

# 1. Електронна теорія твердих тіл: наближення вільних, слабо зв'язаних і сильно зв'язаних електронів.

**Теорія вільних електронів:** вона розглядає кристал як деякий об'єм, який містить в собі періодичну систему іонів, яка, в свою чергу, заповнена електронним газом. Нехтується взаємодією іонів з електронами, тобто електрони вважаються вільними (газ вільних не взаємодіючих електронів, що підкоряються принципу Паулі, називається вільним електронним газом Фермі).

*Пояснює:*

- теплопровідність, електропровідність;
- термоелектронну емісію;
- термоелектричні та гальваноманітні явища.

Тобто, все, що пов'язано з кінетичним рухом електронів.

*Не пояснює:* - температурні залежності  $\sigma$

Теорія найкраще працює для таких металів: Li, Rb, Cs, K, Na (лужні) Ba, Mg, Be, Ca, Ga, In (лужньо-земельні) Hg, Pb, Cd, Tl, Cu, Au, Ag, Zn, Al, а також лантаніодів і актиноідів.

Поведінка електрона в атомі описується наступними числами:

$n$  – головне квантове число,  $l$  – орбітальне,  $m$  – магнітне,  $s$  – спінове,

$n$  – визначає енергію атома в стаціонарному стані.

$$E(n) = -\frac{R}{n^2}, \quad R = 136 \text{ eV (для атому водню)} - \text{const Ридберга}$$

$l$  – визначає орбітальний момент імпульса електрона

$$p_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad \hbar = h / 2\pi, \quad (h = 6.6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \text{ (всього } n \text{ значень)})$$

Тобто, енергія і момент імпульсу квантова  $m$  – визначає орієнтацію орбітального моменту відносно вибраного напрямку (вибраний напрямок – напрямок магнітного поля)

$$p_m = m * \hbar, \quad m = -l, -l+1, \dots, 0, 1, 2, \dots, l-1, l \text{ (всього } 2l+1 \text{ значень)}$$

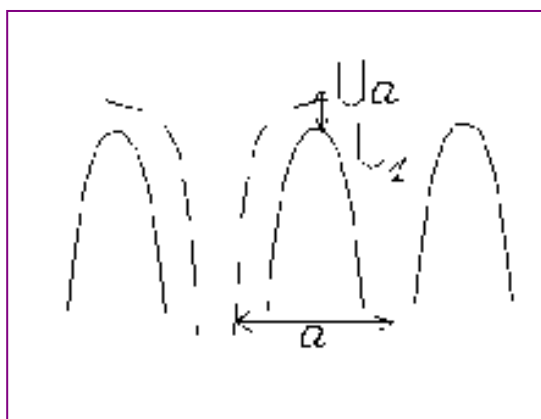
Проекція  $\epsilon$  квантована.  $s$  – визначає проекцію власного обертового моменту на вісь магнітного поля

$$s = -1/2; 1/2 \text{ (ніяких інших просторових положень електрон приймати не може),}$$

$$p_s = s * \hbar$$

У більш складних атомів енергія  $\epsilon$  функцією від  $n$  та  $l$ :  $E = f(n, l)$

$l = 0 \rightarrow s$  – стани;  $l = 1 \rightarrow p$  – стани;  $l = 2 \rightarrow d$  – стани



Спектр  $\epsilon$  дискретним, оскільки рівні  $\epsilon$  дискретні. У багатьох атомів рівні  $\epsilon$  виродженими. При дії зовнішнього магнітного поля виродження знімається – рівні розщеплюються.

Залежності потенціальної енергії (нижня половина малюнка) та модуля хвильової функції – густини станів (верхня половина), від відстані для періодичної системи (кристалічна ґратка) на малюнку. Крист. ґратка визначає регулярне

положення структурних частинок в трьох напрямках. Наявність кристалічної ґратки пояснюється тим, що між силами відштовхування та протягування є мін енергії, що відповідає такій структурі. На наступному малюнку маємо періодичну структуру: іонну натрієву ґратку. Тут електрон 3s вільний. Іонні остови в кристалі Na займають лише 15% всього об'єму (відстань до сусіда -3,68 ангстрем, радіус іона - 0,98 ангстрема). Білі проміжки – це заборонені зони (області енергій, для яких не існує розв'язків рівняння Шредінґера). Отримаємо функцію, що описує поведінку електронів в кристалі

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \text{ де } E - \text{повна енергія, } U - \text{потенційна. } U \text{ описує вплив}$$

сусідніх іонів один на одного. При чому в першому наближенні :

$$U = U_{\text{атому}} + U_1, \text{ де } U_1 - \text{деяке спотворення. } U_1 = f(r) - \text{спотворення}$$

збільшується при зближенні атомів. Додавання  $U_1$  до  $U$  призводить до незначної зміни  $\psi$  і до зняття виродження (N-розщеплення). Якщо  $N \approx 10^{28}$  (кількість атомів або іонів в  $1\text{м}^3$ ), то розщеплення  $\approx 10^{-28}$  еВ (дуже мала величина  $\Rightarrow$  рівні перетворюються в зони – зонна структура в кристалі). В результаті отримуємо зони, які заповнені електронним газом (Фермі-газ), який підкоряється принципу Паулі. Слабкі місця теорії вільних електронів :

- теорія не пояснює поділ твердих тіл на діелектрики, напівпровідники та метали
- проблеми з поясненнями зонної структури

**Теорія слабозв'язаних електронів:** В цій теорії враховується слабкий зв'язок електронів з іонами кристалічної ґратки. Працює майже для усіх металів. Попередня модель не пояснювала пробіг електронів (відхилення від сфери Фермі). Користуючись цією моделлю, знаходять заборонені зони. ґратка представляється як одномірний ланцюг іонів, електрони тут вже не зовсім вільні, на них діє поле періодичного потенціалу іонів ( $U_1(x) = U_1(x + na)$ ,  $n$  – ціле).

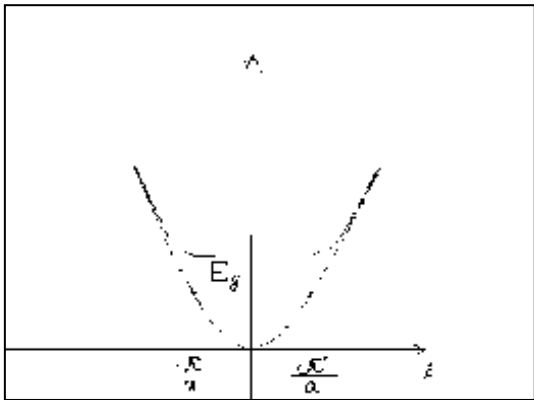
За умовою Брегга:  $k^2 = G + k_1^2$  (описує дифракцію ел. хвиль з хвильовим

вектором  $k_1$ ) Тут  $k$  - хв. вектор до взаємодії, на який накладається умова  $k = \pm \frac{1}{2} G$  (

або вектор падаючої хвилі),  $G = \pm \frac{2\pi}{a} n$  - вектор оберненої ґратки,  $k_1$  - хв. вектор

після взаємодії (вектор відбитої хвилі). Деяка стояча хвиля  $\psi = A \exp(i \frac{\pi x}{a})$ ,

$$\psi_n = A \exp(i \frac{\pi x}{a} n).$$



При  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  хвильові функції електрона вже не є

біжучими хвилями виду  $\exp(i\frac{\pi x}{a})$ ,  $\exp(-i\frac{\pi x}{a})$ , а

існують дві стоячі хвилі  $\psi(+)=A\cos(\frac{\pi x}{a})$ ,

$$\psi(-)=iA\sin(\frac{\pi x}{a})$$

$$\rho \sim |\psi(+)|^2, \rho \sim |\psi(-)|^2$$

Можливі 2 ст. хвилі з  $\psi(+)$  та  $\psi(-)$ . Для електрона з  $\psi(-)$  та  $\psi(+)$  відповідає різна потенціальна енергія. Хвильова функція  $\psi(+)$  дає пучності густини ел. заряду в точках, що відповідають центрам іонів, понижуючи тим самим потенціальну енергію відносно рівня її середнього значення, що відповідає біжучій хвилі. Для  $\psi(-)$  навпаки.

Потенціальна енергія  $U_1(x)=U_1(x+a)$  функція Блоха,  $U_1(x)=\sum_G U_G \exp(iGx)$  в ряд Фурє по векторах оберненої ґратки, розв'язують р-ння Шредінґера

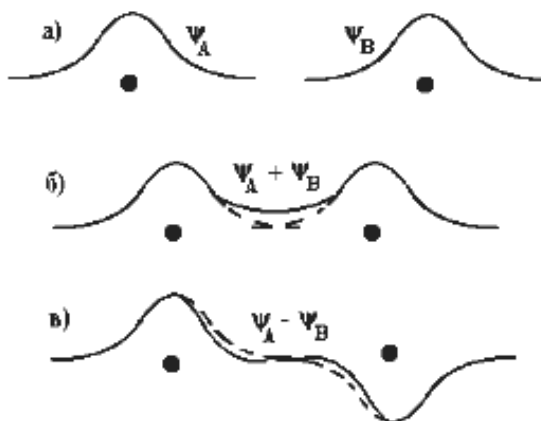
$$H\psi = E\psi, H = p^2/2m + U_1(x), \text{ розв'язок } \psi_n = \sum_G C_G \exp(\frac{2\pi n x}{a})$$

В даній теорії з'явилося таке поняття, як заборонені зони (для  $\frac{\pi}{a}, \frac{2\pi}{a}, \frac{3\pi}{a}, \dots$ ). За допомогою теорії

слабо зв'язаних електронів можна пояснити зонну теорію металів та діелектриків. А також можна розрахувати і відстань між зонами. Але вона (теорія) не дає відповіді на такі питання:

- перекриття зон
- поверхня Фермі

**Модель сильно зв'язаних електронів:** Наближення сильного зв'язку застосовне у тих випадках, коли перекриття атомних хвильових функцій є достатньо великим, щоб призвести до введення поправок щодо уявлень про ізольований атом,



але не настільки істотне, щоб зробити атомний опис зовсім не правомірним. Це наближення корисне для описання енергетичних зон, що виникають з частково заповнених d-оболонки атомів перехідних металів, а також для опису електронної структури діелектриків.

Нехай є 2 атоми А і В, що зближуються. При наближенні їх хвильові функції починають

перекриватися, утворюючи 2 комбінації  $\psi_{A+}$  і  $\psi_{A-}$ . Електрон у стані  $\psi_{A+}$

$\Psi_B$  матиме дещо меншу енергію, ніж у стані  $\Psi_A$  -  $\Psi_B$ . Таким чином, кожний стан 2 атомів, що зближаються, буде розщеплюватися на 2 стани, кожний енергетичний рівень – на 2 рівня. Отже, при зближенні N атомів кожна атомна орбіталь розщеплюється на N орбіталей, утворюючи смуги в кристалі. Ширина смуги (зони) пропорційна силі взаємодії (інтегралу перекриття) між сусідніми атомами.

Практично у всіх НП та діелектриків електрони описуються локалізованими молекулярними орбіталами, тому їх слід розглядати в рамках моделі сильного зв'язку.

Вважають, що стан електрона в кристалі мало відрізняється від стану в ізольованому атомі. Але цей підхід лише для електронів на глибоких енергетичних рівнях. Валентні електрони зазнають впливу сусідніх ел-в атома. Для простої кубічної ґратки

$$E = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)$$

(\*), A – обмінний інтеграл

Висновки:

1. Рівень  $E_a$  в утворенні кристалу зміщується на величину C;
2. Атомний рівень в кристалічній ґратці розщеплюється на зону, де енергія електрона є періодична функція хвильового вектора  $\vec{k}$
3. Екстремум для (\*)  $\cos(k_i a) = \pm 1$ , тоді ширина забороненої зони  $E_{\max} - E_{\min} = 12A$  і залежить від величини A – обмінного інтегралу.
4. Кожен рівень розщеплюється в зону. Чим більше перекриття електронних хмар сусідніх атомів, тим більше A, тим ширше ширина енергетичної зони.
5. Енергетичні зони розділені забороненими зонами  $E_g$ .
6. Із зростанням енергії ширина ен.зон. збільшується, а  $E_g$  зменшується.
7. Виродження в кристалі знімається або частково, або повністю.
8. При змінні температури, тиску -> зміна відстані між атомами-> зміна в перекритті хвильових функцій-> зміна  $E_g$

Метод не застосовують до валентних електронів

## 2. Кристалічна ґратка та електронні властивості твердих тіл. Властивості речовин як особливості руху електронів.

Кристал - це тверді тіла, атоми і молекули яких займають певні, впорядковані положення в просторі. Результат цього – правильна зовнішня форма кристалу.

Кристалічна ґратка - регулярне положення складових частинок (атоми, іони), яке характеризується періодичною повторюваністю у 3-х напрямках.

Існування кристалічної ґратки пояснюється тим, що сили відштовхування і при тяжіння знаходяться в рівновазі, яка відповідає мінімуму потенційної енергії і досягається при 3-Д симетрії.

Оскільки спостерігається 3-Д симетрія, то для опису положення частинок можна вибрати елементарну комірку (будь-яку).

Вимоги:

- мінімальна кількість частинок в комірці
- перетворення об'єкта самого в себе при переміщенні в 3-х напрямках

$\Psi(x, y, z) = \Psi(x + na, y + mb, z + lc)$ . Фізичний зміст цієї формули – частинки в елементарній комірці є еквівалентними. 2 однакові комірки описуються однаковою хвилевою функцією.

Слід відмітити те, що існує таке поняття, як дефекти. Дефект – будь-яке відхилення від ідеальної періодичної структури кристала. Вони поділяються на (за розмірами): атомарні та макроскопічні. Причини їх виникнення можуть бути різними: теплова дія, додавання домішок, механічна дія, бомбардування. За формою поділяються на точкові (між вузлові та домішкові), лінійні та об'ємні.

Кількість вакансій (вакансія – відсутність атома в будь-якому вузлі кристалічної ґратки) залежить від температури. Існування вакансій призводить до дифузії атомів.

$N_{vac} \approx 1 - 2\% N_{атомів}$  для будь-якого металу при  $T \approx T_{плав}$ . Але, незважаючи на малу кількість вакансій, вони спотворюють густину кристала і впливають на теплоємність та електропровідність.

Також існує таке поняття як дислокації (зміщення). Вони виникають внаслідок нестійких умов кристалізації та зміщення кристалів або при механічних навантаженнях. Дуже сильно впливають на механічні властивості, в спектрі з'являються нові лінії, а старі змінюються, змінюються сегнетоелектричні властивості та теплоємність.

З кінетичним рухом електронів пов'язані такі властивості твердого тіла, як теплопровідність, електропровідність і термоелектричні властивості.

**Теплопровідність.** Якщо в середині тіла існує різниця температур, то тепла енергія переходить у бік більш холодної частини. Такий вид теплопередачі обумовлений тепловим рухом та зіткненнями молекул. Інтенсивність теплопередачі за рахунок теплопровідності залежить від градієнта температури, тобто відношення  $\Delta T / \Delta x$  різниці температур на кінцях стрижню до відстані між ними. Вона залежить також від площі поперечного перерізу стрижня (в  $m^2$ ) і коефіцієнта теплопровідності матеріалу (Вт/(м·К)).

Теплопровідність металів обумовлена коливаннями кристалічної ґратки та рухом великої кількості вільних електронів (які інколи називають електронним газом). Рух електронів відповідає і з електропровідність металів.

**Електропровідність** ( $s$ ), -величина, яка характеризує властивість тіл проводити електричний струм. Визначається існуванням в них рухливих заряджених частинок (носіїв заряду) – електронів, іонів та інш.

### 3. Потенціальний бар'єр на межі твердого тіла. Контактна різниця потенціалів.

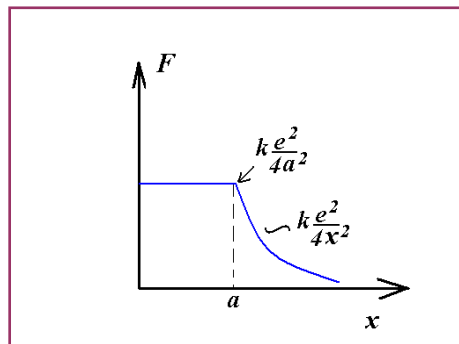
#### Робота виходу.

Природа сил, які утримують електрон і протидіють його виходу з катода досить проста. При виході електрона з катода на поверхні останнього утворюється індукований позитивний заряд. Структура і величина поля будуть такими ж як від позитивного заряду, який рівний за величиною заряду електрона і віддалений від поверхні на ту ж відстань  $x$ , що і сам електрон (тобто є його дзеркальним відображенням). Сила, що діє на електрон з боку позитивного заряду дорівнює:

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (*), \text{ а енергія, котру необхідно витратити, щоб перемістити електрон з}$$

$$\text{відстані } x = r \text{ на } x = \infty \text{ дорівнює: } A = \int_r^\infty F(x)dx = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_r^\infty \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} \Big|_r^\infty.$$

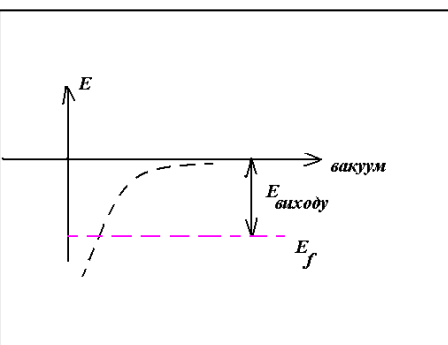
На жаль взяти цей інтеграл в межах  $(0, \infty)$  і визначити таким чином роботу виходу не вдається, бо при  $r$  порядку міжатомних відстаней формулою (\*) не можна користуватись. Якщо це зробити,  $A \rightarrow \infty$ , що не справджується на практиці. Дзеркальне відображення справедливе для твердого тіла, це є ідеалізація. Тому потенціал представляють у вигляді показаному на малюнку:



$$\text{Тоді } A = \int_0^a k \frac{e^2}{4a^2} dx + \int_a^\infty k \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{ke^2}{2a}$$

**Робота виходу** – це робота проти всіх сил. Характерні значення для метала  $A \approx 4eV$ , а в експерименті 3-5 eV.

Потенційний бар'єр – наявність потенційного бар'єру на межі метал-вакуум пояснюється необхідністю подолання електронам взаємодії з зарядом електростатичного зображення.



Для того щоб перевести електрон з твердого тіла в вакуум, необхідно затратити певну енергію, тобто на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, який перешкоджає виходу електронів з кристалу, тому залишити тверде тіло можуть тільки ті електрони, які мають енергію дотсатню для подолання цього бар'єру. Енергія  $A$  – називається **роботою виходу** і рівна різниці між енергією електрона, що покоїться в вакуумі біля поверхні тіла і рівнем Фермі  $E_f$  в данному тілі.

$$\text{Умова виходу електрона : } E \geq E_{\text{Виходу}}, \frac{mv^2}{2} \geq E_{\text{Виходу}}, v_{\text{Хгран}} = \sqrt{\frac{2E_{\text{Виходу}}}{m}},$$

й одна з компонентів швидкості повинна була перпендикулярна до площини поверхні.

При контакті двох різних металів встановлюється деяка різниця потенціалів, що залежить від роботи виходу двох металів. Вона не залежить від кількості металів в

контактах, а визначається лише двома крайніми. Коли встановиться стаціонарний стан, потоки електронів з одного металу в інший вирівнюються, то  $dN_{V1} = dN_{V2}$

$$\frac{2m^3}{h^3} \frac{v_{x1} dv_{x1} dv_{y1} dv_{z1}}{\exp\left(\frac{E - E_{F1}}{kT}\right) + 1} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_{x2} dv_{x2} dv_{y2} dv_{z2}}{\exp\left(\frac{E - E_{F2}}{kT}\right) + 1}$$

та записуючи закон збереження енергії

(вилітаючи з металу 1 в метал 2 енергія електрона не зміниться)

$$\frac{m v_{x1}^2}{2} = \frac{m v_{x2}^2}{2} + E'$$

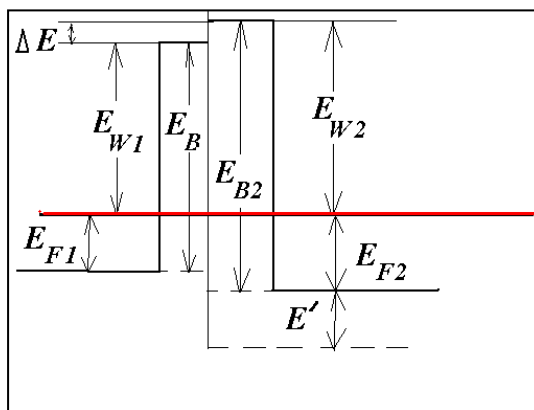
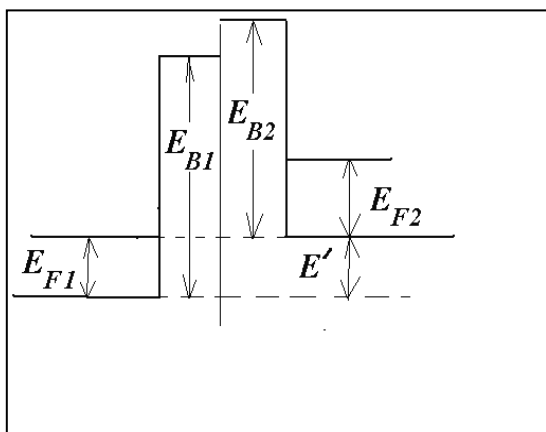
, де  $E'$  - різниця між нульовими ріннями металів, тобто

$$E' = E_{F1} - E_{F2}$$

Енергетичні рівні металів до контакту (зліва) та після (зправа див. малюнок)

$$\Delta E = E_{W1} - E_{W2}$$

Різниця потенціалів  $\varphi = \frac{\Delta E}{e} = \frac{E_{W1} - E_{W2}}{e}$



#### 4.Електронна емісія. Властивості електронів, які залишили метал.

**Емісія**-процес покидання електроном поверхні твердого тіла.

За способом подання енергії  $E$  розглядають різні типи емісій :

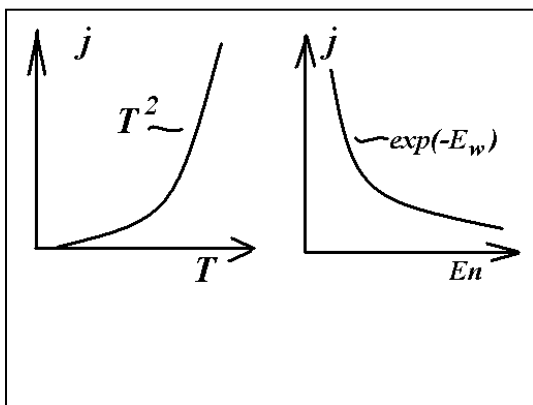
- термоелектронна емісія (виліт електронів під дією тепла)
- вторинна електронна емісія (бомбардуємо іншими електронами з більшою  $E$ )
- автоелектронна емісія (Прикладаємо потенціал до металу в прискорюючому напрямку . Тут спостерігаються 2 явища : тунелювання і пониження потенційного бар'єру(ефект Шоткі))
- фотоелектронна емісія (освітлюємо поверхню металу фотонами  $h\nu$ )
- вторинна іонно-електронна емісія (бомбардуємо іонами)

Для того щоб перевести електрон з твердого тіла в вакуум, необхідно затратити певну енергію, тобто на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, який перешкоджає виходу електронів з кристалу, тому залишити тверде тіло можуть тільки ті електрони, які мають енергію достатню для подолання цього бар'єру. Енергія  $A$  – називається роботою виходу і рівна різниці між енергією електрона, що покоїться в вакуумі біля поверхні тіла і рівнем Фермі  $E_f$  в данному тілі. Умова виходу електрона:

$$E \geq E_{\text{Виходу}}, \quad \frac{mv^2}{2} \geq E_{\text{Виходу}}, \quad v_{\text{Хггга}} = \sqrt{\frac{2E_{\text{Виходу}}}{m}}, \quad \text{й одна з компонентів}$$

швидкості повинна була перпендикулярна до площини поверхні.

Підрахувавши кількість електронів , що задовольняють таким умовам запишемо вираз



для густини струму , що покидають тверде тіло

$$j = a_0 T^2 \exp\left(-\frac{E_w}{kT}\right) \text{ - це рівняння Річардсона-}$$

Дешмана,

де

$$a_0 = \frac{4\pi m k^2}{h^3} e_0,$$

$$E_w = E_B - E_{F0} \text{ - робота виходу}$$

Середня енергія електронів, що емітували з

$$\text{металу: } \bar{E} = E_B + 2kT \text{ . При подоланні}$$

бар'єру , електрони віддають  $E_B$  і у них залишається  $2kT$  .



## 5. Вплив електричного поля на емісійні властивості металів.

Якщо прикласти потенціал до металу, то це призведе до спотворення поля.

$$E = E_{e.n} + E_{m.m}, \text{ де } E_{m.m} = -k \frac{e^2}{4x} \text{ (кулонівський потенціал) і } E_{e.n} = -e\epsilon x$$

(напруженість електричного поля). Спотворення поля:  $E = -\frac{e^2}{4x} - e\epsilon x$ . Максимум

став нижче на  $2\Delta E$ :  $E'_e = E_e - 2\Delta E$ . Це призведе до збільшення  $j$ .

Термоемісійний струм:

$$j_0 = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right) \text{ (без зовнішнього поля)}$$

$$j = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e - 2\Delta E}{kT}\right) \text{ (з полем)}$$

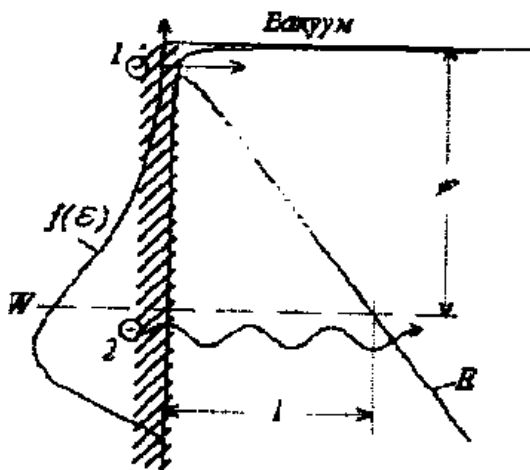
$$j = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right) \exp\left(\frac{2\Delta E}{kT}\right) = j_0 \exp\left(\frac{2\Delta E}{kT}\right) \text{ (маємо збільшення}$$

струму)

Це і є ефект Шоткі – збільшення струму при накладанні зовнішнього поля, внаслідок зниження бар'єру

Розрахуємо зменшення:  $\left(-k \frac{e^2}{4x} - e\epsilon x\right)' = 0 \Rightarrow x_0 = \sqrt{k \frac{e}{4\epsilon}}$ ,

$$E(x_0) = -e\sqrt{\epsilon \cdot k \cdot e} \Rightarrow j = j_0 \exp\left(\frac{e\sqrt{e \cdot \epsilon \cdot k}}{kT}\right)$$



Тобто  $j < \exp(\sqrt{\epsilon})$ . Але виявилось (при дослідженні), що при переході до великих  $\epsilon$ , залежність стає крутішою, ніж це є згідно формулі. Отже, там діє інший механізм. При напруженості електричного поля  $E$ , що перевищує  $10^6 \text{ В/см}$ , спостерігається зростання фотоемісійного струму за рахунок тунелювання електронів з порівняно низькими енергіями через потенціальний бар'єр, що утворюється у поверхні катода. Це і є явище автоелектронної емісії, під час якої з катода можуть виходити не тільки

електрони, які знаходяться на "хвості" функції розподілу і мають енергію вищу за висоту потенціального бар'єра, але й основна маса електронів, що мають енергію порядку  $W$  – енергії, що відповідає рівню Фермі.

Автоелектронна емісія починається тоді, коли ширина потенціального бар'єра  $L = \phi/E$  для енергій  $W$  (що відповідає рівню Фермі), стає сумірною з дебройлівською довжиною хвилі  $\lambda = h/mv$  для електронів з цією енергією.

, де електрон 1 – відповідає додатковій емісії за рахунок ефекту Шоттки, а електрон 2 – автоелектронній емісії.

На відміну від інших видів емісії, які можна описати в межах класичних уявлень, автоелектронна емісія і тунелювання електронів крізь потенціальний бар'єр – це чисто квантово-механічні явища.

Потрібне для автоелектронної емісії велике значення напруженості поля  $E_k$  на поверхні катода можна створити, наприклад, у системі, що складається зі сферичного анода з радіусом  $r_a$  і сферичного вістря-катода з радіусом  $r_k$ . У такій системі

$$E_k = \frac{r_a}{r_k (r_a - r_k)} U_a \approx \frac{U_a}{r_k}, \text{ де } U_a \text{ – напруга на аноді.}$$

Оскільки для тунельного проходження через потенціальний бар'єр електрон не потребує додаткової енергії, автоелектронна емісія є найбільш економним різном емісії і це визначає її велике значення в сучасній емісійній електроніці.

## 6. Методи отримання вакууму.

Вакуум - стан газу при тиску, менше атмосферного  $p < p_{\text{атм}} \cdot p_{\text{атм}} = 760 \text{ мм рт.ст.}$   
ст. = 1 атм =  $1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$

$\lambda$  - довжина вільного пробігу молекули газу,  $a$  - характерний розмір ємності  $\lambda \ll a$  - низький вакуум;  $\lambda \sim a$  - середній вакуум;  $\lambda \gg a$  - високий вакуум,  $\lambda = \bar{v}/z$   $z$  - кількість співударів в одиницю часу,  $\lambda = 1/(\sqrt{2}\pi r^2(1+c/T)n)$  де  $c = \text{const}$  (визначається типом газу);  $r$  - радіус поперечного перерізу співудару  $n = p/kT$   $\lambda \sim 1/p$ .

Вакуумні насоси - пристрої для видалення газів і парів для отримання вакууму: форвакуумні (створюють низький і середній вакуум), високо вакуумні (високий, надвисокий), проміжні (бустерні).

За принципом дії насоси поділяються на :

- проточні (виведення газу ззовні з насосу)
  - а) механічні (механічна зміна робочого об'єму)
  - б) струменеві
  - в) іонні
  - г) молекулярні
- сорбційні (утримання газу всередині насосу)

Механічні в свою чергу поділяються на :

- а) поршневі
- б) пластинчасті
- в) пластинчатороторні

(пояснення до мал.): При обертанні ротора з платинами захоплюється деякий  $V$  газу, стискається і викидається через клапан, що знаходиться під рівнем масла, яке перешкоджає потраплянню атмосферного повітря у насос. Забезпечує  $10^{-2}$  мм.рт.ст

струмені парів масла вириваються із сопел, захоплюють молекули газів, конденсуються на охолоджуваному водою корпусі і стікають

Забезпечує до  $10^{-7}$  мм.рт.ст

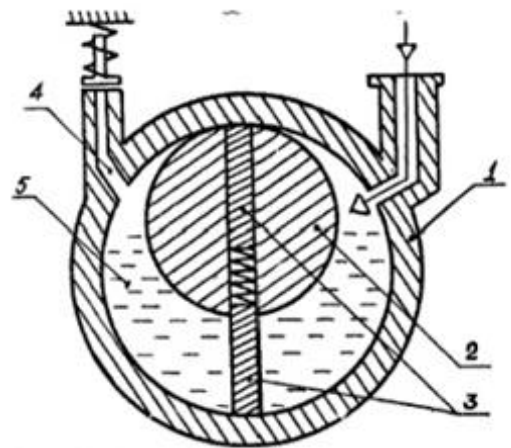
### Струменевий насос

Принцип дії - захоплення молекул залишкового газу, при подачі струменя високого тиску.

Забезпечує до  $10^{-2}$  -  $10^{-1}$  мм.рт.ст

**Турбомолекулярний насос** Обертається диск, в якому є прорізи, з великою швидкістю. Швидкість підбирається така, щоб молекула рухалась між прорізами (7000-8000 об/хв). Дисків 10-20 шт. Другий диск рухається в протилежному напрямку. Забезпечує  $10^{-7}$  мм.рт.ст

**Кріонасоси** Принцип дії заснован на конденсації газів на тверде тіло при малих температурах. Забезпечує тиск  $10^{-15}$  мм.рт.ст



Форвакуумный насос

Рис.1. Схема форвакуумного насоса:

1 - корпус, 2,3 - пластик 1,4- клапан,

5 - вакуумное масло

## 7. Методи вимірювання вакууму.

Вакуум - стан газу при тиску, менше атмосферного  $p < p_{\text{атм}}$ ,  $p_{\text{атм}} = 760 \text{ мм рт ст.} = 1 \text{ атм} = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$   $\lambda$  - довжина вільного пробігу молекули газу,  $a$  - характерний

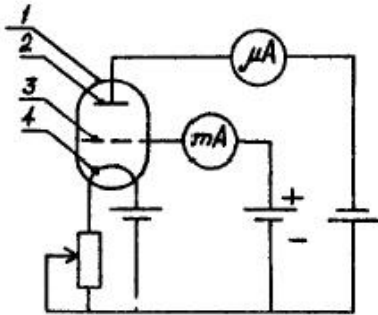


Рис. 4. Схема ионизационного вакуумметра:

1 - стеклянный баллон, 2 - анод, 3 - сетка, 4 - катод

вакууму - вакууметри – рідинні, деформаційні, вязкісні, теплові, іонізаційні, магнітні, компенсаційні, радіометричні.

Принципи вимірювання:

- прямі вимірювання величин (абсолютні)
- непрямі (перерахування - відносні) - вимірюють величину, яка залежить від тиску

**Іонізаційний** - електрони із розігрітого катоду прямують до сітки, іонізуючи молекули газу. Іони створюють іонний струм, що при  $T = \text{const}$   $I \sim p$ .

Молекули газу можуть іонізуватися  $\alpha$ -частинками, які випромінюються радіоактивним ізотопом. Число іонізованих молекул, що потрапляють на колектор, пропорційне тиску газу. Вимірюють сили струму, які з'явилися внаслідок іонізації надлишкового газу

$I = a \cdot p$ , де  $a$  - чутливість системи,  $s$  - ймовірність іонізації ( $10^{-8} - 10^{-1}$  Па).

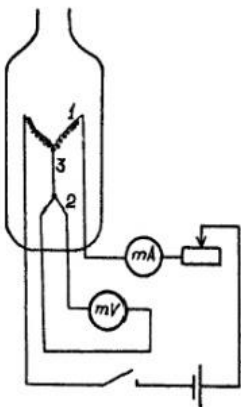


Рис.3. Схема, термопарного вакуумметра: 1 - нагриватель, 2 - термопара, 3 - перемычка

**Термопарний** вакуумметр викор. для вимір. до  $10^3$  мм.рт.ст.

Вимірюється  $T$  нитки накалювання, що регулюється молекулярною теплопровідністю газу, що

оточує нитку, яка залежить від тиску при  $p \ll 1$  мм.рт.ст..

**Рідинні.** Має вигляд вигнутої трубки

$P_0 - P_x = \rho \cdot g \cdot h \Rightarrow P_x = P_0 - \rho \cdot g \cdot h$  , де  $P_0$  - атмосферний тиск (реперний) ,

$\rho$  - густина рідини . Якщо трубку з одного кінця запаяти , то  $P_0 = 0 \Rightarrow P_x = \rho \cdot g \cdot h$

Але , насправді ,  $P_0 \neq 0$  ( $P_0 \rightarrow 0$ ) , т.я треба враховувати тиск насичених парів . Тому і вибирають ртуть , т.я у неї  $p_0$  найменший. Точність виміру обмежена точністю виміру довжин .

**Деформаційні.** Принцип дії – зміна геометричних розмірів тіла , при зміні внутрішнього тиску . Точність вимірювання тиску залежить від точності виміру довжин .

**Теплові.** Вимірюється теплопередача і при умові  $\lambda_m \geq d$  коефіцієнт теплопровідності залежить від тиску . Маємо дві пластини , які нагріті до різних температур ( $T_1 \neq T_2$ ) .

При  $d \geq \lambda_m$  :  $Q = k \frac{T_1 - T_2}{d} S$  ,  $k = \lambda_m \cdot \rho \cdot \bar{v} \cdot c_p \Rightarrow \lambda_m = \frac{1}{\rho}$  ;

$\rho \prec p \Rightarrow k \neq f(p)$  . При  $d \leq \lambda_m$  :  $Q = p \alpha \sqrt{\frac{2R}{\pi M T}} (T_1 - T_2) S$  , де

$M$  – молекулярна маса ,  $\alpha - const$  для кожного роду газу . Забезпечує  $10^{-3}$ - $10$  Па

**Радіометричні** Базуються на радіометричному ефекті . Розглядаються дві пластини , які мають різні температури . При  $d \leq \lambda_m$  пластини можуть відштовхуватись з силою ,

яка пропорційна  $p$  :  $F = \frac{pS}{2} \left( \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right) \Rightarrow$  знаходимо  $p$  . Верхня межа

застосування вакуометра :  $\lambda_m \approx d$

Забезпечує  $10^{-6}$ - $10^{-1}$  Па

## 8. Електронна спектроскопія. Дослідження енергетичних характеристик металів.

Електронна спектроскопія є дуже чутливим методом для визначення спектрів поглинання, пропускання або відбиття, дослідження кінетики реакції, яка супроводжується спектральними змінами. В загальних умовах спектри мають дифузійний характер. Ці спектри дозволяють встановити наявність тих чи інших груп в молекулі, тобто здійснити груповий аналіз. За допомогою спектроскопічних методів отримують інформацію про хімічний склад, про структуру поверхні, та про структуру заповнених і незаповнених енергетичних рівнях, про характер зв'язку метал-адсорбат.

Дуже широко застосовується електронна спектроскопія, яка базується на аналізі електронів, розсіяних або емітованих поверхнею твердого тіла. В електронній спектроскопії реалізується 3 основних підходи:

- Застосування рентгенівських променів для збудження електронів внутрішніх оболонок (рентгенівська фотоелектронна спектроскопія)
- Застосування ультрафіолетового випромінювання, яке дозволяє дослідити валентні рівні (ультрафіолетова електронна спектроскопія)
- Дослідження оже-електронів (електронна оже-спектроскопія)

При опроміненні поверхні фотонами баланс енергій може бути записаний у вигляді

$$E_{кин} = h\nu - \varepsilon_{св} .$$

Знаючи енергію первинного опромінення  $h\nu$  та

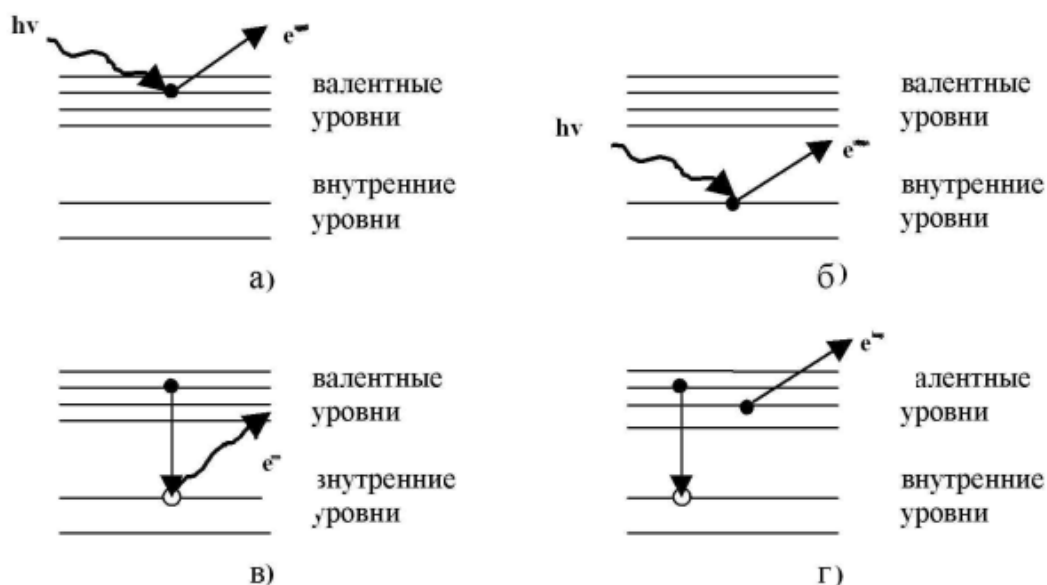
визначаючи експериментально кінетичну енергію емітованих електронів  $E_{кин}$ , можна знайти енергію зв'язку даного атому або молекули з поверхнею. Процеси, які характерні для електронної спектроскопії, можна проілюструвати за допомогою схем, представлених на мал.:

а – УФС

б- РФС

в – рентгенівська флюоресценція

г- оже-процес



Спектроскопічні методи можна розділити на наступні групи : методи дослідження структурних та енергетичних характеристик поверхні , методи дослідження хімічного складу поверхні та методи дослідження кінетики поверхневих реакцій .

### **Ультрафіолетова фотоелектронна спектроскопія**

В даному випадку на поверхню твердого тіла падає ультрафіолетове випромінювання , та досліджуються емітовані фотоелектрони . В процесі дослідження реєструється енергетичний спектр емітованих фотоелектронів.

Для появи електронів повинна бути виконана можливість електронного переходу з деякого заповненого енергетичного рівня на рівень , який знаходиться вище рівня вільного електрона . При цьому вимірний розподіл фотоелектронів по енергіям відображає густину заповнених енергетичних рівнів як об'ємних , так і поверхневих .

Приблизна глибина – 5 нм

### **Автоелектронна емісія**

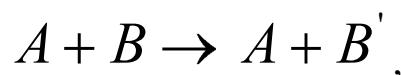
Цей метод використовується для аналізу зон поверхневих станів системи тверде тіло-адсорбат. Для цього методу виготовляється тонкий стрижень (тонкое острие) для того , щоб можна було б створити велике електричне поле біля поверхні , приклавши до стрижня велику від'ємну напругу . При таких умовах можливе тунелювання електрона у вакуум із заповнених станів , які знаходяться нижче енергії Фермі . Зміна електронної емісії дає інформацію про взаємодію адсорбованих молекул з твердим тілом . Приблизна глибина – 0,5 нм.

## 9. Елементарні процеси в іонізованому газі.

**Непружні співударяння** При непружних співударяннях одна (або дві) з взаємодіючих частинок переходить у якісно інший стан, що має певну потенціальну енергію  $E_p$ . Отже, загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок тепер не зберігається:

$$\frac{1}{2} m u_1^2 + \frac{1}{2} M v_1^2 = \frac{1}{2} m u_2^2 + \frac{1}{2} M v_2^2 + E_p$$

Сам же процес непружної взаємодії можна умовно описати формулою:



яка показує, що частинка  $B$  після співударяння переходить у новий стан  $B'$ . Оскільки ж атоми і молекули можуть набувати різні стани  $B'$ , то і непружні процеси можуть бути вельми

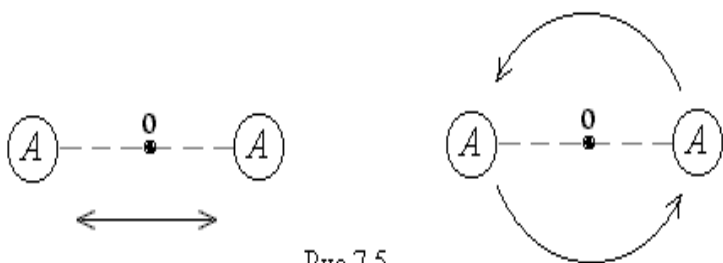
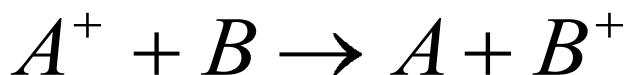


Рис.7.5.

різноманітними.

**Перезарядження.** Перезарядження - це обмін взаємодіючих частинок електронами:



При такому співударі іона  $A^+$  з нейтральною частинкою  $B$  електрон переходить від  $B$  до  $A$ . Частинка  $A$  нейтралізується, а частинка  $B$  стає позитивним іоном.

При однакових енергіях однакових частинок цей процес виявити неможливо, бо при перезарядженні взаємодіючі частинки зберігають свою кінетичну енергію і відрізнити їх не вдається. Але якщо одна з частинок має кінетичну енергію набагато

більшу, аніж друга (наприклад, швидкість іона  $A^+$  набагато більша швидкості нейтральної молекули  $B$ ), то після перезарядження утворюється повільний іон  $B^+$  і швидка нейтральна молекула  $A$ .

**Збудження коливальних і обертальних рівнів.** Цей процес стосується молекул, що складаються з двох або більше атомів. Атоми у таких молекулах можуть коливатися або обертатися навколо загального центру ваги (рис.7.5).

Такі рухи можуть бути збуджені при співударянні молекули з якоюсь іншою частинкою - молекулою, атомом, електроном або іоном. Такі рухи збуджуються легко навіть при дуже малих кінетичних енергіях взаємодіючих частинок. Коливальні та обертальні рухи утворюють систему енергетичних рівнів, що відстоять один від одного на  $\Delta E$  вказаного вище порядку. При великій енергії коливань може відбутися розрив молекули - дисоціація, при якій молекула розпадається на окремі атоми.

**Збудження електронних рівнів.**

Електрони у електричному полі позитивного атомного ядра мають потенціальну

енергію  $E_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r_0}$ , де  $r$  - відстань від ядра. Тому квантовані енергетичні рівні зображають звичайно у вигляді діаграми поданої на рис.7.6. У незбудженому стані



електрон знаходиться на найнижшому (основному) енергетичному рівні. При співударянні з іншою частинкою  $B$  атому  $A$  може бути передана енергія, так що один з його електронів, що знаходиться у основному стані, може перейти на вищий рівень,

що за енергією відрізняється від основного на  $E_a$ .  
 $A + B \rightarrow A^* + B \quad E_{B1} = E_{B2} + E_a$ .

Тут зірочкою позначений збуджений атом, а  $E_B$  - енергія збуджуючої частинки  $B$ .

Зрозуміло, що збудження можливе лише при  $E_{B1} > E_a$ . Здебільше доводиться мати справу зі збудженням атома електронним ударом ( $B \equiv e$ ). У збудженому стані атом може перебувати час порядку  $\tau_a \approx 10^{-7} - 10^{-9}$  с, після чого він само доволно повертається у попередній стан випускаючи квант світла

$$A^* \rightarrow A + h\nu \quad E_a = h\nu$$

У рівноважному стані кількість актів збудження повинна дорівнювати кількості актів випромінювання квантів

**Іонізація.** Якщо енергія налітаючої частинки  $B$  більше енергії зв'язку електрона з атомом  $E_i$ , то електрон може бути відірваним від атома :

$$A + B \rightarrow A^+ + B + e \quad E_{B1} = E_{B2} + E_i + E_e$$

і стає самостійною вільною частинкою, а атом втративши свій електрон, стає позитивним іоном.

Найчастіше доводиться мати справу з іонізацією атомів електронним ударом

( $B \equiv e$ ). Тоді ця реакція матиме вигляд:  $A + e \rightarrow A^+ + 2e$ .

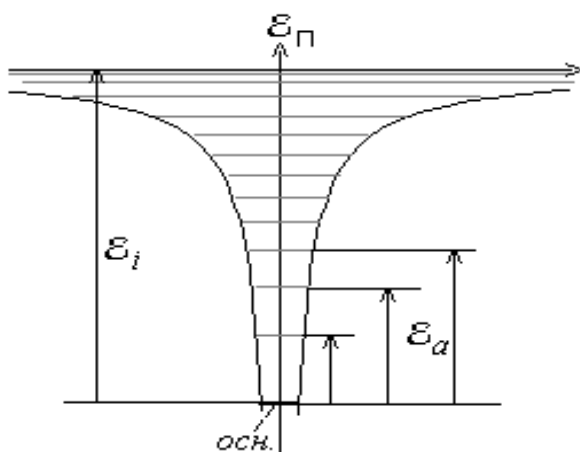


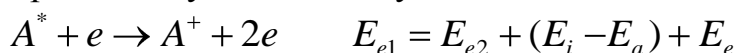
Рис. 7.6.

Можлива також і багатократна іонізація, коли від атома послідовно відривається декілька електронів. В результаті утворюється багатозарядний іон.

**Східчасті процеси** Збудження і іонізація атомів може відбуватися не лише з найнижчого (основного) стану, але і з будь-якого збудженого рівня. Так наприклад, таке східчасте збудження атому електронним ударом може бути описане формулами

$A^* + e \rightarrow A^{*\odot} + e \quad E_{e1} = E_{e2} + (E'_a - E_a)$  де  $A^*$  та  $A^{*\odot}$  - атом збуджений на якійсь рівень і збуджений з цього рівня на ще вищий рівень, а  $E_a$  і  $E'_a$  - енергії цих

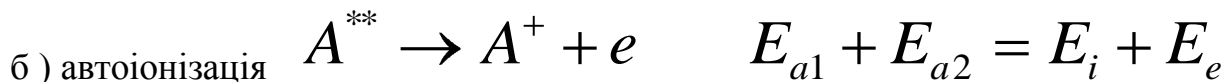
У граничному випадку це може бути східчаста іонізація:



**Деякі особливі випадки іонізації:**

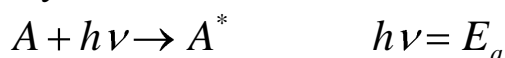


Вона здійснюється при зустрічі двох збуджених атомів, якщо сумарна енергія їх збудження перевищує енергію іонізації молекули, що при цьому утворюється

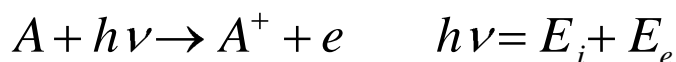


Цей процес має місце, якщо у вже збудженому атомі додатково збуджується ще один електронний рівень і при тому сумарна енергія цих збуджених станів перевищує енергію іонізації.

**Фотозбудження і фотоіонізація** Фотозбудження - це збудження атома при поглинанні їм кванту світла

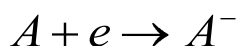


Процес фотозбудження має гостро виражений резонансний характер, тобто енергія кванту повинна майже точно дорівнювати енергії збудження. **Фотоіонізація** - іонізація атома при поглинанні їм кванту світла



Цей процес можливий лише при  $h\nu > E_i$  і також має резонансний характер, тобто його переріз швидко зменшується при віддаленні від умови  $h\nu \geq E_i$ , хоча і не так різко, як при фотоіонізації.

**Налипання електронів.** При зіткненні атома або молекули з електроном може утворюватися не тільки позитивний, але і негативний іон. Це відбувається завдяки тому, що електрон захоплюється атомом, або, як то кажуть, “налипає” на нього



**Зворотні процеси. Співударання другого роду.** Співударання другого роду являють процес зворотний до збудження атому електронним ударом:



Електрон торкнувшись збудженого атома начебто “знімає” з нього збудження і уносить на собі ту потенціальну енергію, яка була у збудженому стані атома, перетворивши її на додаткову власну кінетичну енергію.

**Рекомбінація.** Рекомбінація - це возедання позитивного іона з вільним електроном і утворення електрично нейтрального атому або молекули. Рекомбінація є процесом зворотним до іонізації:



$$hv = E_i + E_e = eU_i + \frac{mv_e^2}{2}$$

*Радіаційна рекомбінація.* При радіаційній рекомбінації енергія, що виділяється, уноситься квантом світла:

Тут  $E_i = eU_i$  - енергія іонізації,  $E_e$  - кінетична енергія, яку мав електрон до возеднання з іоном, а  $v_e$  - відповідна швидкість електрона. Радіаційна рекомбінація є зворотним процесом що до фотоіонізації.

**Рекомбінація при потрійному співударянні** Для рекомбінації з потрійним співударянням потрібна одночасна (або майже одночасна) зустріч двох електронів і

одного іона:  $A^+ + e_a + e_{b1} \rightarrow A + e_{b2}$

Один з електронів ( $e_a$ ) рекомбінує з іоном, а другий ( $e_b$ ) уносить енергію іонізації, кінетичну енергію  $e_a$ , а також надлишковий імпульс. Процес потрійної рекомбінації є процесом зворотним до звичайної іонізації електронним ударом.

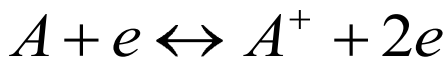
**Дисоціативна рекомбінація** можлива лише для молекулярних іонів:

$(AB)^+ + e \rightarrow A + B$ , тут  $A$  та  $B$  - частини дисоційованої молекули. Енергія іонізації (і кінетична енергія електрона) витрачаються на розрив молекули

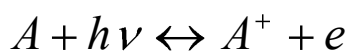
$AB$  і прискорення утворюючихся фрагментів  $A$  та  $B$ . **Іон - іонна рекомбінація** Позитивний іон  $A^+$  рекомбінує з негативним негативним іоном  $B^-$  відбираючи від

нього електрон:  $A^+ + B^- \rightarrow A + B$ . Енергія іонізації іде на прискорення атомів  $A$  та  $B$ .

**Принцип детальної рівноваги.** У термодинамічно рівноважній плазмі виходи усіх прямих і зворотних процесів повинні дорівнювати один одному<sup>1</sup>. Так наприклад, вихід ударної іонізації має дорівнювати виходу потрійної рекомбінації



А вихід фотоіонізації повинний зрівноважуватися виходом радіаційної рекомбінації:



Не може бути того, щоб усі іони виникали за рахунок іонізації електронним ударом, а зникали за рахунок радіаційної рекомбінації. Далі можна написати і інші пари прямих і зворотних процесів, швидкості протікання яких також будуть дорівнювати один

одному:  $A + e \leftrightarrow A^* + e$  (збудження електронним співударянням і

співударяння другого роду),  $A + h\nu \leftrightarrow A^*$  (фотозбудження та спонтанне випромінювання збудженого атома).

## 10. Рух заряджених частинок під дією електричного поля. Рухливість.

Під дією зовнішнього електричного поля  $E$  заряджені частинки, що знаходяться у газовому середовищі, набувають спрямованого дрейфового руху зі швидкістю  $v_{др}$ ,

яка пропорційна електричному полю:

$$v_{др} = \mu E$$

тут коефіцієнт пропорційності  $\mu$  має назву рухливості заряджених частинок.

**Рухливість (носіїв заряду)** - фізична величина, що чисельно дорівнює відношенню середньої (дрейфової) швидкості  $v_d$  напрямленого руху заряджених частинок (носіїв заряду) в середовищі під дією електричного поля до модуля напруженості  $E$  цього поля:

$$\mu = v_d/E \quad [m] = 1 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

*Квадратний метр на вольт-секунду* ( $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ) дорівнює рухливості, при якій заряджена частинка набуває середньої швидкості 1 м/с напрямленого руху при напруженості електричного поля 1 В/м.

Її величину можна оцінити з таких міркувань: під дією електричного поля  $E$  заряджена частинка з зарядом  $e$  і масою  $m$  набуває за проміжок часу  $\tau$  між двома

співудареннями з молекулами газу швидкість  $v = \frac{eE}{m} \tau$ . Отже середня швидкість

цього руху у напрямку поля  $E$  буде:

$$v = \frac{1}{2} \frac{eE}{m \nu} \quad (*)$$

де  $\nu = 1/\tau$  - частота співударень зарядженої частинки з молекулами газу.

При черговому співударенні заряджена частинка ізотропно розсіюється у довільному напрямку, втрачає набуту спрямовану швидкість і знову набирає її від електричного поля. Таким чином одержаний вираз (\*) - це і є дрейфова швидкість зарядженої частинки (електрона або іона) у електричному полі, а їх рухливості можуть бути записані як

$$\mu_e = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_e}{m_e \bar{v}_e} \quad \text{та} \quad \mu_i = \frac{1}{2} \frac{e \lambda_i}{m_i \bar{v}_i} \quad \text{де } m_e \text{ та } m_i -$$

маси електрона і іона, а частоти співударень  $\nu$  замінені на  $\bar{v}_{e,i} / \bar{\lambda}_{e,i}$ .

Одержаний результат є наближеним. Більш точні теорії. Що базуються на статистичному розгляді руху частинок. Дають замість наведеного вище коефіцієнта  $1/2$  іншу величину порядку одиниці. Через рухливість можна легко встановити

значення конвекційного струму  $j_e$  та електропровідності  $\sigma_e$  електронного газу

з концентрацією  $n_e$ , частинки якого рухаються під дією електричного поля  $E$  у нейтральному газі:

$$j_e = en_e v_{др\ e} = en_e \mu_e E$$

$$\sigma_e = j / E = en_e \mu_e$$

Подібні ж вирази будуть справедливі і для іонів.

Легко довести, що коефіцієнти дифузії і рухливості тісно пов'язані між собою. Дійсно, їх співвідношення дає

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\bar{\lambda} \bar{v} 2m\bar{v}}{3 e \bar{\lambda}} = \frac{2 m \bar{v}^2}{3 e} = 2 \frac{kT}{e},$$

оскільки за визначенням температури  $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ . Більш точні статистичні розрахунки призводять до вдвічі меншої величини і дають співвідношення встановлене Ейнштейном, справедливе для будь-яких випадків

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$$

## 11. Рівняння газового розряду

Газовий розряд вважається відомим, коли відомі розподіли всіх його функцій:  $f(k, t)$ .

Розподіл потенціалу  $U(r, t)$ ,

електричного поля  $E(r, t)$ ,

концентрації іонів  $n_i(r, t)$ ,

концентрації електронів  $n_e(r, t)$ ,

густини струму іонів  $j_i(r, t)$ ,

густини струму електронів  $j_e(r, t)$ .

Ці залежності можна отримати розв'язавши систему рівнянь:

$$(1): \vec{E} = -\text{grad}U$$

$$(2): \text{div} \vec{E} = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon\epsilon_0} \quad - \text{ р-ня Максвела, або з-н Пуасона}$$

$$(3): \vec{j}_e = e\mu_e n_e \vec{E} + eU_e \text{grad}(n_e)$$

$$(4): \vec{j}_i = e\mu_i n_i \vec{E} + eD_i \text{grad}(n_i)$$

$$(5): \text{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad - \text{ з-н збереження заряду: зміна заряду не відбувається,}$$

коли не втікає і не витікає струм.

Наша ситуація складніша, бо треба врахувати іонізацію і рекомбінацію в даній точці.

$$\text{Тому з р-ня (5): } e \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_e + en'_i \quad (5.1) \quad e \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_e + en'_e \quad (5.2), \text{ де } n'_e \text{ та}$$

$n'_i$  - кількість появ електронів та іонів відповідно в одиниці об'єму за одиницю часу.

## 12. Пробій газу. Несамостійний газовий розряд.

Пробой газа - нестационарный процесс интенсивной ионизации газа под действием внешнего постоянного или переменного электрич. поля при достижении им некоторой критической (пороговой) величины. В этом случае "затравочный" свободный электрон под действием поля набирает энергию, достаточную для ионизации атома, и, вовлекая далее в процесс ионизации газа всё новые и новые поколения электронов, порождает лавину электронную. Наряду с процессами рождения электронов существуют и процессы их исчезновения: прилипание к атомам и молекулам в эл.-отрицат. газах, потери на электродах и диффузия.

П. г. происходит, если скорость рождения электронов превосходит скорость их исчезновения. В случае равенства указанных скоростей существует стационарный разряд.

Разнообразие ситуаций, которые могут разыгрываться при П. г., определяется не только родом и плотностью газа, но и геометрией электродов и разрядной камеры, частотой перем. эл.-магн. поля. Простейший вариант относится к пробойю между плоскими электродами в пост. электрич. поле (см. Пашена закон). Изучение именно этого вида П. г. позволило Дж. С. Таунсенду (J. S. Townsend) открыть в 1900 электронную лавину и предложить лавинную теорию П. г.

Електричні розряди поділяються на а) самостійні і б) несамостійні. У самостійних розрядах достатньо прикласти певну різницю потенціалів, щоб у міжелектродному проміжку виник струм; у несамостійних розрядах слід створити за допомогою якогось зовнішнього агента додаткову іонізацію газу, щоб потік струм. Прикладом несамостійного розряду може бути так званий *таунсендовський* (або тихий) розряд.

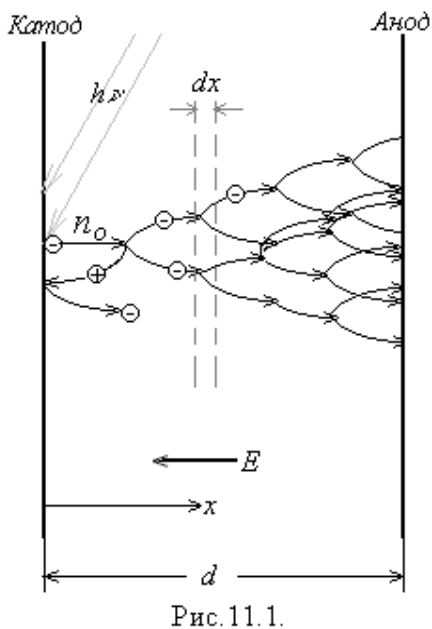


Рис. 11.1.

**Таунсендовський розряд.** У таунсендовському розряді<sup>2</sup> катод освітлюється жорстким електромагнітним випромінюванням (ультрафіолетовими або рентгенівськими променями) і з нього виходять фотоелектрони, які утворюють потік електронів  $n_0$  (рис. 11.1). Пройшовши у електричному полі  $E$ , що утворюється позитивним потенціалом на аноді, шлях  $l$ , електрон, що вийшов із катоду, стикається з молекулою газу і створює акт іонізації. В результаті тепер з'являються два вільних електрона – первинний і той, що виник при іонізації. Кожний з них, пройшовши деякий шлях і набувши у електричному полі певну енергію, знову створюють іонізацію, і електронів стає вже чотири. Потік електронів зростає у геометричній прогресії і у міжелектродному просторі виникає лавина електронів, так що на анод надходить потік  $n_a \gg n_0$ . Струм через міжелектродний проміжок замикається позитивними іонами, що з місця їх виникнення прямують на катод.

Розглянемо тепер цей процес кількісно.

На елементі шляху  $dx$  відбувається  $dn$  актів іонізації, що їх створює електронний потік  $n(x)$ , і цей потік зростає на вказану величину  $dn$ :  $dn = \alpha n(x) dx$ . (1)

Тут  $\alpha$  – кількість іонізацій, яку створює один електрон на одиниці довжини свого руху. Ця величина має назву першого коефіцієнта Таунсенда. Інтегруючи рівняння (1),

одержуємо:  $n(x) = Ae^{\alpha x}$ .

При граничній умові  $x=0$ ;  $n(0)=n_0$ :  $n(x) = n_0 e^{\alpha x}$  і струм на аноді дорівнюватиме

$i_a = i_0 e^{\alpha d}$ , (\*), де  $i_0$  – фотострум з катода,  $d$  – довжина міжелектродного проміжку.

Як видно, при достатній довжині міжелектродного проміжку струм на анод може набагато перевищувати первинний фотострум  $i_0$ . Це явище має назву газового підсилення і застосовується інколи для підсилення фотострумів.

Якщо припинити опромінювання катода, струм на анод припиняється. **Перший коефіцієнт Таунсенда.**

На своєму шляху довжиною в 1 см від катода до анода електрон зробить у середньому  $1/\lambda$  вільних пробігів. Умовою того, що акт іонізації відбудеться, є нерівність  $l > l_i$ , де  $l_i = a \square / eE$ .

Із усіх  $1/\lambda$  вільних пробігів, що їх зазнає електрон на шляху в 1 см, довше  $l_i$  будуть

лише  $\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}}$  пробігів. Саме вони і дадуть акти іонізації. Таким чином, перший коефіцієнт Таунсенда  $\alpha$  буде:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}} = A p e^{-B \frac{p}{E}} \quad (2)$$

де  $A = 1 / \lambda_0$ ;  $B = \frac{a E_i}{e \lambda_0}$ ;  $\lambda_0 = \lambda p$  - середня довжина вільного пробігу при тиску в 1 мм рт.ст.

Як видно із структури формули (2), величина  $\alpha$  має максимум при деякому

тиску газу  $p = p_{max}$ , де  $p_{max} = \frac{e E \lambda_0}{a E_i}$  або  $\frac{\lambda_0}{p_{max}} = \frac{a E_i}{e E}$  тобто при такому тиску,

коли електрон на середній довжині вільного пробігу  $\lambda = \lambda_0 / p_{max}$  набирає саме енергію  $a \square_i$ , котра необхідно для акту іонізації. При більших тисках довжини вільних пробігів будуть надто малі і електрони не зможуть набрати на них достатню енергію; при  $p < p_{max}$  вільні пробіги будуть довгими і енергії у електронів буде вистачати на іонізацію, але ці зіткнення будуть надто рідкими і кількість актів іонізації на шляху в 1 см буде малим.

Из шпор:



## 13 ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

**1.1. Отличительные черты.** *Тлеющий разряд* — это *самоподдерживающийся* разряд с *холодным катодом*, испускающим электроны в результате *вторичной эмиссии*, главным образом под действием положительных ионов. Его отличительным признаком является существование вблизи катода слоя определенной толщины с большим положительным объемным зарядом, сильным полем у поверхности и значительным падением потенциала: 100—400 В (и более). Оно называется *катодным падением*. Толщина слоя катодного падения обратно пропорциональна плотности (давлению) газа. Если межэлектродное расстояние достаточно велико, между *катодным слоем* и анодом образуется электронейтральная плазменная область, где поле относительно небольшое. Серединную, однородную часть ее называют *положительным столбом*. От анода он отделяется *анодным слоем*. Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока — наиболее ярко выраженный и распространенный пример *слабоионизованной неравновесной плазмы*, которая поддерживается электрическим полем. В отличие от катодного слоя, без которого тлеющий разряд существовать не может, положительный столб не является его неотъемлемой частью. Если в результате образования катодного слоя промежуток между электродами оказывается исчерпанным, столба нет. Но если не хватает расстояния на формирование должного катодного слоя, тлеющий разряд не загорается.

**1.2. Разрядные устройства.** Тлеющий разряд — один из наиболее изученных и широко применяемых на практике типов газового разряда. В течение многих десятилетий для его получения и исследования служил классический прибор — *разрядная трубка* (рис. 1.1). Для тлеющего разряда в трубках радиуса  $R \sim 1$  см, длины  $L \sim 10—100$  см при типичных давлениях  $p \sim 10^{-2}—10^2$  торр характерны напряжения на электродах  $V \sim 10^2—10^3$  В и токи  $i \sim 10^{-4}—10^{-1}$  А.

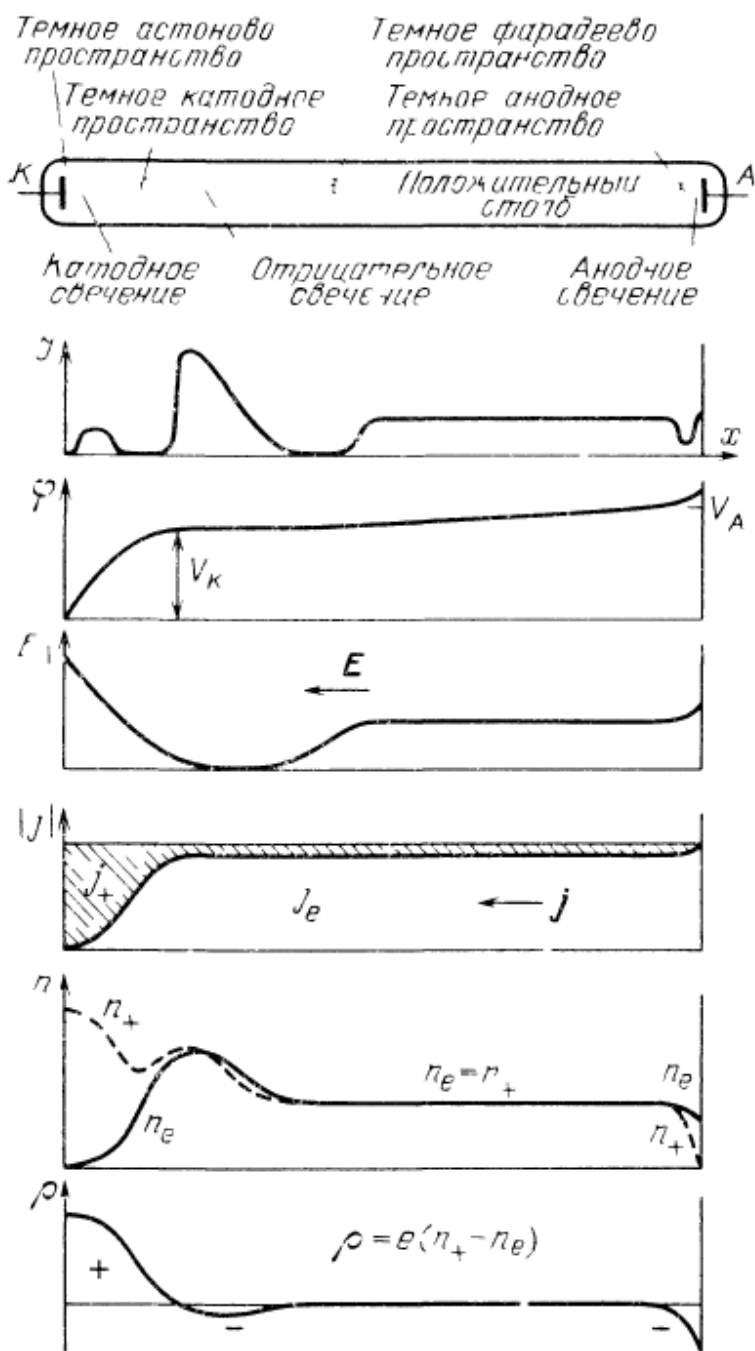


Рис. 10.2. Картина тлеющего разряда в трубке и распределения интенсивности свечения  $J$ , потенциала  $\varphi$ , продольного поля  $E$ , плотностей электронного и ионного токов  $j_e, j_+$  и зарядов  $n_e, n_+$ , объемного заряда  $\rho = e(n_+ - n_e)$

ранство. Затем следует тонкий слой *катодного свечения*. После него идет *темное катодное пространство*. Следующая за ним область *отрицательного свечения* резко отделена от темного катодного пространства. В направлении анода отрицательное свечение затухает и переходит в *темное фарадеево пространство*. За ним начинается светящийся *положительный столб*. Положительный

кретным условиям, при их изучении мы будем ориентироваться преимущественно на классический разряд в трубке.

**1.3. Картина свечения.** Тлеющему разряду свойственно определенное чередование темных и светящихся слоев, каждый из которых получил свое собственное название. Наблюдать эту картину хорошо при низких давлениях, когда слои растянуты по длине трубки, — ведь все процессы в разряде связаны со столкновениями. Расстояния от характерных точек до катода определяются числом укладывающихся на них длин пробега электронов  $l \sim p^{-1}$ . Поэтому координате границы какого-то слоя  $x_1$  отвечает определенное значение  $px_1$ . Слоистая картина растягивается на сантиметры при давлениях  $p \sim 10^{-1}$  торр.

Она схематически изображена в верхней части рис. 10.2. К катоду прилегает очень узкое *темное астоново пространство*.

столб иногда имеет правильную слоистую структуру — это так называемые *страты*, но страты образуются (или видны) далеко не всегда, и когда их нет, положительный столб светится однородно вплоть до анодной области. Там он иногда сменяется небольшим *темным анодным пространством*, а у поверхности анода видна узкая пленка *анодного свечения*.

При низких давлениях ( $p \sim 10^{-2}$  торр) и не слишком больших расстояниях между электродами для положительного столба места нет и видна в основном область отрицательного (*тлеющего*) свечения. От нее разряд и получил свое название тлеющего (*glow discharge, die Glimmentladung*). Спокойное, иногда слегка подрагивающее свечение тлеющего разряда завораживает своей красотой. Положительный столб обычно менее яркий, чем отрицательное свечение, и имеет другой цвет. В гелии катодное свечение — красное, отрицательное свечение — зеленое, положительный столб — красно-фиолетовый. В неоне соответственно — желтое, оранжевое, красный; в азоте — розовое, голубое, красный. Каждый газ имеет свои окраски, что связано с особенностями спектров, и это используется в цветных рекламных трубках. В длинных трубках при не чрезмерно низких давлениях виден в основном положительный столб. В очень широких трубках или сферических сосудах положительный столб часто не виден. Лишь умозрительно можно себе представить, как протягивается токовый путь от отрицательного свечения до анода.

**1.5. Распределения параметров по длине.** С расположением слоев и распределением яркости свечения по длине трубки на рис. 10.2 сопоставлены распределения основных параметров разряда. Картина эта — качественная, но в достаточной мере достоверная. Она подтверждается зондовыми измерениями и теоретическими соображениями. Один из главнейших моментов в ней — большой *пространственный заряд* и сильное поле у катода, которое почти линейно спадает до очень малого значения около катодной границы отрицательного свечения. Эта область называется *катодным слоем*, но уже не по такому внешнему признаку, как свечение, а по «объективным» показателям — распределению электрического поля.

Далее следует зона очень слабого поля, оно иногда бывает даже слегка отрицательным, т. е. направленным к аноду. В фардеевом пространстве продольное поле возрастает и потом остается постоянным на протяжении положительного столба. Последний может быть сколь угодно длинным, лишь бы хватало напряжения источника питания, чтобы обеспечить должную разность потенциалов в столбе. Постоянство осевого градиента потенциала в столбе, проверенное зондовыми измерениями, свидетельствует об электронейтральности плазмы. Около анода имеется область небольшого *анодного падения потенциала*.

**1.6. Качественная интерпретация картины свечения.** Из катода электроны вылетают с энергией порядка 1 эВ. Они не в состоянии возбуждать атомы. Так появляется темное аstopово пространство. Ускоряясь в поле, электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения, — возникает катодное свечение. Появляются даже два-три слоя катодного свечения. Они соответствуют возбуждению различных уровней атомов, ближе к катоду — более низких, дальше — более высоких. Цвета таких слоев различны. Потом энергия ускоряемых электронов «переваливает» максимумы *функций возбуждения*, где сечения падают (рис. 2.14, 2.15). Электроны перестают возбуждать атомы — образуется темное катодное пространство. Здесь электроны преимущественно ионизуют атомы и происходит основное их размножение. Рождающиеся ионы движутся в поле гораздо медленнее и накапливается большой *положительный объемный заряд*. Ток переносится в основном *ионами*.

К концу катодного слоя нарождается большой поток электронов, причем в силу лавинообразного характера размножения большинство электронов рождается именно в конце слоя, где поле уже не столь сильно и ослабевает. Энергии этих электронов не слишком велики и находятся в области максимумов *функций возбуждения*. Появляется отрицательное свечение. Если вблизи катода энергия электронов нарастает по мере удаления от катода и сначала появляются легко возбуждающиеся спектральные линии (первое, второе катодные свечения), то за катодным слоем энергии электронов, напротив, уменьшаются при удалении от катода. В отрицательном свечении сначала появляются те линии,

которые излучаются с более высоких уровней атомов, а потом — с более низких, в порядке, обратном катодному свечению (*правило Зеелигера*). По мере того как электроны растрачивают свою энергию, акты возбуждения происходят все реже и реже, ибо новой энергии в слабом поле электроны не приобретают. Отрицательное свечение переходит в темное фарадеево пространство.

В области отрицательного свечения имеются электроны не только умеренных энергий, хотя их большинство. Сюда попадают и энергичные электроны, которые родились в глубине катодного слоя и у катода и прошли зону катодного падения, не совершив многих неупругих столкновений. Они ионизуют атомы, и благодаря этому за катодным слоем получается повышенная плотность электронов, больше, чем в положительном столбе.

В фарадеевом пространстве продольное поле постепенно нарастает до значения, свойственного положительному столбу. В столбе устанавливается характерное для неравновесной слабоионизованной плазмы хаотическое распределение электронов по скоростям, в которое вносит небольшую асимметрию дрейф к аноду. Средняя энергия электронного спектра в положительном столбе составляет 1—2 эВ. Но в спектре имеется и некоторое число энергичных электронов. Они возбуждают атомы и обуславливают свечение столба. Анод ионы отталкивает, а электроны из столба вытягивает. Образуется область *отрицательного объемного заряда* и повышенного поля, ускоряющего электроны. Это приводит к *анодному свечению*.

## 14. Дуговий розряд.

Оновна особливість дугового розряду – це низьке падіння потенціалу (десятки чи навіть одиниці вольт) і великі струми (густина на катоді –  $10^2$ - $10^8$  А/см<sup>2</sup>).

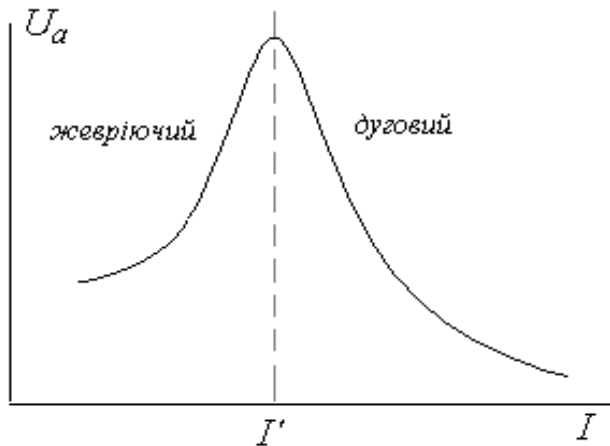


Рис. 11.5.

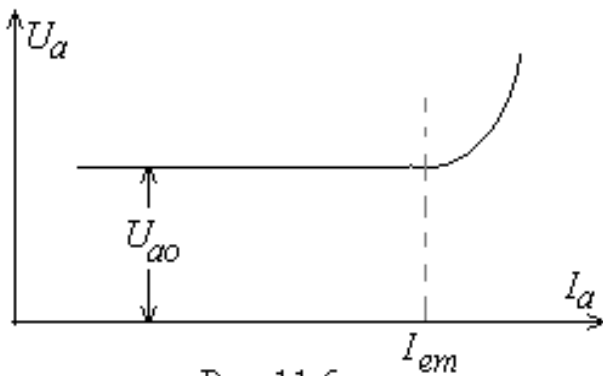


Рис. 11.6.

Дуговий розряд для свого підтримання високих напруг, бо іони повинні мати досить велику енергію, щоб ефективно вибивати вторинні електрони із катода. Збільшення струму через жев'рючий розряд супроводжується збільшенням анодної напруги, необхідної для його підтримання (рис. 11.5).

Але ось, починаючи з деякого значення струму  $I'$ , збільшення струму супроводжується вже не зростанням, а зменшенням анодної напруги. Це відбувається тоді, коли під дією бомбардування іонами катода останній розігрівається до такої міри, що стає здатним випускати термоелектрони. При переході у цей режим іонам вже не потрібно мати великих енергій для вибивання вторинних електронів з катода. Електрони самі виходять з катода, так би мовити, "добровільно" за рахунок термоемісії. Розряд стає низьковольтним і для його підтримання достатньо лише кількох десятків вольт. Нагрівання катода здійснюється вже не стільки за рахунок

великої енергії іонів, скільки за рахунок їх кількості. Типовий режим дугового розряду – спад напруги у кілька десятків вольт і струми, більші від кількох амперів.

Дуговий розряд можна одержати і шляхом штучного нагрівання катода від зовнішнього джерела тепла до температур, які б забезпечували достатню термоемісію. Для цього катод робиться накалюваним, як у електронних лампах.

Тоді анодна напруга  $U_a$ , яка потрібна для підтримування розряду, може бути малою (порядку 10-20 В) і незалежною від анодного струму (рис. 11.6). Подібний газонаповнений діод з накалюваним катодом має назву *газотрона*. Газотрони широко застосовувалися для випрямлення змінного струму (поряд з кенотронами), доки не були витіснені напівпровідниковими діодами.

Напруга на дуговому розряді з накалюваним катодом зберігається незмінною доти, доки анодний стум не перевищує емісійної здатності катода  $I_{em}$ . При  $I_a > I_{em}$  до видобування електронів з катода, поряд з термоемісією, приєднується вибивання їх іонами, напруга на розряді, необхідна для цього різко зростає і розряд переходить у режим, подібний до режиму жев'рючого розряду. Бомбардування катода швидкими іонами призводить до його сильного розпорошування. Для приладів з ефективними термокатадами (наприклад, з оксидним катодом) такий режим виявляється згубним і його слід всіляко уникати.

### ***Основні типи дугових розряді:***

***Дуга з гарячим термоемісійним катодом.*** Катод у такій дузі нагрітий майже до температури плавлення (або сублімації),  $T \geq 3000 \text{ K}$ , тому сильний струм забезпечується термоелектронною емісією. Один з найбільш поширених типів дугового розряду

***Дуга з холодним катодом.*** Якщо дуга запалюється між електродами з легкоплавких матеріалів (мідь, залізо, срібло, ртуть), то струм протікає через одну або багато маленьких плям на катоді, які безладно перемішуються, виникають та зникають. На короткий час локалізації плями метал у цьому місці розігрівається, руйнується, випаровується але катод у цілому залишається порівняно холодним.

***Вакуумна дуга.*** Вакуумна дуга – це дуга з катодними плямами, яка горить у парах металів, які швидко заповнюють первісно вакуумний міжелектродний проміжок внаслідок інтенсивної ерозії та випаровування електродів.

***Дуга високого та надвисокого тиску.*** При тиску більше 0.1-0.5 атм у позитивному стовпі дуги утворюється щільна низькотемпературна рівноважна плазма, що підтримується електричним полем. Температура такої дуги складає  $(6-12) \cdot 10^3 \text{ K}$ , але за спеціальних умов досягається температура до  $5 \cdot 10^4 \text{ K}$ . При тисках більше 10 атм (дуга надвисокого тиску) до 80-90% джоулевого тепла переходить у випромінювання. Такі дуги лежать в основі освітлювальних ламп високого (надвисокого) тиску.

## 15. Об'ємний заряд у плазмі

Плазма – це частково або повністю іонізований газ, у якому густина позитивно і негативно заряджених частинок однакова.

Основна властивість плазми – це її **квазінейтральність**. Розділити в ній позитивно і негативно заряджені частинки дуже важко. Уявимо собі, що у декотрому плоскому шарі товщиною  $\delta$  нам вдалось все ж таки зсунути усі негативно заряджені частинки на деяку відстань  $x$  (рис.8.1). Тоді ліворуч (у області "а") утворюється шар надлишкового негативного заряду товщиною  $x$ , а праворуч (у області "в") такий же шар позитивного заряду. Поверхнева густина цих надлишкових зарядів  $\sigma = en_e x$  і породжуване ними електричне поле дорівнюватиме

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{en_e}{\epsilon_0} x. \quad (8.1)$$

Так, наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  та  $x = 1 \text{ мм}$  це поле виявляється рівним  $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Звичайно, таке велике поле нереальне і здійснити подібне розшарування зарядів у плазмі практично неможливо.

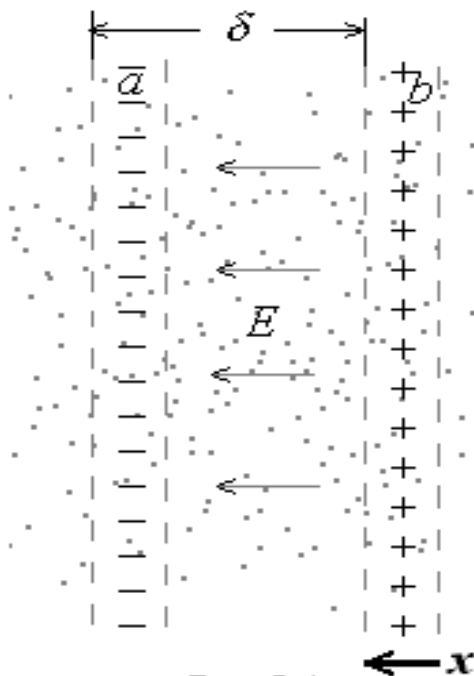


Рис.8.1.

Так, наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  і  $T = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  це буде  $d = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ .

На цю ж відстань невеликий пробний заряд, введений у плазму, збурює цю плазму, впливає на своїх сусідів і сам зазнає їх впливу (звідси і назва "радіус екранування"). На більших відстанях електричне поле пробного заряду у плазмі послаблюється настільки, що оточуючі його заряджені частинки у своєму тепловому русі перестають відчувати це поле і підкоряться йому.

Саме на цю відстань простягаються сили далекодії у плазмі і тому дебаївський радіус екранування виявляється природним просторовим масштабом процесів, що відбуваються у плазмі.

Оскільки квазінейтральність у плазмі може порушуватися у межах дебаївського радіусу екранування та за часи, сумірні з періодом

легмюрівських коливань, наведено на початку цього розділу визначення плазми слід доповнити такими обмеженнями: "у об'ємах, більших від дебаївського радіусу екранування і для проміжків часу, більших від періоду легмюрівських коливань".



**Ленгмюрівська частота плазмових коливань.** Однак уявимо собі, що нам вдалось все ж таки якимось чином здійснити подібне розділення зарядів (хоч на малу відстань). Далі "відпустимо" їх і будемо спостерігати, що буде відбуватися. Під дією поля  $E$  легкі електрони почнуть рухатись праворуч, до шару позитивних іонів. По інерції вони "проскочать" крізь нього і тепер надлишковий негативний заряд утвориться праворуч від іонного. Електрони знову підуть, тепер вже ліворуч, і будуть коливатися подібно до маятника навкруг шару важких і майже нерухомих іонів. Частоту цих коливань легко оцінити, склавши рівняння руху електронів у полі  $E$ ,

$$m\ddot{x} = -eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x, \text{ або } \ddot{x} + \omega_p^2 x = 0, \quad \text{де}$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0}.$$

Одержана частота коливань  $\omega_p$  має назву ленгмюрівської частоти (або власної плазмової частоти). Обернена до неї величина  $\omega_p^{-1}$  є природним часовим масштабом для більшості процесів, що відбуваються у плазмі.

**Дебаївський радіус екранування.** Квазінейтральність плазми може все ж таки порушуватися, навіть за рахунок теплового руху частинок плазми, якщо відстані  $x$  досить малі. Потенціальна енергія електрона у системі, зображеній на рис.8.1,

$$\text{дорівнює: } \Pi = Fx = eEx = \frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0}.$$

Прирівняємо тепер цю енергію кінетичній енергії теплового руху електронів:

$$\frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0} = kT.$$

Звідси можна одержати величину відстані  $x$ , на котрій може порушуватися квазінейтральність плазми за рахунок теплового руху зарядів. Ця відстань

позначається як  $d$  і має назву дебаївського радіусу екранування: 
$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2}}$$

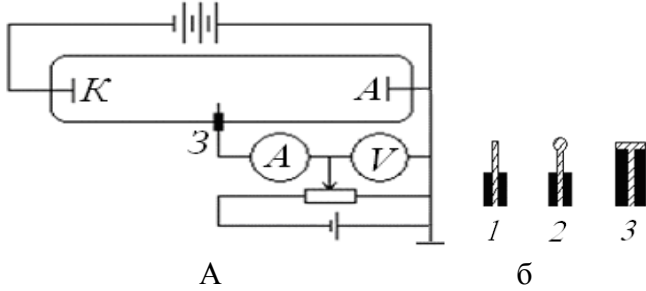
## 16. Методи дослідження плазми

Основні методи експериментального визначення параметрів плазми можна розділити на три групи – методи зондової діагностики, методи спектроскопічної діагностики і методи надвисокочастотної та лазерної діагностики.

**Електричні зонди в плазмі** Зондовий метод діагностики плазми залишається одним з найпопулярніших методів діагностики низькотемпературної лабораторної плазми.

Одиночний зонд: вигляд зондової характеристики

Загальна схема зондових вимірювань та типові конструкції зондів подані на рис. 6.1. Типові розміри зондів – порядку 1мм, діаметр дроту – 0.05÷0.5мм. Зонди виготовляються з тугоплавких металів (вольфрам, молібден, тантал). Потенціал зонду фіксується щодо опорного електрода – анода, катода або заземленої металеві стінки розрядної камери.



**Рис. 6.1. Електричний зонд: а – типова схема зондових вимірювань;**

**б –** циліндричний (1), сферичний (2) та дископодібний (3) зонди

Дещо ідеалізована вольт-амперна характеристика зонда подана на рис. 6.2. Спробуємо якісно пояснити її хід.

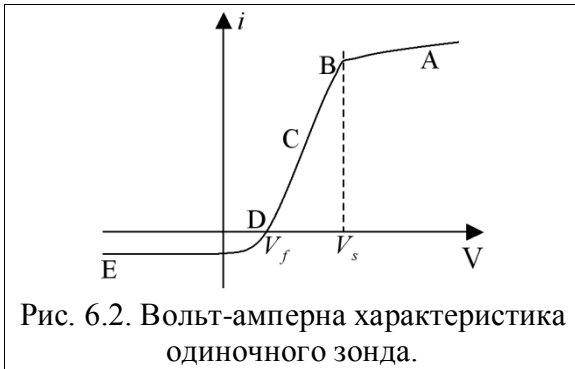


Рис. 6.2. Вольт-амперна характеристика одиночного зонда.

Нехай за відсутності зонда плазма електронейтральна,  $n_e = n_i = n_0$ . Нехай потенціал плазми щодо опорного електрода в точці розміщення зонду дорівнює  $V_s$ . Нехай потенціал  $V_s$  мало змінюється в області, яка збудується наявністю зонду. Вимірюваний потенціал зонду буде  $V = V_p + V_s$ , де  $V_p$  – потенціал зонду щодо плазми в його околі. Електричний струм на зонд визначається струмами електронів та позитивних іонів:  $i = i_e - i_i$ .

Наведені результати справедливі у випадку ізотропної плазми. При накладанні магнітного поля, коли плазма стає

анізотропною, вигляд зондових характеристик дещо зміниться. Зокрема, в деяких випадках він залежатиме від орієнтації зондів щодо магнітного поля. **Подвійні зонди** За відсутності опорного електрода (наприклад, у високочастотному розряді) користуються так званим подвійним зондом (рис. 6.3 а). При таких вимірюваннях напруга між окремими зондами повинна не лише змінюватися за величиною, але й змінювати свій знак. Якщо зонди ідентичні, вольт-амперна характеристика буде непарною функцією прикладеної напруги (рис. 6.3 б). Ділянки з малим нахилом відповідають іонному струму насичення. На середній ділянці істотний внесок дає електронний струм. З цієї вольт-амперної характеристики можна визначити електронну температуру та концентрацію електронів.

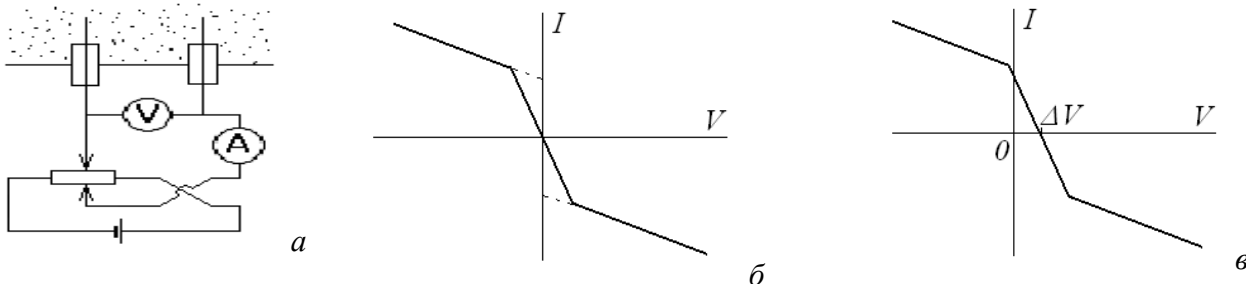


Рис. 6.3. Подвійний зонд: схема увімкнення (а) та вольт-амперні характеристики за відсутності (б) та за наявності (в) електричного поля в плазмі.

Подвійний зонд дозволяє також виміряти величину електричного поля в плазмі (якщо воно там існує) – за зміщенням  $\Delta V$  точки нульового струму (рис. 6.3 в). Поле визначається з формули  $E = \Delta V / \Delta x$ , де  $\Delta x$  – віддаль між зондами). При підвищенні тиску використання зондової методики суттєво ускладнюється.

**Спектроскопічна діагностика плазми** В основі спектроскопічної діагностики лежить вимірювання параметрів власного випромінювання плазми. На відміну від зондової, спектроскопічна діагностика

плазми є безконтактною. Вимірявши інтенсивність деякої спектральної лінії, можна знайти випромінювальну спроможність, а потім і заселеність відповідного переходу. Такі вимірювання найбільш надійні за відсутності самопоглинання, тобто коли оптична товщина плазми є малою.

На практиці зручніше вимірювати не абсолютну інтенсивність лінії, а відношення інтенсивностей

двох різних ліній, яке визначається формулою:  $\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 \omega_1 A_1}{g_2 \omega_2 A_2} \exp\left(-\frac{W_1 - W_2}{k_B T_e}\right)$ , де  $\omega_{1,2}$  – частоти

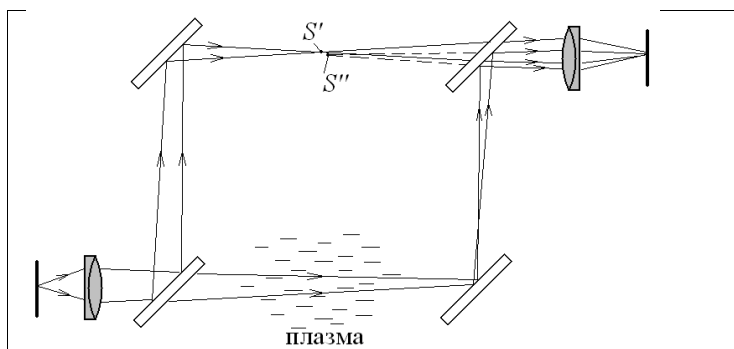
переходів,  $A_{1,2}$  – ймовірності переходів з верхніх рівнів,  $W_{1,2}$  – енергії збудження,  $g_{1,2}$  – статистичні ваги. Тоді за формулою (6.5) можна знайти електронну температуру  $T_e$ . Для забезпечення достатньої точності вимірів верхні рівні повинні бути достатньо розсунуті за енергіями.

Для гарячої розрідженої плазми температуру поступального руху важких частинок можна визначити за доплерівським розширенням спектральних ліній.

Навпаки, в щільній плазмі основну роль відіграє штарківське розширення, вимірювання якого дозволяє визначити електронну густину:

$$\Delta\lambda_S \left[ \text{Å} \right] \approx 1.8 \div 2.3 \cdot 10^{-10} n_e \left[ \text{см}^{-3} \right]^{2/3} \quad (\text{для лінії } H_\beta \text{ водню при температурах від } 5 \cdot 10^3 \text{ К до } 4 \cdot 10^4 \text{ К}).$$

Неперервний спектр оптичного випромінювання також дозволяє знайти температуру, оскільки на неперервній ділянці залежність інтенсивності випромінювання від частоти визначається законом  $\exp(-\hbar\omega/k_B T_e)$ .



**Рис. 6.4. Схема інтерферометра Маха – Цендера. Смуги однакової товщини можна отримати, якщо зображення  $S'$  та  $S''$  джерела світла в двох гілках інтерферометра суміщені одне з одним.**

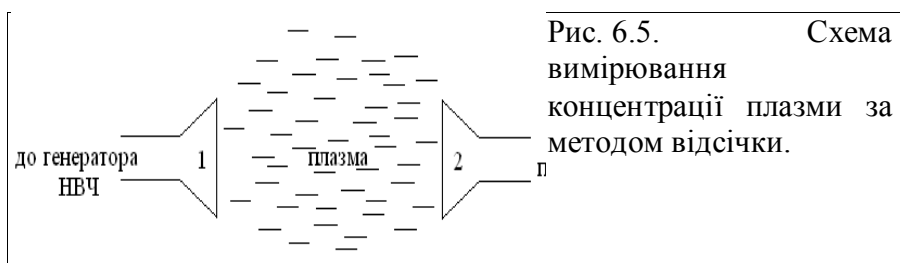
**Надвисокочастотна та лазерна діагностика плазми.** В основі цієї діагностики лежить явище поширення електромагнітних хвиль у плазмі.

Наприклад, деякі властивості плазми можна визначити, вимірюючи набіг фази та ослаблення амплітуди хвилі, що рухається в докритичній плазмі (в ролі такої хвилі може виступати надвисокочастотна хвиля або промінь лазера). За набігом фази (його зручно вимірювати за допомогою інтерферометра Маха – Цендера, див. рис. 6.4) знаходять показник заломлення, а потім і концентрацію плазми. За ослабленням амплітуди знаходять ефективну частоту зіткнень електронів з іонами та атомами. Для вимірювання концентрації електронів можна також використовувати метод відсічки: коли плазма стає непрозорою для надвисокочастотної хвилі з частотою  $\omega$ , її концентрація якраз дорівнює концентрації, критичній для частоти хвилі:

$$n = n_{cr} \quad \omega = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$$

Схема установки подана на рис. 6.5. Для дуже щільної плазми зондування здійснюють не надвисокочастотною хвилею, а лазером. Використовують і

рефракцію – відхилення траєкторії променя від прямої при його поширенні в неоднорідному середовищі. Нарешті, для вимірювання властивостей плазми можна використати розсіювання надвисокочастотної хвилі або лазерного променя в плазмі. Особливо інформативним є так зване некогерентне розсіювання, що супроводжується зміною частоти розсіяної хвилі.



**Рис. 6.5. Схема вимірювання концентрації плазми за методом відсічки.**

## 17. Оже-ефект. Оже-спектроскопія.

Оже ефект (о.еф.) О.еф.-це емісія електрона з атома, що відбувається в результаті безвипромінювального переходу при наявності в атомі вакансії на внутрішній електронній оболонці. о.еф. можна розділити на 2 стадії: 1)Іонізація атома зовнішнім випромінюванням(рентг., швидкими електронами чи іонами) з утворенням вакансії на одній із зовнішніх оболонок. Такий стан атома нестійкий і тому:2)Вакансія заповнюється електроном з вищого електронного рівня атома. Енергія, що виділяється при цьому, може випромінитися у вигляді кванта характеристичного рентгенівського випромінювання або може бути переданою третьому атомному електрону, який в результаті вилітає з атома, - це і називається о.еф. Значення кінетичної енергії  $E_k$  оже-електронів не залежить від енергії частинки зовнішнього випромінювання. Значення  $E_k$  є характерним для атомів певного хімічного елемента і дорівнює різниці енергій збуджених станів атома:  $E_k = E_1 - E_2 - E_3$ , де  $E_1$ -енергія іонізованого атома з вакансією на внутр.оболонці;  $E_2$ -енергія атома після заповнення вакансії електроном того ж атома;  $E_3$ -порогова енергія вильоту оже-електрона з однократно іонізованого атома. Значення  $E_k$  для різних атомів і різних квантових переходів лежить в межах від 50 до 3000 еВ. В оже-процесі з тою чи іншою імовірністю можуть брати участь електрони різних атомних оболонок, тому енергетичний спектр вилітаючих з атома оже-електронів (оже- спектр) містить до кількох десятків оже-ліній, що перекриваються між собою. О.еф. відбувається не лише в ізолюваних атомах, але й у молекулах (при цьому значно зростає число ліній), а також у твердих тілах, де поряд з переходами між внутрішніми рівнями енергії спостерігаються переходи за участю електронів валентної зони, причому ширина зони і густина станів в ній впливають на форму оже-ліній.

При позначенні оже-переходів використовують правило: якщо первинна вакансія знаходилась в К-шарі, її заповнення відбулося шляхом переходу електрона з L-шару, а енергія передалась М-електрону, то оже-електрон наз. KLM-електроном (KLM-перехід).Переходи за участю електронів з валентної зони познач. літерою V (напр., перехід LVV). Окремим випадком о-еф. є процес, при якому вакансія заповнюється електроном того ж електронного шару (з тим же  $n$ ), такі переходи (напр., L1L2M) наз. переходами Костера- Кроніга. Якщо енергія збудженого ядра передається одному з атомних електронів, то такий процес, аналогічний о-еф., наз. внутрішньою конверсією. Оже-спектроскопія (о-сп.) Це область електронної спектроскопії, в основі якої лежить вимірювання енергії та інтенсивності струмів оже-електронів, а також аналіз форми ліній спектрів оже-електронів, емітованих атомом, молекулою чи твердим тілом внаслідок о-еф. Енергія оже-електронів визначається природою емітуючих їх атомів і взаємодією цих атомів з оточенням, що призводить до змін енергії оже-електронів. Тому по о-сп. Визначають елементний склад приповерхневих шарів твердого тіла, отримують інформацію про міжатомні взаємодії, виконують хім.аналіз газів. о-сп. використовують також для дослідження механізму о-еф., основних і збуджених станів двічі іонізованих атомів тощо.Аналіз елементного складу проводиться шляхом співставлення о-сп. з табличними даними. Положення максимуму в енергетичному спектрі оже-електронів несе інформацію про хім.природу атомів, а його амплітуда – про їх концентрацію. Взаємодія атома з його оточенням проявляється у формі оже-піків та їх енергетичних зсувів. В о-сп. Атоми збуджують електронними, фотонними(рентгенівськими) та іонними пучками; розрізняють електронну (ЕОС), рентгенівську(РОС) та іонну(ІОС) о-сп. Реєструють о-сп. за допомогою оже-спектрометрів.