

Piroelektromos anyagok vizsgálata

A mérés célja: Megismertetni a hallgatókat a piroelektromos illetve ferroelektromos anyagok legfontosabb tulajdonságaival, ezek mérési módszereivel és a piroelektromos effektus gyakorlati alkalmazásával a piroelektromos detektor példáján.

Ennek érdekében :

- összefoglaljuk a ferroelektromos anyagokra vonatkozó legfontosabb ismereteket,
- felvesszük egy ferroelektromos anyag hiszterézisgörbéjének, a remanens polarizációnak és a koercitív térnek a hőmérsékletfüggését, és meghatározzuk az anyag Curie-hőmérsékletét,
- meghatározzuk az anyag piroelektromos együtthatójának hőmérsékletfüggését,
- megvizsgálunk egy infravörös sugárzás érzékelésére alkalmas piroelektromos detektort.

1. Elméleti összefoglaló

A dielektrikumok egyik jellegzetes tulajdonsága, hogy elektromos tér hatására polarizálódnak, ami a bennük a tér által létrehozott, illetve a tér nélkül is meglévő dipólusok rendeződésének következménye. A dipólusok orientációjának mértékét – az anyag polarizálódását - jellemezhetjük a \mathbf{p}_i molekuláris dipólusmomentum vektorok összegével, vagyis az anyag teljes dipólusmomentumával (\mathbf{P}_T):

$$\mathbf{P}_T = \sum_i \mathbf{p}_i \quad (1)$$

ahol az i index az egyes molekuláris dipólusokat jelöli. Ez a mennyiség azonban lokális jellemzésre nem alkalmas, ezért a polarizációt inkább a térfogategység dipólusmomentumával szokás jellemezni:

$$\mathbf{P} = d\mathbf{P}_T / dV \quad (2)$$

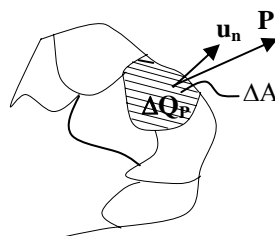
Ahol $d\mathbf{P}_T$ a dV térfogat teljes dipólusmomentuma. Az így definiált vektormennyiség az elektromos polarizáció, vagy polarizáció vektor. A polarizáció egyik következménye az, hogy az anyag belsejében létrejött dipólusok saját elektromos tere is megjelenik, így ott az elektromos térerősség a külső elektromos tér és a dipólusok lokális terének eredője lesz. Egy másik fontos következménye az, hogy a po-

larizált anyag határfelületén elektromos töltések jelennek meg. Mint kimutatható, egy \mathbf{u}_N normálisú, ΔA nagyságú felületelemen (1a. ábra) ahol a polarizáció \mathbf{P} , a polarizációs töltés nagyságát (ΔQ_P) az alábbi összefüggés adja meg:

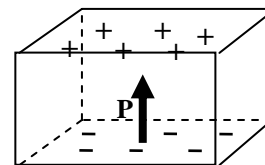
$$\Delta Q_P = \Delta A \mathbf{u}_N \mathbf{P} \quad (3)$$

Ennek megfelelően, egy derékszögű hasáb alakú mintán, amelyben a polarizáció vektor homogén, és merőleges az egyik szemben lévő lap-párra (1b. ábra), az ezen a két lapon megjelenő polarizációs töltések nagysága (Q_P)

$$Q_P = AP. \quad (4)$$



1.a ábra



1.b ábra

1.1 Piroelektromos anyagok, piroelektromos effektus

Az anyagban elektromos polarizációt (illetve polarizáció-változást) többféle hatás okozhat. (részletesebben l. a „Piezoelektromos állandók mérése” c. laboratóriumi segédletben), vannak azonban olyan anyagok, amelyekben külső hatás nélkül is kialakulhat nullától különböző polarizáció. Az így létrejött polarizációt *spontán polarizációnak* (P_S), a spontán polarizációval rendelkező anyagokat pedig *piroelektromos anyagoknak* nevezik. Anélkül, hogy a részletekbe belemennénk, megjegyezzük, hogy a spontán polarizáció kialakulásának energetikai okai vannak: az anyag ilyen módon kedvezőbb energetikai állapotba kerül a polarizálatlanhoz képest. Kristályokban spontán polarizáció csak a kristályszerkezet által meghatározott irányban (vagy irányokban) jöhet létre, az ilyen irányt (irányokat) a kristály poláris tengelyének (tengelyeinek) nevezik.

A piroelektromos anyag spontán polarizációját elvileg a felületén elhelyezkedő polarizációs töltések mérése útján a (3) illetve (4) egyenlet alapján határozhatjuk meg. A töltések például úgy lennének mérhetőek, hogy a két ellenkező előjelű töltést tartalmazó felületen elektródokat helyezünk el, és mérjük az összekötésük után folyó áramot. Ez a közvetlen módszer azonban nem alkalmazható, mert a polarizált dielektrikum felületén a polarizációs töltések általában közvetlenül nem figyelhetőek meg. Ennek oka az, hogy az anyag belsejéből, vagy a környező közegből (pl. levegő) kompenzáló töltések áramlanak a felületekre, és igen rövid idő alatt semlegesítik a polarizációs töltéseket (2a ábra).

A polarizáció változása azonban meghatározható, hiszen ez a felületi töltések mennyiségének változásával jár, ami a 2b. ábrán látható módon a külső áramkörben áramot létesít, még mielőtt egyéb töltéskiegyenlítő effektusok számottevő hatást fejthetnének ki. Az ilyenkor folyó polarizációs ára (4) alapján:

$$I_p = \frac{\Delta Q_p}{\Delta t} = A \frac{\Delta P}{\Delta t} \quad (5)$$

Eszerint az áram méréssel a polarizáció változásának sebessége (5) alapján meghatározható.

A piroelektromos anyagok a nevüket arról a jellegzetes tulajdonságukról kapták, hogy spontán polarizációjuk függ a hőmérséklettől, és ezért hőmérsékletváltozás hatására felületükön elektromos töltés jelenik meg. Ez a jelenség a *piroelektromos effektus*. A hőmérsékletváltozás ($\Delta\Theta$) által (állandó mechanikai feszültség és állandó külső elektromos tér esetén) okozott spontán polarizáció-járuelék i -edik komponense a

$$P_{Si} = \gamma_i \Delta\Theta \quad (6)$$

egyenlettel adható meg ($i=1, 2, 3$), ahol γ_i a piroelektromos állandó-vektor i -edik komponense. Mivel a mérés során egyetlen polarizációs iránnyal rendelkező anyagot vizsgálunk, a (6) egyenletet index nélküli alakban is használhatjuk az alábbiak szerint: 3 iránynak – a szokásoknak megfelelően – a spontán polarizáció irányát választjuk, így $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, ezért bevezetve a $\gamma_3 = \gamma$, és a $P_{S3} = R_S$ jelölést, a piroelektromos effektus által okozott polarizáció-járuelékra a

$$P_S = \gamma \Delta\Theta \quad (7)$$

összefüggést kapjuk.

A piroelektromos effektus kísérletileg úgy vizsgálható, hogy a piroelektromos anyagból

megfelelő módon kivágott mintát a 2. ábrán látható áramkörbe kapcsoljuk, és változtatjuk a hőmérsékletét. Ekkor a (7) egyenletnek megfelelően változik a minta polarizációja, ami a külső körben (5) alapján az

$$I_p = \gamma \cdot A \frac{\Delta\Theta}{\Delta t} \quad (8)$$

polarizációs áramot okoz. (Ezt az áramot - eredetére utalva – gyakran piroáramnak nevezik.) Ha tehát ismerjük a minta hőmérsékletének időbeli változását, akkor a piroáram méréssel (8)-ból a piroelektromos együttható meghatározható.

Méréseink során az egyik legismertebb piroelektromos kristályt a triglicinszulfátot (TGS) vizsgáljuk, de gyakran használt piroelektromos anyag a bárium titanát (Ba TiO_3) és a lítium niobát (LiNbO_3) is. Ezenkívül használnak piroelektromos kerámiákat (ezek porrá tört piroelektromos kristályból préssel és kiégetéssel készült anyagok), sőt az utóbbi időben piroelektromos polimer fóliákat is készítenek.

1.2 Ferroelektromos anyagok, ferroelektromos hiszterézis

A kristályos piroelektromos anyagok egy részében a spontán polarizáció iránya külső elektromos térrel megváltoztatható. Ha a polarizációnak csak egy lehetséges iránya van, akkor ez azt jelenti, hogy a polarizáció vektor ellenkező irányúvá tehető, több polarizációs irány esetén pedig a lehetséges irányok bármelyikébe beforgatható. Az ilyen – változtatható irányú spontán polarizációval rendelkező – piroelektromos anyagokat *ferroelektromos anyagoknak* nevezik.

Ha egy ferroelektromos anyagból készült makroszkopikus minta polarizációját megvizsgáljuk, akkor azt találjuk, hogy abban a spontán polarizáció iránya rendszerint csak kisebb tartományokban – az ún. *doméne*kben – azonos. Ennek az az oka, hogy azonos irányú spontán polarizáció túlságosan nagy elektrosztatikus energiát eredményezne, ezért különböző irányba polarizált domének jönnek létre, és ezek - az elektrosztatikus energia csökkentése érdekében - úgy rendeződnek, hogy a minta eredő polarizációja kicsi (rendszerint nullához közeli értékű) legyen. Ennek a következménye például az, hogy egy ilyen – rendezetlen doméneket tartalmazó – ferroelektromos anyag a kis eredő polarizáció miatt csak igen gyenge piroelektromos effektust mutat. Megfelelő erősségű elektromos

térrel azonban a ferroelektromos anyagban a domének polarizációja egy irányba rendezhető, és ez az állapot – annak ellenére, hogy energetikailag nem kedvező – hosszú időn át fennmaradhat. Az így kapott polarizált ferroelektromos anyag már rendszerint jelentős piroelektromos effektust mutat.

A domének elektromos térrel történő rendezése során a minta polarizációja sajátos, a ferroelektromos anyagokra jellemző módon változik: a polarizációnak az elektromos terétől való függését egy jellegzetes zárt hurok, az ún. *ferroelektromos hiszterézis görbe* (vagy *hiszterézis hurok*) adja meg. Egy ilyen jellegzetes hiszterézis hurok látható a 3. ábrán.

Az eredetileg polarizálatlan mintát (O pont) elektromos térbe helyezve, a domének a térerősség növelésével fokozatosan a tér irányába polarizálódnak át (a szokásos kifejezéssel: a tér irányába „fordulnak”), így az eredő polarizáció növekszik (OA szakasz). Amikor már az összes domén a tér irányába fordult, a polarizáció nem nő tovább (AB szakasz). Ha ebben az ún. *telítési állapotban* a térerősséget csökkentjük, akkor a domének rendezett állapota lényegében megmarad, ezért a polarizáció csak kis mértékben csökken (BC szakasz), és nulla térerősségnél (C pont) is jelentős, ún. *maradék (remanens) polarizációt* (P_R) találunk. Ez a ferroelektromos anyag fontos jellemzője. Ellenkező irányú térrel a polarizáció nullára csökkenthető (CD szakasz), az ehhez szükséges elektromos térerősség az anyag egy másik jellemzője, amelyet *koercitív térnek* (E_C) neveznek. Az ellenkező irányú tér növelésével ellenkező irányú telítési polarizáció (DEF szakasz), majd $E=0$ -nál (G pont) ellenkező irányú remanens polarizáció jelenik meg. A tér eredeti irányban való növelése a polarizációt előbb nullára csökkenti (GH szakasz), majd újra telítésben viszi (HAB szakasz), amivel a hiszterézis hurok zárul és újabb hasonló ciklus önmagát ismétli.

A ferroelektromos állapot egyik jellegzetesége, hogy csak egy bizonyos, az anyagtól függő θ_C hőmérséklet, az ún. *Curie-hőmérséklet* (vagy *Curie-pont*) alatt áll fenn. Ennek oka az, hogy túl magas hőmérsékleten a molekuláris dipólusok rendezett állapota a hőmozgás miatt nem tud kialakulni. Az anyag hőmérsékletét a Curie-pont fölé emelve, az anyag spontán polarizációja eltűnik, a hiszterézis hurok által bezárt terület nullára csökken. (egyúttal nulla lesz a remanens polarizáció és a koercitív tér), s

Curie-ponton történő áthaladás során az anyag számos fizikai tulajdonsága (pl. dielektromos állandó, fajhő, piroelektromos állandó) drasztikus változáson megy át. Az anyagnak ezt az állapotát *paraelektromos állapotnak* nevezik. Ha az anyag hőmérsékletét a Curie-pont alá csökkentjük, akkor ismét ferroelektromossá válik. (A kristály viselkedésének a Curie-hőmérsékleten bekövetkező változása a kristály szerkezetében bekövetkező átalakulással (fázisátalakulással) függ össze.) A 4. ábrán a ferroelektromos anyagok polarizációjának (P_R), piroelektromos állandójának (γ) és dielektromos állandójának (κ) jellegzetes hőmérsékletfüggését mutatja be a Curie-hőmérséklet közelében.

A legismertebb ferroelektromos anyagok egyike a laboratóriumunkban vizsgálandó TGS, de ilyen kristályos anyag például a kálium-dihidrogén-foszfát (KH_2PO_4 ; szokásos rövidítéssel: KDP), a bárium-titanát, a lítium-tantalát és a lítium-niobát is. Előállíthatók ferroelektromos kerámiák is, sőt egyes folyadékkristályok (rendezett láncmolekulákat tartalmazó folyadékok) is ferroelektromosak.

2. Az elvégzendő vizsgálatok és a mérőberendezések

A laboratóriumban megmérjük TGS kristályok hiszterézisének, remanens polarizációjának, koercitív terének és piroelektromos állandójának hőmérsékletfüggését, majd megvizsgálunk egy piroelektromos detektort

2.1 Ferroelektromos anyagok vizsgálata

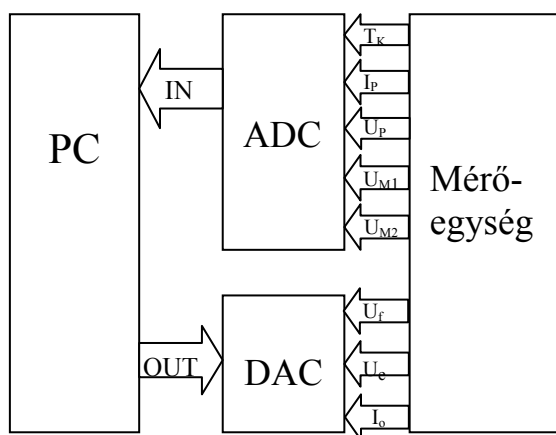
A ferroelektromos anyagok kutatása mind tudományos, mind pedig gyakorlati szempontból igen fontos. A tudományos vizsgálatokat az indokolja, hogy különleges és érdekes anyagfajtáról van szó, gyakorlati szempontból pedig azért fontosak ezek az anyagok, mert különböző eszközökben (pl. a sugárzás és hőmérsékletmérésre használt pirodetektorokban) felhasználják őket.

2.1.1 A mérőkészülék

A laboratóriumban egy számítógéppel vezérelt mérőberendezéssel vizsgáljuk a ferroelektromos anyagok néhány jellegzetes tulajdonságát. A berendezés alkalmas a

ferroelektromos hiszterézis (egyben a remanens polarizáció és a koercitív tér) vizsgálatára, a Curie-hőmérséklet, a piroelektromos együttható, a dielektromos állandó és az elektromos vezetőképesség mérésére. A mérés során csak a hiszterézis vizsgálatával, a Curie-hőmérséklet mérésével és a piroelektromos együttható meghatározásával foglalkozunk.

A számítógép egyrészt vezérli a mérési folyamatot (fűtést szabályoz, elektromos feszültséget, áramot ad a mérendő mintára), másrészt a mérőműszerekkel a mért mennyiségeket összegyűjti, tárolja és kiértékeli. A mérési összeállítás működését bemutató blokkdiagram az 5. ábrán látható.



5. ábra

A számítógép a mérőegységgel két jelátalakító segítségével tartja a kapcsolatot. A vezérlést egy digitál-analóg átalakító, a mért adatok begyűjtését analóg-digitál átalakító végzi. Az ábrán jelölt mennyiségek az alábbiak:

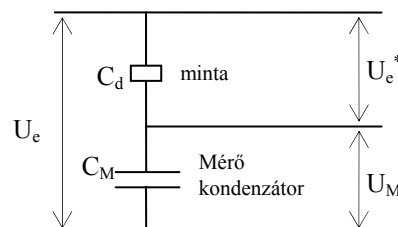
- T_K : a minta hőmérsékletével arányos jel
- I_P : a mintán keresztül folyó áram
- U_P : a mintán mérhető feszültség
- U_{M1} : a mintával sorbakapcsolt C_M mérőkapa-
citás feszültsége
- U_{M2} : a mintával sorbakapcsolt R_M ellenállás
feszültsége
- U_f : a fűtést szabályozó feszültség
- U_e : a mintára kapcsolható nagyfeszültségű jel
- I_0 : a mintára kapcsolható áram.

A mérőegység tartalmazza a méréshez szükséges elektronikai elemeket, a minta rögzítéséhez szükséges mechanikát és a fűtőrendszert, amely-

lyel a minta hőmérséklete a kívánt módon szabályozható.

2.1.2 Ferroelektromos hiszterézis vizsgálata

A hiszterézisgörbe, vagyis a polarizáció (P) – elektromos térerősség (E) összefüggésének felvétele az alábbi elrendezésben történik (6. ábra)



6. ábra

A mintát tartalmazó C_d kondenzátorból és a C_M mérőkondenzátorból álló rendszerre a számítógép U_e feszültséget kapcsol és (megfelelő műszerek közvetítésével) méri a mintán megjelenő U_e^* és a mérőkondenzátoron megjelenő U_{M1} feszültséget.

Bebizonyítható, hogy $C_M > C_d$ esetén

$$U_e \approx U_e^* \sim E, \text{ vagyis } U_e \sim E,$$

másrészt a kondenzátor töltéseire érvényes, hogy

$$Q_M = C_M \cdot U_M = Q_d \sim P, \text{ vagyis } U_{M1} \sim P$$

A mérés úgy történik, hogy a számítógéppel szabályozott U_e feszültség segítségével a mintán a térerősséget lineárisan változtatjuk a megfelelően választott $-E_0 \dots + E_0$ értékek között, és mérjük a polarizációval arányos U_{M1} -et. A mért adatokból a számítógép meghatározza P -t és E -t, majd ábrázolja összefüggésüket (a hiszterézisgörbét a képernyőn ábrázolja, egyúttal meghatározza a remanens polarizációt és a koercitív teret is.

2.1.3 A piroelektromos együttható mérése

A piroelektromos együttható közvetett úton a hiszterézisgörbe vizsgálatával, a spontán (remanens) polarizáció hőmérsékletfüggéséből kapható meg. A mérés a γ piroegyüttható

$$\gamma = \frac{\Delta P_s}{\Delta T}$$

definíciós egyenleten alapul.

A másik ún. direkt módszernél az

$$I_p = \gamma \cdot A \frac{\Delta T}{\Delta t}$$

összefüggést használjuk (T a hőmérséklet, t az idő, A a minta felülete). Ha a mérendő mintát állandó sebességgel fűtjük, vagy hűtjük ($\Delta T/\Delta t = \text{állandó}$), akkor I_p mérésével γ meghatározható, hiszen a két érték csak egy állandó faktorban különbözik egymástól. Ha a fűtési sebesség nem állandó, akkor a számítás kicsit bonyolultabb, de számítógép segítségével ez a feladat is megoldható (ilyenkor a $\Delta T/\Delta t$ hányados pillanatnyi értékeit kell meghatározni).

2.1.4 Mérési feladatok

Mivel a mérőkészülék jelenleg átalakítás alatt van, a mérőprogram megismerése és a régebben elvégzett mérési adatok kiértékelését lesz a feladat.

2.1.4.1 Nézze végig a mérőprogram funkcióit, ismerkedjen meg a mérési paraméterek beállításának lehetőségeivel és a begyűjtött adatok kiértékelésével, megjelenítésével!

2.1.4.2 A hiszt40, hiszt42, hiszt44, hiszt45, hiszt46, hiszt47, hiszt48 fájlokat beolvasva (program: hiszterézismérés, load), a hiszterézishurkokból olvassa le a spontán polarizáció és a koercitív tér értékeit! (Ezek az ábrákon relatív egységekben szerepelnek. A fájlnevekben szereplő számok a minta hőmérsékletét jelentik, °C-ban.)

2.1.4.3 A leolvasott adatokra illesszen legalább harmadfokú polinomot. Ábrázolja a spontán polarizációt és a koercitív teret a hőmérséklet függvényében! A polinom deriválásával állítsa elő a $k \cdot \gamma(T)$ függvényt (k csupán egy arányossági tényező)!

-2.1.4.4 Olvassa be a gamma nevű fájlt (program: gamma, load)! A gamma függvény T_C hőmérséklet alatti szakaszáról olvasson le 5 értéket! A pontokra illesszen egy polinomot, melynek fokszáma megegyezik a 2.1.4.3 pontban előállított $k \cdot \gamma(T)$ fokszámaival!

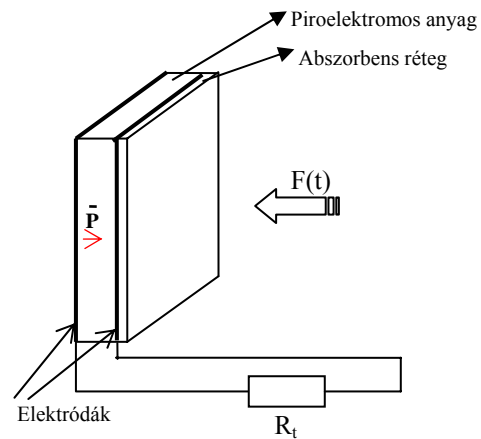
2.1.4.5 Vizsgálja meg a 2.1.4.3 pontban és a 2.1.4.4 pontban kapott függvények hasonlóságát!

2.2 Piroelektromos detektor vizsgálata

2.2.1 Elméleti összefoglaló

Az elektromágneses sugárzás detektálására szolgáló eszközök egyik csoportját a termikus detektorok alkotják. Ezeknek az eszközöknek a hőmérséklete az elnyelt sugárzás hatására megváltozik, ez pedig valamilyen fizikai tulajdonság megváltozását okozza, ami elektromos jellé alakítva mérhetővé válik.

A piroelektromos anyagból a 7. ábrának megfelelő kis síkkondenzátor –szerű mintát készítenek (szokásos mérete: $1 \times 1 \times 0,05 \text{ mm}^3$). A detektor hőmérsékletváltozását a homloklapon elhelyezett abszorbens rétegben elnyelődő változó (periodikusan váltakozó) elektromágneses sugárzás (tipikusan $1 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$ hullámhossztartományba eső közepes és távoli infravörös sugárzás) okozza. A hőmérsékletváltozás a spontán polarizáció változásán keresztül a felületi töltéssűrűség megváltozását okozza az elektródákkal ellátott, a polarizációs irányra merőleges felületeken.



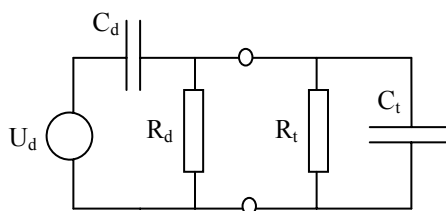
7. ábra

A piroelektromos effektus lényegéből következik, hogy egy piroelektromos detektor csak akkor ad folyamatosan elektromos jelet, ha a hőmérséklete folyamatosan változik. Viszont állandó sugárzási teljesítmény mellett egy bizonyos hőmérsékleten a detektor termikus egyensúlyban van környezetével, vagyis nincs elektromos jele. Állandó sugárzás esetén (pl. állandó

hőmérsékletű test hőmérsékleti sugárzásának, vagyis hőmérsékletének mérésekor) a detektorra jutó sugárzást meg kell szaggatni. Ez legegyszerűbben egy kis motorra szerelt szegmentált tárcsa (chopper) alkalmazásával történhet olyan módon, hogy a tárcsa lapjainak a sugárútba fordulásakor a detektorra a lapát sugárzása, a kivágott szabad rész sugárútba fordulásakor pedig a vizsgált sugárzás jut a detektorra. A két sugárzás különböző mértékben melegíti a detektort, vagyis a folyamatos hűlés-melegedés, azaz a folyamatos elektromos jel ilyen módon előáll. A lapát hőmérsékletét referenciának tekintve (ez viszonylag egyszerűen megmérhető) a kapott elektromos jel a bejövő sugárzási teljesítménnyel arányos. Az eddigiekből következik, hogy a piroelektromos detektor egy összetett hőtani és elektromos rendszert alkot.

A piroelektromos detektor jóságát (érzékenységet) alapvetően meghatározza a hőtani tervezés. A fő szempont, hogy a detektorra jutó sugárzási teljesítmény lehető legnagyobb része melegítse a detektor anyagát és minimális legyen a környezetnek átadott hő. Ezért a homlokelektrodára olyan abszorbens réteget kell elhelyezni, ami jól elnyeli a detektálni kívánt elektromágneses hullámokat. A detektorlapkát úgy kell rögzíteni és az elektromos elvezetéseket kialakítani, hogy a hőelvezetések csak minimális veszteséget okozzák.

A piroelektromos detektort elektromos szempontból a 8. ábrán látható helyettesítő képpel lehet leírni.



8. ábra

A terhelő ellenálláson keletkező feszültség, amit a detektor válaszcéljének neveznek, a következő:

$$U(t) = \frac{\gamma}{\rho \cdot \varepsilon \cdot c \cdot A} e^{\left(-\frac{t}{RC}\right)} \int e^{\left(\frac{t}{RC}\right)} F(t) dt,$$

ahol:

- γ : piroelektromos együttható
- ε : a piroelektromos anyag abszolút

dielektromos állandója

ρ : a piroelektromos anyag sűrűsége

c : a piroelektromos anyag fajhője

A : a detektor felülete

R_d : a detektor ellenállása

R_t : a terhelő ellenállás

$$R = R_d \times R_t$$

C_d : a detektor kapacitása

C_t : a terhelő kapacitás

$$C = C_d \times C_t$$

$F(t)$: a sugárzás teljesítményének időfüggése.

Az egyenlet különböző időtartományokra és gerjesztésekre számított megoldásai a detektor válaszcéljének jellemzőire adnak felvilágosítást.

a: $t < RC$ és $F(t)$ állandó, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot t}{\rho \cdot \varepsilon \cdot c \cdot A} F(t)$$

b: $t > RC$ és $F(t)$ állandó, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot R}{\rho \cdot a \cdot c} F(t)$$

c: ha a bejövő sugárzás teljesítménye szinuszosan változik, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c \sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}} F(t).$$

A gyakorlatban a detektorokat a válaszcélj és a gerjesztés hányadosával, az érzékenységgel jellemzik:

$$r(\omega) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c \sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}} \left[\frac{V}{W} \right].$$

A fenti egyenlet alapján a tervezéshez szükséges következő megállapításokat tehetjük:

- Mivel a detektor ellenállása igen nagy ($\sim 10^{12} \Omega$) a terhelő ellenállás növelésével az érzékenység növelhető.

- Ha a gerjesztés körfrekvenciája kicsi, a válaszcélj független ω -tól:

$$r(\omega) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c}$$

- elég nagy körfrekvencián az érzékenység fordítottan arányos ω -val:

$$r(\omega) = \frac{\gamma}{\rho \cdot A \cdot \varepsilon \cdot c \cdot \omega}$$

- Nagyobb érzékenység érhető el, nagy piroelektromos állandójú, kis sűrűségű, kis fajhőjű anyag felhasználásával. Alacsony körfrekvencián a dielektromos állandó értéke közömbös, magasabb tartományokban a kis ε érték kedvezőbb.

- Kisfrekvenciás alkalmazásokhoz a detektort a lehető legvékonyabbra kell készíteni, nagyfrekvenciás felhasználásra a minimális felületű detektor optimális.

2.2.2 A piroelektromos detektor felhasználása

A fekete test sugárzására vonatkozó Planck-törvény a sugárzás intenzitásának hőmérséklet és hullámhossz szerinti eloszlását adja meg. (Erről részletesen a Hőmérsékleti sugárzás vizsgálat c. mérés anyagában olvashatnak.) A függvény menetét néhány hőmérsékletre a 9. ábra mutatja. A 0 K-nél melegebb testek által kibocsátott hőmérsékleti sugárzás intenzitásának hullámhossz szerinti eloszlása a test hőmérsékletére jellemző, az összes kisugárzott energia pedig arányos a test hőmérsékletével. A kisugárzott energia mérésével tehát a sugárzó test teljesítményére vagy hőmérsékletére lehet következtetni.

Az érintésmentes hőmérsékletmérés alkalmazásával a test felületének emissziós tényezőjét és a test és mérőműszer közötti közeg transzmissziós tényezőjét is ismerni kell.

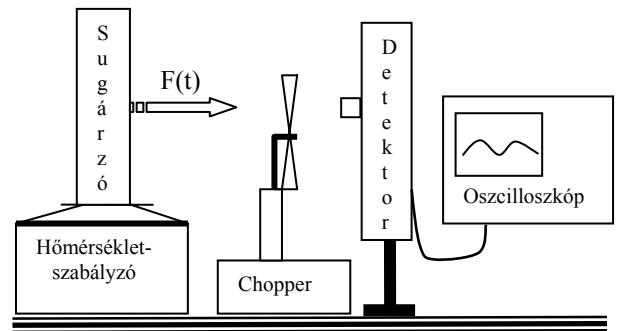
A piroelektromos detektor felhasználásával készített műszerek a következő területeken alkalmazhatók:

- érintés nélküli hőmérsékletmérés (optikai pirometria)
- testek felületi hőmérséklet-eloszlásának meghatározása (infravízió, infravörös kamera)
- elektromágneses sugárzás teljesítményének mérése széles (láthatótól a mikrohullámokig) tartományban
- infravörös mozgásérzékelés (vagyonvédelem).

2.2.3 Mérési összeállítás

A piroelektromos detektor vizsgálatára a 10. ábrán látható mérési összeállítást alkalmazzuk. A sugárforrás egy elektromosan melegített (legfeljebb 100 °C-ig) és szabályozott, 0.98 emissziós tényezőjű felület. Ennek sugárzását egy egyenáramú motorra szerelt propeller (chopper) periodikus jellé alakítja. A motor fordulatszáma a meghajtó feszültséggel változtatható. Az árnyékoló csőben levő detektor felerősített jele tároló oszcilloszkópon mint feszültség-idő függ-

vény jelenik meg. Az erősítőt egyenáramú tápegység táplálja.



10. ábra

2.2.4 Mérési feladatok

-A detektort érő szobahőmérsékletű sugárzás kézzel történő kitakarásával vizsgáljuk meg a tranzien viselkedést gyors és lassú változásokra is. Rajzoljuk le a jelalakokat!

-Állandó hőmérsékletű, 40 °C hőmérsékletű sugárforrás mellett a szaggatási frekvencia változtatásával (0.2 Hz-100 Hz) vegyük fel a kimenőfeszültség-frekvencia karakterisztikát. A jel nagyságának a csúcstól-csúcsig értéket tekintjük. A jel frekvenciáját frekvenciamérővel mérjük, illetve amikor a jel nagysága már kisebb, mint a frekvenciamérő érzékenysége, akkor az oszcilloszkópon leolvasható periódusidőből számítsuk ki. Ábrázoljuk az $u_{ki}(f)$ -et logaritmusos léptékben.

-Végezzük el az előző feladatot 60 °C és 80 °C hőmérsékleten is!

Vizsgáljuk meg, hogy érvényesül-e a Stefan-Boltzmann törvény!

Irodalom

Budó Ágoston: Kísérleti fizika II.