

ТЕМА 11. РОБОТА ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНІВ З МЕТАЛУ.

ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

§1. Робота виходу електронів з металу

Електрони провідності в металі весь час перебувають в хаотичному тепловому русі. Та обставина, що вільні електрони утримуються всередині металу, вказує на те, що в поверхневому шарі металу виникає затримуюче електричне поле, яке перешкоджає електронам виходити з металу в навколишній вакуум. Щоб покинути метал, електрон повинен виконати деяку роботу, яка називається **роботою виходу**.

Одна із причин виникнення роботи виходу полягає в наступному. Якщо при тепловому русі електрон вилетить з металу, то він індукує на його поверхні заряд протилежного знаку, який називається зарядом дзеркального відображення. Між електронем і цим зарядом виникає сила притягання, яка намагається повернути електрон назад в метал.

Друга причина зумовлена тим, що біля поверхні металу у вакуумі існує „електронна хмарка”, яка заряджена негативно (рис. 44). Розміри цієї хмарки одного порядку з розмірами атомів (10^{-10} м). При цьому метал, охоплений негативною електронною хмаринкою, відносно вакууму заряджений позитивно (рис. 44). Позитивний потенціал внутрішньої частини металу відносно вакууму називається внутрішнім потенціалом $\Delta\varphi$.

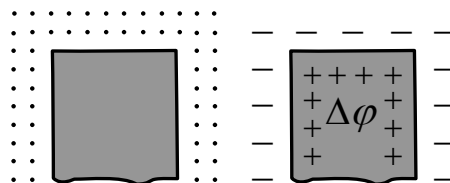


Рис. 44

Потенціальну енергію W вільних електронів $-e$ у вакуумі вважають такою, що дорівнює нулю (бо $\varphi = 0$). Тоді всередині металу з позитивним внутрішнім потенціалом $\Delta\varphi$ потенціальна енергія електронів провідності від’ємна:

$$W = (-e)\Delta\varphi = -e\Delta\varphi.$$

Отже, вільні електрони в металах знаходяться в „потенціальній ямі з плоским дном” (рис. 45). Дно є плоским через те, що поверхневий подвійний шар утворює електричне поле, подібне до поля плоского конденсатора.

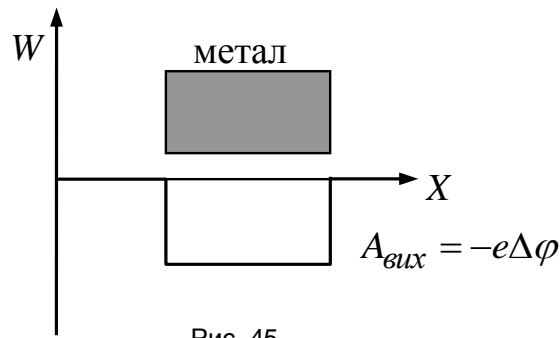


Рис. 45

Для виходу електрона з металу у вакуум треба подолати потенціальний бар'єр – поле подвійного поверхневого шару. Це потребує додаткової енергії, яка має бути не меншою за глибину потенціальної ями.

Роботою виходу називається величина $A_{вих}$, що дорівнює тій найменшій додатковій енергії, яку потрібно передати електрону провідності в металі для його виходу у вакуум:

$$A_{вих} = e\Delta\phi.$$

§2. Термоелектронна емісія

Якщо електрону в металі надати додаткової енергії, його кінетична енергія зростає. Умову виходу електрона з металу можна записати так:

$$\frac{mv_n^2}{2} \geq e\Delta\phi,$$

де v_n - проекція швидкості електрона на нормаль до поверхні металу.

Додаткову енергію електрони провідності можуть отримати при освітленні металу (зовнішній фотоэффект), нагріванні (термоелектронна емісія), під дією сильного електричного поля (автоелектронна емісія), при бомбардуванні поверхні металу потоком електронів у вакуумі (вторинна електронна емісія).

Робота виходу залежить від хімічної природи металу і стану його поверхні. Забруднення, залишки вологи тощо змінюють величину роботи.

Підібравши певним чином покриття поверхні, можна значно зменшити $A_{вих}$. Якщо на поверхню вольфраму $A_{вих} = 4,5eB$ нанести шар оксиду лужноземельного металу (Ca, Ba), то робота виходу зменшується до $2eB$.

Емісія – це вихід електронів з металу під дією зовнішніх факторів.

Явище термоелектронної емісії полягає в тому, що нагріті метали випускають електрони.

Електрон провідності може вилетіти з будь-якого металу тоді, коли його кінетична енергія перевищує роботу виходу електрона з металу.

Внаслідок термоелектронної емісії виникає термоелектронний струм. Явище термоелектронної емісії на практиці можна спостерігати за допомогою вакуумної лампи-діода, в яку впаяно два електроди - катод K і анод A (рис. 46). Катод нагрівається електричним струмом від батареї розжарювання B_p . Регулюючи за допомогою реостата R_p силу струму розжарювання, можна змінювати температуру катода. Від батареї на електроди подається напруга U_a , величину якої можна змінювати за допомогою потенціометра Π і вимірювати вольтметром V . Термоелектронний струм I_a вимірюється гальванометром G . Сила термоелектронного струму I_a залежить від напруги U_a , яка прикладена між катодом та анодом, температури катода і матеріалу, з якого виготовлений катод.

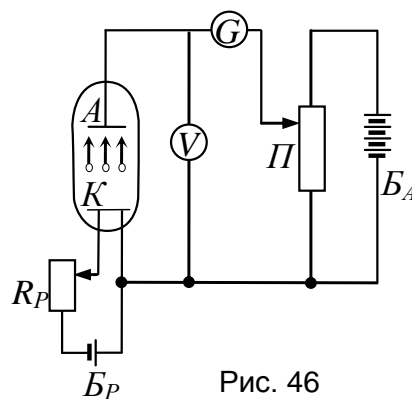
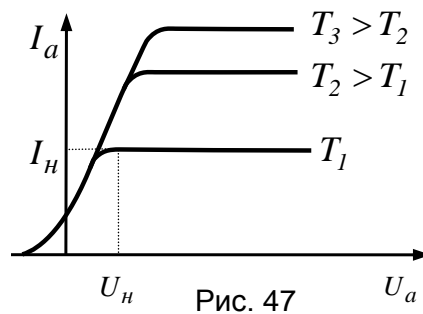


Рис. 46

На рис. 47 подано залежність термоелектронного струму I_a від напруги U_a при різних температурах катода. Ця крива називається **вольт-амперною характеристикою діода**. При малих значеннях U_a криві при різних температурах збігаються.



При невеликих анодних напругах сила струму спочатку повільно зростає з підвищенням напруги. Це пояснюється тим, що при невеликих значеннях U_a не всі електрони, які вийшли з катода, досягають анода. Частина електронів між катодом і анодом утворює електронну хмаринку (просторовий заряд), яка перешкоджає руху до анода електронів, які знову вилетіли з катода. Із збільшенням напруги U_a електронна хмаринка поступово розсіюється і струм I_a зростає. При $U_a = U_H$ зростання струму припиняється. Це пов'язано з тим, що кількість електронів, які долітають до анода за одиницю часу, дорівнює кількості електронів, що вилітають за той самий час з катода.

Максимальний термоелектронний струм, можливий при даній температурі катода, називають **струмом насичення** I_H .

При малих значеннях $U_a \ll U_H$ залежність термоелектронного струму від анодної напруги описується **законом Богуславського-Ленгмюра**

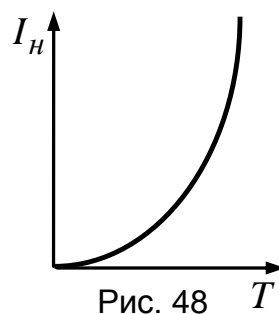
$$I_a = BU_a^{3/2},$$

де B – коефіцієнт, який залежить від форми електродів та їх взаємного розміщення.

Якщо позначити через N загальну кількість електронів, що вилітають з катода при даній температурі за одиницю часу, то силу струму насичення I_H можна визначити за формулою

$$I_H = Ne.$$

Залежність струму насичення I_H від температури катода має вигляд (рис. 48).



Математично залежність густини струму насичення описується за класичною електронною теорією **формулою Річардсона**:

$$j_n = A\sqrt{T}e^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT}},$$

де $A = ne\sqrt{\frac{k}{2\pi m}}$, тут e , m , n - відповідно заряд, маса та концентрація електронів в металі, k - стала Больцмана.

Отже, за класичною електронною теорією коефіцієнт A залежить від концентрації електронів n і для різних металів є неоднаковим.

За квантовою теорією густина струму насичення визначається **формулою Річардсона-Дешмена**:

$$j_n = BT^2e^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT}},$$

де

$$B = \frac{4\pi emk^2}{h^3} \approx 120 \frac{A}{\text{см}^2\text{K}}.$$

Отже, стала B є однаковою для всіх металів. Проте таке B не виявлене у жодного з металів. Розбіжності пояснюються тим, що в теоретичних розрахунках використовується модель ідеального електронного газу.

Обидві теорії правильно передають експоненціальну залежність густини струму j_n від температури. Множники $T^{1/2}$ і T^2 відіграють другорядну роль, оскільки показникова функція змінюється значно сильніше за степеневу.