

ELEKTRONIKAI ALKATRÉSZEK

VEZETÉS VÁKUUMBAN (EMISSZIÓ)

2. ELŐADÁS

- Fémek kilépési munkája
- Termikus emisszió vákuumban
- Hideg (autoelektromos) emisszió vákuumban
- Fotoelektromos emisszió vákuumban

KILÉPÉSI MUNKA

Kilépési munkának nevezzük azt az A munkát, mely egy elektron a fémből a vákuumba történő eltávolításához szükséges.

A kilépési munkát az elektronok a fémből való kirepülésük során végzik a pozitív többlettöltés és az elektronok között levő vonzási erők ellen.

Ezenkívül az A munka az előzőleg kirepült elektronok és a kirepülő elektron között fennálló taszító erők ellen is végződik, melyek a fém felülete körül elektron „felhőt” hoznak létre.

A kilépési munka a fém kémiai természetétől és a felülete állapotától függ.

A kilépési munka a fém Fermi-szintje és a vákuumszint közötti energiatávolság. Elektron-volt (eV) egységben adják meg.

EMISSZIÓTÍPUSOK

A fontosabb emissziótípusok:

- Termoelektromos emisszió
- Autoelektromos (hideg) emisszió
- Fotoelektromos emisszió.

TERMOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Termoelektromos emisszió lényege a felhevített fémek elektron kibocsátása.

Az elektron akkor tudja elhagyni a fémet, ha E teljes energiája nagyobb mint az elektron a fémből való A kilépési munkája.

A termoemisszió-jelenség igazán intenzív néhány száz fok abszolút hőmérsékletű fém esetében.

A jelenség az elektroncsövek működésében játszik számottevő szerepet.

TERMOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Stacionárius termoelektromos áram létrehozásához a fémből emittált elektronokat el kell távolítani a fém felületéről az emitter-katód és az anód közötti feszültség segítségével. Különben a katód közelében keletkezett negatív térbeli töltésfelhő akadályozni fogja a további elektron kilépését a fémből.

A j_A termoelektromos áramsűrűség függ az U_A elektródok közötti feszültségtől.

Alacsony U_A értékeknél a $j_A=f(U_A)$ függvény kifejezhető Child-Langmuir nevét viselő „három-ketted törvényével”:

$$j_A = BU_A^{3/2},$$

ahol B állandó.

TERMOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Sík egymástól d távolságra levő elektródák esetén a

$$B = [2^{1/2}/(9\pi)](e/m)^{1/2}d^{-2},$$

ahol e/m az elektron fajlagos töltése.

Koaxiális henger-alakú, r_A anód sugarú elektródok esetén a

$$B = [2^{3/2}/9](e/m)^{1/2}r_A^{-1}.$$

Ebben az esetben a Langmuire képlettel az áramot határozzák meg a katód egységnyi hosszáról.

TERMOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Adott katód-hőmérsékletnél a lehető legnagyobb termoelektromos áramot telítési áramnak nevezzük.

Eközben az összes egységnyi idő alatt kirepülő elektron eléri az anódot.

A telítési áram növekszik a katód hőmérsékletének növekedésével.

A j_t telítési áramsűrűség a Richardson-Dushman képlet alapján számítható ki

$$j_t = CT^2 e^{A/(kT)},$$

Ahol $C = (4\pi me^2)/h^3$ az emissziós állandó, e és m az elektron töltése és tömege, k a Boltzmann-állandó, h a Planck-állandó, A az elektron kilépési munkája a fémből, melyet a Fermi-szinttől számolják.

TERMOELEKTROMOS EMISSZIÓ

A C értékét kifejező összefüggésből látható, hogy az emissziós állandó az összes fémnél univerzális (azonos) értékkel bír:

$$C = 120 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}.$$

A valóságban a kísérletek alapján a C -állandó különböző fémek esetén mégsem azonos.

Ezt az ellentmondást feloldotta a kvantummechanika, amely figyelembe vette az elektronhullámok D potenciálgát áttetszőségét a fém-vákuum határon. A C emissziós állandó helyett a C_1 állandót vezették be:

$$C_1 = D \cdot C.$$

HIDEG EMISSZIÓ

Hideg (autoelektromos) emisszióknak nevezzük az elektronok a fémből való, elektromos mező általi kiszakadásának jelenségét.

Ez a jelenség szoba hőmérsékleteknél is történhet. Hideg emisszió közben a fém hőmérséklete gyakorlatilag nem változik.

A hideg emisszió alagúteffektussal magyarázható.

A jelenség lényege: bármilyen sebességű elektron áthatolása a fém határán levő potenciális gáton keresztül.

Kvantummechanika szerint az elektronhullámok véges valószínűséggel „átszivárognak” a potenciális gáton át és az elektronok a fémen kívülre kerülnek.

HIDEG EMISSZIÓ

Az elektronok „átszivárgási” valószínűsége a potenciális gáton át és következésképpen a hideg emisszió j áramerőssége a külső elektromos mező E térerősségétől függ:

$$j = BE^2 e^{-C/E},$$

ahol

$$B = [e/(2\pi h)] \cdot [E_F^{1/2}/(E_a \cdot A^{1/2})],$$

$$C = [(8\pi)/(3h)](2mA^3)^{1/2},$$

e és m az elektron töltése és tömege, h a Planck-állandó, E_F az elektronok fémbeli Fermi-energiája, E_a a fém határán levő potenciális gát magassága, A az elektron Fermi-szintjétől számított kilépési energiája.

HIDEG EMISSZIÓ

Gyakorlati számításoknál a képletbe helyesbítő tényezőket vezetnek be:

- az a -t, amely a tényleges térerősség és a számított térerősség hányadosa ideálisan sima felület esetén;
- a g -t, mely figyelembe veszi a katód emittáló és a teljes felületeinek hányadosát:

$$j = gB(aE)^2 e^{-C/(aE)} .$$

FOTOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Fotoelektromos emisszióknak (fotoemisszióknak, fotoeffektusnak) nevezzük az elektronok fény általi a vákuumban vagy gázokban levő szilárd testek (többnyire fémek) felületéről történő kiszakadásának jelenségét.

A jelenség tulajdonképpen az elektromágneses sugárzás és az anyag kölcsönhatásának folyamata, melynek következtében a fotonok energiája az anyagnak közli.

Kondenzált rendszerek esetén (szilárd testek és folyadékok) a külső fotoeffektust (mikor a fotonok elnyelését az elektronok az anyagból való kilépése kíséri) és a belső fotoeffektust (mikor az elektronok a testben maradnak és úgy változtatják meg benne saját energiaállapotukat, hogy egyik energiasávból egy másikba lépnek át) különböztetnek meg.

FOTOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Kondenzált rendszerek esetén (szilárd testek és folyadékok) a külső fotoeffektust és a belső fotoeffektust különböztetnek meg.

Külső fotoeffektus, mikor a fotonok elnyelését az elektronok az anyagból való kilépése kíséri.

Belső fotoeffektus, mikor az elektronok a testben maradnak és úgy változtatják meg benne saját energiaállapotukat, hogy egyik energiasávból egy másikba lépnek át.

A gázokban a fotoeffektus a gáz atomjainak vagy molekuláinak sugárzás (megvilágítás) általi ionizálásból áll.

FOTOELEKTROMOS EMISSZIÓ

A külső fotoeffektust a XIX. sz. második felében fedezték fel.

A jelenség részletesen tanulmányozható egy fotocella segítségével.

A fotocella két elektródból álló vákuum cső.

Az egyik elektród egy nagyfelületű fényérzékeny fém, amit fotokatódnak hívnak, és ezt világítják meg.

A másik vékony fémdrótból készült elektród az anód.

A fotokatódot megfelelő színű fénnel világítják meg. Ilyenkor a katódról elektronok lépnek ki, melyeket fotoelektronoknak neveznek.

FOTOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Ha megvilágított katód és anód között egy φ potenciál különbségű a kilépő elektronokat gyorsító elektromos mezőt hozni létre, akkor beindul az elektronok irányított mozgása, melyet fotoelektromos áramnak (fotoáramnak) nevezünk.

Bizonyos $\varphi > 0$ potenciálnál az I fotoáram telítetté válik ($I = I_t$): az összes, a megvilágított katódról kilépő, elektron eléri az anódot.

Az anód és a katód közötti áram megszakításához létre kell hozni egy fékező (lassító) φ_1 potenciálkülönbségű mezőt:

$$\varphi_1 = -(E_{kmax}/e) < 0.$$

FOTOELEKTROMOS EMISSZIÓ

Az előző képletben e az elektron töltésének abszolút értéke, E_{kmax} a fotoelektronok maximális mozgási (kinetikus) energiája.

Látható és ultraibolya fény által okozott fotoeffektusnál a fotoelektronok maximális sebessége $v_{max} \ll c$ és $E_{kmax} = (mv_{max}^2)/2$, ahol m az elektron nyugalmi tömege, c a fény sebessége vákuumban.