

## Перелік рекомендованої літератури

1. Левитський С.М. Вступ до фізичної електроніки. Київський університет, 2001. с 172.
2. Поп С.С., Шароді І.С. Фізична електроніка. Львів., Євросвіт. 2001. С.248.
3. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. Москва. “Наука”. 1966.
4. Черепин В.Т., Васильев М.А. Методы и приборы для анализа поверхности материалов. Киев. “Наукова думка”. 1988.
5. Протасов Ю.С., Чувашов С.Н. Физическая электроника. Москва. 2003.
6. Ситенко О.Г. и др. Основы теории плазмы. Киев. 1994.
7. Бех І.І., Лушкін О.Є., Михайловський Б.І. Основы фізики вакууму та вакуумної техніки. Методи отримання високого й надвисокого вакууму. Київ. 2001.
8. Михайловський Б.І., Бех І.І., Лушкін О.Є., Телега В.М. Основы фізики вакууму та вакуумної техніки. Методи вимірювання високого й надвисокого вакууму. Київ. 2004.
9. Розанов Л.Н. Вакуумная техника. Москва. 2007.

## Фізична Електроніка (Курс лекцій для студентів 4 курсу)

### ***Вступ. Предмет та задачі фізичної електроніки***

Що таке фізична електроніка? Що за розділ фізики? Так от: це наука, котра займається вивченням властивостей електронів та іонів при швидкостях набагато менших швидкості світла. Фізична електроніка вивчає рух електронів та іонів у вакуумі, газах, а також процеси виникнення і зникнення їх як в об'ємі так і на поверхні тіл.

Вислів „у вакуумі та газах” відокремлює фізичну електроніку від фізики твердого тіла, котра вивчає рух цих частинок в твердому тілі, а також від фізичної хімії, яка займається вивченням руху іонів у рідині. Вислів „при швидкостях набагато менших швидкості світла” вказує на те, що в цьому розділі фізики не враховуються властивості частинок, які проявляються при енергіях близьких до  $mc^2$ .

Визначена таким чином фізична електроніка розпадається на 4 частини.

1. Перша частина вивчає основні властивості іонів та електронів. На сучасному етапі це в основному роботи по мас – спектрометрії .
2. Друга частина присвячується вивченню руху заряджених частинок в вакуумі : це - електронна оптика (електронна балістика)
3. Третя частина – мабуть найбільша – вивчає рух іонів та електронів та процеси їх виникнення – зникнення у газах. **Це фізика газового розряду (газорозрядна електроніка)**
4. Четверта частина – займається процесами виникнення **вільних** заряджених частинок на поверхні твердих та рідких тіл, а також процесами, котрі мають місце при попаданні іонів та електронів на

поверхні цих тіл та супроводжуються емісією вторинних заряджених чи нейтральних частинок. **Це емісійна електроніка.**

Остання частина тісно пов'язана з електронною теорією твердого тіла.

Однак слід зауважити, що в ряді питань дуже важко провести межу між проблемами емісійної електроніки та фізикою твердого тіла. Природно, що вище згадана межа також умовна та не різка.

З першими двома частинами фізичної електроніки Ви вже добре знайомі. Тому на моїх лекціях будемо знайомитися з останніми двома частинами, тобто з емісійною електронікою та фізикою плазми.

Перш ніж почати вивчення фізичної електроніки нам вкрай необхідно розібратися із процесами отримання та вимірювання вакууму. Справа в тому, що, як Ви розумієте, якби людство не навчилося отримувати вакуум, особливо високий вакуум, то не було б ні електроніки, ні тим більше фізичної електроніки. Простий приклад: термоелектронна емісія відкрита Едісоном тільки завдяки можливості отримання високого вакууму. Або ще приклад: емісія електронів у вакуум – єдиний спосіб отримання вільних електронів. І таких прикладів можна привести дуже багато. Навіть я висловлюся таким чином „Вакуум дав людству майже все, що відомо про поверхню твердого тіла, про елементарні частинки”. А тому перейдемо до фізики та техніки високого (надвисокого) вакууму”.

Сьогодні ми починаємо знайомитися з одним із розділів фізичної електроніки – емісійною електронікою (ЕЕ). Ви пам'ятаєте, що емісійна електроніка вивчає процеси утворення вільних заряджених частинок на поверхні тіла. Крім того ЕЕ вивчає ті процеси, що мають місце при потраплянні електронів і іонів на поверхню цих тіл, тобто вона вивчає вторинну електронну емісію. Емісійна електроніка тісно зв'язана з електронною теорією твердого тіла. Тому я дозволю собі нагадати Вам деякі аспекти цієї теорії.

### ***Елементи електронної теорії твердого тіла.***

В класичній електронній теорії твердого тіла електрон розглядається як матеріальна точка, стан якої характеризується радіус – вектором  $\mathbf{r}_s$  та імпульсом  $\mathbf{p}_s$ . Сама система електронів в твердому тілі розглядається як одноатомний газ, що підпорядковується законам класичної статистики Больцмана. Але таке описання не відповідає реальним властивостям електронів і іонів, тому що не враховує хвильову природу цих мікрочастинок. Кращу характеристику властивостей дає квантова механіка. Електрон – це частинка, що має хвильові властивості при своєму русі. Причому довжина хвилі визначається імпульсом

частинки :  $\lambda = \frac{h}{m\vec{v}} = \frac{h}{\vec{p}}$  (1) де  $h$  - постійна Планка.

Згідно де – Бройлю хвильовими властивостями володіє будь – яка частинка , що рухається , тобто електрон, іон, атом.

Простий підрахунок за формулою (1) для електрона показує, що коли, наприклад, електрон прискорений напругою 2000 В, швидкість

$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = 2.7 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$ , то  $\lambda = 2.7 \cdot 10^{-9} cm$ . Як бачимо, довжина хвилі дуже мала.

**Фізичне тлумачення хвилі де – Бройля** таке: інтенсивність хвилі є імовірністю спостереження електрона в будь – якій області простору.

Якщо електрони вільні, то вони можуть мати довільне значення енергії, яке неперервно змінюється і залежить від величини діючої сили (див формулу для визначення  $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$ ). Якщо електрони не є вільними, наприклад, електрони атома, то вони мають строго визначені дискретні значення енергії, або так звані квантові значення енергії.

Математичне обґрунтування цих експериментальних даних зробив австрійський фізик Шредінгер. Він запропонував стан електрону в просторі і часі описати за допомогою хвильової функції:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{\frac{-2\pi i}{h} Et}, \quad (2)$$

де  $E$  – повна енергія електрона

Сама  $\psi$  – функція фізичного змісту не має. А ось квадрат амплітуди цієї функції  $|\psi|^2$  виражає ймовірність перебування електрону в даному місці простору.

Фактично це густина  $\rho$  електронної хмари в певній точці з координатами  $(x, y, z)$ :

$$\rho(x, y, z) = |\psi|^2(x, y, z) \quad (3)$$

В часі стан електрону змінюється по гармонічному закону:

$$e^{\frac{-2\pi i}{h} Et}$$

$\rho$  і  $E$  визначаються з рівняння Шредінгера

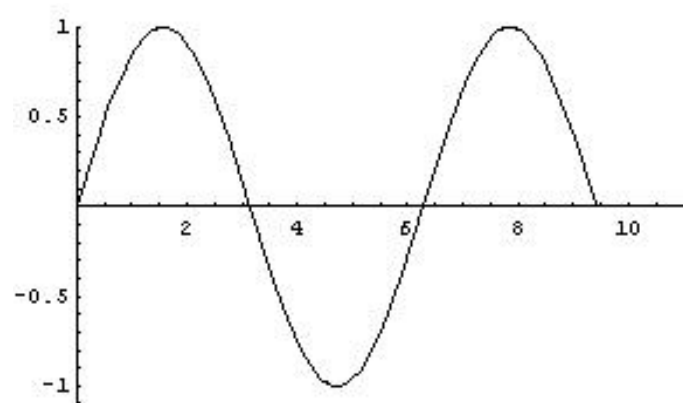
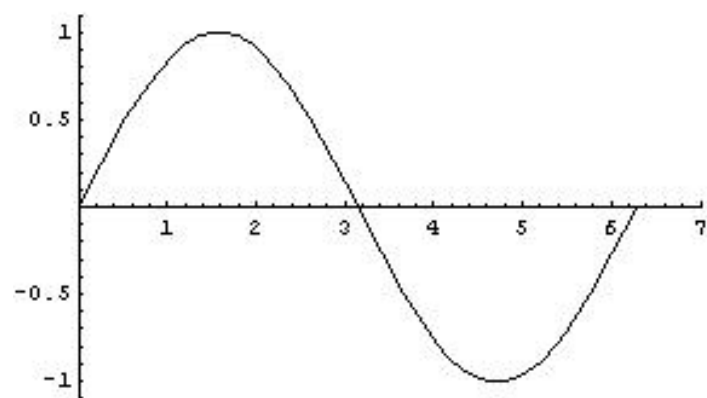
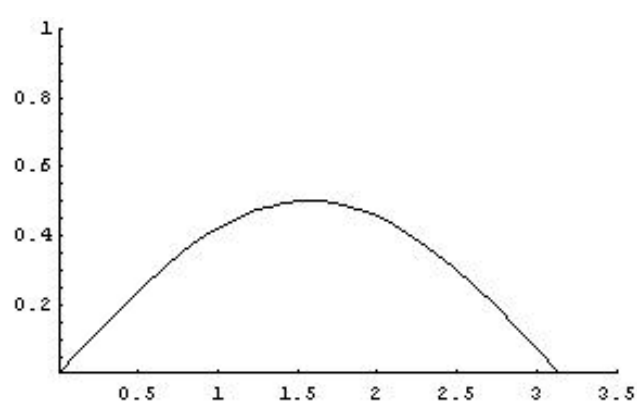
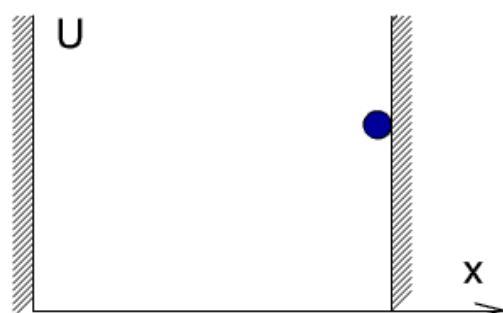
$$\frac{h^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + (E - U) \psi = 0 \quad (4)$$

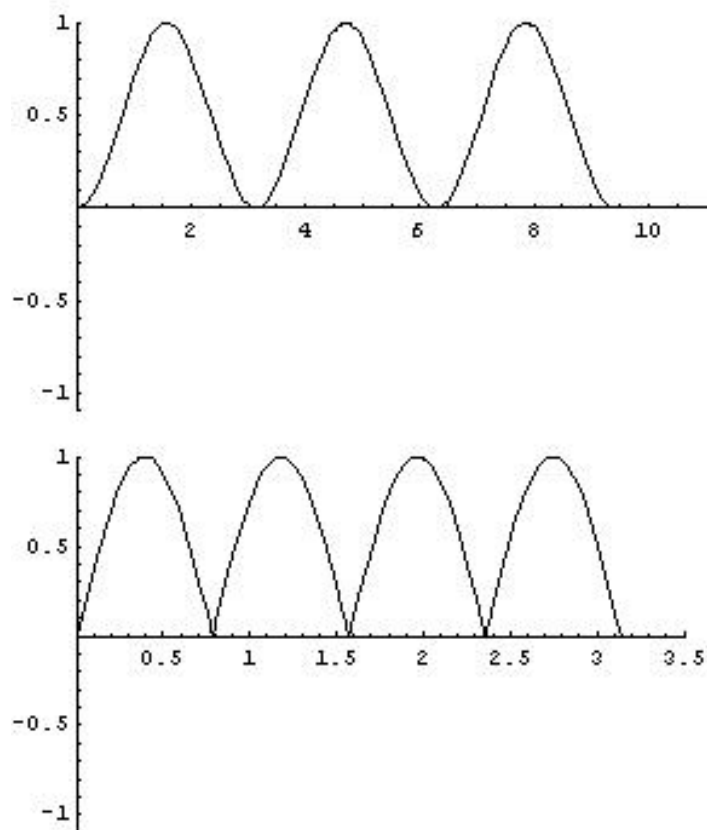
де  $\Delta$  – оператор Лапласа  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ,  $E$  – повна енергія електрона,  $U$  –

потенціальна функція, яка характеризує зовнішнє силове поле, в якому знаходиться електрон. (Вона задається зовнішнім полем).

Варто зазначити: що рівняння Шредінгера, як рівняння Максвелла для електромагнітного поля не має строгого виведення. Воно виводиться, а встановлюється, а правильність підтверджується на досліді.

Таким чином, рівняння Шредінгера є математичним виразом, що описує розповсюдження хвилі мікрочастинки, яка рухається та має масу  $m$ . Для стаціонарного стану (без урахування часу) воно пов'язує зміну хвильової функції  $\psi$  в тривимірному просторі  $(x, y, z)$  з потенціальною енергією  $U$ , та загальною енергією  $E$ .





Розглянемо динаміку мікрочастинки, що знаходиться в силовому полі. Силове поле – потенціальна яма, в якій мікрочастинка має потенціальну енергію, що є рівною нулю на проміжку від  $x = 0$  до  $x = L$ , та нескінченною за межами цього проміжку.

Якщо таку частинку, яка рухається по дну потенціальної ями, розглядати з позиції звичайної механіки, то ймовірність її знаходження на різних відстанях від стінок повинна бути однаковою. Тому, згідно з уявленнями класичної механіки розподіл густини ймовірності  $|\psi|^2$  знаходження частинки в ямі зображається прямою лінією.

Розв'язання рівняння Шредінгера для цього випадку дає хвильові функції у вигляді стоячих хвиль. Ці хвилі подібні до хвиль, що виникають при коливаннях струни, яка є закріпленою з обох боків. Кінетична енергія частинки

при цьому  $\frac{mv_x^2}{2} = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}$ , де  $n = 1, 2, 3$  - цілі числа. Цей результат приводить до наступних висновків :

1. Енергія мікрочастинки, що рухається в потенціальній ямі, може мати лише дискретні значення, що кратні  $n^2$ , а усі проміжні значення є забороненими.
2. Ймовірність знаходження частинки  $|\psi|^2$  не є однаковою на різних відстанях від стінок потенціальної ями і залежить від енергії частинок. При  $n = 4$  – максимальна енергія частинки. При мінімальній енергії частинки ( $n = 1$ ) є лише одне найбільш ймовірне положення – середина потенціальної ями. При інших енергіях існує кілька найбільш ймовірних положень.

3. При збільшенні енергії максимуми кривих  $|\psi|^2$  зближуються, тому при  $n \rightarrow \infty$  знаходження частинки в довільному місці потенціальної ями рівномірне, ніби частинка підпорядковується звичайній, а не квантовій механіці.

**Ці висновки є справедливими для довільного загального випадку. Але здатність частинки до квантування енергії має помітний прояв лише тоді, коли ширина потенціальної ями  $L$  наближається до розмірів атома.**

Наприклад, при  $L = 1$  см, електрон, що рухається по дну, може мати рівні енергії, що відрізняються всього лиш на величину  $6.7 \cdot 10^{-15} \text{ eV}$ . Тобто енергетичний спектр у даному випадку можна вважати за неперервний. Коли ж  $L = 10 \text{ \AA}$ , тобто приблизно в 2 рази більше розмірів атома, енергетичні рівні відрізняються істотно – на 0,7 еВ.

Таким чином, **рівняння Шредінгера дозволило встановити, що здатність частинок до квантування енергії має місце лише в мікросвіті.**

Тверде тіло є системою, яка складається з великої кількості мікрочастинок –  $N_i$  ядер та  $N_e$  електронів. Стан такої системи в квантовій механіці також характеризується хвильовою функцією  $\psi$ :

$$\psi = \psi(r_1, r_2, r_3, \dots, r_s, \dots, r_{N_e}, R_1, R_2, R_3, \dots, R_s, \dots, R_{N_i}, t)$$

де  $r_s, R_s$  – радіус – вектори електронів та іонів. Амплітудна частина функції і значення повної енергії системи визначається звичайно ж з рівняння Шредінгера, яке в цьому разі має вигляд:

$$\frac{h^2}{8\pi^2} \left\{ \frac{1}{m} (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_s + \dots + \Delta_{N_e}) + \frac{1}{M} (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_s + \dots + \Delta_{N_i}) \right\} \psi + \{ E - U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_s, \dots, \vec{r}_{N_e}, \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_s, \dots, \vec{R}_{N_i}) \} \psi = 0$$

Тут  $U$  – потенціальна функція електронів і іонів в зовнішньому полі  $U_{\text{зов}}$  плюс потенціальна енергія взаємодії іонів один з одним  $U_{ii}$ , електронів один з одним  $U_{ee}$ , та електронів з іонами  $U_{ei}$ . Тобто  $U = U_{\text{зов}} + U_{ii} + U_{ee} + U_{ei}$ .

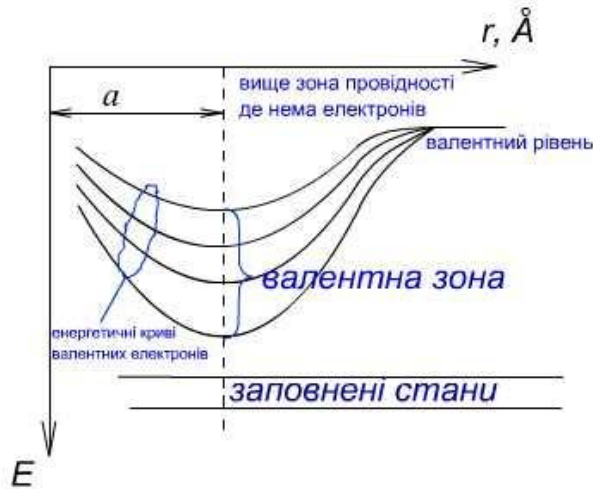
**Якби вдалося розв'язати рівняння Шредінгера для цього випадку, то ми б повністю визначили структуру ґратки твердого тіла, енергетичні спектри електронів і іонів і т. ін. Тобто ми б одержали повну інформацію про стан твердого тіла.**

Але така задача математично безнадійно складна – занадто багато змінних. Крім того в явному вигляді функцію  $U$  виразити неможливо: вона сама змінюється для системи частинок, які взаємодіють між собою.

Тому для розв'язування цього рівняння робляться різного роду спрощення. Наприклад розв'язок задачі про систему електронів і іонів (ядер) замінюють не розв'язок задачі про систему тільки електронів, які знаходяться в заданій ґратці з ядер. Це так зване адіабатичне наближення. В одноелектронному наближенні поле електронів твердого тіла вважається зовнішнім полем по відношенню до одного електрона. Причому вважається, що це поле не залежить від стану електрона, який розглядається. Але й ці наближення хоч і спрощують задачу, але вона все одно є математично складною. Тому її розв'язують наближеними методами.

Ми цим займатися не будемо, а розглянемо лише кінцевий результат і то чисто фізичний. Одним з найважливіших результатів є висновок про зонну структуру енергетичного спектру електронів: кожний квантовий стан

електрону в ізолюваному атомі розщеплюється в  $N_i$  станів кристалу; дискретний енергетичний рівень ізолюваного атома розпадається в кристалі на цілу систему рівнів. Схематично розпад рівня ізолюваного атома на систему підрівнів в процесі зближення атомів має вигляд:



На рисунку зображено зближення чотирьох атомів, де  $r$  – відстань між ними. Доки відстань між атомами велика (10-15 Å) електронні хмари атомів не впливають одна на одну і їх енергетичні рівні, навіть валентних електронів, суворо дискретні. Але, по мірі зближення атомів їх електронні оболонки починають перекриватися: електрони починають переходити від одного атома до іншого, що виливається в збуреннях одних іншими. Електрони, які у ізолюваних атомів знаходяться на однакових енергетичних рівнях, тепер вже не мають права розміщуватися на одному рівні через протиріччя до принципу заборони. Тому рівні ніби розщеплюються, утворюючи зону. Ясно, що розщеплення рівнів йде в першу чергу для периферійних (валентних) електронів, які й утворюють валентну зону. Вище цієї зони є повністю вільна від електронів зона, яку називають зоною провідності. При відстані між атомами  $a \sim 5$  Å досягається найбільш стійке положення, тому що при цій відстані система має мінімум потенціальної енергії.

При подальшому зближенні ядер виникає їх відштовхування і енергетичні криві валентних електронів вигинаються доверху (енергія електронів росте). Квантова механіка дає цьому процесу просте, хоча і формальне пояснення. Воно базується на принципі невизначеності :

$$\Delta x \Delta p \approx h \quad ()$$

Фізичний зміст цього принципу такий : коли розглядається область простору, що має розмір близько розміру атому ( $10^{-8}$  см) то у мікрочастинок неможливо з однаковою ймовірністю визначити координату у просторі і імпульс (швидкість). (Аналогічне співвідношення невизначеності існує при одночасних вимірах енергії мікрочастинок та часу, на протязі якого вона має виміряну енергію, тобто  $\Delta E \Delta t \approx h$ ).

Отже, коли атоми зближуються, то  $\Delta x$  стає менше. Тому  $\Delta p$  зростає, тобто зростає енергія електронів. А пояснення з загальних міркувань має такий вигляд: на одному енергетичному рівні не можуть розміститися додаткові електрони, а всі більш низькі рівні зайнято. Тому при зближенні атомів електрони змушені розміщуватися на більш високих енергетичних рівнях. Це тотожно до дії сили відштовхування.

**Розщеплення рівнів електронів, яке відбувається при зближенні атомів – це не голий теоретичний висновок, а експериментальний факт.** Приклад: якщо опромінювати тверде тіло електронами, збуджуючи атоми, то електрони переходять на більш високі рівні; при зворотньому їх переході в нормальний стан виділяється енергія випромінювання. Довжина хвилі  $\lambda$  цього випромінювання залежить від різниці енергій електрону на оболонках:

$$\lambda = \frac{h}{E_n - E_m} \quad ()$$

Для окремого атома  $\lambda$  дискретні. Наприклад, для атому натрію\* при переході електрону з рівня 3s на 2p-рівень випромінюється м'яке рентгенівське випромінювання з  $\lambda = 380$  А. Кристал натрію дає цілу полосу випромінювань :  $\Delta\lambda = 30$ А.

---


$$* \text{ Атом } Na (Z = 11, M = 23) \quad \begin{matrix} 1 & M \\ 8 & L \\ 2 & K \end{matrix} \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \\ 1 \end{pmatrix} 3s^1 - \text{конфігурація атома } Na$$

Тобто збуджується електрон L – оболонки і перекидається на M-оболонку. Але цей стан нестійкий. Тому через короткий проміжок часу електрон повертається на свій „рідний” рівень.



## Розподіл електронів в твердому тілі за енергіями

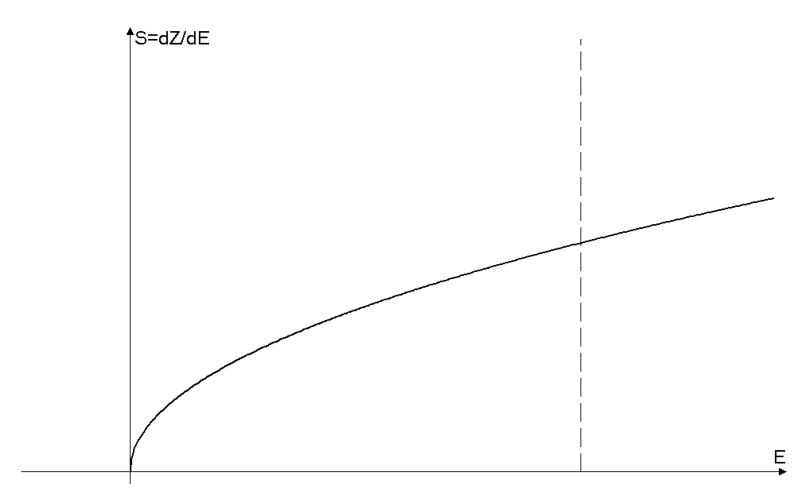
Спочатку цей розподіл було знайдено чисто експериментально Фермі та Діраком. Задача полягає в тому, щоб знайти число електронів, що мають енергії в інтервалі  $E, E + dE$ , тобто знайти функцію(закон) розподілу електронів за енергіями  $f(E) = \frac{dN}{dE}$ .

Ми вже знаємо, що електрони в твердому тілі не можуть мати довільні значення енергії, а повинні займати лише певні дозволені квантові стани. Густина цих станів  $S = \frac{dZ}{dE}$  згідно

теоретичним висновкам Фермі та Дірака пропорційна  $\sqrt{E}$  електронів:

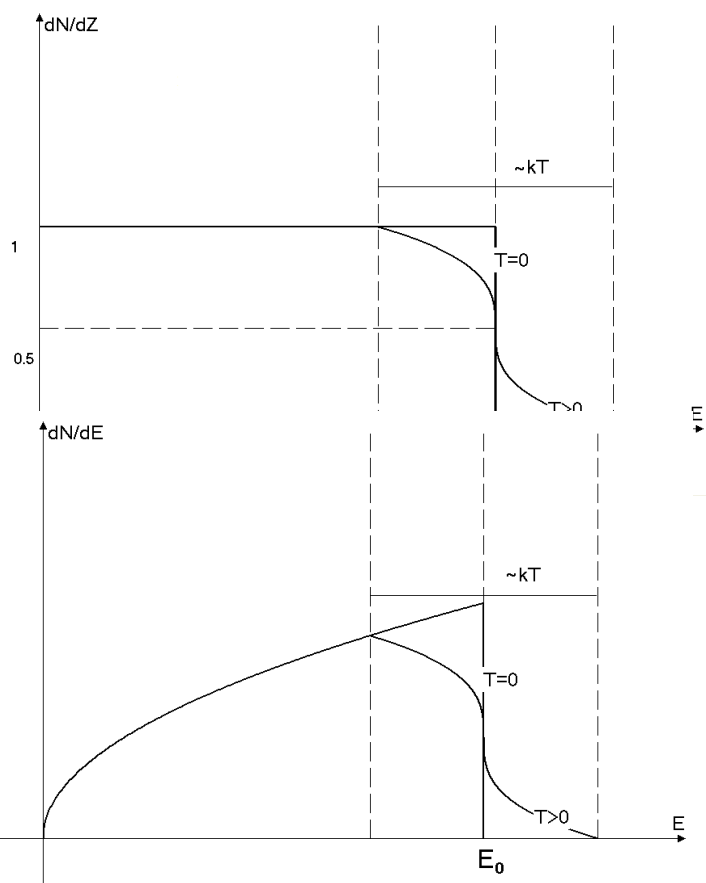
$$\frac{dZ}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (1)$$

Тобто ця залежність має вигляд параболи:



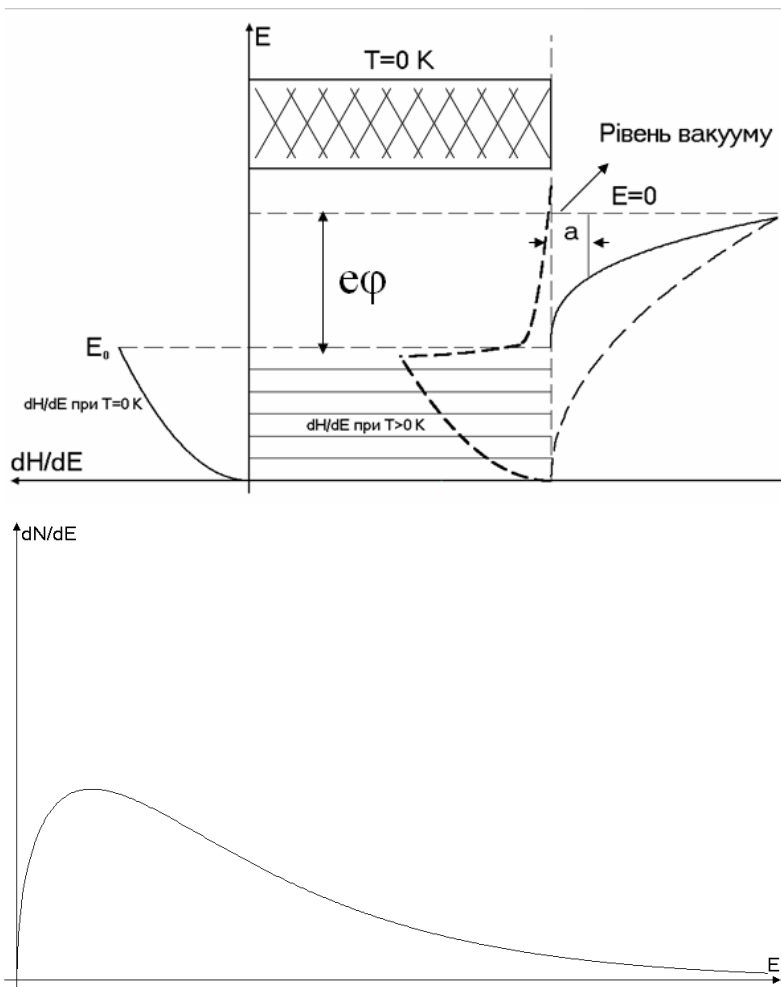
$\frac{dZ}{dE}$  - функція розподілу густини станів

a)



б)

в)



Маємо метал, при  $T=0\text{ K}$ , тобто при температурі абсолютного нуля. На межі із зовнішнім середовищем у нього, як ми вже знаємо, є потенціальний бар'єр (домовимось, що нуль потенціальної енергії електронів співпадає з дном потенційної ями). Згідно принципу заборони – на дно потенційної ями можна розмістити лише два електрони з кінетичною енергією, що дорівнює нулю. Будь-які наступні пари електронів можна розмістити в потенціальній ямі лише тоді, коли їх кінетична енергія буде мати зростаючі значення.

Таким чином, при температурі абсолютного нуля ймовірність  $\omega$  заповнення електронами кожного енергетичного рівня (стану) однакова й дорівнює 1. Коли всі електрони розподілені, ймовірність знайти їх на ще більш високих рівнях енергій при  $T=0$  дорівнює 1. Отже, залежність  $\omega$  від  $E$  має вигляд прямокутника (див. рис.).

Фермі – Дірак дають таку формулу для  $\omega(E)$ :

$$\omega(E) = \frac{dN}{dZ} = \frac{1}{C * e^{\frac{E}{kT}} + 1} \quad (2),$$

де  $C$  – деяка стала.

Через те, що  $f(E) = \frac{dN}{dE}$ , а  $dN = \omega(E) * dZ$  (впливає з (2)); то  $f(E) = \frac{dZ}{dE} * \omega(E) = S(E) * \omega(E)$ .

Тобто для знаходження функції розподілу електронів за енергіями треба густину станів помножити на ймовірність заповнення. Це можна зробити, наприклад, геометрично, множачи ординати 2-х перших графіків. Одержана крива  $\frac{dN}{dE}$  копіює криву  $\frac{dZ}{dE}$  (див. рис.2а) по формі.

Математично функція розподілу  $f(E)$  має вигляд

$$f(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{E}}{C * e^{\frac{E}{kT}} + 1} \quad (3)$$

Вид функції розподілу за Максвеллом - Больцманом такий

$$f(E)_{M.-B.} = k \frac{\sqrt{E}}{e^{\frac{E}{kT}}} \quad (4),$$

де  $k$  – стала.

Тобто крива розподілу частинок за енергіями в статистиці Максвелла – Больцмана й Фермі – Дірака зовсім не схожі (див. рис.). Кількість вільних електронів в металі дуже велика  $\approx 6 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$  (якщо атом має лише один валентний електрон).

Але ці електрони заповнюють в металі вдвічі меншу кількість енергетичних рівнів (тому що на одному рівні можна мати 2 електрони). **Причому остання пара електронів (вона має саму високу енергію) утворює енергетичну межу на рівні  $E_0$**  (див. рис.). Вище цього рівня при  $T=0$  (а ми розглядаємо саме цей випадок) немає жодного електрону. Ось ця максимальна енергія  $E_0$  електронів в металі при температурі абсолютного нуля є енергією Фермі, або рівнем Фермі. Згідно з Фермі – Діраком, маємо також формулу:

$$E_0 = \frac{h^2}{2m} n^{2/3} \left( \frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (5)$$

це формула для  $T=0$ . В цій формулі ступінь виродження  $g$  атомного рівня дорівнює 2.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{E}}{e^{\frac{E-E_0}{kT}} + 1} \quad (6)$$

Це і є остаточний вигляд функції розподілу електронів за енергіями в металі, що одержана Фермі – Діраком.

Якщо  $T>0$ , то, як видно з формули (6), крива  $f(E)$  повинна спадати по експоненційному закону. Але через те, що  $f(E)$  одержано за участю  $\omega(E)$ , то при  $T>0$  і  $\omega(E)$  повинна вести себе так само. **При дуже великих температурах ці криві будуть схожі на аналогічні криві для газових частинок.** Але при температурах, що у фізиці твердого тіла вважаються за високі (2000÷3000 К), різниця між суцільними й розривними кривими не така вже й велика. Наприклад, при  $T=2500$  К приріст до  $E_0$  складе всього лише десяті долі еВ ( $kT=8.625 \cdot 10^{-5} \cdot 2500=0.21$  еВ).

Залежність енергії Фермі від температури дається такою формулою:

$$E_T = E_0 \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{T}{T_C} \right)^2 \right], \quad (7)$$

де

$$T_C = \frac{E_0}{k} \approx \frac{h^2}{2m_e k} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (8)$$

**Температура  $T_C$  є критичною температурою виродження газу.** Це температура при якій стан електронного газу починає підпорядковуватись статистиці Максвелла – Больцмана. Це  $T>50000$  К. Якщо  $T<T_C$ , то газ є сильно виродженим. **Це означає, що для даного газу хоча б в певному інтервалі енергій число частинок  $dN$  приблизно дорівнює числу можливих станів  $dZ$ .** А бо по іншому: газ називається невиродженим, якщо кількість електронів  $dN$  для будь-якого енергетичного інтервалу  $dE$  набагато менша числа можливих станів  $dZ$ , тобто  $dN \ll dZ$ , або  $\omega(E) \ll 1$ .

Електронний газ в звичайних умовах є сильно виродженим, бо для нього  $T_C=70\,000$  К. А ось протонний газ не є виродженим, бо для нього  $T_C \sim 1$  К (підставити в формулу (8) дані для  $m_p$  та  $n_p$  з довідки).

Аналіз рис. 1 дозволяє зробити такі висновки:

- 1) в твердому тілі високоенергетичних електронів більше, ніж низькоенергетичних;
- 2) при підвищенні температури концентрація електронів, що мають малу енергію, не змінюється, так само, як не змінюється їх енергія, а ось високоенергетичні електрони набувають ще більш високої енергії;

Висновок (2) на перший погляд викликає подив: збільшення температури (нагрівання металу) не впливає на електрони з низькою енергією, але збуджує електрони з енергією, що близька до максимальної, тобто до  $E_0$ . Відповідь на це питання пов'язана з принципом заборони:

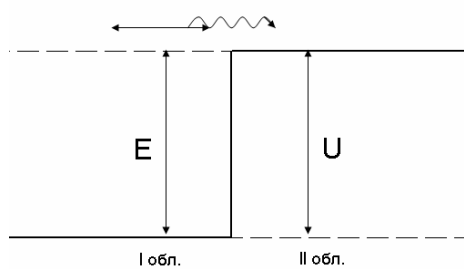
підвищувати енергію електронів на невелику величину неможна, бо всі більш

високоенергетичні рівні зайняті. Отже, електрони з низькою енергією можна перевести на рівень, що більш високий ніж  $E_0$ . Але тоді місце, яке звільнилось на низькому рівні, **миттєво буде зайнято електроном з високою** (саме з високою) **енергією**. Ймовірність цього найбільша, бо кількість електронів з енергією, що близька до  $E_0$ , є максимальною. Тобто, **при надаванні металу енергії в будь-якій формі, її завжди асимілюють лише електрони з енергією, що дорівнює  $E_0$** .

Як бачимо, поняття енергії Фермі (рівня Фермі, рівня електрохімічного потенціалу) дуже важливе й використовується при всіх фізико – хімічних процесах. Наприклад, **визначення роботи виходу електрона з металу: це енергія, яку необхідно надати електрону для того, щоб він з рівня Фермі вийшов у вакуум (був емітований у вакуум)**. На рис. 2 роботу виходу позначено  $\phi$ .

Таким чином, щоб електрон подолав потенціальний бар'єр, йому не треба виконувати роботу  $W_0$  (див. попередню лекцію).

Логічно поставити питання: якщо електрон має енергію, яка більша ніж висота потенціального бар'єру, то ймовірність його виходу у вакуум є 1? І навпаки, якщо енергія електрону менша за висоту потенціального бар'єру, то ймовірність його виходу у вакуум є 0? Тобто, якою є прозорість бар'єру  $D$  в обох випадках? На рис.1 ширина потенціального бар'єру не обмежена у просторі.  $E > U$ , тобто енергія електронів більша за висоту потенціального

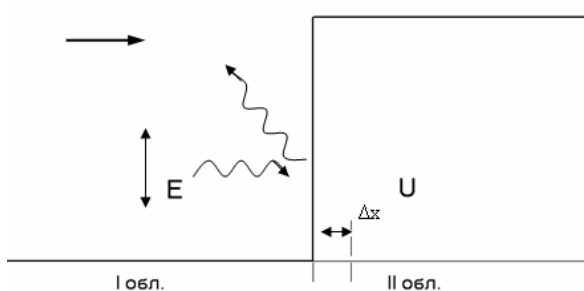


бар'єру.

Згідно із законами класичної фізики, електрони, звичайно ж, подолують цей бар'єр і вийдуть у вакуум, маючи енергію  $E-U$ . Інший результат дає квантова механіка, яка враховує хвильові властивості електронів. Через те, що електрон – електромагнітна хвиля, а хвиля, яка зустрічає перешкоду, повинна відбитися, то, звичайно, ж не всі електрони вийдуть у вакуум. Розв'язок рівняння

Шредінгера для цього випадку показує, що співвідношення між кількістю електронів, що пройшли бар'єр, і кількістю відбитих залежить від співвідношення між  $E$  і  $U$ . Наприклад, якщо  $E=2U$ , то коефіцієнт прозорості бар'єру  $D=0.97$ .

Якщо  $E$  не дуже перевищує  $U$ , наприклад  $E=1.1 U$ , то коефіцієнт прозорості буде  $D=0.73$ , тобто відбиваються 27 відсотків електронів. Для класичної фізики  $D=1$  в обох випадках.

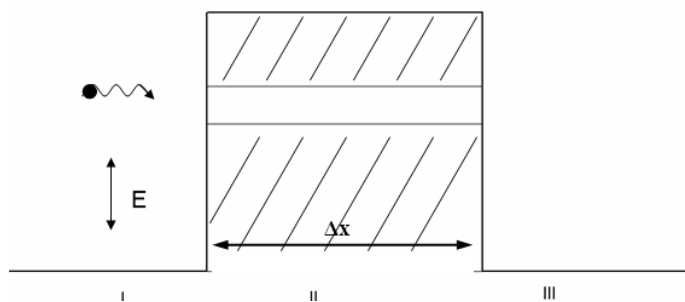


На рис. 2  $E < U$  і ширина потенціального бар'єру також необмежена у просторі. Класична фізика однозначно дає негативну відповідь на питання про подолання бар'єру в цьому випадку. Згідно квантової механіки, електрон, як хвиля, може потрапити з області I в область II на певну величину  $\Delta x$ , а потім відбитися назад в область I, тобто спрямованого потоку частинок бути не може.

Глибина проникнення частинок в область II спадає за експоненціальним законом і визначається за формулою ВКБ (Венцеля – Крамера - Брілюєна):

$$D = e^{\left( -\frac{4\pi}{h} \int \sqrt{2m(U-E)} dx \right)} \quad (9)$$

Наприклад, якщо  $\Delta E = (U-E) = 1 \text{ eV}$ , то  $dx = \Delta x = 1 \text{ \AA}$  і ймовірність такого процесу  $\sim 30\%$ . Але вже на глибині  $10 \text{ \AA}$  ймовірність знайти електрон дуже мала:  $\sim 4.5 \cdot 10^{-8}$ . **Якщо потенціальний бар'єр має обмежену ширину** (тверде тіло знаходиться в електричному полі), наприклад, в декілька ангстрем, **то, звичайно ж, частина електронів потрапить у вакуум, не втративши своєї енергії. Тобто ніби в потенціальному бар'єрі з'явився отвір, або тунель.**



Якщо в рівнянні (9) при  $\Delta x = 1 \text{ \AA}$  і  $\Delta E = 1 \text{ eV}$  підставити “m” протону, то ймовірність тунелювання буде дорівнювати  $10^{-40}$ . Таким чином **квантова механіка “дозволяє” порушити закони класичної фізики лише таким легким частинкам, як електрони.**

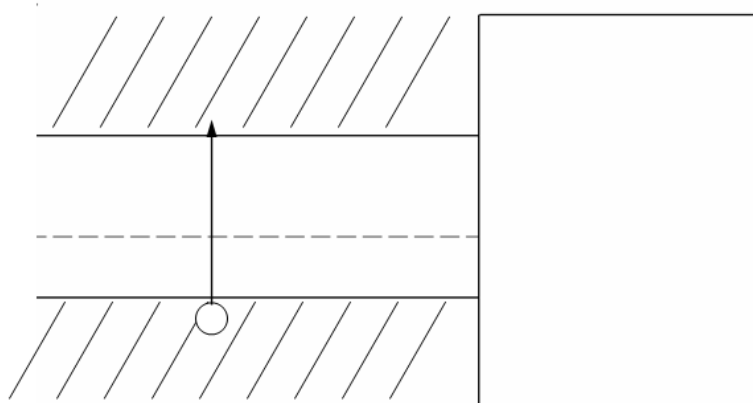
Якщо на тунельний ефект подивитися з точки зору класичної

механіки, то його можливість вказує на можливість порушення закону збереження енергії: частинка пройшла крізь бар’єр (подолала бар’єр) і не витратила своєї енергії. Як же таке може бути? Наприклад так: якщо бар’єри, які виникають перед налітаючими частинками, зумовлені електричним полем інших частинок, положення яких неперервно змінюється, то для налітаючих частинок бар’єри можуть на певний час зникати. Завдяки цьому певна кількість частинок встигає проскочити через заборонену межу. Квантова ж механіка не шукає яких-небудь доступних моделей для пояснення суті тунельного ефекту. Вона і тут застосовує свій “універсальний” засіб співвідношення невизначеностей: через те, що положення частинки та її енергія не можуть бути визначені абсолютно точно, для мікрочастинки немає різкої межі між допустимою та забороненою областями простору. А є ймовірність того, що мікрочастинку можна знайти в забороненій області.

Але, не дивлячись на це, тунельний ефект не є вигаданим процесом. Він має дуже добре підтвердження в явищі холодної емісії. (Про неї ми поговоримо пізніше).

У зв’язку з тим, що ефективні термоємнітери – це напівпровідникові джерела електронів, я зовсім коротко нагадаю вам елементи фізики напівпровідників. Причому лише в тій частині, що відноситься до зонної структури напівпровідника.

I.



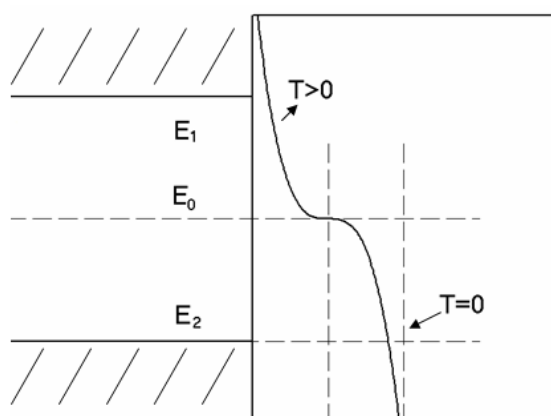
$E_1$  - енергетичний рівень дна зони провідності

$E_0$  - рівень Фермі

$E_2$  - енергетичний рівень стелі валентної зони

$$E_0 \approx \frac{1}{2}(E_1 - E_2)$$

$$E_1 - E_2 \gg kT$$

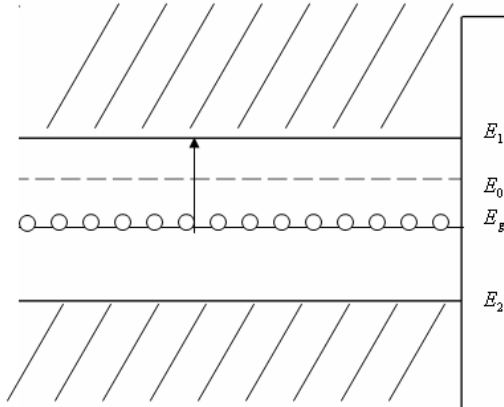


Отже, ймовірність заповнення рівня Фермі електронами дорівнює 0.5. Повна кількість електронів, що може бути в усіх станах зони провідності пропорційна  $\exp\left\{\frac{E_0 - E_1}{kT}\right\}$ , тобто

$$N_{1e} = C e^{\frac{E_0 - E_1}{kT}}, \text{ де } C - \text{деяка функція, що залежить}$$

від  $T$ ,  $g$  і  $n_e$  ( $g$  – статистична вага зони). Кількість електронів, що залишили валентну зону поблизу її стелі:

$$N_{2g} = C_1 e^{\frac{E_2 - E_0}{kT}}$$

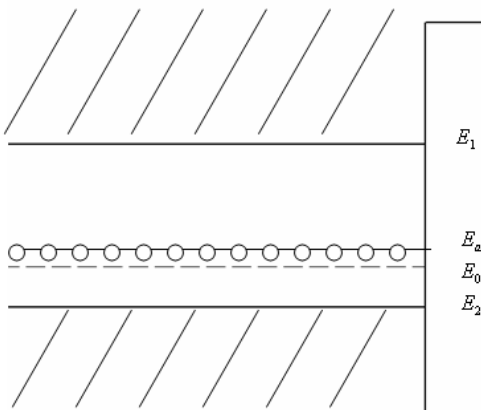


Донорний напівпровідник утворюється, наприклад, якщо частина іонів ґратки кристалу замінити на інші з  $Z > Z_0$ , де  $Z_0$  – власні іони з зарядом  $Z_0$  (наприклад, фосфор, миш’як). У цих напівпровідниках рівень Фермі знаходиться приблизно посередині між  $E_1$  і  $E_g$ , де  $E_g$  – глибина залягання донорів.  $E_0 \approx \frac{1}{2}[E_g + E_1]$ .

Кількість електронів, що знаходяться на донорних рівнях

$$n_g = \frac{N_g}{e^{\frac{E_g - E_0}{kT}} + 1},$$

де  $N_g$  – концентрація донорів.



Акцепторний напівпровідник: утворюється, коли частина іонів ґратки замінити на інші з  $Z < Z_0$  (бор, алюміній). У цих напівпровідників:

$$E_0 = \frac{1}{2}[E_a + E_2]$$

$$n_a = \frac{N_a}{e^{\frac{E_a - E_0}{kT}} + 1},$$

де  $N_a$  – число акцепторів. У всіх трьох

випадках розміщення рівня Фермі має деяку залежність від температури. На наступному рисунку наведемо таку залежність:

## Термоелектронна емісія (ТЕЕ)

ТЕЕ є випромінювання електронів розжареними тілами. Джерело енергії збудження електронів – теплова енергія ґратки. **Густина струму термоемісії для кожного тіла є універсальною функцією, параметри якої залежать від природи цього тіла, структури його поверхні, стану цієї поверхні і, звичайно, від температури.**

Основне рівняння термоемісії (формула Річардсона-Дешмана) має вигляд:

$$\bar{j} = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (1)$$

де  $A_0$  – стала Зоммерфельда,

$\bar{D}$  - середній коефіцієнт прозорості потенціального бар'єру,

$e\varphi$  - робота виходу електрона,

$T$  - температура,  $k$  – постійна Больцмана.

Виведення цього рівняння може бути зроблене виходячи з законів термодинаміки, або ж статистично. Але варто зазначити, що «чистого» виведення як такого не існує: термодинаміка на певному етапі звертається до статистичної теорії, а статистика при переході до загального випадку вимагає термодинамічного розгляду.

Ми виведемо це рівняння статистично.

### Виведення формули Річардсона-Дешмана

Ми знаємо, що щоб електрон вийшов у вакуум, йому треба надати енергію більшу за  $e\varphi$ . Але цього не достатньо. Також необхідно, щоб електрон з цією енергією міг рухатись перпендикулярно поверхні металу; з якою б швидкістю не рухався електрон паралельно потенціальному бар'єру, він ніколи не залишить метал. Якщо розташувати вісь  $X$  перпендикулярно поверхні металу, то умова виходу має вигляд:

$$\frac{1}{2} m v_x^2 > E_a, \quad (2)$$

де  $E_a$  - висота потенціального бар'єру.

$$v_{x\max} = \sqrt{\frac{2e}{m} U} \Big|_{eU=E_a} = \sqrt{\frac{2E_a}{m}} \quad (3)$$

- максимальна швидкість електрона в металі.

Кількість електронів зі складовими швидкостями  $v_x, v_y, v_z$ , які підходять кожну секунду до одиниці поверхні металу (**потік електронів**)

$$dN = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{e^{\frac{E_a - E_0}{kT}} + 1} v_x dv_x dv_y dv_z \quad (4)$$

(Ця формула отримується з розподілу Фермі-Дірака, коли замість  $E$  поставити  $m(V_x)^2/2$ ).

Через те, що кожен електрон, що зіштовхується з бар'єром, залишить метал за умови  $v_x > v_{x\max}$  незалежно від  $v_y$  та  $v_z$ , то загальна кількість електронів, що здатні залишити метал за одну секунду складе:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_x=v_{x\max}}^{\infty} \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{v_x}{e^{\frac{E_a - E_0}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z \quad (5)$$

Для строгого розв'язку задачі про емісію електронів у вакуум треба ввести в це рівняння коефіцієнт прозорості бар'єру  $\bar{D}$  (електрони мають хвильові властивості і повинні при виникненні перешкоди частково відбиватися).

З попередньої лекції ми знаємо, що  $D = f(\Delta E)$ , де  $\Delta E = U - E$ , тобто  $D$  залежить від співвідношення енергії електрону і висоти потенціального бар'єру. Але через це рівняння (5)

дуже важко розв'язати. Тому вводиться поняття  $\bar{D}$ : середнє значення коефіцієнта прозорості потенціального бар'єру для вилітаючих електронів. В такому випадку  $\bar{D}$  можна винести за знак інтегралу.

Аналізуємо рівняння (5) далі: через те, що для металів  $E_a - E_0$  - одиниці еВ (для вольфраму, наприклад,  $E_a - E_0 = 4,25 \text{ eV}$ ), а  $kT = 0,26 \text{ eV}$  при  $T = 3000 \text{ K}$ , то

$$e^{\frac{E_a - E_0}{kT}} = 3,8 \cdot 10^7,$$

тобто одиницею в знаменнику можна знехтувати.

$$N = \bar{D} \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_{x\max}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{-\frac{E_a}{kT}} e^{-\frac{E_0}{kT}} dv_x dv_y dv_z, \quad (6)$$

де  $E_a = \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2}$  - повна енергія електрона, який може вийти з дна потенціальної ями.

Виразимо тепер енергію через компоненти швидкості з формули (2)

$$N = \bar{D} \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{E_0}{kT}} \int_{v_{x\max}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z \quad (7)$$

звідки отримаємо:

$$j = N \cdot e = \bar{D} \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} T^2 e^{-\frac{E_a - E_0}{kT}} \quad (8)$$

В (8)  $E_a - E_0 = e\varphi$ ,

$$\frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = A_0 = 120,4 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2} \quad (9)$$

Таким чином:

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (10)$$

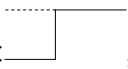
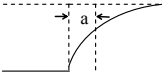
$A_0$  - стала Зоммерфельда. Для всіх металів вона є однаковою.  $A = A_0 \bar{D}$  - стала Річардсона-Дешмана. А ось стала Річардсона-Дешмана для різних металів, що знайдена експериментально, в  $1,5 \div 2$  рази менша за  $A_0$ :

для Та:  $A = 60 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

Мо:  $A = 55 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

W:  $A = 75 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

тобто складається враження, що  $\bar{D} \approx 0,5$ . Теорія вказує на  $\bar{D} \approx 1$ , адже вигляд потенціального

бар'єру не такий: , а такий: 

Можливою причиною вказаного розходження теорії з дослідом є зміна положення рівня Фермі в металах в залежності від температури. Але при нагріванні металу, як ми знаємо,  $E_0$  змінюється слабо:

$$e\varphi(T) = e\varphi_0 - \alpha T, \quad (11)$$

де  $e\varphi_0$  - робота виходу при  $T = 0 \text{ K}$ .

$\alpha$  для Мо, Та та W -  $(6 \div 7) \cdot 10^{-5} \text{ eV} / \text{град}$ . Тобто при  $T = 1000 \text{ K}$   $\varphi \approx 0,1 \text{ eV}$ .  $\alpha$  може бути як додатньою, так і від'ємною величиною.

Іншою причиною відмінності  $A$  від  $A_0$  може бути плямистість катоду, яка полягає в тому, що у катода на поверхні є ділянки з різною роботою виходу. Ми ж вимірюємо інтегральний струм емісії.

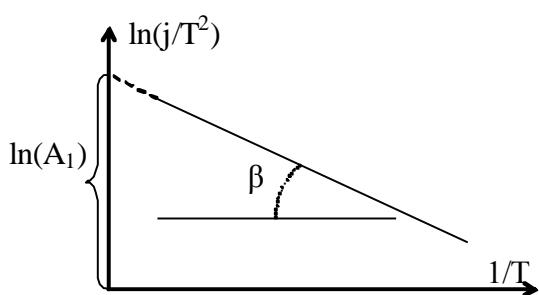


Звертаю Вашу увагу на те, що формула (10) є справедливою і для напівпровідників. Лише **треба пам'ятати, що  $e\varphi$  для напівпровідника – це відстань від рівня Фермі до рівня вакууму:  $e\varphi = \xi + \chi$** . Крім того треба пам'ятати, що положення рівня Фермі у напівпровідників набагато помітніше змінюється з температурою. Температурний коефіцієнт роботи виходу для напівпровідника  $\alpha \approx 10^{-3} \frac{eB}{град}$ , тобто при  $T_{катоду} = 1000K$   $\Delta(e\varphi) \approx 1eV$ , а це дуже істотна зміна.

Тому при обчисленні роботи виходу напівпровідника треба використовувати такі методи вимірювання  $e\varphi$ , щоб температурна залежність роботи виходу враховувалася автоматично.

## Методи вимірювання роботи виходу.

### 1. Метод прямих Річардсона.



Тоді:

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi_T}{kT}}, \text{ але } \varphi_T = \varphi_0 - \alpha T$$

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} e^{\frac{\alpha e}{k}} = A_1 T^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}$$

$$j/T^2 = A_1 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}$$

$$\ln j/T^2 = \ln A_1 - \frac{e\varphi_0}{kT}$$

$\tan \beta = \frac{e\varphi_0}{k}$ , звідси  $e\varphi_0$  й знаходиться. Це є **річардсонівська, або приведена робота виходу**, бо це є робота виходу емітера при температурі абсолютного нуля.

Перевагою цього методу є той факт, що значення роботи виходу не спотворено неврахуванням  $\bar{D}$ .

Недолік методу – знайдена робота виходу не істинна робота виходу катоду. Особливо це помітно для напівпровідникових катодів.

### 2. Метод повного струму.

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}; \quad \frac{j}{A_0 \bar{D} T^2} = e^{-\frac{e\varphi}{kT}}; \quad \ln \frac{j}{A_0 \bar{D} T^2} = -\frac{e\varphi}{kT}; \quad e\varphi = -kT \ln \frac{j}{A_0 \bar{D} T^2}$$

В цій формулі  $j$  - густина струму насичення при нульовому полі на катоді. Його знаходять експериментально з вольтамперної характеристики, побудованої в координатах Шоттки:  $\ln j = f(U_a^{1/2})$ . Температура катоду вимірюється за допомогою пірометра або термопар.

Перевага методу - значення  $e\varphi$  не спотворено неврахуванням впливу температури на роботу виходу.

Недолік методу - припускаємо, що  $\bar{D} = 1$ . Але похибка при визначенні  $e\varphi$  таким методом дуже незначна. Дійсно, якщо  $\bar{D} = 0,5$  (а це дуже занижене значення),  $T = 1000K$ , то  $\Delta(e\varphi) = 0,06eV$ .

### 3. Калориметричний метод.

Цей метод ґрунтується на тому, що емісія електронів термокатодом пов'язана з витратою енергії – теплоти випаровування електронів. А теплота випаровування електрона  $q_e$  визначається роботою виходу катоду:

$$q_e = e\varphi + 2kT \quad (1)$$

Тут  $2kT$  - середня кінетична енергія електронів, що вилітають з катоду.  $q_e$  - енергія, яку забирає з катоду один електрон.

$$q_e \cdot N = q_e \cdot \frac{i}{e} = (e\varphi + 2kT) \frac{jS}{e} \quad (2)$$

$q_e \cdot N$  - енергія, яку забирають у катода всі електрони, забезпечуючи густину струму емісії  $j$ . Коли немає відбирання струму, то потужність розжарення  $W_1$ , яка підводиться до катода, витрачається лише на теплове випромінювання. При цьому температура катода  $T_1$ . Коли з катода відбирається струм густиною  $j$ , то в тепловий баланс катода додається потужність, що забирається електронами, і температура катода падає до  $T_2$ . Для відновлення температури  $T_1$  потрібна вже потужність  $W_2$ , більша ніж  $W_1$ . Різниця цих потужностей:

$$W_2 - W_1 = (e\varphi + 2kT) \frac{jS}{e} \quad (3)$$

З цієї формули (3) й знаходимо  $e\varphi$ , бо  $j$  і  $T$  – вимірювані величини.

*Перевага цього методу:* значення роботи виходу не спотворене ні відсутністю точного значення  $\bar{D}$ , ні впливом  $T$  на  $e\varphi$ .

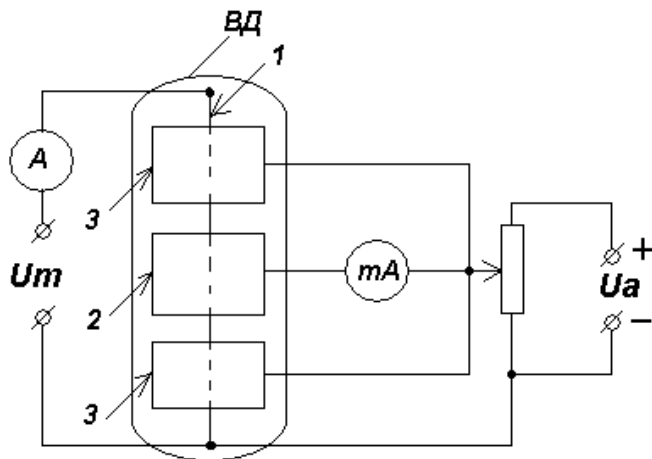
*Недолік методу:* реалізація методу на практиці потребує дуже точних вимірів температури катода.

#### **4. Метод контактної різниці потенціалів.**

З назви цього методу зрозуміло, що в ньому використовується явище контактної різниці потенціалів. Відомо, що  $V_{крп} = \varphi_2 - \varphi_1$ . Якщо робота виходу одного з матеріалів відома, наприклад,  $\varphi_2$ , то вимірюючи значення  $V_{крп}$ , знаходимо  $\varphi_1$ . Але, найчастіше всього, метод КРП використовується для визначення зміни роботи виходу матеріалу. А зміна може бути викликаною, наприклад, адсорбцією на підкладку якої-небудь речовини. Або навпаки, десорбцією з поверхні, наприклад, газових забруднень при нагріванні поверхні. Саме в цьому випадку метод КРП широко застосовується при дослідженнях поверхні твердих тіл.

Технічних втілень на практиці методу КРП існує декілька варіантів: метод Кельвіна, метод Зісмана, метод струму насичення, метод зсуву характеристик. Останній ще називається методом КРП у варіанті Андерсена. Ось він є дуже зручним на практиці, бо його можна автоматизувати. Для розуміння суті цього методу нам треба розглянути декілька тем. Одна з них: вплив зовнішнього електричного поля на термoeмісію катода.

## Вплив зовнішнього електричного поля на термоемісію катоду

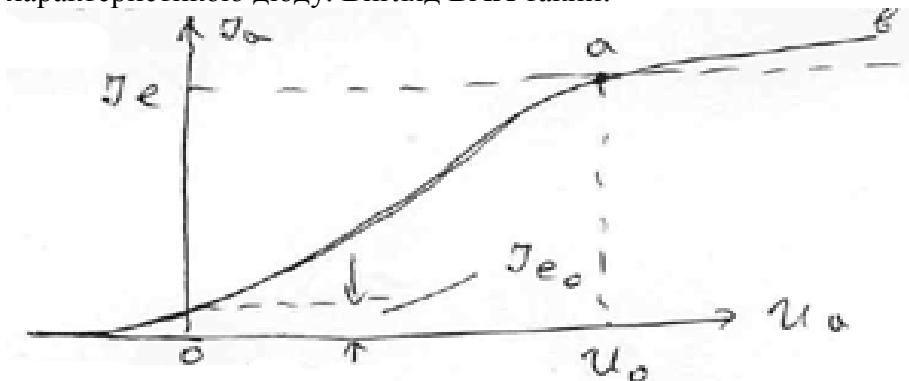


Для того, щоб визначити струм емісії катода необхідно зібрати елементарну схему, що містить вікумний діод (ВД) й джерела живлення з вимірювальними приладами. Діод має пряморозжарюваний W катод (1) і анод (2). (3) – охоронні кільця. Вони необхідні для того, щоб струм емісії вимірювався лише анодом (2), в межах якого температура катоду рівномірна по всій довжині (вона не спотворена тепловідводом на кінцях катоду). Міліамперметр реєструє лише струм емісії з частини катоду, що розміщена всередині аноду. Густина струму емісії  $j$ - це відношення анодного струму  $I_a$  до площі поверхні катоду  $S$ , з якої

відбирається струм на анод:

$$j = \frac{I_a}{S} [A \cdot cm^{-2}]$$

Якщо при  $T_{катоду} = const$  збільшувати анодну напругу  $U_a$ , то міліамперметр буде показувати ріст анодного струму  $I_a$ . Графік залежності  $I_a = f(U_a)$  є вольт-амперною характеристикою діоду. Вигляд ВАХ такий:



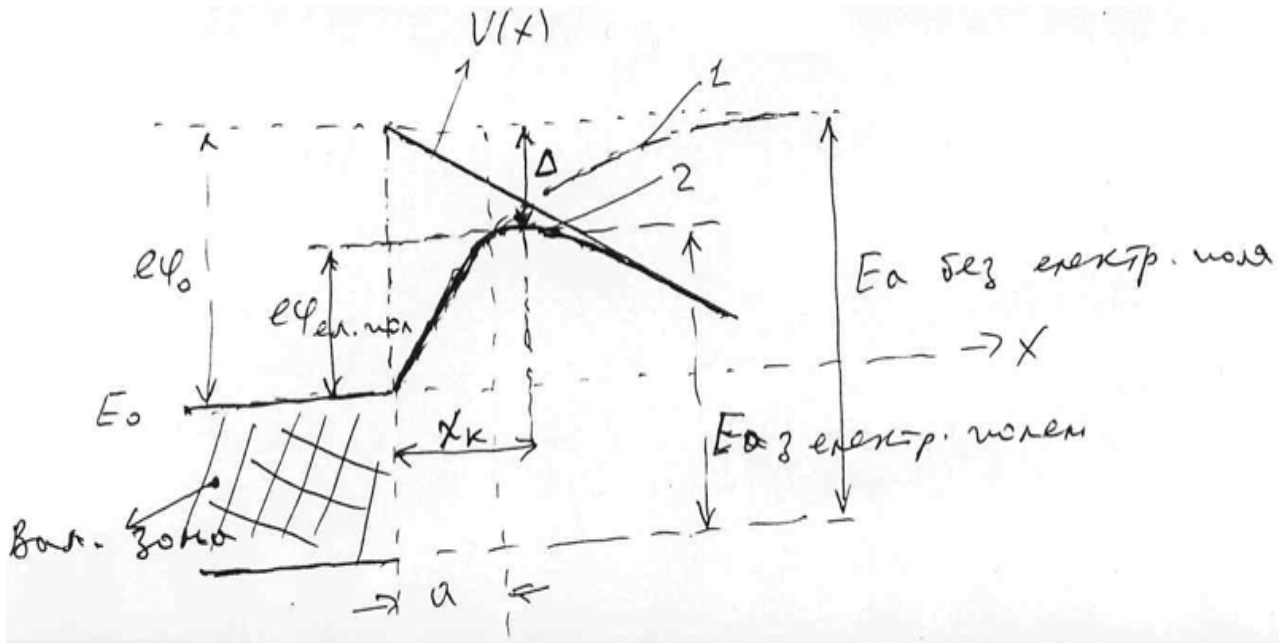
На рис.  $I_{e0}$  – струм емісії катоду при анодній напрузі  $U_a=0$ .

При  $U_a = U_0$  анодний струм  $I_a$  стає рівним струму емісії катоду  $I_e$ , тобто при цій напрузі всі емітовані катодом електрони досягають аноду. Подальше збільшення  $U_a$  не повинно супроводжуватися ростом  $I_a$ , оскільки емісія катоду використана повністю. Повинно бути так зване насичення струму емісії. Ось це значення струму емісії й використовується в методі прямих Річардсона.

Але на практиці ріст  $U_a$  за умови  $U_a > U_0$ , призводить до подальшого зростання  $I_a$ , хоча й більш слабкому (ділянка ВАХ  $ab$ ). Чому ж це відбувається?

Ми знаємо, що на межі тверде тіло – вакуум є потенціальний бар'єр такого виду:

$$e \cdot \varphi_0 - \Delta = e \cdot \varphi_{e.n.}$$



$$e \cdot \phi_0 - \Delta = e \cdot \phi_{e.n.}$$

Нехай тепер поблизу поверхні катоду діє зовнішнє прискорююче електричне поле, тобто поле, що є протилежним до поля кулонівських сил (сил дзеркального відображення). Розподіл потенціалу такого поля  $V(x)$  має вигляд прямої лінії (див. рис.). Це поле, діючи на електрони з силою  $eE$ , зменшує на величину  $eEx$  роботу, яку здійснює електрон при переміщенні на відстань  $x$  від катоду.

(Тут  $E = \frac{V}{d}$ , де  $d$  - відстань анод-катод,  $V$  - різниця потенціалів між катодом і анодом).

Результат дії прискорюючого поля – зовсім інша форма потенціального бар'єру (крива (3) на рис.): він став нижче на величину  $\Delta$  і вужче – електрон долає бар'єр не до  $\infty$ , а до відстані  $x_k$ . В цьому місці сила дзеркального відображення дорівнює силі прискорюючого поля:

$$F(x) = \frac{e^2}{4 \cdot x_k^2} = e \cdot E$$

Висота потенціального бар'єру  $E_a$  при відсутності поля:

$$E_a = \int_0^{\infty} F(x) dx \quad (*)$$

Висота потенціального бар'єру коли поле є  $E_{a.e.n.}$ :

$$E_{a.e.n.} = \int_0^{\infty} (F - e \cdot E) dx$$

$$\text{Тоді:} \quad \Delta = E_a - E_{a.e.n.} = \int_0^{\infty} F(x) dx - \int_0^{\infty} (F - e \cdot E) dx = \frac{e^2}{4 \cdot x_k} + e \cdot E \cdot x_k$$

$$\text{Підставивши сюди значення } x_k, \text{ яке знайдено з } (*): \quad x_k = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{e}{E}},$$

отримаємо:  $\Delta = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}$  (на таке значення зменшується потенціальний бар'єр).

Тоді:

$$e \cdot \phi_{e.n.} = e \cdot \phi_0 - \Delta,$$

$$e \cdot \phi_{e.n.} = e \cdot \phi_0 - e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E},$$

$$e \cdot \varphi_0 - e \cdot \varphi_{e.n.} = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E} \quad ,$$

$$e(\varphi_0 - \varphi_{e.n.}) = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E} \quad ,$$

звідки:  $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_{e.n.} = \sqrt{e \cdot E}$

$$\Delta\varphi = 3,8 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{E} \quad , [B] \rightarrow \Delta\varphi \quad , [B/cm] \rightarrow E$$

$j = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}}$ , але у нас робота виходу знижена на величину дельта ф, тобто маємо  $e(\varphi_0 - \Delta\varphi)$ , тому

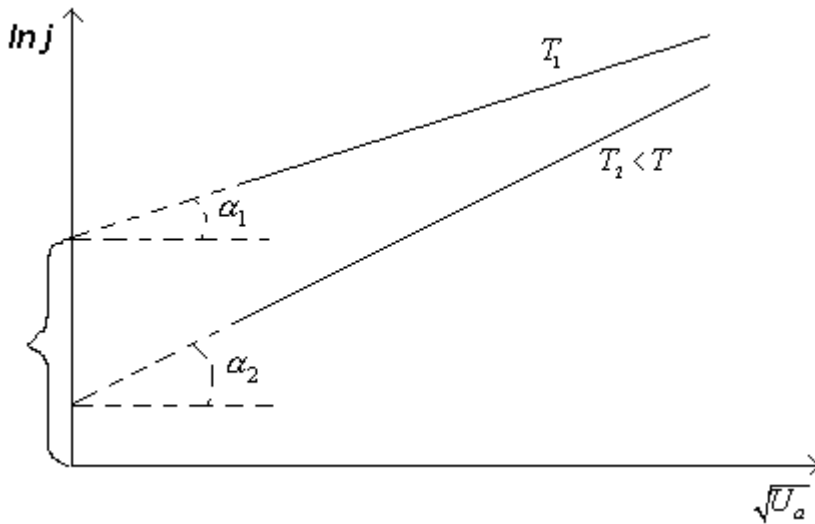
$$j_E = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e(\varphi_0 - \sqrt{e \cdot E})}{k \cdot T}} = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}} \cdot e^{\frac{e \cdot \sqrt{e \cdot E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{e \cdot \sqrt{e \cdot E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}} \quad , \text{де}$$

$$j_0 = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}}$$

$$j = j_0 \cdot e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{\Delta}{k \cdot T}}$$

Отримали рівняння, що носить ім'я Шотткі, бо він перший його отримав. Таким чином, зростання анодної напруги  $U_a$  обов'язково призводить до зростання густини струму емісії (бо  $E = \frac{U_a}{d}$ , де  $d$ - відстань анод-катод).

Якщо ВАХ побудувати в координатах Шотткі при  $T = const$ , то в області насичення струму емісії будемо мати пряму лінію:



З рис. видно, що  $\alpha_2 > \alpha_1$ . Це означає, що при більш низьких температурах катоду вплив зовнішнього електричного поля на емісію більш помітний. Доречі, в методі повного струму в рівняння Річардсона-Дешмана треба вводити значення струму емісії  $j_{01}$  або  $j_{02}$  відповідно до температури, щоб знайти роботу виходу для електронів.

$\ln j_0$  – логарифм густини струму емісії у відсутності поля на катоді.

Треба зазначити, що при сильних електричних полях струм емісії зростає швидше, ніж це потребує рівняння Шотткі. Справа в тому, що коли виводилося це рівняння, то коректно враховувалося лише зниження потенціального бар'єру і не бралось до уваги його звуження. Помітне звуження потенціального бар'єру відбувається при полях  $10^6$  В/см і включається в дію так званий тунельний ефект. При  $E = 10^8$  В/см,  $x_{\text{крит}} = 10^{-7}$  см, що близько до постійної градки кристалу.

## Ефект Шотткі в напівпровідниках

В металах кількість вільних електронів дуже висока:  $\sim 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  коли метал одновалентний. Тому поле в метал практично не проникає, так як силові лінії електричного поля закорочуються на цих зарядах. В напівпровідниках  $n_e = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$  – зона провідності. Тому поле проникає вже помітно: на  $10^{-4} \div 10^{-6} \text{ см}$ , тобто практично на 1 мкм. Це означає, що межа застосування рівняння Шотткі для напівпровідників вужча. Для них  $E_{\text{max}} \approx 10^4 \text{ В/см}$ .

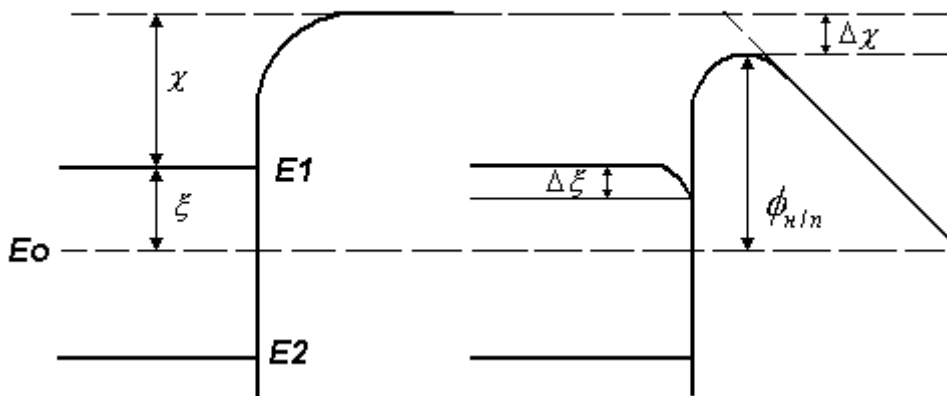
Глибина проникнення силових ліній електричного поля на якій заряди перехоплюються ці силові лінії і екранують внутрішні області твердого тіла від подальшого проникнення цього поля, називається радіусом екранування Дебая-Гюккеля:

$$L_D = \left( \frac{EkT}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2}$$

$E$  – напруженість електричного поля

$n_e$  – концентрація електронів в твердому тілі

Проникнення поля в напівпровідник викривляє зони поблизу поверхні. Тобто при сильному полі у напівпровідниках змінюється і зовнішня, і внутрішня роботи виходу.



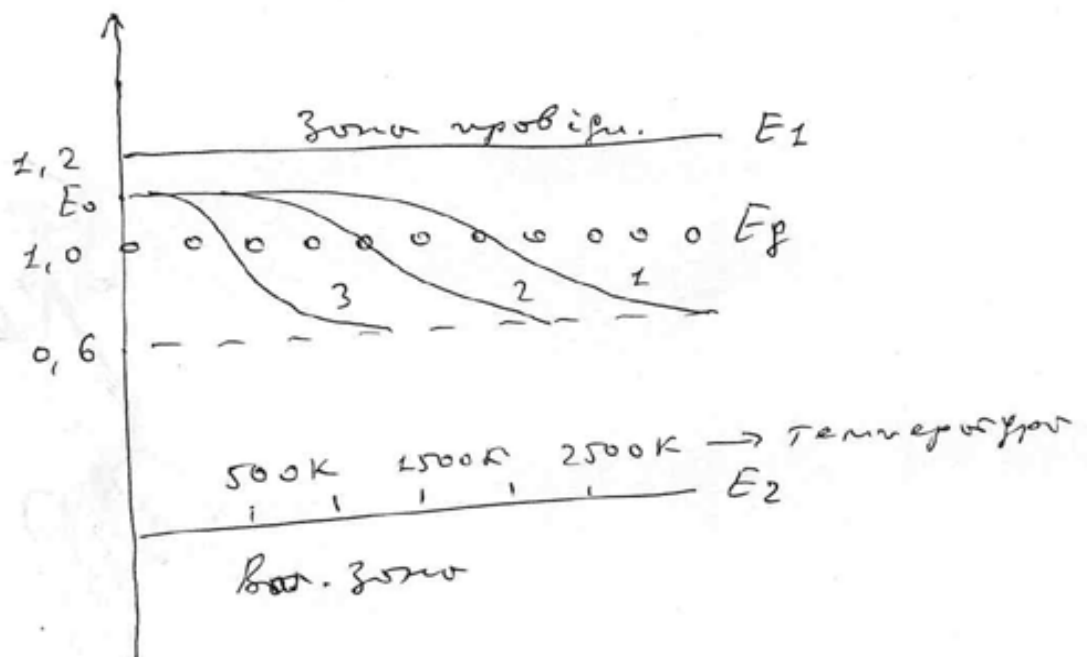
$\Delta\chi, \Delta\xi$  – на такі значення зменшується робота виходу

$$\Delta\phi = \Delta\chi + \Delta\xi,$$

$$\Delta\chi \approx e(\alpha e E)^{1/2},$$

$$\Delta\xi \approx \frac{eE_0 L_D}{\varepsilon},$$

$\varepsilon$  – діелектрична стала,  $\alpha$  – коефіцієнт, який враховує зменшення сил дзеркального відображення при полі  $E$ .



1. Концентрація донорів  $10^{19} \text{ см}^{-3}$

2- $10^{18} \text{ см}^{-3}$

3- $10^{17} \text{ см}^{-3}$

Розглядається саме такий напівпровідник:

$E_1 - E_2 = 1,2 \text{ eV}$

$E_1 - E_0 = 0,2 \text{ eV}$

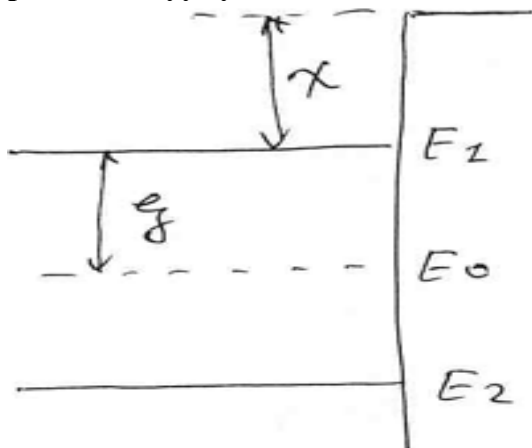
В напівпровідниках в зоні провідності електрони підлягають статистиці Максвела – Больцмана, тобто:

$$\frac{\partial N}{\partial E} = \frac{\sqrt{E}}{\exp \frac{E}{kT}}$$

Справа в тому, що їх там не так багато як в металі, а це означає, що кількість електронів набагато менша за кількість станів:  $\partial N \ll \partial z$

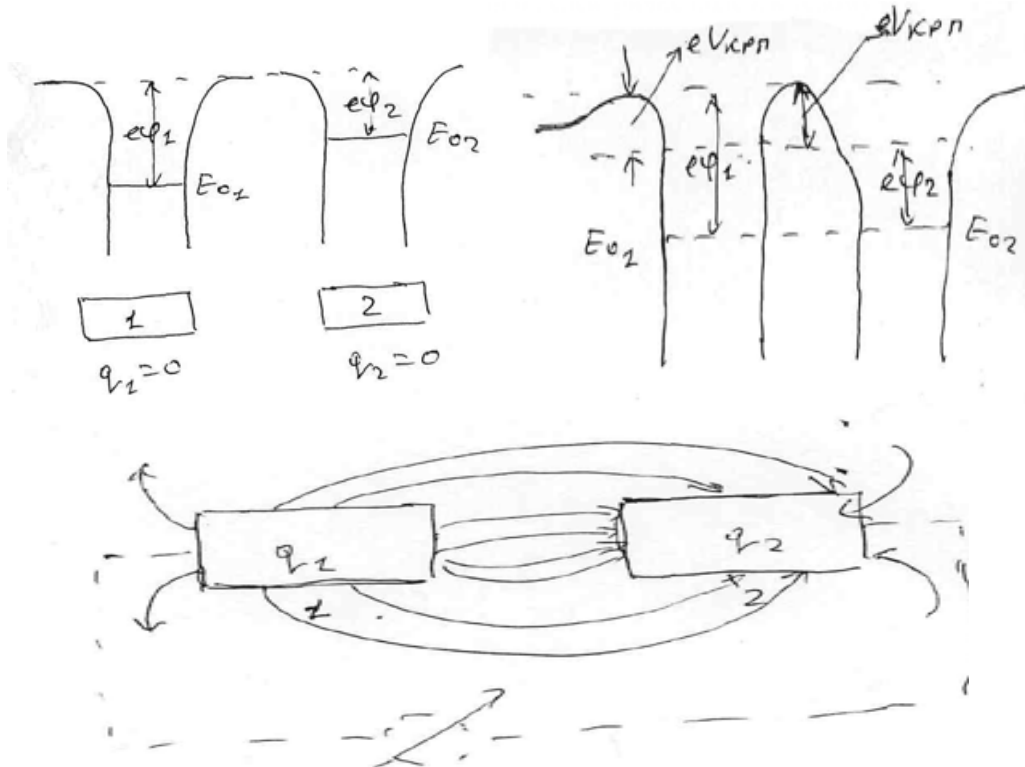
Для напівпровідників, як і для металів, існує поняття роботи виходу електрону  $e\phi$ . Але такої наочності, як у металів у них немає. Робота виходу напівпровідника складається з внутрішньої  $\xi$  і зовнішньої  $\chi$ :  $e\phi = \xi + \chi$ , де  $\xi = E_1 - E_0$ ;  $\chi$  - енергія електронної спорідненості.

Таким чином **робота виходу напівпровідника – це відстань між рівнем Фермі і рівнем вакууму**. Наведене визначення не залежить від типу напівпровідника



## Контактна різниця потенціалів

Розглянемо стан системи електронів в двох різних тілах, що знаходяться в електричному контакті. Поки тіла були ізольованими одне від одного, електрони кожного з них складали окремі системи, а рівні енергій  $E_{01}$  і  $E_{02}$  мали значення які визначалися властивостями кожного тіла окремо. При цьому обидва тіла були електрично нейтральними, тобто заряди  $q_1$  і  $q_2$  дорівнювали 0 і електричне поле  $\epsilon$  в усьому зовнішньому просторі також дорівнює нулю.



(на рисунку показано лінії сил, що діють на електрон, а не силові лінії електричного поля)

На рис. (а) зображено енергетичну діаграму для двох металів та металу і напівпровідника. Так само можна було б зобразити й два напівпровідника. На рисунку  $e\phi_1 > e\phi_2$ . Це означає, що електрони металу (1) знаходяться на рівнях енергій, які в металі (2) зайняті електронами. В металі (2) є електрони на таких рівнях енергій, на яких в металі (1) їх немає. У випадку метал-напівпровідник в металі є електрони на таких рівнях, на яких вони в напівпровіднику існувати не можуть – це заборонена зона. В напівпровіднику ж в зоні провідності є електрони з такими енергіями, з якими вони можуть існувати і в металі.

Розмістимо наші зразки у вакуумі, попередньо з'єднавши їх провідником, а потім нагріємо до появи емісії. Через те, що  $e\phi_1 > e\phi_2$ , струм  $I_1$  буде меншим за струм  $I_2$ , тобто буде різниця струмів і прилад це зафіксує.

На перший погляд ми маємо вічний двигун, а це нонсенс. В чому ж справа?

Через те, що метал (2) емітує більше електронів, то він заряджається позитивно, а другий - негативно. Цей позитивний заряд буде притягувати електрони з металу (1) і затримувати свої. З часом  $I_1$  стане рівним  $I_2$ . Це відбудеться тоді, коли у тіл, що контактують, рівні електрохімічного потенціалу зрівняються, як це зображено на рис.(б). В цей час ймовірність  $\omega(E)$  знаходження електрона в певному стані з енергією  $E$  для двох тіл буде одною і тією ж. В цій єдиній системі електронів обох тіл встановиться контактна рівновага. Ця умова контактної рівноваги має місце для будь-яких двох тіл. Час встановлення рівноваги залежить від електропровідності тіл.



При цьому між довільною точкою над поверхнею одного тіла і будь-якою точкою над поверхнею другого тіла буде існувати **різниця потенціалів, яка дорівнює різниці їх робіт виходу і називається контактною різницею потенціалів:**

$$V_{\text{крп}} = \phi_1 - \phi_2$$

Явище контактної різниці потенціалів дуже часто використовується на практиці. Наприклад: метод КРП – один з найпоширеніших методів вимірювання роботи виходу електрону. Контактна різниця потенціалів виникає на поверхні термокатодів, якщо вона є неоднорідною по роботі виходу і т. ін.

Внутрішня КРП - це різниця між  $E_{01}$  та  $E_{02}$  коли відлік ведеться від дна потенційної ями. Причому треба розглядати контакт ні крізь вакуум, а безпосередньо тверде тіло – тверде тіло. Енергії  $E_{01}$  та  $E_{02}$  визначаються концентрацією електронів провідності, тобто  $V_{\text{крп}}$  внутрішня визначається дифузією електронів з металу з більшою концентрацією електронного газу в метал з меншою концентрацією електронного газу. Рівновага встановлюється тоді, коли дифузійний струм стає рівним зустрічному дрейфовому струму, що виникає з-за поля внутрішньої КРП.

Внутрішня КРП - мала величина і в металах не перевищує  $10^{-2}$  В, а зовнішня КРП досягає декілька вольт.

*Пояснення можна зробити і таким чином.*

Коли тіла почнуть заряджатися, то енергія електрона, який знаходиться в стані спокою поблизу поверхні тіла (1) буде зростати в порівнянні з енергією електрона, що знаходиться на нескінченності (кількість електронів у цього тіла росте і вони займають вільні більш високо енергетичні стани). Енергія ж електрону, що знаходиться в стані спокою поблизу поверхні тіла (2) буде падати (бо число електронів у вільній зоні у цього тіла меншає). **У зв'язку з тим що робота виходу кожного з тіл при цьому практично не змінюється, то рівень  $E_{01}$  буде підвищуватися, а рівень  $E_{02}$  – знижуватися, тобто рівні будуть зближатися.** Перерозподіл електронів між тілами повинен зміщувати рівень Фермі відносно рівня електрону, що знаходиться в стані спокою поблизу поверхні зовні тіла, бо маємо:

$$E_o = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Тобто  $E_o = f(n)$

Але ці зміни для макроскопічних тіл дуже й дуже малі.

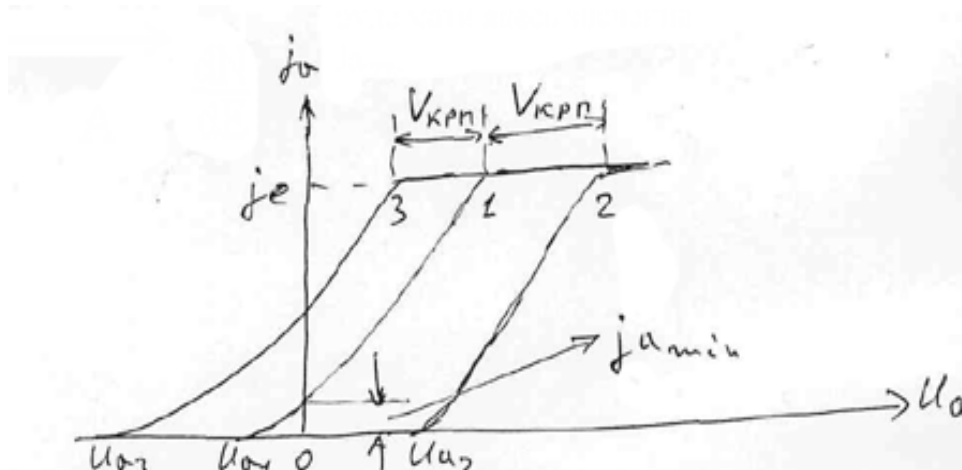
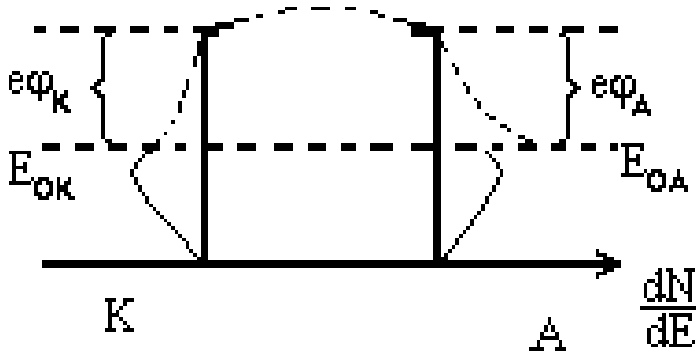
## Вплив КРП на ВАХ діоду

На практиці зустрічається декілька випадків впливу КРП на ВАХ.

1. Маємо вакуумний діод, у якого анод і катод виготовлено з одного матеріалу (наприклад з вольфраму), тобто  $\phi_a = \phi_k$ . В зв'язку з цим маємо таку картину.

Рівні Фермі  $E_{ok} = E_{oa}$ . Значить  $V_{крп} = 0$ . Розігріємо катод до такої температури,

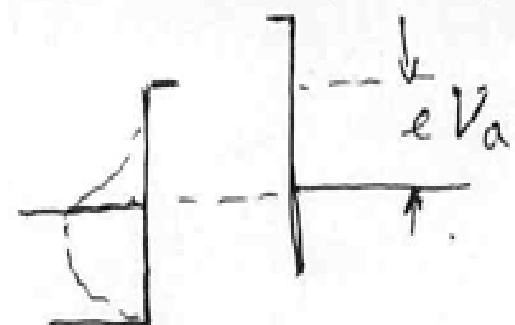
щоб він мав змогу емітувати. Через те, що для електронів у вакуумі немає потенціальної перешкоди, то самі високоенергетичні досягнуть аноду і без анодної напруги (див. рис.) При  $U_a = 0$  струм на анод буде мати якесь значення  $J_{amin}$ .



Коли на аноді буде позитивний потенціал по відношенню до катоду, енергетична діаграма має вигляд:

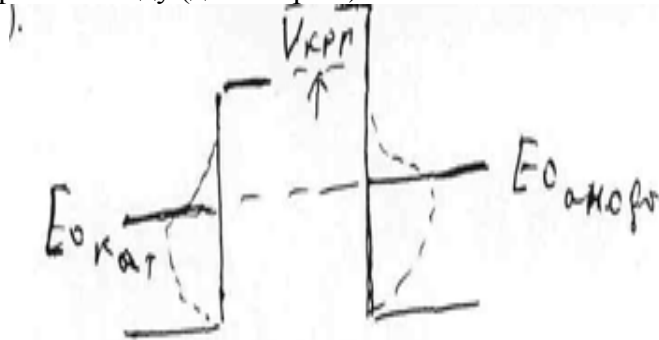


Як видно, електронам ще простіше потрапляти на анод – вони скочуються з бар'єру. Якщо на аноді «мінус» потенціалу, то енергетична діаграма має вигляд:



На анод потраплятимуть лише самі високоенергетичні електрони. При  $U_a = U_{a1}$  потенціальний бар'єр буде таким високим, що  $j_a = 0$ .

2. Маємо  $\phi_a \gg \phi_k$  ( $\sim 1\text{eV}$ ). Між цими електродами виникає контактна різниця потенціалів, що буде підвищувати потенціальний бар'єр для електронів катоду (дивись рис.).



В такому варіанті навіть самі високоенергетичні електрони не зможуть потрапити на анод. Для того, щоб прилад зафіксував анодний струм, до аноду потрібно прикласти достатній позитивний потенціал  $U > U_{a2}$ . З ростом  $U_a$  рівні електрохімічного потенціалу будуть вирівнюватися, тобто потенціальний бар'єр буде знижуватись і  $I_a$  буде зростати. Коли анодна напруга зкомпенсує  $V_{крп}$ , анодний струм досягає насичення. На ВАХ крива (2) буде зсунута відносно кривої (1) на  $|V_{крп}| = |\phi_a - \phi_k|$ . При « $\leftarrow$ » на аноді випадок «2» буде посилюватися – на анод електрони не підуть взагалі.

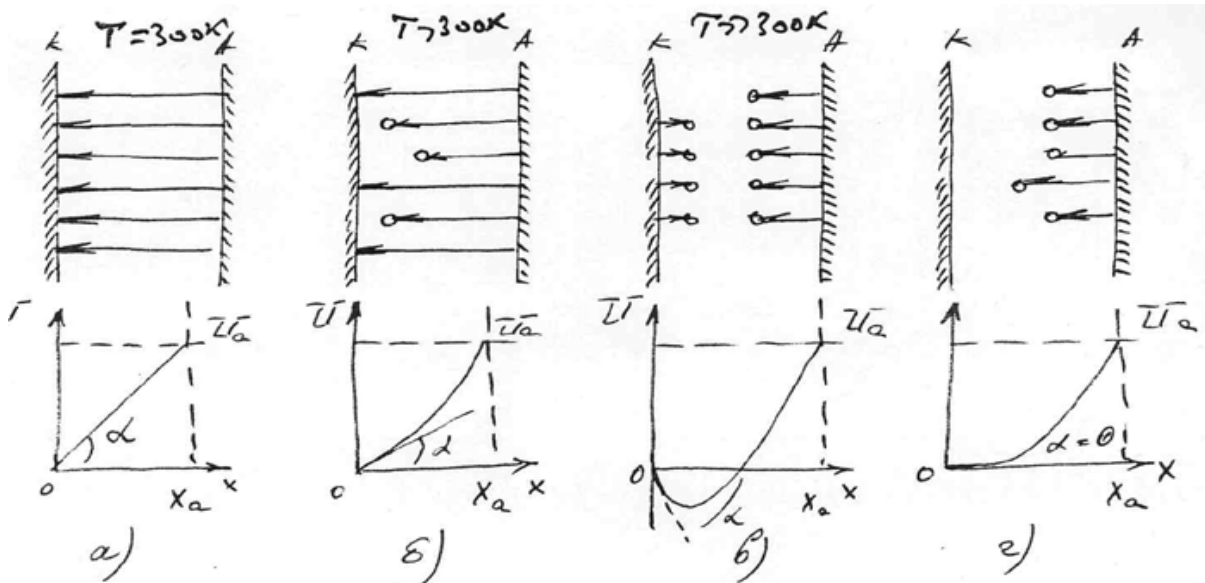
3.  $\phi_a < \phi_k$ . В цьому випадку КРП «працює» на  $I_a$ : навіть при  $U_a = 0$  анодний струм матиме помітне значення [дивись на рис. ВАХ – (3)]. А щоб «заперти» катод, тобто щоб ні один електрон не потрапив на анод, треба на анод подати помітний негативний потенціал. Як і у випадку (2)  $|V_{крп}| = |\phi_k - \phi_a|$ . Робота виходу матеріалу, що є шуканою, дуже легко визначається з одержаних ВАХ. Про цей метод я Вам казав на попередній лекції, називаючи його методом КРП у варіанті Андерсона.

*Переваги цього методу:* не треба гріти матеріал, роботу виходу якого треба визначити, тобто це є неруйнуючий метод. Ним дуже зручно користуватися, коли потрібно слідкувати з часом за зміною роботи виходу: наприклад, при адсорбції однієї речовини на іншу або при адсорбції газових молекул на метал.

*Недолік методу:* він не є абсолютним методом, як, наприклад, метод прямих Річардсона або метод повного струму.

## Закон трьох других.

Знайдемо закон, за яким анодний струм  $I_a$  залежить від анодної напруги  $U_a$ . Для простоти міркувань будемо вважати, що початкова швидкість електронів дорівнює нулю. Це значить, що на ВАХ при  $U_a=0$  і  $I_a=0$ ; і тим більше –  $I_a=0$  при  $U_a<0$ .



На рис.а) наведено хід силових ліній поля при холодному катоді. Силові лінії, що виходять з аноду А, закінчуються на катоді К. Тепер нагріємо катод до такої температури, щоб він міг емітувати. Електрони, рухаючись до аноду, створюють об'ємний заряд в просторі між катодом і анодом. Через це *напруженість поля*  $\epsilon$  на катоді зменшується.  $\epsilon$  визначається так:  $\epsilon = dU/dx = \text{tg}\alpha$ , тобто електрони частково екранують катод (дивись рис.б). Якщо катод ще сильніше нагріти, щоб поле об'ємного заряду стало ще більшим, ніж анодне, то силові лінії поблизу катоду будуть спрямовані від катоду. Тобто поле буде спрямовувати електрони об'ємного заряду назад до катоду (дивись рис. в).

Коли *напруженість поля* на поверхні катоду дорівнює нулю, анодний струм досягає свого кінцевого значення: всі електрони, що емітовані катодом, потрапляють на анод (рис. г). На рисунках  $U_a$  усюди однакова, тому для випадку г) треба така температура, щоб усі лінії електричного поля були задіяні електронами.

Для знаходження розподілу потенціалу в просторі А–К використовується рівняння Лапласа–Пуассона.

$$d^2U/dX^2 = -\rho(x), \quad (1)$$

де  $\rho(x)$  – густина зарядів.

Його можна розв'язувати за таких граничних умов:  $U(X)=U_a$ ,  $dU/dX=0$  при  $X=0$

Нехай  $n$  – кількість електронів в одиниці об'єму простору А–К. Тоді  $\rho = -ne$ , а  $j = nev$ , тобто  $\rho = j/v$  – густина зарядів, через те, що  $v = (2eU/m)^{1/2}$ , то  $\rho = -j(m/2e)^{1/2}U^{-1/2}$

Тут одна змінна  $U(x)$ , тому:

$$d^2U/dX^2 = j(m/2e)^{1/2}U^{-1/2}$$

$$\text{Після інтегрування одержимо: } U = [9/4j * (m/2e)^{1/2} X^2]^{2/3} = C * X^{4/3}$$

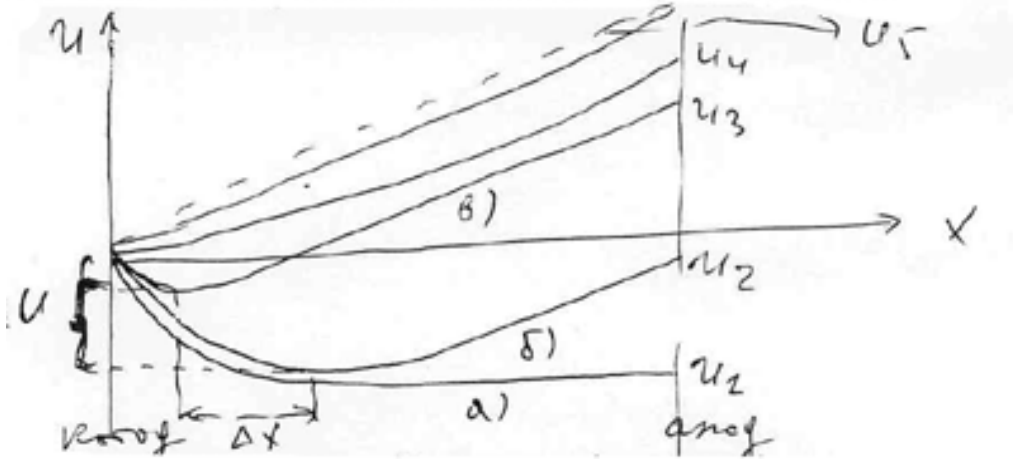
$$\text{Звідси маємо } j = 4/9 * (2e/m_e)^{1/2} * U_a^{3/2} / X_a^2$$

Це рівняння Чайльда – Ленгмюра, або закон трьох – других: густина струму емісії росте пропорційно до анодної напруги в ступені 3/2.

$$\text{Після підстановки сталих } e, m_e \text{ ми маємо: } j = 2,34 * 10^{-6} U_a^{3/2} / X_a^2$$

Тепер варто згадати, що ми припустили нульове значення швидкості електронів на початку руху. Але це не так: середня кінетична енергія електронів, що

залишили катод, дорівнює  $2kT$ . Що станеться з рівнянням Чайльда – Ленгмюра, коли швидкість електронів не нульова?



Розглянемо спочатку випадок, коли завдяки початковій швидкості електронів, вони, виходячи з катоду, летять до аноду і заряджають його негативно до величини  $U_1$ . Катод, втрачаючи електрони, заряджається позитивно. З-за цього більша частина електронів, що вийшли з катоду, пройде невелику відстань і вертається на катод. Тому поблизу катоду об'ємний заряд є максимальним.

Якщо на анод тепер подати  $|U_2| < |U_1|$ , то самі високоенергетичні електрони (що мають найбільші швидкості) досягнуть аноду (крива б). Інші електрони утворюють об'ємний негативний заряд, густина якого більша, ніж поблизу аноду. Таким чином в просторі А – К утворюється мінімум потенціалу. **Це так званий віртуальний катод.**

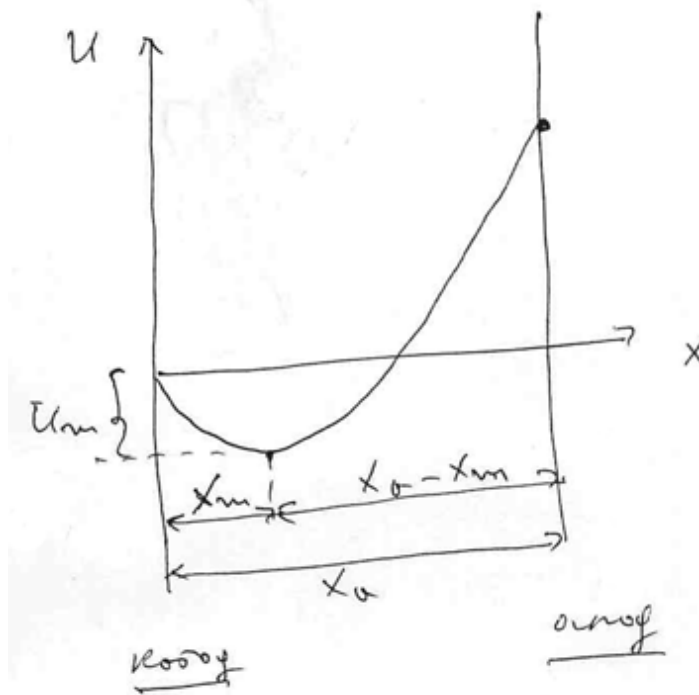
Якщо на аноді невелика позитивна напруга  $U_3$ , то мінімум потенціалу залишається, бо на анод піде лише частина електронів, але він зменшиться на величину  $\Delta U$  і наблизиться до катоду на величину  $\Delta x$  (крива в).

Якщо анодна напруга  $U_4$  буде настільки високою, що напруженість поля на катоді буде дорівнювати нулю через розсмоктування негативного об'ємного заряду, анодний струм  $I_a$  стане рівним струму емісії  $I_e$  катоду, тобто одержимо струм насичення. Цей випадок відображено на рисунку кривою г).

Надалі, при зростанні  $U_a$  струм може рости лише через ефект Шотткі. Розподіл потенціалу буде подібним до кривої г).

На практиці найчастіше всього електрони тягнуть на анод з об'ємного просторового заряду. Це необхідно для того, щоб флуктуації в колах живлення ЕВП не змінювали ВАХ, тобто не змінювали робочі параметри приладів. Тому і є цікавим випадок в) на рисунку. Ця крива розподілу потенціалу в законі Чайльда – Ленгмюра робитиме такі зміни: замість відстані А – К треба брати відстань віртуальний катод – анод, а замість  $U_a$  записувати  $U_a - U_m$ .

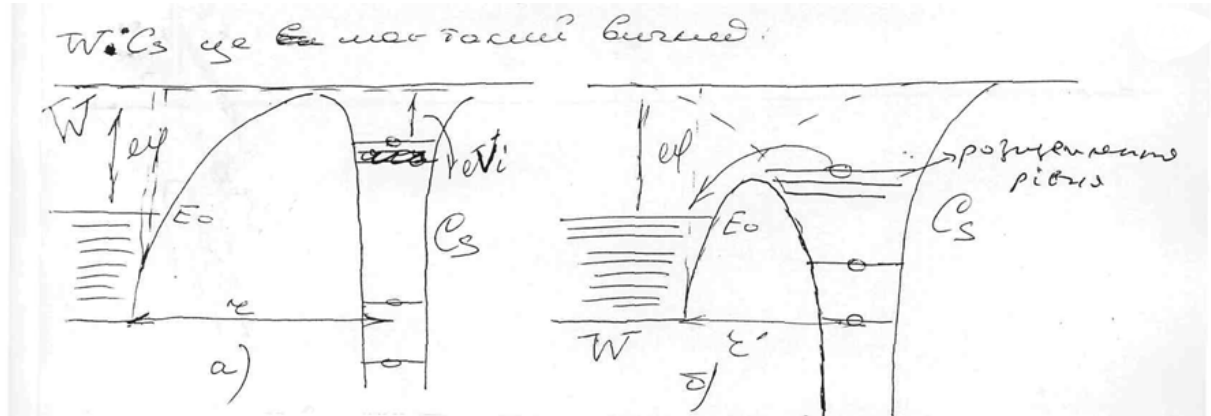
$$i = 2.34 \cdot 10^{-6} (U_a - U_m)^{3/2} / (X_a - X_m)^2$$



На практиці дуже часто використовують і циліндричні діоди. Але для них закон  $3/2$  справедливий теж.

**Зниження роботи виходу плівкових катодів** пояснюється таким чином.

Розглянемо спочатку W-Cs катод. Як відомо, у W  $e\phi = 4,52$  eВ. Потенціал іонізації атому Cs  $V_i = 3,9$  eВ. Потенціальна діаграма системи W-Cs це має такий вигляд:



На цьому рисунку атомом цезію знаходиться на великій відстані  $r$  від поверхні. Тому між ними ще не має взаємодій. Коли  $r = r'$  картина зовсім інша: валентний електрон цезію має можливість вільно перейти в метал, оскільки енергетичні рівні в металі відповідні до його енергії, є вільними, а бар'єр для нього зник (потенціальний бар'єр W став нижче і вужче).

Коли атом Cs втратив електрон, він став позитивним іоном. З цього моменту виникають кулонівські сили між адсорбатом-адсорбентом, що утримують атом на поверхні. Варто зазначити, що така ж картина буде при адсорбції на вольфрамі будь-яких інших атомів, що мають  $eV_i < e\phi$  вольфраму. Наприклад, рубідій ( $eV = 4,16$  eВ), калій ( $eV = 4,32$  eВ) і т.д.

При покритті вольфраму атомами Ba або Th (торій), енергія іонізації яких дещо більша за роботу виходу W, тобто  $eV_i > e\phi$ , не можна очікувати повного відривання валентного електрону у Ba чи Th. Але внаслідок зниження і звуження потенціального бар'єру є можливим зміщення валентних електронів у напрямку поверхні металу, тобто утворюються диполі.

Як в першому, так і в другому випадку утворився подвійний електричний шар поблизу поверхні W – катоду. Цей же шар утворює прискорююче електричне поле, що зменшує потенціальний бар'єр поблизу поверхні металу на величину  $\Delta(e\phi)$ :  $\Delta(e\phi) = e\phi_0 - e\phi$ .

Варто зазначити, що наявність потенціального горбу, який показано на рисунку, довжиною, що дорівнює довжині атому, через тунельний ефект не перешкоджає виходу електронів.

Якщо подвійний шар розглядати як плоский конденсатор з зарядами, що скупчені на його обкладках, то напруженість електричного поля цього конденсатора  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = 4\pi\sigma \quad (1) \quad \text{де } \sigma - \text{густина зарядів,}$$

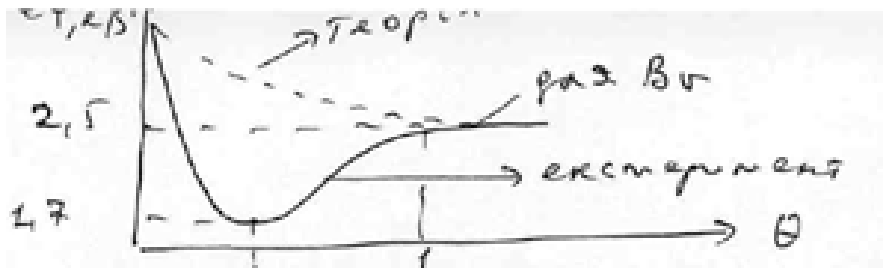
$$\sigma = en\alpha \quad (2) \quad n - \text{кількість атомів, підставимо}$$

$$\varepsilon = 4\pi * e * n * \alpha \quad (3) \quad \alpha - \text{ступінь поляризованості диполя. Для Cs } \alpha = 1, \text{ а в}$$

більшості випадків  $\alpha < 1$ , тобто для подвійного електричного шару у вигляді позитивного іона на поверхні і електрона в металі.

$$U = \varepsilon d = 4\pi * n * e * d * \alpha = 4\pi p \quad (\alpha = 1) \quad (4),$$

де  $d$  - розмір (плече) диполя,  $p$  – дипольний момент одного атома ( $p = ed$ ).

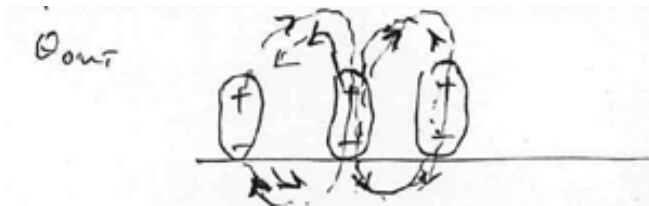


$\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi$  тоді :

$$\Delta(e\varphi) = e\varphi_0 - e\varphi = e\Delta\varphi = 4\pi p e \quad (5)$$

$n = n_0 * \theta$ , де  $n$  – концентрація адсорбованих атомів,  $n_0$  – концентрація атомів, які падають на поверхню,  $\theta$  – ступінь покриття поверхні.

$$\Delta\varphi = 4\pi n_0 \theta p \alpha \quad (6), \quad \theta = \frac{n}{n_0} \leq 1$$



Для випадку W - Ba, W - Th в (6) виходить  $\alpha < 1$

$$\Delta\varphi = 4\pi * n * p \alpha$$

Як видно з (6) найбільше зменшення роботи виходу, а отже найбільший ріст струму емісії буде при  $\theta=1$ , тобто при покритті підкладки моношаром атомів. Але на практиці частіше за все такого немає. В чому ж причина розходження теорії і практики? А ось у чому. Дипольний момент  $p \neq \text{const}$ , а є функцією від концентрації адатомів. Коли на поверхні твердого тіла адатомів мало, тобто вони знаходяться на великих відстанях один від одного, взаємодії між ними немає. З ростом  $\theta$ , після  $\theta = \theta_{\text{опт}}$  силові лінії диполів починають перекриватися. Тому дипольний момент і зменшується на величину :

$$\Delta p = \alpha - \gamma \frac{p}{r^3}, \quad \text{де } \alpha - \text{ступінь поляризованості диполя (нагадаю, що } \alpha=1 \text{ для}$$

системи Cs-W).  $\gamma$  - коефіцієнт, що враховує вплив диполя на диполь ;  $r$  - відстань між диполями.

Звичайно ж зменшення  $p$  призводить до зростання роботи виходу. І так до  $\theta=1$ . Надалі  $e\varphi$  практично не змінюється і робота виходу системи адсорбат-адсорбент стає рівною роботі виходу металу, атоми якого є адатомами.  $\theta_{\text{опт}}$  для різних пар адсорбат – адсорбент різні і коливаються від 0,2 до 0,8. В абсолютних значеннях, наприклад, для системи W(110) -Ba  $n_{\text{опт}} = 2.4 * 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , тобто  $\theta_{\text{опт}} \approx 0.25$ . У W-Th катодів при  $T_{\text{роб}} = 1900\text{K}$ ,  $\theta_{\text{опт}} = 0.67$ .

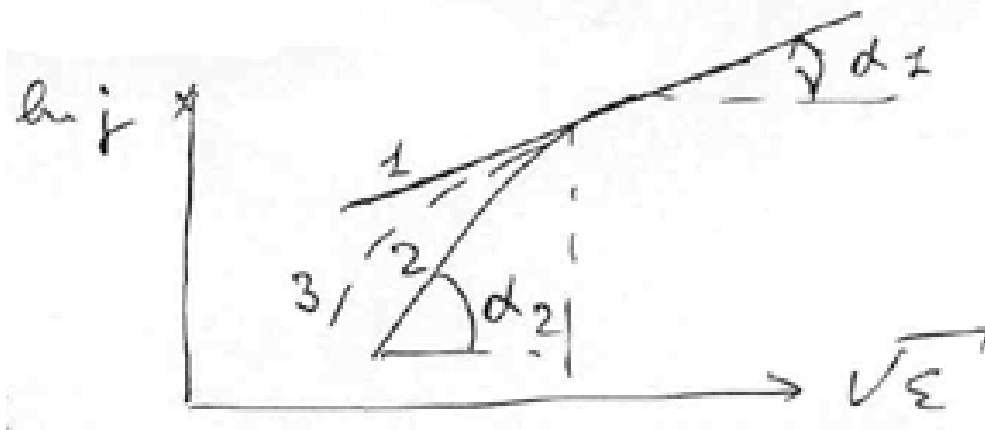
## АНОМАЛЬНИЙ ЕФЕКТ ШОТТКІ ДЛЯ ПЛІВКОВИХ КАТОДІВ

Дослідження впливу зовнішнього електричного поля на емісію плівкових катодів показало, що в області малих електричних полів спостерігається відхилення від закону Шотткі. Наприклад для W-Th катодів при слабких полях з ростом  $\mathcal{E}$  густина струму емісії  $j$  росте швидше, ніж це впливає з рівняння Шотткі:

$$j = j_0 e^{\frac{e^2 \sqrt{\mathcal{E}}}{kT}}.$$



- 1 – чистий W
- 2 – торій вже є на поверхні W
- 3 – катод в максимумі активності



Для торованого вольфраму при  $\mathcal{E} < 10^4$  В/см спостерігається аномальний ефект Шотткі. При  $\mathcal{E} > 10^4$  В/см аномальність зникає. Вперше цей ефект пояснив Ленгмюр в своїй теорії плям. На рисунку наведені ділянки з  $\varphi_{\min}$  і  $\varphi_{\max}$ . Розмір ділянок  $l$ . Між цими ділянками існує КРП. (На рис. представлено лінії сил, що діють на електрони катоду при їх емісії в вакуум, а не силові лінії електричного поля). З рисунку видно, що поле плям затримує електрони, емітовані ділянками W-Th. Для W областей поле прискорює електрони. В цьому місці діє нормальний ефект Шотткі. При накладанні на катод зовнішнього прискорюючого поля картина над ділянками чистого W якісно не змінюється (зберігається нормальний ефект Шотткі: при зростанні  $\mathcal{E}$  густина струму емісії росте по закону Шотткі).

Над плямами торію зовнішнє електричне поле компенсує дальнодіючі сили КРП набагато швидше, ніж сили дзеркального відображення, тому й струм дуже швидко зростає. При полях  $E \approx 10^4$  В/см поля будуть повністю скомпенсовані, тому аномальність ефекту Шотткі зникає.

### Напівпровідникові катоди

До них, в першу чергу, відносяться оксидні катоди (ОК). Це найбільш поширені джерела електронів, бо мають багато переваг в порівнянні з іншими катодами: металічними, плівковими. Найбільш помітна перевага — це висока емісійна здатність: в статичному режимі ОК дозволяють відбирати  $j \approx 100 \div 500 \text{ мА/см}^2$  при терміні роботи до 20000 годин. В імпульсному режимі  $j \approx 10 \text{ А/см}^2$  при терміні роботи декілька тисяч годин. Важливо й те, що в ОК робоча температура на  $\sim 1000\text{K}$  менша ніж у металічних та плівкових емітерів: у них  $T_{\text{роб}} = 1000 - 1100\text{K}$ . Низька робоча температура — це мале споживання енергії в колах живлення, економічність приладу, в якому джерелом електронів є оксидний катод. Низька робоча температура — це слабке світіння катоду, тобто можливість використання ОК в фотоелектронних приладах спеціального призначення.

До недоліків ОК відноситься відсутність можливості навіть короточасного знаходження катода на атмосфері після активування. Він руйнується при бомбардуванні іонами, тобто оксидний катод повинен працювати при  $P$  не гірше  $10^{-6}$  тор. При  $P \approx 10^{-5}$  тор, наприклад, в кольоровому кінескопі іонне бомбардування виводить катод з ладу чере 3-5 місяців.

Є у цього катода й інші специфічні особливості, наприклад, неоднорідність емісії робочої поверхні. Але ця неоднорідність помітно нижча, ніж у плівкових катодів.

Але переваг в ОК значно більше ніж недоліків, тому оксидні катоди на практиці використовуються вже більше понад 100 років.

ОК складається з металічного ядра спочатку вкритого шаром карбонатів ЛЗМ, тобто  $(Ba, Sr, Ca)CO_3$  або лише  $(Ba, Sr)CO_3$ . В якості ядра використовується нікель, молибден або вольфрам. Карбонати лужноземельних металів (ЛЗМ) на ядро наносяться, частіше за все, методом пульверизації. Для того, щоб покриття мало добру адгезію (закріплення з підкладкою) в суміш додають біндер (речовина для зв'язування). Це полібутілметакрилат (органіка).

При прогріванні катода під час відкачування карбонати дисоціюють



з утворенням твердого розчину окисів ЛЗМ і  $CO_2 \uparrow$  випаровується.  $CO_2$  необхідно як можна швидше відкачувати. Одержаний окисел за своїми електронними властивостями є діелектриком. Тому далі є необхідним процес активування — короточасний нагрів катода до більш високої температури (~до 1200K). Це на 100 градусів вище за Троб оксидного катода.

Процес активування — утворення вільного ЛЗМ за рахунок термічної дисоціації окисла:  $2BaO \rightarrow 2Ba + O_2$ . Для прискорення цього процесу і зниження температури активування в ядро катода вводять активні доданки, наприклад, *Si, W, Ge, Mn*.

Вдала модифікація ОК – так званий М-катод. Це оксидне покриття такого ж складу, як у звичайного оксидного катода, але з помітно більшою густиною ( $4 \div 5 \text{ г/см}^3$  замість  $1 \div 2 \text{ г/см}^3$ ). Через таку високу густину товщина оксидного шару робиться не  $20 \div 80 \text{ мкм}$ , а одиниці мікрон і цього запасу активної речовини вистачає на тисячі годин. Поверхня М-катода дуже гладка. За емісійними властивостями М-катод не гірше звичайного ОК і має ряд переваг: через те, що покриття низькопористе, у нього висока теплопровідність, а отже рівномірний розігрів. Енергетичний спектр електронів набагато вузьчий, ніж у звичайного ОК, тому що М-катод має оптично гладку поверхню.

Основний недолік М-катодів – не дуже велика договірність ( $4 \div 5$  тис. годин). Це зв'язано з тим, що після виготовлення катода його покриття всього на  $60 \div 80 \%$  має карбонати ЛЗМ. Решта частина - це оксиди ЛЗМ, які після контакту з повітрям перетворюються на гідроксиди. Наприклад,  $BaO + H_2O \rightarrow Ba(OH)_2$ .

А  $Ba(OH)_2$  дуже легко випаровується при нагріванні катода, порушуючи оптимальний склад емітера (тому активність катода досягається не дуже швидко). Крім того, це додаткові втрати активної речовини, тобто зменшення довговічності катода.

## Фотоелектронна емісія

Фотоелектронна емісія або зовнішній фотоелектричний ефект - це випромінювання електронів поверхнею твердого тіла (або рідини) під впливом падаючих на неї квантів світла. Фотоэффект був відкритий Герцем у 1882 році.

### Основні закони фотоэффекту:

1) Закон Столетова - фотоелектричний струм прямо пропорційно залежить від інтенсивності світла світлового потоку  $j$ , який викликає фотоэффект:

$$i_{\phi} = \gamma' j \quad (1)$$

При цьому спектральний склад світлового потоку повинен бути незмінним. В рівнянні  $\gamma'$  -

чутливість, або інтегральна чутливість фотокатоду  $[\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}]$ . Інтегральна чутливість береться для „білого” світла, тобто коли джерелом світла є розжарена W-нитка. Чутливість фотокатоду – для монохроматичного випромінювання.

В наш час до закону Столетова є доповнення: інтенсивність електромагнітного випромінювання не повинна бути дуже великою (мається на увазі лазерне випромінювання), бо в такому випадку

$$i_{\phi} = \gamma' j^2 \quad (2)$$

багатофотонний ефект.

2) Фотоэффект має довгохвильову границю  $\lambda_0$  (або червону границю): тільки випромінювання з

довжиною хвилі  $\lambda < \lambda_0$ , тобто з частотою  $\nu > \nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$  може виривати фотоелектрони.

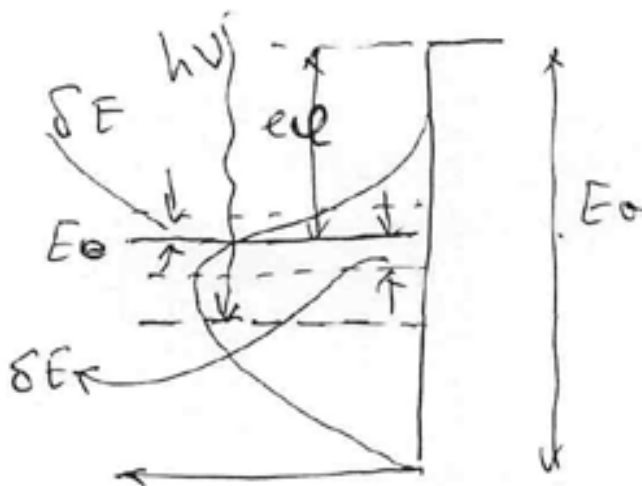
3) Закон Ейнштейна: кінетична енергія фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, тобто від кількості квантів світла. Але тах енергія має лінійну залежність від частоти:

$$(\frac{1}{2}mv^2)_{\max} = a + h\nu \quad (4)$$

4) Фотоэффект - явище безінерційне. Фотострум з'являється і зникає з освітленням майже разом. Час затримки  $\tau$  не перевищує  $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ .

Пояснення основних закономірностей фотоэффекту було дано Ейнштейном.

$$E_a - E_0 = e\phi$$



Фотон з енергією  $h\nu$  поглинається електроном фотокатоду при їх взаємодії і енергія електрону підвищується на значення  $h\nu$ . Якщо до поглинання фотону кінетична енергія електрону  $E_k = E_0 + \delta E$ , де  $E$  - позитивна або негативна добавка, то після поглинання його енергія стає  $E_0 + \delta E + h\nu$ . Якщо імпульс такого електрону буде спрямований до поверхні, то він, втративши частину енергії  $\Delta E$  на взаємодію з іншими електронами або іонами ґратки, потрапить у

вакуум. Після подолання на поверхні металу потенціального бар'єру  $E_a$ , електрон буде мати таку кінетичну енергію:

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_0 + \delta E + h\nu - \Delta E - E_a = E_k \quad (5)$$

В рівнянні  $E_a - E_0 = e^*\phi$ .  $E_k = E_{k_{\max}}$  коли втрати енергії  $\Delta E \rightarrow 0$ . Тобто для такого випадку маємо:

$$E_{k_{\max}} = h\nu + \delta E - e\phi \quad (6)$$

Для  $T = 0$   $\delta E = 0$ . Коли  $T > 0$  але невелика, то  $\delta E$  також майже дорівнює 0. Тому:

$$E_{k_{\max}} = h\nu - e\phi \quad (7)$$

це і є рівняння Ейнштейна (3-й закон фотоелектру). При  $h\nu < e\phi$  фотоелектр неможливий  $0 = h\nu - e\phi$ ,  $h\nu = e\phi$  Таким чином значення

$$\nu_0 = \frac{e\phi}{h}, \quad (8)$$

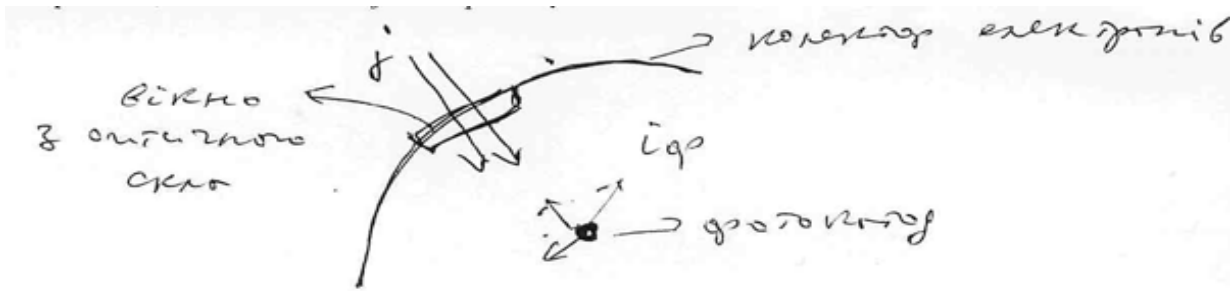
Це є червона границя фотоелектру.

Рівняння Ейнштейна можна записати і таким чином:

$$E_{k_{\max}} = (\nu - \nu_0) * h, \quad (9)$$

тобто при  $\nu = \nu_0$  фотоелектр неможливий.

Співвідношення Ейнштейна дуже часто використовується для знаходження роботи виходу фотокатодів. Наприклад, таким чином:  $j$  - випромінювання світла



$r_k \ll r_A$ , тому  $\frac{mv^2}{2}$  буде повною енергією фотоелектронів.

ВАХ фотокатоду виглядає таким чином. Коли  $V_{\text{кол}} = 0$  між колектором електронів та катодом діє КПП. Частіше всього  $\phi_{\text{кол}} = \phi_{\text{кол}} - \phi_{\text{кат}}$  є гальмівною різницею потенціалів. Тому  $V_{\text{крп}} = \phi_{\text{кол}} - \phi_{\text{кат}}$  є гальмівною різницею потенціалів. З-за цього на колектор потраплять тільки високоенергетичні електрони. Тобто справжній нуль буде правіше. І тоді справжній затримуючий потенціал колектора визначається співвідношенням:

$$V_{\text{кол, справж.}} = V_m + V_{\text{КРП}} \quad (10)$$

Коли на колекторі від'ємний потенціал  $V_m$ , то струм фотоелектронів  $i_\phi = 0$ . Цей випадок

можна записати таким чином:  $eV_m = \left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max}$ . Тоді маємо

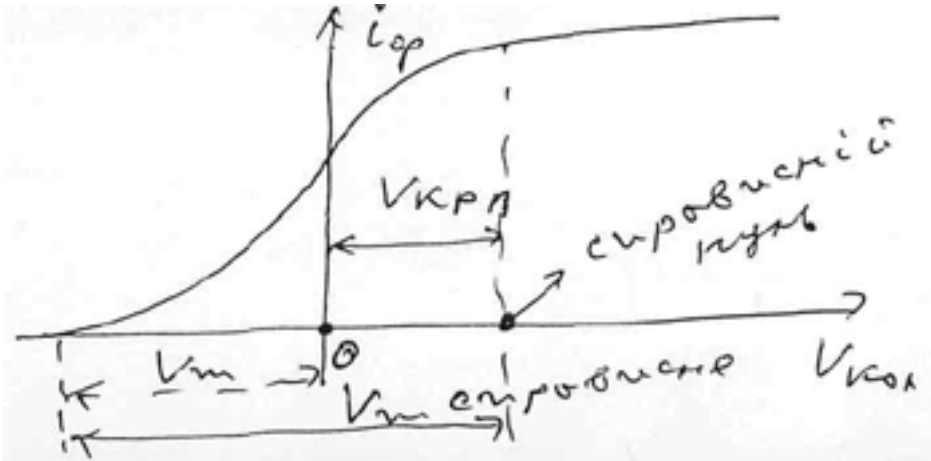
$$eV_m = h(\nu - \nu_0) \quad (11)$$

тобто  $eV_m$  - вимірюємо,  $\nu$  - задано,  $\nu_0$  - знаходимо з (11). Червону границю знайдено. Тоді з

(8)  $\rightarrow \nu_0 = \frac{e\phi}{h}$  маємо:  $e\phi = h\nu_0$  - фотоелектронна робота виходу. Цю формулу можна

перетворити:  $\lambda = \frac{c}{\nu}$ ,  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , тому  $\frac{hc}{\lambda_0} = e\phi$ ,  $\lambda_0 = \frac{hc}{e\phi}$

$$\varphi = \frac{12345}{\lambda_0} [B].$$



Фотокатоди мають такі характеристики:

1) чутливість  $\gamma' = \frac{i_\phi}{j} [\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}]$ . Або якщо чисельник та знаменник помножити на час  $t$ , то будемо

мати  $i_\phi t$  - кількість електрики, що забрали з фотокатоду електрони за час  $t$ ;  $jt$  - енергія, що впала за цей час  $t$  на фотокатод. В такому разі чутливість вимірюється в  $[\text{кул/кал}^{-1}]$ .

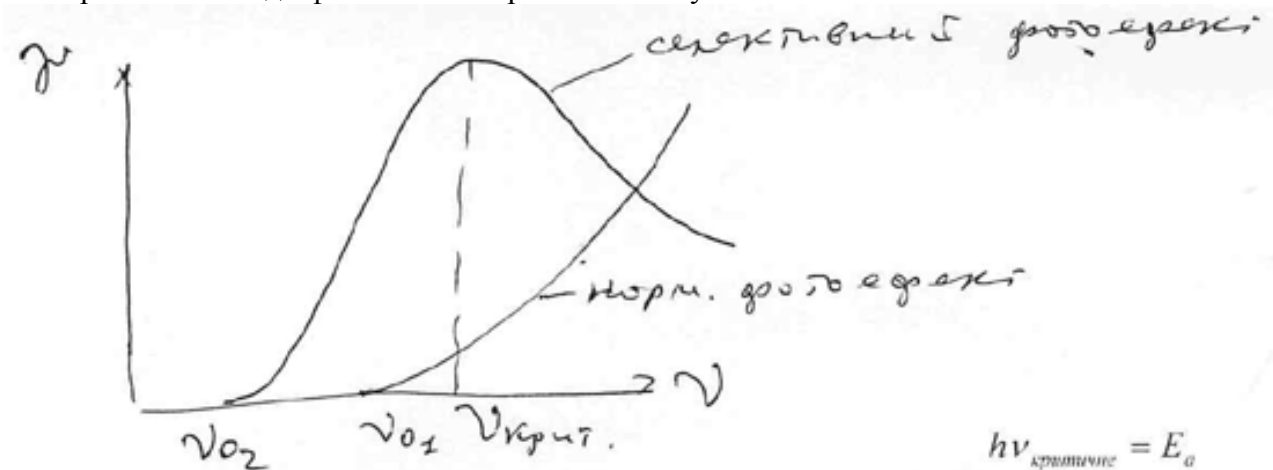
Якщо прийняти до уваги не струм, а  $n_e$  та  $n_p$ ,  $\gamma = n_e/n_p$ , де  $n_e$  - кількість електронів, що емітує катод,  $n_p$  - кількість фотонів, впавших на фотокатод.

$$\gamma = \frac{n_e}{n_p} = \frac{i_\phi}{e} / \frac{j}{h\nu} = \frac{h\nu}{e} \gamma', \text{ оскільки } \frac{i_\phi}{j} = \gamma'$$

В цьому випадку  $\gamma$  вимірюється в електронах на квант  $[\text{ел/кв}]$  і називається вона квантовим виходом. Але ж частина світлового потоку може відбитися, чи пройти фотокатод наскрізь, тому для оцінки ефективності фотокатоду фізично більш вірно його чутливість відносити не до падаючої, а до поглинутої енергії (до поглинутих квантів енергії). Це буде істинний квантовий вихід.

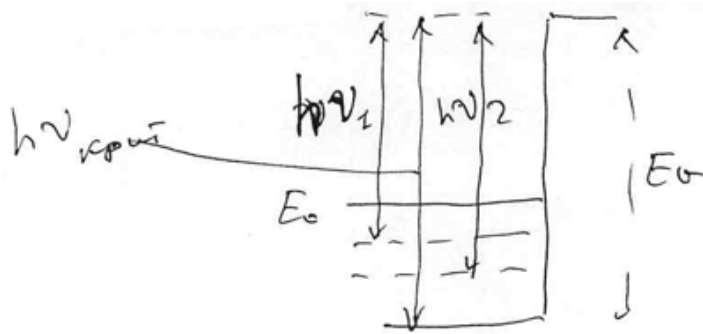
Чутливість фотокатоду та квантовий вихід залежать від довжини хвилі  $\lambda$  падаючого випромінювання. Залежності  $\gamma'(\lambda)$  та  $\gamma(\lambda)$  або  $\gamma'(h\nu)$  та  $\gamma(h\nu)$  називаються **спектральними характеристиками фотокатоду**.

Чим більша енергія квантів, тим з більшої глибини фотокатоду будуть з'являтися у вакуумі електрони. Тому фотострум зростає. Але при  $\nu \rightarrow \nu_{\text{критичне}}$  фотострум падає, тому що ймовірність взаємодії фотона з електроном зменшується.



$$h\nu_{\text{критичне}} = E_a$$

Крім того не відбувається розширення діапазону енергії електронів, які можуть брати участь в емісії (див. рис. енергетичної діаграми).



Для лужних металів та барію фотоефект є селективним. Це вже доведено, тому що експериментальна перевірка достатньо проста, як видно з рисунку.

Фотоелектронні прилади на основі цих металів працюють в видимій частині спектру та в області ближнього ультрафіолету, бо для них  $E_a < 10\text{eV}$ . Для інших металів  $E_a > 10\text{eV}$ , тобто  $\nu_{\text{крит}}$  повинно бути в області вакуумного ультрафіолету. А це дуже не проста область в технічному плані, тому до сих пір мах спектральної характеристики для цих металів не знайдено.

*Маленька довідка:* коли  $\lambda = 8000 \div 4000\text{\AA}$ ,  $h\nu = 1.5 \div 3.1\text{eV}$  - це видима частина спектру. Її забезпечує лампа розжарювання. Коли  $\lambda = 4000 \div 2200\text{\AA}$ ,  $h\nu = 3.1 \div 5.63\text{eV}$  - ближній ультрафіолет, тут працює ртутна лампа. Коли  $\lambda = 2000 \div 1000\text{\AA}$ ,  $h\nu = 6.2 \div 12.3\text{eV}$  - вакуумний ультрафіолет; тут працює іскровий розряд. Вакуумний ультрафіолет отримав свою назву у зв'язку з тим, що це випромінювання дуже сильно поглинається в повітрі й тому джерело повинно працювати у вакуумі при тиску не більше  $10^{-4}\text{ торр}$ .

Для металів квантовий вихід дуже малий, якщо енергія квантів не набагато перевищує

$h\nu_0$ :  $\gamma = 10^{-5} \div 10^{-4} \frac{\text{ел}}{\text{фот}}$ . Це зв'язано з тим, що світло проникає в метал на глибину не більше

$10^{-5}\text{ см}$ . Але з цієї глибини, крім того, електрони дуже важко пробиваються на поверхню, бо в метали багато електронів провідності, які і забирають енергію у фотоелектронів. Тому найбільше фотоелектронів потрапляє у вакуум тільки з приповерхневої області -  $10^{-7}\text{ см}$ .

Зменшує  $\gamma$  ще й той факт, що поверхня металів сильно відбиває видиме й ближнє ультрафіолетове випромінювання. В області вакуумного ультрафіолету  $\gamma$  для металів вже

досягає  $0.1 \div 0.2 \frac{\text{ел}}{\text{фот}}$  (для W, Pt, In, Be, Bi), бо для фотонів з енергією -  $15\text{eV}$  коефіцієнт відбиття

вже складає всього 5%.

Для напівпровідників квантовий вихід  $\gamma$  майже такий, тобто  $0.2 \div 0.3\text{ ел/фот}$ , але у видимій області спектру та в області ближнього ультрафіолету. Тому на практиці напівпровідникові фотокатоди й використовуються.

Розглянемо особливості фотоелектронної емісії з напівпровідників. Першою такою особливістю є той факт, що в зоні провідності дуже мало електронів. Тому, коли фотоелектрон прямує скрізь цю зону, він дуже мало втрачає своєї енергії й виходить у вакуум. Цим й забезпечується високий квантовий вихід  $\gamma$ . Друга особливість полягає в тому, що термоелектронна робота виходу фотокатоду не є рівною фотоелектронній роботі виходу.

Розглянемо це детальніше. Ось приклад власного напівпровідника:  $e\phi = \xi + \chi \approx \frac{Q}{2} + \chi$  -

термоелектронна робота виходу.

$h\nu - (Q + \chi) = 0$  - це рівняння описує умови виходу фотоелектрону у вакуум.

$e\phi_\phi = Q + \chi$ , а  $e\phi_m = \frac{Q}{2} + \chi$ , тобто  $e\phi_\phi > e\phi_m$

Тепер розглянемо донорний напівпровідник:

$e\varphi_{\phi} = Q + \chi$ , тобто так само як у власного напівпровідника,  $e\varphi_m = \frac{Q}{2} + \chi$ . Як бачимо, для

цього випадку теж  $e\varphi_{\phi} > e\varphi_m$  й набагато. Крім того у напівпровідників є три червоні границі фотоелектру  $h\nu_{01} = Q + \chi$ ,  $h\nu_{02} = \chi$ ,  $h\nu_{03} = q + \chi$

*Третя червона границя* потребує пояснення. Ця границя зв'язана з так званим екситонним поглинанням. Екситон виникає при  $h\nu$  такому, коли електрон валентної зони може досягти тільки області дна зони провідності. Час життя екситону  $10^{-5} \div 10^{-7} \text{ c}$ . Після рекомбінації цієї пари (електрон-дірка), тобто після зникнення екситону випромінюється фотон. Цей фотон вибиває електрон з донорного рівня і той потрапляє у вакуум.

Третя особливість у тому, що напівпровідники мають іншу функцію розподілу фотоелектронів за енергіями, ніж фотоелектрони металу. Основна відзнака енергетичних спектрів напівпровідника - велика кількість форм цих кривих.

Домішкові напівпровідники мають ще більш складну форму й навіть в наш час деякі з них ще не мають однозначної інтерпретації. Взагалі це ясно, чому є третя особливість - бо є друга особливість.

*Четверта особливість* - напівпровідники мають ще й внутрішній фотоелектр. Він має прояв у зростанні електропровідності напівпровідника. Червона границя внутрішнього фотоелектру -  $h\nu_0 = Q$ , де  $Q$  - ширина забороненої зони.

## Ефективні фотокатооди

Чисті метали у зв'язку з малим квантовим виходом використовуються як фотокатооди дуже мало. Їх ставлять в прилади тільки в особливих випадках. Найбільш поширені напівпровідникові сполуки елементів I та VI, I та V груп таблиці Менделєєва. На основі сполук першого типу розроблено киснево-срібляно-цезієвий фотокатод, а на основі сполук другого типу було створено три типи фотокатодів: сур'мяно-цезієвий, вісмутно-срібляно-цезієвий та багато лужний. Розглянемо деякі з них.

### *I. O-Ag-Cs фотокатод.*

O-Ag-Cs фотокатод має таку спектральну характеристику. Як бачимо, вона «двогорба». Перший мах (короткохвильовий) лежить в області ультрафіолету. Другий у видимій області. Ця область достатньо широка, що непогано для практиків. Червона границя знаходиться при  $1200 \div 1500 \text{ Å}$ . За багато років існування цих фотокатодів було дуже багато пропозицій щодо їх механізму емісії. Але мабуть найбільш реальним є таке уявлення: фотокатод-це оксид цезію, в якому знаходяться дисперговані частинки срібла. Фотоелектр в області довгохвильового максимуму забезпечується фотоелектром з частинок срібла, вкритих оксидом цезію. Фотоелектр поблизу червоної границі забезпечується емісією електронів з атомів цезію. В області короткохвильового максимуму фотоелектр електронів зв'язана з фотоелектром з  $\text{Cs}_2\text{O}$ .  $\chi = 0.5 \text{ eV}$ ,  $q = 0.5 \text{ eV}$ ,  $Q = 2 \text{ eV}$ ,  $e\varphi_{\phi} = 0.75 \text{ eV}$  - найбільш низька робота виходу для термоелектронів.

### *II Сур'мяно-цезієвий фотокатод- $\text{Cs}_3\text{Sb}$*

Поверхня сурми обробляється парою Cs. При цьому, скоріш за все, утворюється  $\text{CsSb}_3$ , а на ньому ще й плівка цезію. Спектральна характеристика цього катоду наведена вище (разом з такою ж характеристикою киснево-срібляно-цезієвого катоду).  $\text{CsSb}_3$  має напівпровідникові властивості. Провідність його р-типу. Фотострум забезпечує перехід фотоелектронів з валентної зони  $\text{CsSb}_3$  безпосередньо у вакуум. В зв'язку з тим, що в зоні провідності майже не має електронів, цей тип фотокатодів достатньо ефективний -  $\gamma = 30\%$ . Це дуже гарний показник!

## Автоелектронна емісія

Автоелектронною емісією називається емісія електронів, яка обумовлена сильним електричним полем у поверхні твердого тіла. Цю емісію, ще називають холодною емісією, електростатичною емісією, тунельною емісією.

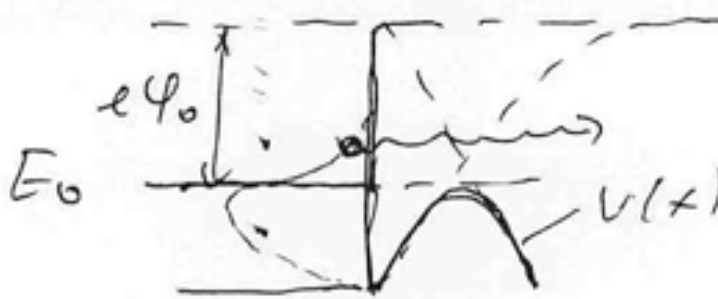
При розгляданні впливу на термоелектронну емісію зовнішнього електричного поля ми встановили, що це поле зменшує потенціальний бар'єр катоду на величину

$\Delta E = e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}$ . Робота виходу при цьому стає меншою й тому емісійний струм зростає

$$j_{\varepsilon} = j_0 e^{\frac{e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}}{kT}} = j_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}$$

Зрозуміло, що при напруженості поля  $\varepsilon \gg 10^6 \text{ В/см}$  потенціальний бар'єр може понизитись настільки, що його вершина зрівняється з рівнем Фермі. При цьому повинна бути дуже значна електронна емісія, навіть при холодному металі. Згідно з теорією Шоттки критична напруженість поля, при якій це може мати місце, визначається з

попереднього рівняння для  $\Delta E$  після заміни  $\Delta E$  на  $e\phi$ :  $\varepsilon_{кр} = \frac{(e\phi)^2}{e^3}$  (1)



Тоді, наприклад, для W, якій має  $e\phi = 4.52 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_{кр} = 10^{10} \text{ В/см}$ . Практика ж показує, що реально значна автоелектронна емісія відбувається вже при напруженості поля  $(10^8 - 10^9) \text{ В/см}$ . Тобто, на один-два порядки менших полях.

Це розходження можна пояснити тим, що в теорії Шоттки некоректно розглядається звуження потенційного бар'єру під впливом зовнішнього електричного поля. Тобто теорія Шоттки не враховує можливості здійснення тунелювання.

Набагато краще з цим завданням справилася теорія Фаулера – Нордгейма, яка дозволила отримати наступний вираз для густини струму автоелектронної емісії:

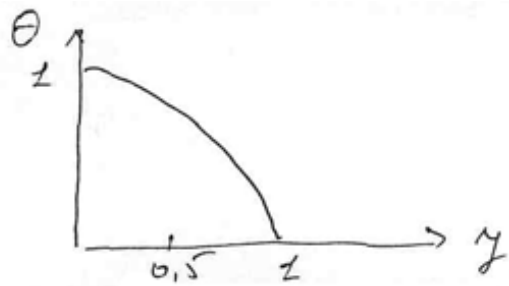
$$j_E = B \frac{E^2}{\phi_0} e^{\left[ -S \frac{\phi_0}{\varepsilon} \theta(y) \right]} \quad (2)$$

де  $\phi_0$  - робота виходу твердого тіла без врахування її зниження зовнішнім полем по

Шоттки,  $B = \frac{e^2}{8\pi m}$ ,  $S = \frac{8\pi}{3} \frac{(2m)^{1/2}}{h}$ ,  $\theta(y)$  - функція Нордгейма, яка ним табульована.

Графік цієї функції має вигляд



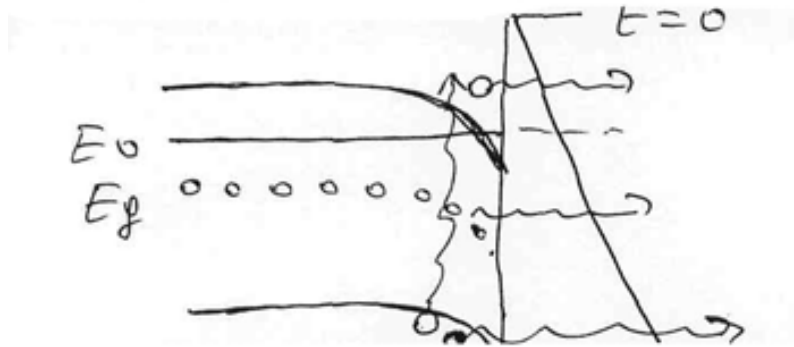


$y = \frac{\sqrt{e\varepsilon}}{\varphi_0} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}$  - це відношення зниження роботи виходу по Шотткі до роботи виходу катода.

Слід зауважити, що формула (2) для  $j_\varepsilon$  строго описує явище термоелектронної емісії тільки для  $T=0$  К. Якщо температура катода мала, наприклад, кімнатна, тобто, коли  $kT \ll \varphi_0$ , теплове збудження електронів лише трохи розмиває границю Фермі.

При достатньо високих температурах, коли струм термоелектронів наближається до значення струму авто електронів, емісія стає термоавтоелектронною.

Для напівпровідників автоелектронна емісія має свої особливості, які пов'язані, головним чином, з виникненням у них внутрішнього електричного поля. Це відбувається за рахунок проникнення зовнішнього електричного поля в приповерхневий шар напівпровідника. Ми вже знаємо, що ця глибина проникнення поля визначається радіусом екранування Дебая-Гюккеля  $L_D$ . Результатом є вигинання зон, тобто зміна енергетичного розподілення електронів в зоні провідності, а також на донорних рівнях. При сильних полях рівень Фермі може бути вище дна зони провідності і на границі твердого тіла з вакуумом (див. рис.) при цих полях можлива ударна іонізація електронів валентної зони, які завдяки цьому і потрапляють у зону провідності. Якщо потенціальний бар'єр дуже вузький, то буде тунелювання електронів і з рівня донорів, і з валентної зони (див.рис.).



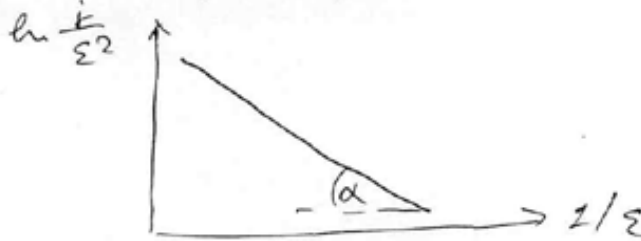
Як бачимо, механізм автоелектронної емісії з напівпровідників набагато складніший ніж з металів. Тому до нашого часу немає повної фізичної теорії цієї емісії.

Експериментальне вивчення автоелектронної емісії – це дослідження залежностей  $j = f(\varepsilon)$ ,  $j_E = f(\varphi_0)$ , а також  $j_E = f(T)$ . Було проведено багато роботи і по вивченню енергетичного спектру автоелектронів. Але найбільше робіт присвячено дослідженню залежності  $j = f(\varepsilon)$ .

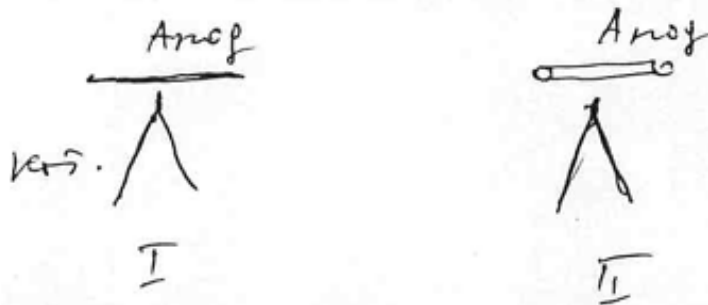
Формулу Фаулера-Нордгейма можна переписати, трохи її спростивши:

$$j_\varepsilon = C\varepsilon^2 e^{-\frac{A}{\varepsilon}}$$

де  $A, C$  – константи, які залежать від роботи виходу емітера. Далі робимо так:  
 $\ln \frac{j}{\varepsilon^2} = \ln C - \frac{A}{\varepsilon}$ . Зверніть увагу на те, що ця формула дуже схожа по структурі з формулою, яка застосовується в методі прямих Річардсона.



Вивчення автоелектронної емісії проводять в таких пристроях:



Крім того, в звичайному вакуумному діоді. Радіус кривини вістря можна довести до сотень  $\text{\AA}$ . Але це не проста задача. Досить легко можна отримати  $r = 10^{-5} \text{ см}$ . Тоді навіть при  $U = (10^3 - 10^4) \text{ В}$   $\varepsilon = (10^8 - 10^9) \text{ В/см}$ . Часто доводиться працювати в імпульсному режимі, щоб не зруйнувати катод: струм автоемісії може досягати значень  $j = (10^6 - 10^8) \text{ А/см}^2$ . Але й ці застереження не завжди допомагають. Тобто радіус кривини вістря може постійно змінюватися. Це означає, що завжди є помилка при визначенні  $\varepsilon, j$ .

Тому ВАХ для автокатодів будують в координатах  $\ln \frac{i}{V^2} = f\left(\frac{1}{V}\right)$ .

Слід зазначити, що є тонкощі і в визначенні роботи виходу: поверхня реального вістря, навіть коли воно і монокристалічне, має різні грані з різними  $e\phi$ .

Однак експеримент показав, що теорія Фаулера-Нордгейма вірна, бо дуже в широких межах струму автоемісії (18 порядків) залежність  $\ln \frac{i}{V^2} = f\left(\frac{1}{V}\right)$  лінійна.

Автоелектронна емісія, як і термоелектронна емісія, має багато застосувань. Автокатоди, наприклад, ставлять в електроннопроменеві прилади спеціального призначення. В них використовується їх така особливість, як висока густина струму при малих розмірах джерела. Крім того пучок автоелектронів можна сфокусувати в дуже малу пляму при великій густині струму. А це потрібно, наприклад в електронних та рентгеновських мікроскопах. Завдяки автокатадам в сучасних мікроскопах вже можна роздивитися окремі атоми та молекули. Тобто їх роздільна здатність сягає одиниць  $\text{\AA}$  (!)

Автокатоди використовуються і в телебаченні з високою роздільною здатністю, і при виготовленні мікроелектронних схем. Висока крутизна ВАХ автоемісійних катодів (АЕК) дозволила на їх основі зробити датчики для вимірювань і стабілізації напруги, а також безконтактні мікрометри для вимірювання відстані у вакуумі з точністю до одиниць  $\text{\AA}$ . Вже є роботи по використанню автокатодів в приладах НВЧ діапазону.

Подібних прикладів застосування АЕК можна навести ще багато. Зараз розглянемо більш детально лише принцип роботи автоелектронного проектора, тому що цей прилад достатньо простий, але ж з великими можливостями для різних досліджень поверхні твердого тіла.

### Автоелектронний проектор

АП – це особлива галузь електронної мікроскопії. АП – це потужна і різнобічно наукова методика.

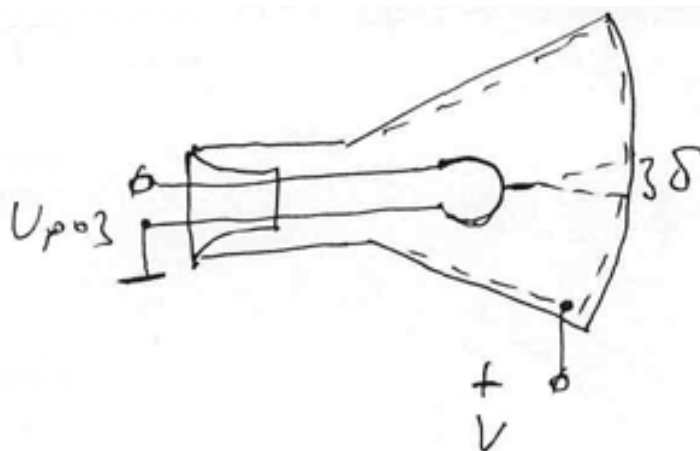
$$K = \frac{R}{r} - \text{збільшення проектора.}$$

$$\delta = 2R \sqrt{\frac{V_0}{V}}$$

$eV_0$  – власна енергія електронів

$$K \sim 10^4 - 10^5$$

$$\delta = 20 \div 60 \text{ \AA}$$



Емісійна картина на екрані проектора – сильно збільшена топографія густини струму  $j$  поблизу поверхні катоду. Тобто на екрані ми бачимо емітуючу поверхню при сильному збільшенні в „світлі власних променів”. На емісійній картині найбільш яскраві ділянки мають найменшу роботу виходу, або над ними підвищено локальне поле  $\epsilon$  (на цих ділянках різна кривина поверхні). Якщо такі участки під впливом поля, розжарення, іонного бомбардування і.т.д., деформуються, зміщуються, то це дуже добре буде видно на екрані з роздільною здатністю  $20 \div 60 \text{ \AA}$  і збільшенням в  $10^4 \div 10^5$  разів. В електронному проекторі можна побачити не тільки дуже малі об’єкти, але й надповільні зміщення по поверхні. Останнє використовується для вивчення поверхневої міграції, випаровування, а також різних хімічних реакцій.

АП – прилад, який дуже широко використовувався в фізиці, хімії та фізичній хімії.

Слід зазначити, що збільшення АП можна зробити і в  $10^7$  разів ( $r = 100 \text{ \AA}$ ,  $R = 10 \text{ см}$ ). Але це вже ніякої нової інформації про зразок не дасть, бо при зростанні „ $K$ ”  $\delta$  не змінюється. Гранична роздільна здатність  $\delta_{\text{гран}}$  визначається розкиданням електронів по тангенціальним складовим швидкості  $v_t$ . При чому, зв’язку з розподілом електронів в твердому тілі за Фермі-Діраком (а не за Максвелом) зменшити розкид електронів по  $v_t$ , наприклад, зниженням температури вістря, не є можливим. Найкраща роздільна здатність, яку можна досягти в АП, не менше  $10 \div 20 \text{ \AA}$  на вістрі.

Якщо в АП ввести рухоми діафрагму, то завдяки їй можна з загального потоку автоелектронів вирізати пучки електронів які йдуть з окремих ділянок та вимірювати струм. Це вже буде кількісна характеристика струму автоемісії по поверхні автокатоду. Якщо робити виміри струму пучка електронів з тієї чи іншої ділянки коли на неї діє якась сила

(наприклад адатоми), то можна отримати кількісну характеристику цієї сили.

## Емісія електронів стимульована сильним електричним полем в катоді

Ми вже знаємо, що величина струму емісії, тобто кількість електронів, які потрапляють з твердого тіла у вакуум за одиницю часу, визначається розподілом електронів по енергіям в середині емітера та прозорістю бар'єру на межі твердого тіла з вакуумом. Чим більше є швидких електронів всередині катоду та чим нижчий тонкіший потенціальний бар'єр, тим більше струм емісії.

Для металів функція розподілу валентних електронів за енергією є функцією Фермі-Дірака. Для напівпровідників електрони зони провідності описуються функцією Максвелла. Цей розподіл є сферично-симетричним, тому повний струм в твердому тілі дорівнює нулю.

Коли в твердому тілі є електричне поле, цей розподіл електронів вже не є рівноважним і через нього, тобто тверде тіло, починає текти струм. Цей спрямований рух супроводжується не тільки розсіянням електронів при їх взаємодії з фононами (коливаннями ґратки), з домішками та один з одним. Між двома актами розсіяння електричне поле підвищує кінетичну енергію електрона, що рухається в напрямку поля. В зв'язку з тим, що є струм, таких електронів набагато більше, ніж тих, що рухаються в зворотньому напрямку.

Якщо величина електричного поля достатньо помітна, то електрон набуває енергії більше, ніж витрачає. Тому електронний газ середньому поглинає деяку енергію, тобто енергія кожного електрона стає більше, а ніж  $\frac{3}{2} kT$ , де  $T$  – температура ґратки твердого тіла.

При зростанні енергії електрона зростають і його енергетичні втрати. Але поле їх постійно поповнює і тому настає динамічна рівновага: скільки електрон отримав енергії, стільки й віддав. Однак енергія електронів за цей час вже стала помітно більшою, аніж середня енергія їх хаотичного руху, тобто  $\gg \frac{3}{2} kT$ , де  $T$  – температура ґратки.

**Природньо, що електронний газ при цьому вже не знаходиться в термодинамічній (температурній) рівновазі з ґраткою. Він є „гарячим”.**

Однак, якщо строго підійти до цієї назви „гарячі електрони”, то треба щоб функція розподілу електронів по енергіям відповідала розподілу Максвелла ( або Фермі при виродженні ) з температурою що відрізняється від температури ґратки.

В умовах розігрівання вигляд функції розподілу залежить від значення поля, концентрації електронів та діючих механізмів розсіювання електронів. Аналіз цих умов дає відповідь на питання: „Чому гарячі електрони є в одних матеріалах, а в інших немає”.

Теорія показує, що все визначається балансом енергії:

$$\frac{W_E}{n_e} = \delta k \nu (T_e - T_{\text{ґрат}}),$$

де зліва – потужність, що поле дає одному електрону, а справа – потужність, що розсіюється в оточуюче середовище від одного електрону.

$\delta$  – енергія, що передається одним електроном при зіткненні з фотонами або електронами  
 $k, \nu$  – постійні теорії

$n_e$  – концентрація вільних електронів

$\nu$  – частота співударів

$T_e$  – температура електронів

$T_{\text{ґрат}}$  – температура ґратки

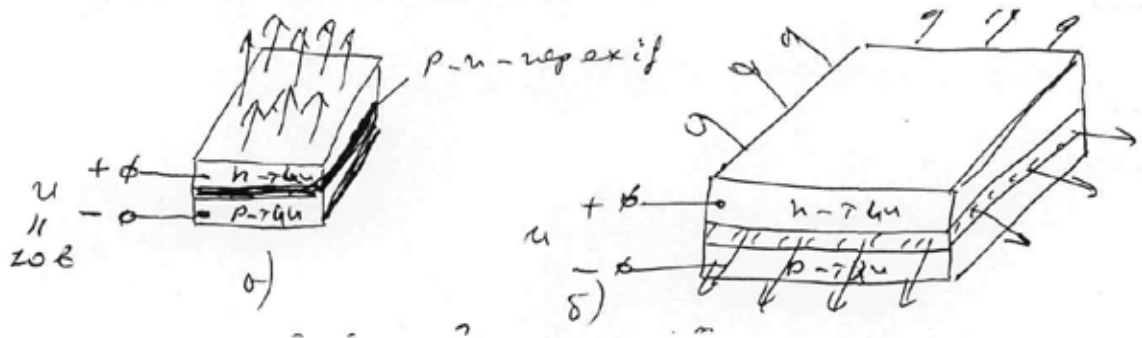
З рівняння видно, що чим більша кількості зіткнень, тим більшу треба вводити потужність, тобто тим менше буде розігрів електронів. Розігрів також буде менше, коли в твердому тілі багато вільних електронів, а потужність поля незмінна. Ці умови показують,

що гарячі електрони дуже легко одержати в напівпровідниках, бо в них мало *вільних* електронів, і майже неможливо їх мати у металах. Дуже легко одержати гарячі електрони в таких напівпровідниках як Ge, Si, Te, InSb. А щоб ефект був ще помітнішим, треба працювати з імпульсними полями: поки прийде черговий імпульс напруги, потужність, що отримала ґратка від електронів встигне розсіятись.

Отже в напівпровідникові з'явилися гарячі електрони. Ті електрони, що мають енергію більше ніж  $\chi$ , тобто більше зовнішньої роботи виходу, виходять у вакуум. При цьому температура ґратки зовсім недостатня для термоемісії, а напруженість поля недостатня для автоелектронної емісії. **Ми маємо справу з новим видом емісії – емісією гарячих електронів.**

Теорія цієї емісії складніша, ніж попередні. До нашого часу катоди, що емітують гарячі електрони, поки не знайшли широкого застосування на практиці, бо вони ще низько ефективні. Однак вважається, що перспектива у них є, бо вже зараз з деяких емітерів відбирається струм  $1 \div 10 \text{ А/см}^2$ . Але термін роботи у них малий настільки, що про практичне застосування поки що не має мови.

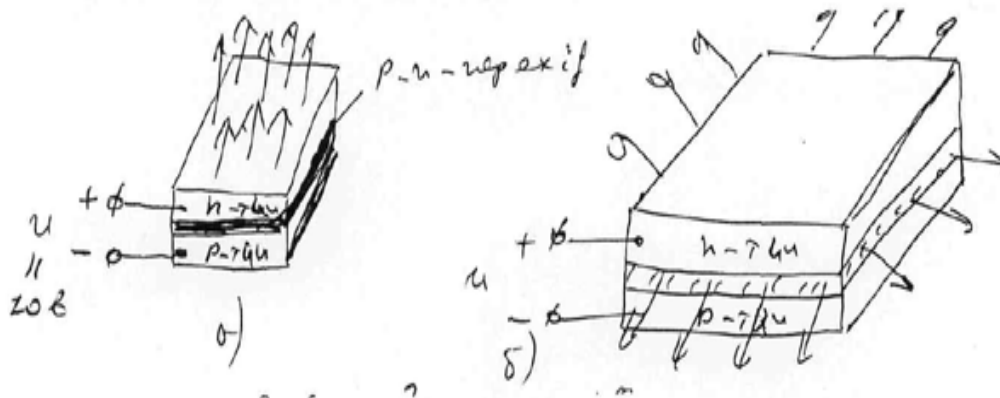
В заключення я тільки скажу, що найкращі результати отримані на р-п переходах напівпровідникових кристалів, на транзисторних структурах, та на структурах метал-діелектрик – метал, тобто на МДМ – структурах.



Як видно з рисунків, напругу на р-п перехід прикладено в заборному напрямку.

На рис. б) товщина n- області дуже мала, тому гарячі електрони і йдуть крізь неї.

(Ширина р-п переходу  $d_{p-n} \approx (10^{-4} - 10^{-5}) \text{ см}$  )  $U \approx 10 \text{ В}$ . Тому поле  $\varepsilon = 10^5 - 10^6 \text{ В/см}$  )



Неосновні носії струму в р – області – електрони, попадають в область сильного поля і розігріваються у ньому. Коли перехід вузький, то можуть розігріватися і електрони валентної зони р – області після тунелювання в область просторового заряду. Якщо після проходження р-п переходу енергія електрона більша  $\chi$ , то електрони вийдуть у вакуум через тонку n – область (див рис. а)).

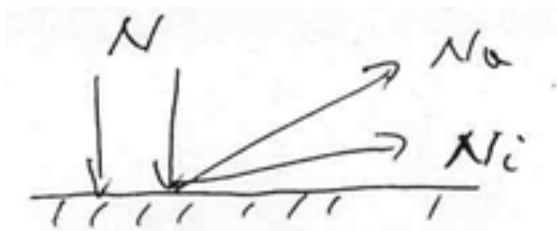
Якщо р-п перехід покрити адатомами, наприклад Cs або ВаО, то відбудеться суттєве зниження  $\chi$  цього переходу і він буде емітувати гарячі електрони (див. рис. б)).

## Поверхнева іонізація

Коли атоми чи молекули потрапляють на поверхню розжареного твердого тіла, деяка їх частина відбивається від поверхні у вигляді таких самих нейтральних частинок, а інша – у вигляді іонів.

Явище іонізації атомних частинок при їх взаємодії з поверхнею розжареного твердого тіла називається поверхневою іонізацією (ПІ). В результаті цієї взаємодії можуть утворитися як позитивні, так і негативні іони. В залежності від цього розрізняють позитивну та негативну поверхневу іонізацію.

Розглянемо закономірності позитивної поверхневої іонізації. Маємо метал, робота виходу якого дорівнює  $e\phi$ . Над ним є пара деякої речовини, що має потенціал іонізації  $V_i$ . Метал розжарений до помітної температури. В стаціонарному стані потік атомів  $N$ , що падають на поверхню, дорівнює сумі потоків атомів  $N_a$  та іонів  $N_i$ , що відлітають від поверхні, тобто:  $N = N_a + N_i$  (1)



Характеристикою явища поверхневої іонізації може бути ступінь поверхневої іонізації  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{N_i}{N_a} \quad (2)$$

або коефіцієнтом іонізації:

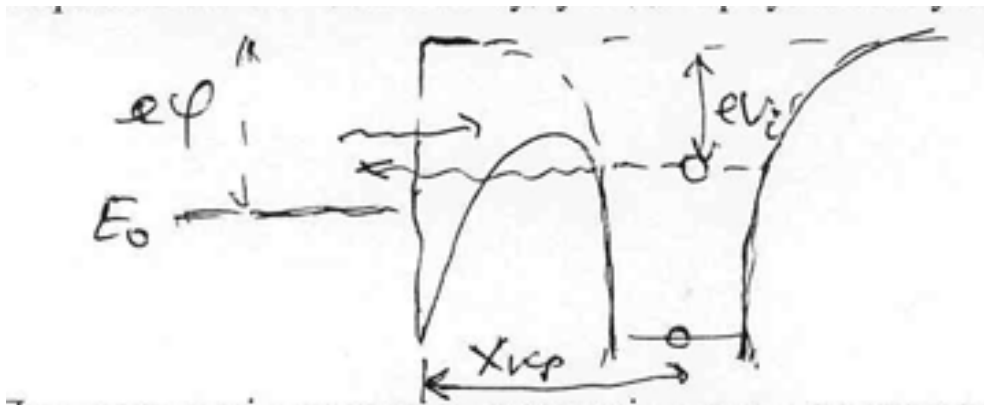
$$\beta = \frac{N_i}{N} \quad (3)$$

Враховуючи (1), з (2) і (3) витікає, що

$$\alpha = \frac{\beta}{1 - \beta} \quad \beta = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad . \quad \text{Коли } \beta \ll 1, \quad \alpha \approx \beta$$

Основні положення явища поверхневої іонізації полягають в наступному. Атом, потрапивши на поверхню металу, адсорбується на ній. Коли  $eV_i \leq e\phi$  відбувається обмін валентним електроном із зоною провідності металу завдяки тунелюванню крізь потенціальний бар'єр металу, бо він став достатньо вузьким. Атом стає іоном і ми маємо єдину систему адатом – метал, в якій «електронні хмари» з деякою ймовірністю розподілені по об'єму як адатома, так і підкладки. Тобто електрон в певний момент часу знаходиться в металі, а в інший момент часу знаходиться в адатомі. В зв'язку з тим, що метал має високу температуру, адатоми коливаються і можуть «відірватися» від підкладки (десорбувати). Коли в адатом «прийшов» валентний електрон, то адатом десорбується у вигляді нейтральної частинки. Коли електрона немає (він у цей час у металі), то десорбція адатома відбувається у вигляді іона.

Ймовірність знайти електрон в металі або в адатомі залежить від взаємного розміщення рівня валентного електрона адатома та рівня Фермі в металі. Коли  $e\phi > eV_i$ , ймовірність знайти електрон в металі більша, ніж знайти його в адатомі. Тому в цьому випадку практично всі адатоми будуть десорбуватися у вигляді позитивних іонів.



При видаленні адатома з поверхні металу, валентний електрон атома буде знаходитися в стані «колективізації» до відстані  $x < x_{кр}$  від поверхні металу.

Починаючи з  $x > x_{кр}$  ймовірність тунельного ефекту крізь широкий потенціальний бар'єр наближається до нуля. Ця відстань  $x_{кр}$  називається критичною відстанню перезарядки. Процес позитивної поверхневої іонізації описується рівнянням Саха – Ленгмюра:

$$\alpha = \frac{g_i}{g_a} e^{\frac{e(\phi - V_i)}{kT}}, \quad (4)$$

де  $g_i, g_a$  - статистична вага іонного та атомного станів (це число способів, якими можна розподілити  $N$  електронів на  $G$  енергетичних рівнях).  $g_i > g_a$  (бо вільних електронів у іона менше, а число енергетичних станів не змінилося).

$e\phi$  - робота виходу металу,  $V_i$  - потенціал іонізації адатома

$$j_i = eN_i = eN\beta \quad (5)$$

Це є густина струму позитивних іонів

Так от, ми маємо справу з ще однією емісією – термоіонною емісією, або просто іонною емісією.

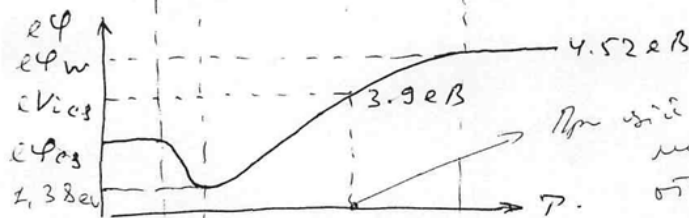
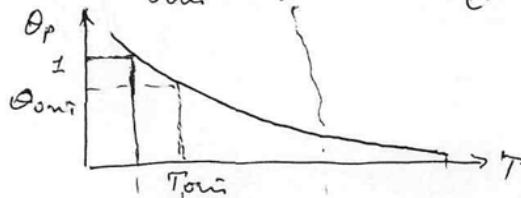
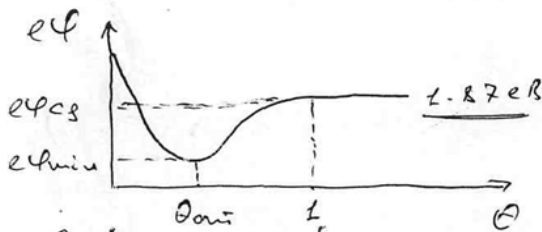
Вивчення цієї емісії показує, що формула Саха – Ленгмюра для багатьох випадків вірна. Треба тільки уважно визначити роботу виходу металу, бо вона змінюється (часто і помітно) з температурою. Це пов'язано зі змінами ступеня покриття підкладки адатомами, які впливають на роботу виходу.

Ось приклад іонної емісії системи W – Cs

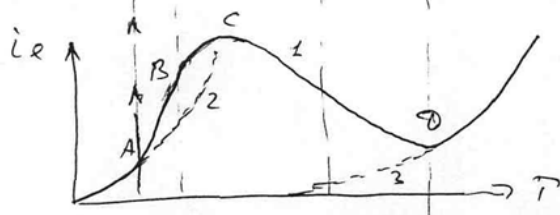
$T^*$  - температурний поріг поверхневої іонізації.

Освещенность ионной эмиссии системы W-Cg

Для этой системы  $\beta = 1$  в диапазоне температур 1000 ÷ 2000 K

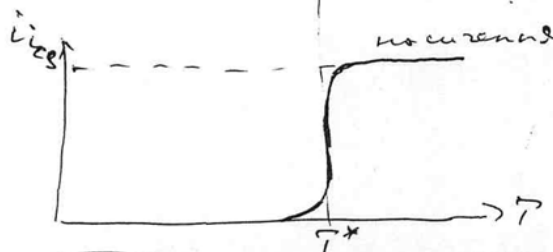


При этой температуре W взаимодействует с ионами катода, образуя с ними отрицательный заряд (W имеет отрицательный заряд).



2 - эмиссия из катода в результате вылета ионов T, излучения не вылетит, потому что вылетит вылетит.

3 - эмиссия из W в результате вылета ионов T, излучения не вылетит, потому что не вылетит.

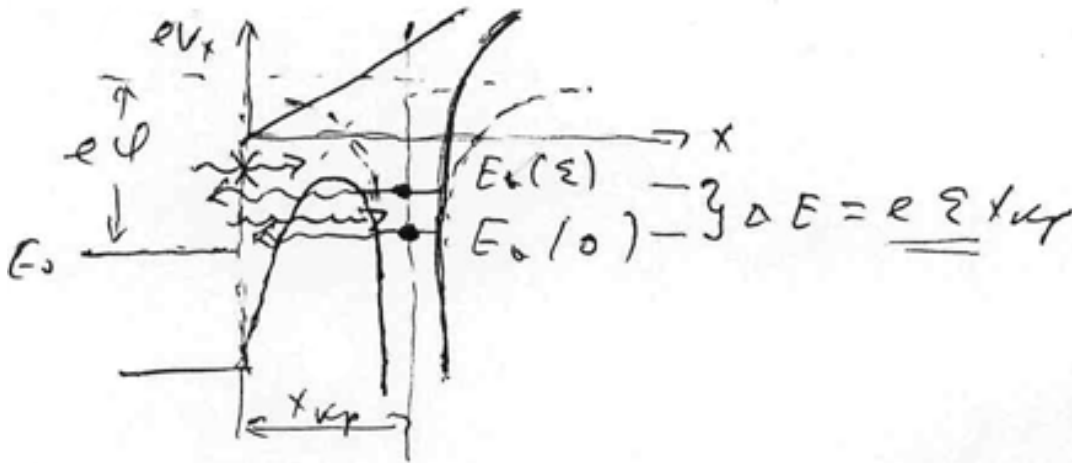


$T^*$  - температурный порог появления ионизации



## Вплив електричного поля на поверхневу іонізацію (автоіонізація)

Експериментальні дослідження ПІ відразу показали, що зовнішнє електричне поле, якщо воно тягне іони (тобто на катоді “+”, а на колекторі іонів “-“) поліпшує процес іонної емісії: ступінь поверхневої іонізації  $\alpha$  зростає. З цим фактом згодні усі дослідники. Однак пояснення позитивного впливу поля на  $\alpha$  різні. Наприклад, Н. Моргуліс (це засновник Київської школи радіоелектроніки) вважав, що **електричне поле в атомному остові підвищує енергетичний рівень  $E_a$  електрона на величину  $\Delta E = e\varepsilon * x_{kp}$** . В зв'язку з цим ймовірність переходу електрона з металу на цей рівень знижується, тобто збільшується ймовірність процесу десорбції атомного остову у вигляді іона.



Якщо поле має дуже високу напруженість, наприклад  $10^{10}$  В/м ( $10^8$  В/см), то можлива ПІ у випадку адсорбції гелію, скажімо на W (на будь-який метал, якщо його можна гріти до помітних температур). Без поля цього не може бути, бо  $e\varphi_w = 4.52\text{eV}$ ,  $eV_i = 24.5\text{eV}$ . Цей

експеримент підтверджує погляди Моргуліса на ПІ. По Моргулісу  $\alpha_\varepsilon = \alpha_0 e^{\frac{e\varepsilon * x_{kp}}{KT}}$ , тобто

$$\alpha_\varepsilon \sim e^{\varepsilon}.$$

Але ж експеримент підтверджує і погляди Добрецова на ПІ: ступінь поверхневої іонізації  $\alpha$  зростає коли діє поле в зв'язку з тим, що **поле зменшує роботу по видаленню іона** з однорідної поверхні (фактично це є твердження Шоткі для електронів).

$$w_i(\varepsilon) = w_0 - e\sqrt{e\varepsilon} = w_0 - e^{3/2}\sqrt{\varepsilon} \text{ (зменшується висота потенціальної ями)}$$

Подальші дослідження показали, що скоріш за все діють обидва фактори. Тільки теорія

Добрецова вірна в інтервалі полів:  $3 \cdot 10^4 < \varepsilon < 7 \cdot 10^6$  В/см. В цьому випадку  $\alpha(\varepsilon) = \alpha(0) e^{\frac{e^{3/2}\sqrt{\varepsilon}}{KT}}$ , тобто

$$\alpha_\varepsilon \sim e^{\sqrt{\varepsilon}}.$$

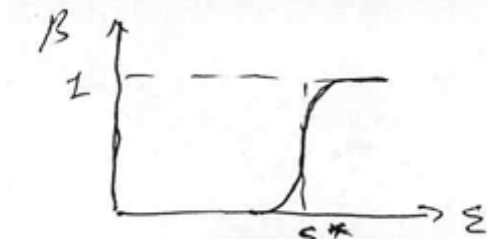
Додатковим доказом твердження Добрецова є встановлений факт зниження температурного порогу ПІ  $T^*$ .

**Приклад:** адсорбція CsCl на W без поля має  $T^* = 800 \div 1000$  К, а коли є поле ( $\varepsilon = 10^6$  В/см), то  $T^* = 350 \div 400$  К.

### Автоіонний проектор

Робота цього приладу заснована на тому, що в сильному електричному полі при  $eV_i \gg e\varphi$  на поверхневу іонізацію сильно впливає геометричний рельєф поверхні металу. Різниця

напруженості поля  $\epsilon$  над виступами та впадинами призводить до того, що при заданій різниці потенціалів катод – колектор над одними ділянками катоду  $\epsilon > \epsilon^*$ , в той час над другими  $\epsilon < \epsilon^*$ , де  $\epsilon^*$  - порогова напруженість поля: завдяки цьому й густина струму іонів з різних ділянок поверхні буде різною. Є можливість підібрати таке поле, для якого рельєф поверхні буде оптимально впливати на значення густини струму поверхневої іонізації  $j$ .



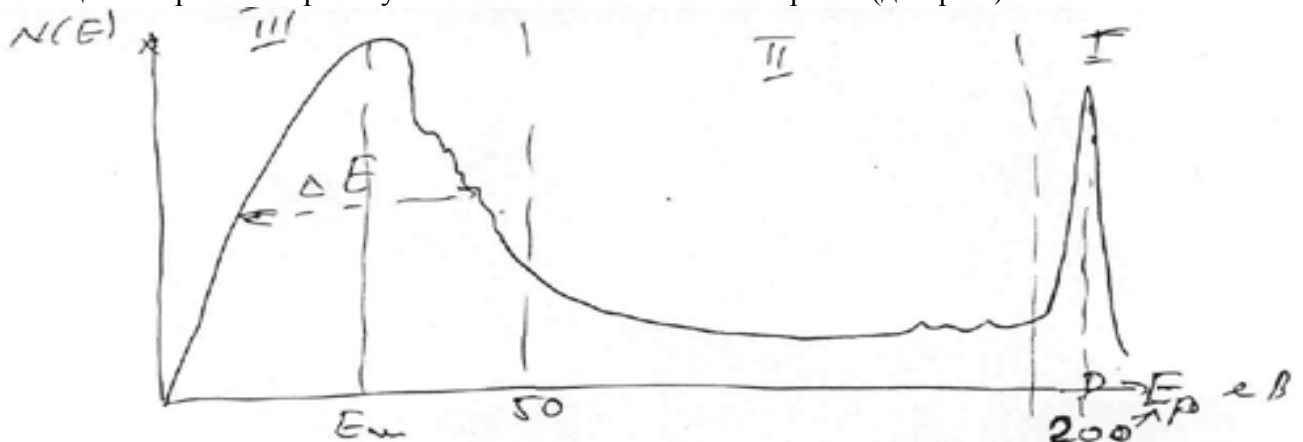
Залежність ступеня іонізації від  $\epsilon$  дозволяє отримувати зображення поверхні кристалів з рекордною роздільною здатністю. 0,2 нм=2 А. Справа в тому, що іони з катоду мають значно меншу тангенціальну складову швидкості. Конструктивно авто іонний проектор не відрізняється від автоелектронного. Тільки треба на колектор іонів (люмінесцентний екран) подати “-” високої напруги. Звичайно ж в лампі повинен бути водень, або гелій при парціальному тиску  $\sim 10^{-5}$  Торр.

Окремі атоми поверхні, що вивчається, це свого роду надмініатюрні вістря. Над ними напруженість поля досягає  $\text{max}$ . В залежності від того, наскільки вони виступають над поверхнею тої чи іншої грані, над кожним з них утворюється  $10^4 \div 10^6$  іонів за 1 сек (це іонний струм  $10^{-15} \div 10^{-13}$  А). На поверхні вістря радіусом 100нм виступає  $10^5$  атомів. Тому повний струм на екран буде досить помітним:  $\sim 10^{-9}$  А. Але часто його ще підсилюють, щоб картина на екрані була яскравою.

На рисунку представлена фотографія майже ідеального кристала платини напівсферичної форми радіусом 200нм. Вона має біля 300 різних граней (більша їх частина проектується у вигляді кілець). Світлі плями, це окремі атоми.

## Вторинна електронна емісія

Випромінювання електронів твердим тілом або рідиною при їх бомбардуванні пучком первинних електронів називається *вторинною електронною емісією (BEE)*. В потоці вторинних електронів, який йде з поверхні тіла, є три групи електронів: пружно відбиті первинні, не пружно відбиті первинні та істинно вторинні електрони. Тобто ми маємо справу з трьома явищами – пружним відбиттям електронів, не пружним відбиттям електронів та з істинно вторинною емісією. Розрізнити ці електрони в першому наближенні можна по їх енергіям (див.рис.).



На рисунку представлена функція розподілу електронів за енергіями при енергії пучка первинних електронів  $E_p = 200\text{eV}$ .

- I. група електронів – пружно відбиті первинні електрони
- II. група електронів – не пружно відбиті первинні електрони
- III. група електронів – істинно вторинні електрони

I група електронів, це первинні електрони, які після взаємодії з поверхнею майже не втратили своєї енергії.

II група – це первинні електрони, що втратили частину своєї енергії як безпосередньо на поверхні мішені, так і при їх русі у твердому тілі.

III група – істинно вторинні електрони, тобто це електрони мішені. Цих електронів найбільше. Інтервал енергії, в якому їх можна знайти  $0 < \epsilon < 50 \text{ eV}$ , *ширина цього енергетичного інтервалу не залежить від енергії первинних електронів  $E_p$ !* Однак, зрозуміло, що  $E_p$  повинно бути не менше 50 eV. Вона визначається фізикою процесів, що відбуваються в твердому тілі, коли в нього потрапляють електрони з зовнішнього середовища.

### Про механізм взаємодії первинних електронів з твердим тілом

#### I. Пружні зіткнення

- Коли  $E_p$  = одиницям eV ( $E_p \approx e\phi$  або навіть трохи більше  $e\phi$ ) первинні електрони відбиваються, як хвиля від потенціального бар'єру твердого тіла.
- Коли  $E_p$  вже сотні eV пружне відбиття забезпечує зіткнення первинного електрона з ядром атомів поверхні. Тут втрати енергії  $\Delta E$  вже мають місце, але дуже й дуже малі в порівнянні з енергією електронів ( $10 \div 200 \text{ meV}$ )

#### II. Не пружні зіткнення.

- З поверхневими та об'ємними плазмонами ( $\Delta E = 5-15 \text{ eV}$ )
- Внутрішньоатомні переходи
- Іонізаційні втрати

Для металів та напівпровідників для області III  $E_m = 1.5 \div 3.5 \text{ eV}$ .  $\Delta E$  – ширина спектра цієї ділянки на  $\frac{1}{2}$  висоти  $\Delta E = 3 \div 10 \text{ eV}$ . Для діелектриків  $E_m \approx 1 \text{ eV}$ , а  $\Delta E = 1,5 \div 3 \text{ eV}$ . Таким чином, з металу випромінюються більш “гарячі” електрони ніж з діелектриків.

Зрозуміло, що при  $E_p < e\phi$  максимум істинно вторинних електронів зникає. Величину  $E_p^* \approx e\phi$  називають *порогом вторинної емісії металів*. Поріг ВЕЕ діелектриків  $E_p^* = \Delta E_z$ , де  $\Delta E_z$  – ширина забороненої зони. При  $E_p < \Delta E_z$  спектр має тільки електрони з енергією, близькою до  $E_p$ .

Кожна з розглянутих груп електронів має свої характеристики. Одна з них, це коефіцієнти, які описують кількісний бік явища.

$r = \frac{i_{np}}{i_1}$  - коефіцієнт пружного відбиття.

$i_{np}$  - струм пружно відбитих електронів.

$i_1$  - струм первинних електронів

$r \approx 1\%$  коли  $E_p = 10 \div 1000 \text{ eV}$

$\eta = \frac{i_{H.B}}{i_1}$  - коефіцієнт непружного відбиття

$\eta = 1 \div 10\%$  коли  $E_p = 10 \div 1000 \text{ eV}$ .  $\eta$  не перевищує 50%.

$\delta = \frac{i_B}{i_1}$  - коефіцієнт істинної вторинної емісії. Для металів  $\delta \approx 0,4 \div 1,6$ . Для напівпровідників  $\delta \approx 1,0 \div 1,5$ .

$$\sigma = r + \delta + \eta$$

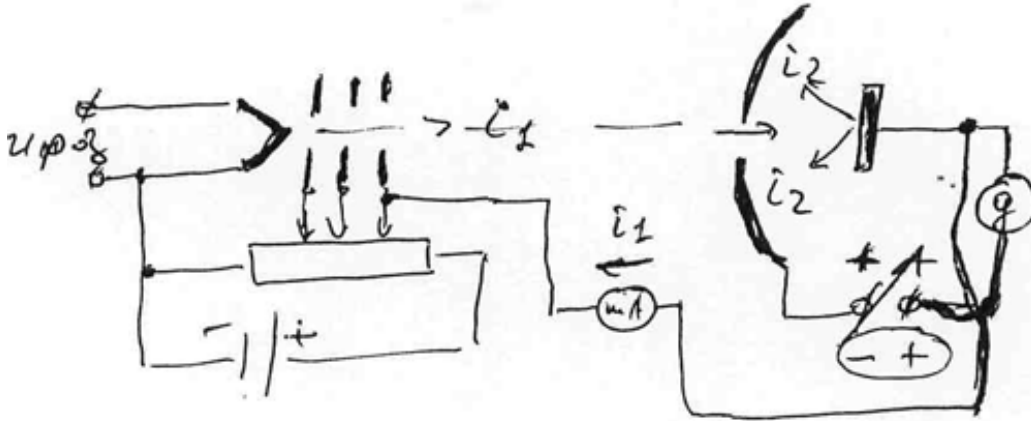
Повний коефіцієнт вторинної емісії електронів  $\sigma = \frac{i_2}{i_1}$ , де  $i_2$  - повний струм вторинних

електронів.  $\sigma$  залежить від природи тіла опромінюваного електронами, від структури його поверхні, від його агрегатного стану (тверде тіло або рідина), а також від його температури.

Крім того, вторинно – електронні властивості різних тіл визначаються параметрами пучка первинних електронів, та кутом падіння пучка на поверхню тіла.

Експериментальне вивчення вторинної електронної емісії – це дослідження залежності коефіцієнтів  $r, \eta, \delta$  від усіх перерахованих вище факторів, які на них впливають. Для розуміння цих явищ дуже важливе значення має дослідження енергетичного спектру вторинних електронів.

Схема, за допомогою якої вивчається вторинна електронна емісія, має такий вигляд:



Це найпростіша схема. Крім того на ній умовно зображено підключення електронної гармати. В залежності від того які потенціали прикладено до колектора (позитивний або негативний) і якої величини, можна вимірювати різні струми, що йдуть з мішені. На базі цих струмів і визначаються коефіцієнти  $r, \eta, \delta$ . Енергетичний спектр вторинних електронів отримується шляхом графічного диференціювання експериментально знайденої кривої затримки.

Ширина цієї області залежить від моноенергетичності пучка електронів, а також від того, наскільки сильно *спотворює спектр електронів енергоаналізатор*. Наприклад, якщо перед колектором електронів немає сітки, то спотворення буде достатньо помітним. Справа в тому, що високоенергетичні електрони (а це електрони області I) будуть вибивати електрони з колектора, які й спотворюють  $i_2$  від зразка (мішені)

### Розглянемо більш детально закономірності істинної вторинної електронної емісії.

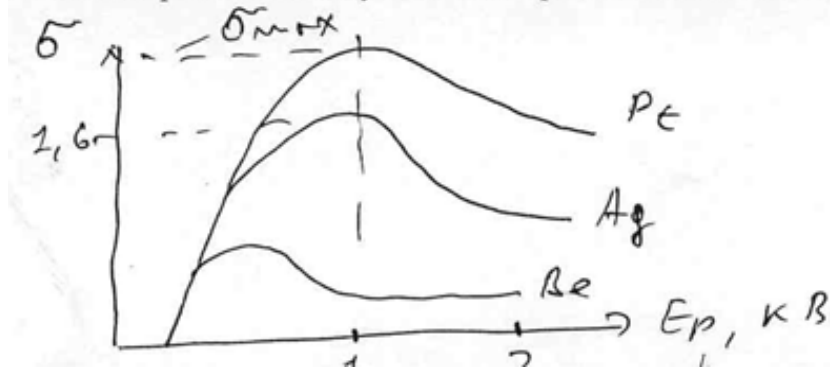
Основна характеристика явища істинної ВЕЕ, це залежність  $\delta = f(E_p)$ . Однак в літературі, здебільшого, наводять залежність повного коефіцієнту ВЕЕ  $\sigma = f(E_p)$ . Для усіх речовин, що були вивчені, ця залежність має вигляд (це як приклад, бо вивчали дуже й дуже багато речовин). До речі, залежність  $\delta = f(E_p)$  має таку ж саму форму. Абсолютні значення, зрозуміло, можуть відрізнятися й помітно.

Для оцінки ВЕЕ порівнюють, частіше за все,  $\sigma_{\max}$ ,  $E_{p\max}$  для яких  $\delta_{\max}=0,5 \div 1,8$ , а  $E_{p\max}=0,2 \div 0,9$  кеВ. Для напівпровідників  $\delta_{\max}=1 \div 1,5$ ,  $E_{p\max}=0,3 \div 0,8$  kV. У фотокатодів  $\sigma = 30 \div 40$ . Якісний хід залежності  $\delta(E_p)$ , тобто наявність на цій залежності максимуму, можна пояснити таким чином.

При падінні на поверхню твердого тіла первинних швидких електронів, частина їх відбивається без втрат енергії (пружне відбиття). Основна ж їх частина проникає у тверде тіло. Рухаючись в твердому тілі електрони втрачають свою енергію, в основному на збудження електронів твердого тіла в більш високі енергетичні стани. При цьому відбувається зміна напрямку руху, тобто електрони розсіюються. Процеси розсіювання призводять до того, що деякі електрони починають рухатись до поверхні тіла і виходять з неї. Це – непружно відбиті первинні електрони (чи зворотно дифундуючи).

Збуджені в твердому тілі електрони рухаються в ньому і частина з них досягає поверхні. Якщо енергія цих електронів більша висоти потенціального бар'єру, то вони обов'язково вийдуть у вакуум. Кількість емітованих істинно вторинних електронів залежить від повного числа

збуджених електронів тіла, від розподілу місць їх зародження по глибині в емітері та від залежності ймовірності виходу цих електронів від глибини.

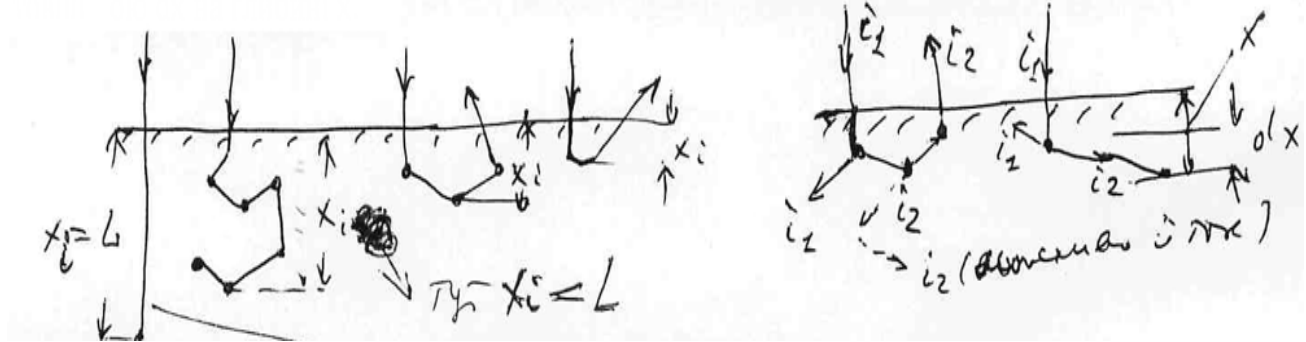


Коефіцієнт істинної ВЕЕ  $\delta$  визначається так:  $\delta = \int_0^L p(x)n(x)dx$  де  $L$  – повний шлях первинного

електрону до втрати енергії настільки, що він уже не в змозі збуджувати інші електрони.

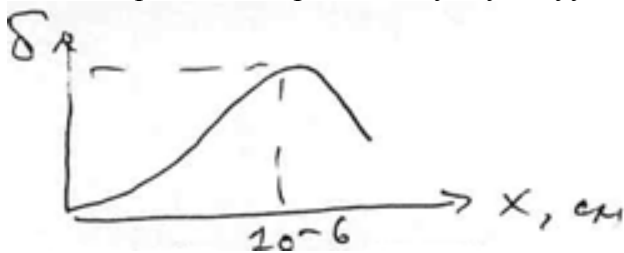
$P(x)$  – ймовірність виходу від глибини для вторинних електронів.

$n(x)dx$  – кількість вторинних електронів збуджених одним первинним електроном в шарі товщиною  $dx$  на глибині  $x$ .



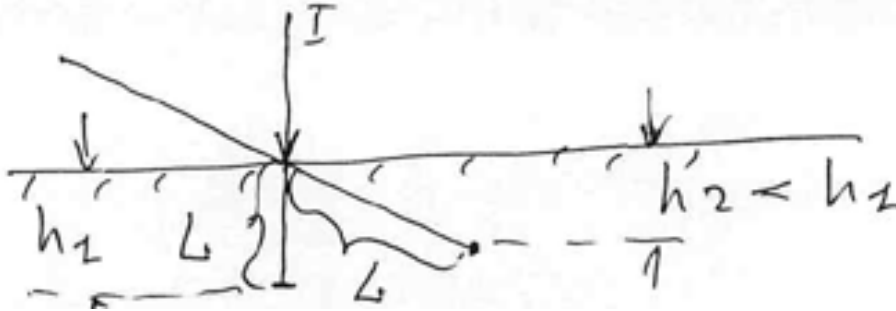
Як бачимо, кількість збуджених вторинних електронів помітно зростає на кінці іонізаційного пробігу  $x$  первинного електрона. Це й зрозуміло, бо зі зменшенням енергії електрона (а отже і його швидкості) зростає час взаємодії між електронами, а це підвищує ймовірність збудження електронів твердого тіла. Досліди показують, що найбільша ефективність первинних електронів досягається при їх енергії  $\sim 100\text{eV}$ .

В зв'язку з цим, на перший погляд, при  $E_p \approx 100\text{eV}$  функція  $\delta = f(E_p)$  повинна мати  $\text{max}$ . А цей максимум досягається при  $E_p$  в декілька разів більший. Вказана розбіжність пояснюється таким чином: при  $E_p \approx 100\text{eV}$  глибина проникнення електронів в тверде тіло дуже мале (це ангстрєми). Тобто кількість "зустрічей" первинних електронів з електронами твердого тіла занадто обмежена. Тому збільшення  $E_p$  над  $100\text{eV}$  призводить до зростання глибини проникнення, а значить і до зростання загальної кількості збуджених електронів твердого тіла зрозуміло, що при цьому зростає і  $\delta$ . Це зростання відбувається до  $E_{p\text{max}}$ , а потім іде падіння  $\delta$  (див. малюнок). А причина в тому, що ймовірність виходу істинно вторинних електронів з більшої глибини починає помітно знижуватися. Для металів ефективна глибина виходу, тобто товщина шару металу  $d_{\text{ef}}$  з якого вторинні електрони вийдуть у вакуум, не перевищує  $10^{-6}\text{cm}$ .



$x$  - товщина зразка.

На основі цього  $d_{\text{ef}}$  легко зрозуміти і залежність  $\delta(\theta)$ , тобто залежність  $\delta$  від кута падіння  $\theta$  первинних електронів:



З малюнка випливає що чим більше  $\theta$ , тим  $\delta$  буде більшим при незмінних інших параметрах: в випадку II хоч  $x_i=L$  як і в випадку I, але глибина виходу вторинних електронів  $h_2 < h_1$ .

### Особливості вторинної електронної емісії напівпровідників та діелектриків

1.  $\delta_{\text{н/п}} \gg \delta_{\text{метал}}$ . (це я вже підкреслював). Пояснюється це просто – електрони в н/п-ках мають набагато більшу ймовірність вийти у вакуум, бо кількість зіткнень у них з електронами зони провідності обмежена (мало електронів в зоні провідності в порівнянні з валентною зоною металів). При зіткненні вторинних електронів з фононами енергетичні втрати перших дуже малі (коефіцієнт аккомодатії у них  $\ll 1$ )
2.  $\delta_{\text{н/п}}$  дуже сильно залежить від співвідношення  $Q$  і  $\chi$ . Повинно бути так для н/п-ка з помітним  $\delta$ :

цей електрон, якщо  $\chi$  буде велике, не потрапить у вакуум. Він може надати деяку енергію електронам зони провідності, але й вони не зможуть вийти за межі тіла.

3. Для н/п спостерігається явище наведеної провідності: перехід електрона з валентної зони у зону провідності. (Згадайте внутрішній фотоефект).
4. Можна створити емітери ВЕЕ при  $\chi < 0$ , тобто емітери на базі катодів з від'ємною електронною спорідненістю.

GaP + Cs

$E_{\text{Pmax}} = 10 \text{ keV}$   
 $\delta = 250 (!)$

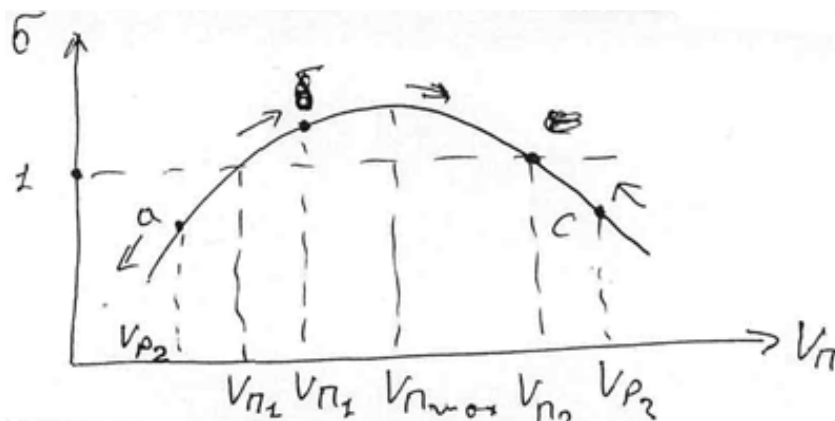
Si + Cs

$E_{\text{Pmax}} = 14 \text{ keV}$   
 $\delta = 700 (!!)$

Однак це тільки лабораторні зразки (Cs на будь – якій поверхні дуже важко утримати довгий час).

5. Під впливом пучка електронів поверхня діелектрика заряджається. Наприклад, якщо кількість електронів, що потрапила на поверхню, менше кількості електронів з діелектрика, то він заряджається позитивно. Тому, як правило, коли працюють з діелектриками, потік електронів, що опромінює, роблять імпульсним (щоб діелектрик встигав розрядитись).

Для діелектриків, коли поверхня заряджається, залежність  $\sigma$  від потенціалу поверхні  $V_{\text{П}}$  має вигляд:



Звертаю Вашу увагу на те, що  $V_{\Pi}$  – це різниця потенціалів катод – поверхня мішені, яка й задає енергію первинних електронів. Він відрізняється від різниці потенціалів катод – підкладка  $V_P$ , яка спочатку задає енергію первинних електронів. Зрозуміло, що для металів  $R \approx 0$ , тому у них  $V_{\Pi} = V_P$ . Для діелектриків  $R \rightarrow \infty$ , тому енергія первинних електронів  $e(V_P \pm V_{\Pi}) = E_P$ .  $\sigma(V_{\Pi}) = 1$  – це кінцевий результат бомбардування діелектрика, якщо є зарядка поверхні, при  $V_P$  такому, що  $\sigma > 1$ .

З самого початку, коли діелектрик не заряджений, нехай енергія первинних електронів буде  $eV_{P1}$ . При цьому  $\sigma > 1$  (на рис. точка б), тобто  $i_2 > i_1$  і мішень буде позитивно заряджатися. Отже потенціал поверхні мішені буде зростати, а  $\sigma$  буде зменшуватись поки при  $V = V_{\Pi_2}$   $\sigma$  стане = 1.

Коли  $eV_P = eV_{P_2}$   $\sigma < 1$  (на рис. точка а)) - мішень почне заряджатися негативно до тих пір, поки  $i_1$  на мішень не стане рівним 0. Однак  $i_2$  буде, бо це будуть відбиті від створеного бар'єру первинні електрони  $\sigma = 1$ .

Коли  $eV_P = eV_{P_3}$  (точка с) мішень також почне заряджатися (бо  $\sigma < 1$ ) негативно і потенціал поверхні буде знижуватись, що призводить до зростання  $\sigma$  до 1.

### Прилади на основі ВЕЕ

Перший приклад – можливість запису інформації у вигляді електричних сигналів на діелектрику (іконоскопи, потенціалоскопи).

Другий прилад, де використовується ВЕЕ, це робота магнетрона.

Третій приклад – вторинно електронні помножувачі. Це ефективні емітери вторинних електронів.  $I_2/I_1 = K$  - коефіцієнт підсилення

$K = \sigma^n$ , де n – кількість динодів

Коли  $\sigma = 3$ ,  $n = 12$ ,  $K \approx 5 \cdot 10^5$

$\sigma = 2$ ,  $n = 12$ ,  $K \approx 4000$

Сучасні ВЕП виготовляють зі сплавів, які мають три компоненти: CuMgAl, AgBeSi та ін. Тобто їх виготовляють на базі Mg та Be.

Для перетворення динодів, зроблених зі сплава, в ефективні емітери потрібно їх активування. Це прогрів помножувача до  $T \approx 500 \div 800^\circ\text{C}$  в середовищі  $O_2$  або  $CO_2$  при тисках  $10^{-2} - 10^{-3}$  торр.

Завдяки цьому на поверхні з'являється шар оксиду Mg або Be (MgO, BeO) з надлишком вільного металу (Mg або Be відповідно). Цей шар і відповідає за ВЕЕ.

Важкі компоненти Ag, Cu потрібні як основа помножувача. Al вводять для технологічності процесу обробки сплава.

### Вторинно – емісійні методи дослідження властивостей твердого тіла.

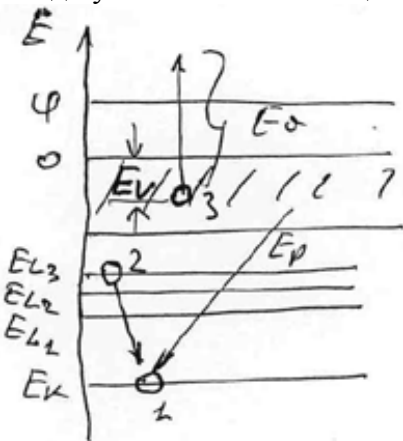
На сучасному етапі для дослідження властивостей твердого тіла використовуються усі 3 групи вторинних електронів: пружно відбиті первинні, непружно відбиті первинні та істинно вторинні електрони.

Дослідження струму пружно розсіяних первинних електронів при різних енергіях цих електронів використовується в *спектроскопії потенціалів зникнення* (СПЗ). Ця методика дозволяє зондувати всього 1-3 моношари мішені. Тому її використовують для контролю за чистотою поверхні, бо коефіцієнт пружного відбиття  $\gamma$  дуже чутливий до зміни стану поверхні.

Якщо вимірювати повний струм вторинних електронів при  $E_p < 15 \text{ eV}$  (змінювати  $E_p$  від 0 до 15 eV), а потім провести диференціювання залежності  $i_2(E_p)$ , то будемо мати інформацію відносно структури густини станів в зонах твердого тіла (для металів – валентна зона, для напівпровідників – зона провідності). Ця методика називається *спектроскопією повного струму*.

Методи, які базуються на вимірюванні енергії та кількості первинних електронів, що втратили дискретні значення енергії при контакті з твердим тілом, називаються *спектроскопією характеристичних втрат енергії (CXBE)*. Це: 1) іонізаційна спектроскопія ХВЕ; 2) низькоенергетична спектроскопія ХВЕ; 3) плазмова CXBE та ін. Піки енергії цих електронів дуже просто відокремити від інших, якщо змінити енергію  $E_p$  – ці втрати є фізична ознака твердого тіла, тому їх зсув відносно  $E_p$  не зміниться. Тобто:  $\Delta E_p = E_p - E_s$ , де  $E_s$  – енергія непружно відбитих електронів,  $\Delta E_p + \Delta E = (E_p + \Delta E)$ . Ці методики дозволяють провести хімічний аналіз поверхні, вивчати електронну структуру металів.

Найбільш розповсюдженою методикою, яка використовує ВЕ є *електронна Оже спектроскопія*. Це пов'язано з тим, що ЕОС найбільш чутливий метод контролю за елементним та хімічним складом поверхні металів, н/п – ків та діелектриків. Цей метод не є руйнівним для багатьох зразків. Чутливість ЕОС  $(10^{-2} \div 10^{-3})$  моношара, тобто  $10^{11} \div 10^{12} \text{ ат.см}^{-2}$ . ЕОС використовується для дослідження електронної зонної структури речовини, для вимірів товщини плівок, для вимірів розподілу елементів по товщині зразка і т. п.



Вихід оже – електронів у вакуум є результатом іонізації внутрішніх атомних оболонок (строго кажучи – вибивання електронів з цих оболонок).

При бомбардуванні поверхні матеріалу електронами з енергією  $E_p$ , яка достатня, наприклад, для іонізації К-оболонки, на цій оболонці з'являється вакансія. За дуже короткий час (за  $10^{-14} \div 10^{-16} \text{ с}$ ) ця вакансія заповнюється електроном з однієї із зовнішніх оболонок. Нехай це буде  $L_3$  оболонка. Завдяки цьому виникає вторинна вакансія. Зрозуміло, що при такому переході виникає надлишкова енергія. Вона може бути витрачена або на випромінювання кванта (характеристичного рентгенівського), або може передатися електрону іншої оболонки чи зони. Хай це буде, наприклад, валентна зона, як на рисунку. Якщо енергія останнього звільненого електрона помітна, то він вийде у вакуум. Це є *оже – електрон*.

Досліди показують, що ймовірність випромінювання рентгенівського кванта (радіаційний перехід) пропорційна  $Z^4$ . Наприклад, починаючи з  $Z > 70$  оже – переходи відбуваються не більше аніж на 10%.

Оже - електрони записуються таким чином: KLL, LMM, N00 і т. п. Можуть бути і такі оже – переходи:  $M_1 M_4 M_4$ ,  $L_1 L_3 V$ ,  $N_5 N_6 O_3$ . Тобто переходи, в яких приймають участь електрони однієї оболонки. Енергія оже – електронів визначається таким чином:  $E = E_k - E_{L_3} - E_v$ . Це грубе визначення енергії.



Справа в тому, що коли на рівні  $L_3$  є вакансія електрона, енергія зв'язку електронів на інших рівнях збільшується. Крім того необхідно враховувати роботу виходу матеріалу спектрометра тому, що енергія зв'язку електронів відраховується від рівня фермі матеріалу, з якого зроблено спектрометр. Ймовірність оже – переходу зростає зі зростанням  $E_p = (3 \div 5)E_K$ . Тому маємо більш точний підрахунок:

$$E_a = E_K - E_{L_3} - E_V(Z + \Delta) - \varphi_{sp} \quad \Delta \text{ в залежності від матеріалу має значення між } \frac{1}{2} \text{ та } \frac{3}{4}.$$

## Взаємодія іонів з поверхнею твердого тіла

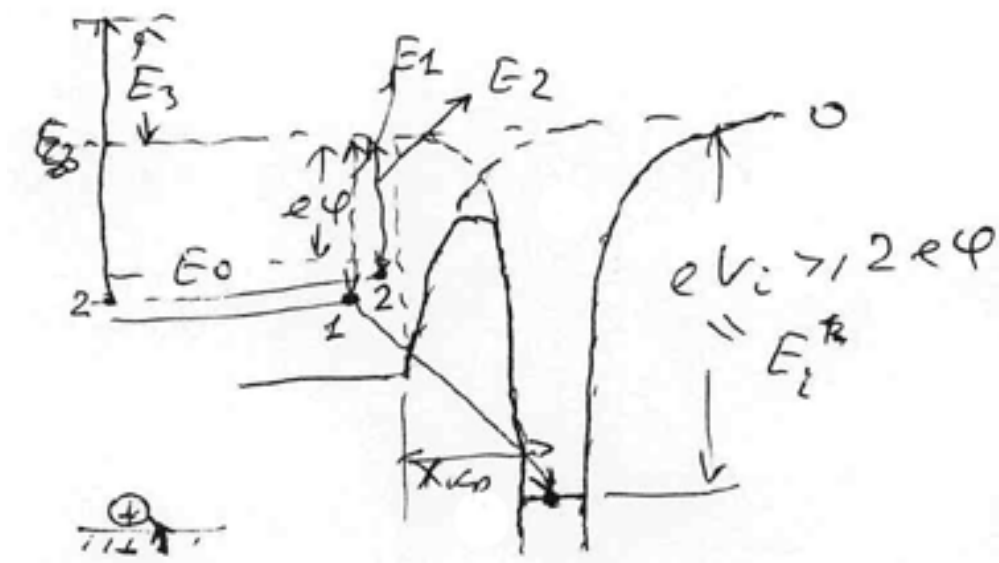
При зіткненні іонів з твердим тілом, як і у випадку зіткнення електронів з твердим тілом, спостерігається пружне відбиття (точніше квазіпружне) та не пружне. При пружному зіткненні кінетична енергія падаючого іона передається атомам твердого тіла як цілому. Результатом є зміщення атомів у вузлах кристалічної ґратки твердого тіла, катодне розпорошування та вторинна іонна емісія.

Результатом непружних зіткнень є збудження електронів твердого тіла шляхом внутрішньо зонних та міжзонних переходів. При цьому виникають явища іонно – електронної емісії, радіаційна (індукована) провідність, іоніюмінесценція. Всі ці явища спостерігаються при взаємодії з твердим тілом достатньо низько енергетичних атомних частинок (іони та атоми з енергією від одиниць до десятків KeV). При енергіях 100KeV – 2MeV в твердому тілі вже починаються ядерні реакції. Ми будемо розглядати тільки низько енергетичні процеси.

Ці процеси суттєво залежать від хімічного складу та кристалічної структури поверхні і приповерхневого шару. Справ в тому, що при  $E_i = 100\text{keV}$  глибина проникнення іонів не перевищує 1 мкм.

## Іонно електронна емісія

Ця емісія є результатом непружних зіткнень іонів з твердим тілом. Причому розрізняють потенціальну та кінетичну іонно – електронну емісію. Явище потенціальної ІЕЕ обумовлено вириванням електронів полем, яке утворюють адсорбовані на поверхні твердого тіла позитивні іони. Причому далеко не всі іони здатні до ПІЕЕ. Треба щоб  $eV_i \geq 2e\varphi$  де  $eV_i$  - енергія іонізації атома, з якого створено іон.



Електрон (1) з енергією  $E_1$  ізоенергетично переходить на валентний рівень  $E_a$  іона. При цьому процесі звільняється енергія  $E_1 - E_a$ . Вона може бути у вигляді фотона  $h\nu$ , а може передатися електрону (2), у якого енергія зв'язку  $E_2$  (ймовірність такого процесу на декілька порядків вище).

Цей електрон звільняється і якщо його енергії вистачить, він імітується у вакуум. Це і буде іонно – електронна емісія. Якщо енергії електрона недостатньо для виходу за межі твердого тіла, то ми будемо спостерігати індуковану провідність (радіаційну провідність).

Енергія електрона у вакуумі:  $E_3 = E_i - E_1 - E_2$ . Це буде так звана оже-нейтралізація іона.

Потенціальна іонно – електронна емісія описується коефіцієнтом  $\gamma_{II} = \frac{n_e}{n_p}$  - коефіцієнт іонно – електронної емісії. ІІ-ЕЕ буде спостерігатися коли на тверде тіло падають іони з майже нульовою енергією. Це іони Ne, He, Ar, Xe, тобто газів, у яких  $V_i \gg \varphi_{метал.}$ . Як бачимо чим більша різниця  $eV_i$  та  $e\varphi$ , тим кращий коефіцієнт  $\gamma$ .

### Кінетична ІЕЕ

Теорія КІ-ЕЕ базується на механізмі перетворення частини кінетичної енергії  $E_{pi}$  первинного іона при зіткненні з атомом мішені в енергію збудження електронів твердого тіла. При зближенні ядер на близьку відстань утворюється квазімолекулярна система з двох атомних частинок. В цій системі йде обмін електронами. Причому такий обмін супроводжується передачею енергії та імпульсу електронам атомів. Це призводить до розігрівання електронів системи, що розглядається. В результаті електрони заповнених зон твердого тіла можуть бути збуджені на верхні рівні, а на нижніх рівнях з'являються дірки. На другому етапі цього процесу – при рекомбінації електронів з дірками виділяється енергія, яка передається оже - процесом одному з електронів зони провідності, валентної зони чи іншої, більш глибокої зони. Цей електрон звільняється і якщо його енергія достатня для подолання потенціального бар'єру твердого тіла він вийде у вакуум. Коефіцієнт кінетичної І-ЕЕ  $\gamma_K$  при малих значеннях  $E_{pi}$  (до одиниць кеВ) зростає лінійно зі зростанням  $E_{pi}$ :

$$\gamma_K = c(E_{pi} - E_{pi}^*),$$

де  $E_{pi}^*$  - поріг кінетичної енергії І-ЕЕ.

$c \leq 0.2$  електрона/іон на 1кеВ.

Коли  $E_{pi} \approx$  десятки кеВ, то  $\gamma \sim \sqrt{E_{pi}}$ , тобто зростання  $\gamma$  уповільнюється. І при  $E_{pi} \approx 125$ кеВ  $\gamma_K = \gamma_{Kmax}$ .

Потім йде спад зі зростанням  $E_{pi}$ . Це падіння пов'язано зі зменшенням ймовірності виходу електронів з більшої глибини (іони проникли на більшу глибину і там утворили звільнення електронів).

### Іонно – іонна емісія

Первинний іон, який бомбардує поверхню мішені, може передати запас своєї кінетичної енергії атому мішені. Якщо ця енергія перевищує теплоту випаровування атома, а його імпульс направлено у бік вакууму, то він залишить поверхню. Зарядовий стан цієї частинки встановлюється до  $X_{кр}$  від поверхні ( $X_{кр}$  – це відстань між поверхнею та частинкою коли ще можливе тунелювання електронів). Тому частина атомів буде випаровуватись і у вигляді іонів. Це є вторинна іонно – іонна емісія або просто вторинна іонна емісія (ВІЕ). При ВІЕ можуть емітуватися як позитивні так і негативні іони.

$K^+$  - коефіцієнт позитивної вторинної емісії

$K^-$  - коефіцієнт негативної вторинної емісії

Коли атом покидає поверхню у вигляді нейтралів, то ми маємо справу з катодним розпорошуванням.

$$K^+ = n_i^+ / n_{ip}$$

$$K^- = n_i^- / n_{ip}$$

$$K^0 = n_a / n_{ip}$$

### Елементи фізики плазми

Плазма – це квазінейтральний іонізований газ, в якому є заряджені частинки двох знаків та нейтральні частинки. Умова квазінейтральності це, по-перше, малість сумарного заряду плазми в порівнянні з сумою зарядів одного знаку, по-друге, електронна нейтральність плазми у середньому, у достатньо великих об'ємах, чи за достатньо великі проміжки часу. Величина об'ємів чи проміжків часу, в яких проявляється квазінейтральність, визначається просторовими та часовими масштабами розділу зарядів. Ось ці останні поняття потребують додаткових знань. І перш за все знань про елементарні процеси зіткнень різних частинок. Тому ми їх зараз і будемо розглядати.

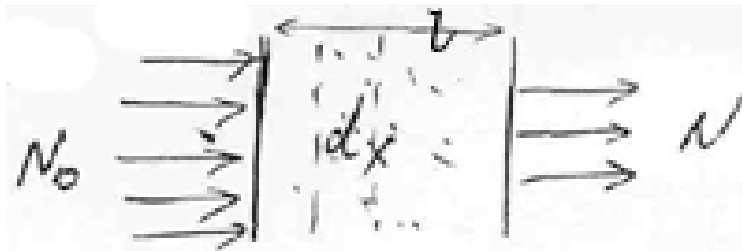
#### Елементарні процеси: пружні та непружні зіткнення заряджених частинок з газом.

При пружній взаємодії частинок відбувається тільки обмін імпульсом та кінетичною енергією. При цьому внутрішня енергія частинок та їх стан не змінюється. При непружному ударі внутрішня енергія та стан одної чи двох частинок змінюються.

Серед непружних процесів треба розрізняти удари першого та другого роду. Якщо в процесі непружного удару внутрішня енергія частинок, що взаємодіють, зростає за рахунок їх кінетичної енергії, то говорять про непружний удар першого роду.

Якщо в процесі зіткнення частина внутрішньої енергії переходить в енергію поступального руху або в теплову енергію, то це – удар другого роду.

Розглянемо ці процеси більш детально. Маємо деякий об'єм, заповнений газом при тиску  $p$ .  $p = n_a kT$ , тобто в об'ємі  $n_a$  - атомів.  $N_0$  - потік електронів, що направлений в об'єм.



Зрозуміло, що через зіткнення електронів з атомами кількість електронів на виході об'єму

буде  $N < N_0$ . Теорія показує, що  $N = N_0 e^{-l/\bar{\lambda}_e}$  (1), де

$l$  – довжина об'єму

$\bar{\lambda}_e$  - середня довжина вільного пробігу електронів

$\frac{1}{\bar{\lambda}_e} = Q_e$  (2) - ефективний переріз атомів газу по відношенню до електронів. Ефективний

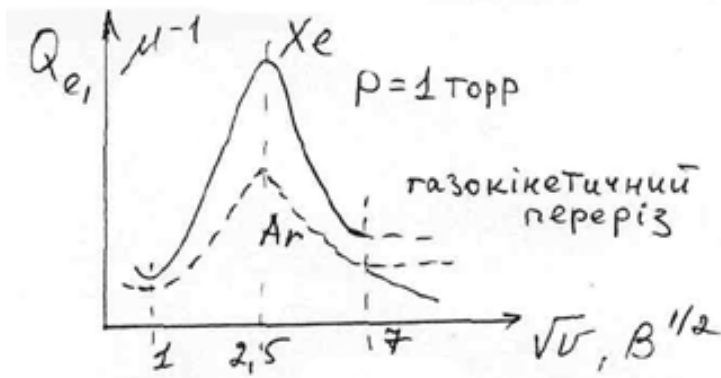
переріз це є величина, яка характеризує вірогідність переходу системи двох взаємодіючих частин у певний кінцевий стан. (Розсіювання частин може бути пружне та не пружне)

Згідно кінетичної теорії газів середня довжина вільного пробігу електронів  $\bar{\lambda}_e$  у

газі в  $4\sqrt{2}$  раз більше середньої довжини пробігу атомів газу  $\bar{\lambda}$  при однакових інших умовах. Це пов'язано з тим, що, по-перше, електрон набагато менше атома (молекули) і його можна розглядати як частинку з радіусом, що дорівнює нулю, і, по-друге, швидкість електрона завжди набагато більша швидкості атомів (молекул). Останнє дозволяє молекули вважати нерухомими. Нагадаю, що для газів

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi R^2 p}, \text{ де}$$

$R$  – радіус атома (молекули),  $p$  – тиск газу



Однак співвідношення  $\bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2} \bar{\lambda}$  чи  $Q_e = \frac{Q}{4\sqrt{2}}$  - це наближенні співвідношення. Дійсне значення  $\bar{\lambda}_e(Q_e)$  залежить ще від швидкості (енергії) електронів.

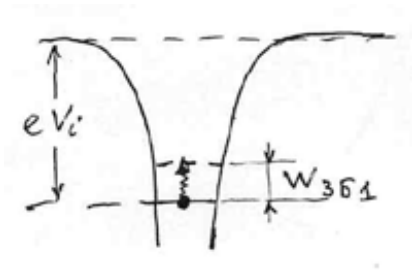
В області енергії  $\approx 1$  eV зростання  $Q_e$  пов'язують з проявом хвильових властивостей електронів (це так званий ефект Рамзауера). Падіння  $Q_e$  в області декількох eV пов'язане зі скороченням часу взаємодії частинок, завдяки чому передача енергії зменшується.

Середня довжина вільного пробігу позитивних іонів  $\bar{\lambda}_i$  згідно кінетичної теорії газів можна вважати такою, що дорівню довжині вільного пробігу атомів  $\bar{\lambda}$ . Однак це буде наближена оцінка, бо є так зване явище перезарядки (його ми розглянемо трохи пізніше).

Таким чином результати зіткнень електронів з атомами газу можуть бути різними в залежності від енергії електрона та конкретних умов зіткнень.

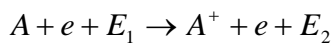
При взаємодії **повільного електрона** з атомом газу має місце пружний співудар. Він характеризується тим, що сума кінетичних енергій частинок до і після співудару рівні. При цьому обмін кінетичними енергіями між електроном та атомом дуже малий через велику різницю їх мас. Вважаючи, що у атомів та у електронів розподіл швидкостей за Максвеллом і вважаючи, що температура  $T$  газу звичайно набагато менша за температуру електронного газу  $T_e$ , можна показати, що частка енергії електрона, що передається атому (в середньому) дорівнює  $2,66 \frac{m_e}{M}$

**При достатньо великій енергії** електрони можуть збуджувати чи іонізувати атоми. На процес збудження атома електрон повинен втратити енергію збудження. До цього слід додати, що коли енергія електрону менша за  $W_{зб1}$ , його зіткнення з атомом може бути і ненапруженим: повільний електрон попадає у сферу впливу атому і не може від нього відірватися. З'являється негативний іон.

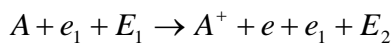


$$W_{361} = eV_1 \quad W_{362} = eV_2 \quad \text{і т. п.}$$

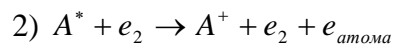
де  $V_1, V_2$  - перший та другий потенціали збудження атома.



На іонізацію атома повинна бути втрачена енергія  $W_i = eV_i$ .



Іонізація може бути і ступенева : 1)  $A + e_1 \rightarrow A^* + e_1$



На першому етапі електрон збуджує атом. На другому етапі (чи після декількох етапів збудження) електрон поступово підіймається на все більш високий енергетичний рівень, а потім вже відбувається іонізація. Цей процес іонізації може бути дуже ефективним, бо :

1) для збудження та подальшої іонізації потребується менша енергія електронів, аніж при прямій іонізації з основного стану (енергія електрона мала, значить час його взаємодії з атомом помітний, тобто ймовірність процесу передачі енергії висока)

2) переріз іонізації збудженого атома набагато більший за переріз іонізації з основного стану

Процеси збудження та іонізації називаються непружними ударами I роду, бо тут частина кінетичної енергії електрона переходить у внутрішню енергію атома.

Середній час перебування атома у збудженому стані дуже малий: порядку  $10^{-7} - 10^{-8} \text{ с}$ . Після того, як цей час пройде, електрон спонтанно переходить на більш низький енергетичний рівень. При цьому випромінюється квант світла з енергією  $h\nu = E_2 - E_1$ , де  $E_1$  та  $E_2$  - енергії електрона на верхньому та нижньому рівнях цього переходу. Випромінювання при переході електрона зі збудженого на нормальний (основний) рівень називається резонансним випромінюванням. Така назва обумовлена тим, що квант світла резонансного випромінювання може поглинатись нейтральним атомом. В результаті цього атом збуджується. А випромінювання цього атому приводить до збудження наступного атома і т.д. Таким чином кванти резонансного випромінювання, то поглинаючись, то випромінюючись, роблять безладний рух у газовому середовищі, тобто затримуються в об'ємі газу. Цей процес називається реабсорбцією випромінювання чи дифузією резонансного випромінювання.

Важливим наслідком реабсорбції випромінювання є зростання концентрації збуджених атомів у розряді.

Треба звернути увагу на те що ймовірність поглинання кванта світла різко зменшується, якщо енергія кванта хоча б трохи відрізняється від енергії дозволеного переходу електрона атома з більш низького на більш високий енергетичний рівень. Тому, коли в об'ємі мала концентрація збуджених атомів, реабсорбція резонансного випромінювання може бути не дуже помітною, хоча в цей самий час, наприклад, велика кількість нерезонансного випромінювання – перехід електронів збудженого атому з більш високих рівнів збудження на більш низькі рівні збудження. Справа у тому, що енергія цих квантів не достатня для початкового збудження інших атомів. Ймовірність же повторного поглинання кванта вже збудженим атомом дуже мала, бо таких атомів мало.

Крім звичайних рівнів збудження атоми ряду речовин мають в енергетичній діаграмі так звані метастабільні рівні. Особливість цих рівнів полягає у тому, що спонтанний перехід електронів з них на рівні, що лежать нижче, практично неможливий. Тільки при взаємодії метастабільного атома з іншою частинкою, яка віддасть йому деяку енергію (або це може зробити й квант світла), може здійснитися перехід електрона з метастабільного рівня на більш високий. І тільки після такого переходу можливе резонансне або нерезонансне випромінювання.