хол-фактором (причому A для електронів не обов'язково збігається з A для дірок). Докладніше про нього поговоремо нижче, коли будемо розглядати ефект Холу для напівпровідника з двома типами носіїв.

Кут Холу φ можна визначити зі співвідношення

$$tq\varphi = \frac{\varepsilon_н}{\varepsilon} = \frac{RjB}{\varepsilon} = R\sigma B, \qquad \text{(із (8))}$$

$$R = \frac{\varphi}{\sigma B},$$

$$\sigma_n = qn\mu_n,$$

$$\left.\begin{aligned} \varphi_n &= R_n \sigma_n B = -\mu_n B \\ \varphi_p &= R_p \sigma_p B = \mu_p B \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Повернемося до співвідношення $R = -\frac{A}{qn}$ і згадаємо, що

$$\sigma_n = qn\mu_n$$

(для електронного напівпровідника $n >> p$)

$$\frac{1}{qn} = \frac{\mu_n}{\sigma} = \frac{|R|}{A}$$

$$\mu_n = \frac{1}{A}\sigma|R|$$

Величина $\sigma|R| = A\mu_n = \mu_n$ має розмірність рухливості і називається холівською рухливістю носіїв заряду, на відміну від $\mu_n = \mu_{n\,др}$ – дрейфової рухливості.

$$\mu_н = A\mu_{др} \qquad (11)$$

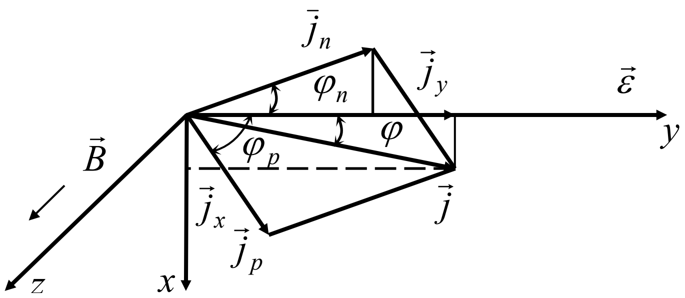
$$\mu_{p\,н} = A\mu_{p\,др}$$

$$\mu_{n\,н} = A^{'}\mu_{n\,др}$$

Саме $\mu_н$ визначає φ_x.

Якщо $\tau = const$ (не залежить від E), $A = 1$ і $\mu_н = \mu_{др}$. Це має місце в металах і вироджених напівпровідників для котрих $\tau = \tau(E_F) = const$ і R не залежить від механізму розсіювання.

Ефект Холу при змішаній провідності. Вплив механізму розсіювання на величину постійної Холу.



Як ми бачили $\vec{j}_n$ і $\vec{j}_p$ відхиляються в різних напрямках, тому при змішаній провідності варто зображувати діаграму струмів.

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$$

Осі: x – по або проти ε_x, y – по $\vec{\varepsilon}$, z – по $\vec{B}$.

Згадаємо: ми розглядаємо слабкі магнітні поля, отже, усі кути φ малі. Тому:

$$j_y = j_p \overbrace{\cos\varphi_p}^{\cong 1} + j_n \overbrace{\cos\varphi_n}^{\cong 1} = \overbrace{q\left(p\mu_p + n\mu_n\right)}^{\sigma}\varepsilon = \sigma\varepsilon \tag{12}$$

$$j_x = j_p \overbrace{\sin\varphi_p}^{\varphi_p} + j_n \overbrace{\sin\varphi_n}^{\varphi_n} = j_p\varphi_p + j_n\varphi_n \tag{13}$$

Згадавши (10) для φ_p і φ_n і з огляду на напрямок $\left(\varphi_n = -\mu_n B\right)$, одержимо:

$$j_x = q\left(p\mu_p^2 - n\mu_n^2\right)\varepsilon B \tag{14}$$

Тоді

$$tq\varphi = \frac{j_x}{j_y} \approx \varphi = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{p\mu_p + n\mu_n} B \tag{15}$$

$$R = \frac{\varphi}{\sigma B} = \frac{1}{q} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{\left(p\mu_p + n\mu_n\right)^2} \tag{16}$$

При виведенні коефіцієнту Холу за допомогою рівняння Больцмана з урахуванням розподілу носіїв заряду по швидкостям (енергіям) у невироджених напівпровідниках одержують:

$$R = \frac{A}{q} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{\left(p\mu_p + n\mu_n\right)^2} \tag{17}$$

Значення Хол-фактору при розсіюванні електронів:

на атомах фононів: $A_{а.ф.} = \frac{3\pi}{8} \cong 1{,}18$;

на іонах домішки: $A_I = \frac{315\pi}{512} \approx 1{,}93$; (для дірок може бути інше).

$\tau = const$ $A = 1$.

(16) і (17) – загальний вираз для коефіцієнту Холу R. З нього легко одержати (9) поклавши $p = 0$ або $n = 0$.

Для власної провідності $n = p = n_i$ і

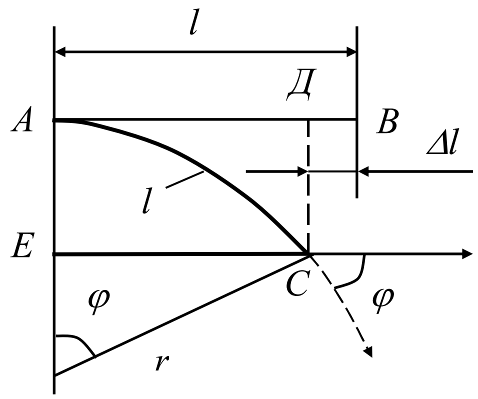
$$R = \frac{A}{qn_i} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} \tag{18}$$

Так як μ_n звичайно більше μ_p, то $R < 0$.

У сильних полях $\left(\frac{\mu B}{2\pi} >> 1\right)$ $A = 1$. Для металів і вироджених напівпровідників незалежно від B $A = 1$.

Ефект Холу дуже широко застосовують у дослідницькій роботі. Основна проблема – розташувати холівські електроди точно на еквіпотенціальній поверхні струму, щоб не вимірювати оммічну різницю потенціалів через несиметричне розташування холівських контактів. Вихід – вимірювання V_x при двох напрямках струму, перемінний струм, мостові схеми.

Магніторезистивний ефект.



Очевидно, що відхилення руху носіїв заряду в магнітному полі від напрямку зовнішнього $\vec{\varepsilon}$ (дія, що закручує, B) приведе до зміни довжини вільного пробігу носія заряду в напрямку $\vec{\varepsilon}$, що равносильно зміні опору. Це явище – магнітоопору (ефект Гауса) або магніторезистивний ефект.

Будемо вважати, що поле Холу ще відсутнє. Середня довжина вільного пробігу $l = AB$ у напрямку поля $\vec{\varepsilon}$ зменшиться на

$$\Delta l = DB = l - AD,$$

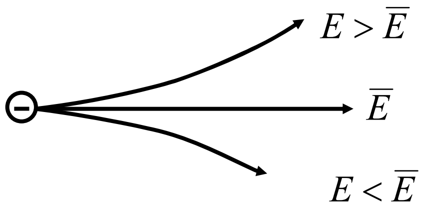
$$AD \approx AC\cos\varphi = l\cos\varphi \approx l\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right),$$

$$\Delta l = l - l\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right) = \frac{l\varphi^2}{2},$$

$\varphi_p = A\mu_p B;$ $\varphi_{\text{n}} = -A\mu_n B$ (для $n-$ і $p-$ напівпровідника),

$$\left.\begin{aligned}\frac{\Delta\rho_p}{\rho_p}=\frac{\Delta l_p}{l_p}=\frac{A^2\mu_p^2B^2}{2}\\ \frac{\Delta\rho_n}{\rho_n}=\frac{\Delta l_n}{l_n}=\frac{A^2\mu_n^2B^2}{2}\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

У (1) мається на увазі, що $\Delta\rho$ пропорційне $\Delta\bar{l}$ і всі носії заряду рухаються з однією $\bar{\vartheta}_{ср}$ і мають одну l. Тому що ρ зростає зі зменшенням l, то якщо не враховувати $\vec{\varepsilon}_{Холла}$ і розподіл по $\vartheta(E)$, то відносна зміна $\rho\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)$ пропорційна квадрату добутку μ на B. (Так званий геометричний магнітоопір). При наявності $\vec{\varepsilon}_x$ і якщо не враховувати розподіл по E і механізм розсіювання, магнітоопір відсутній. При наявності ε_x закручування в $\vec{B}$ і, отже, зміна $\vec{l}$ буде спостерігатися лише для «гарячих» (швидких) і «холодних» (повільних) носіїв заряду, тому що завжди існує розкид ϑ (і E).



Для «гарячих» $F_Л > e\varepsilon_x$, для «холодних» $e\varepsilon_x > F_Л$. При цьому закручування і Δl для них буде менше, ніж у відсутність ε_x і, отже, $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ буде менше, ніж по формулі (1). (Фізичний магнітоопір).

З огляду на вищесказане, ясно, що $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ істотно залежить від конфігурації зразка (відношення довжини до ширини). Ясно, що для максимального $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ варто використовувати короткі, широкі зразки з оммічними контактами на довгих сторонах, що шунтують е.р.с. Холу. Оптимальною конструкцією є диск Корбіно, у якого один контакт розташований у центрі кривої пластини, а інший – по її окружності. Тоді струм – у радіальних напрямках і ε_x відсутні.

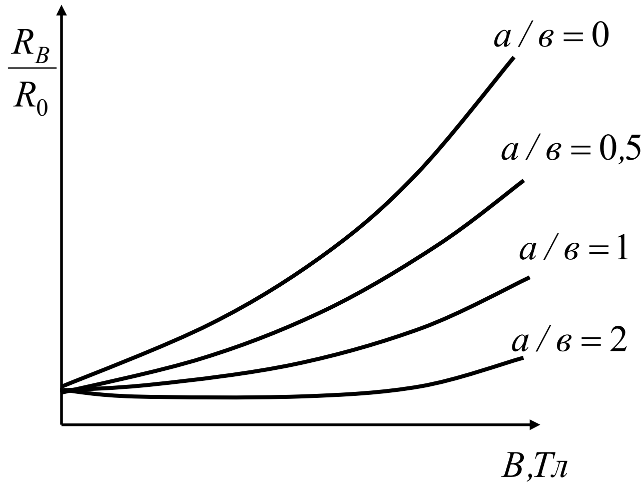
У загальному випадку:

$$\rho_в = \rho_0\left(1 + HB^2\right), \quad (2)$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_в - \rho_0}{\rho_0} = HB^2, \quad (3)$$

де H – кінетичний коефіцієнт магнітоопору, що є функцією τ (механізму розсіювання). При виведенні (2) і (3) враховується і розподіл по енергіях (у нерівноважній добавці до f) і вплив ε_x.

В обмеженому напівпровіднику в області слабких полів $H = const$, в області сильних – $H \sim B^2$, що приводить до насичення опору.



У необмеженому напівпровіднику H постійне як в області сильних, так і слабких полів, але при цьому має різне значення. (При $B \to \infty,\ \rho_в \to \infty$).