

Termisztorok és bolométerek zajhatárolt érzékenysége

SZENTPÁLI BÉLA

MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet
szentpali@mfa.kfki.hu

Lektorált

Kulcsszavak: szenzor, termisztor, bolométer, ellenállás-hőmérő, termikus zaj, 1/f zaj, generációs-rekombinációs zaj

Az ellenállás-hőmérőkön alapuló szenzorok két alaptípusának a termisztorok és a bolométerek zajhatárolt érzékenységeit tárgyaljuk. A vizsgált zajkomponensek a termikus zaj, 1/f zaj és a generációs-rekombinációs zaj. A zaj okozta fluktuációkkal egyenértékű hőmérséklet, teljesítmény és rövid energia impulzus instabilitásokat számítjuk ki olyan működési és jelfeldolgozási sebességet feltételezve, amit a szenzor termikus relaxációja megenged. A számításokat elvégezzük három különböző valós szenzorra is. A fő következtetés az, hogy a miniatűr szenzorok működési sebességét kihasználó alkalmazásokban a termikus zaj a meghatározó. Az ellenállás konstrukciós paraméterei közül, pedig lényeges szerepe van a hőkapacitásnak.

1. Bevezetés

A miniatűr fém, vagy félvezetőellenállás-hőmérőket széles körben alkalmazzák a hőmérséklet mérésére, valamint olyan fizikai, vagy kémiai mennyiségek érzékelésére, melyek hőmérsékletváltozásra konvertálhatóak. Az ilyen szenzorok végső érzékenységét, felbontását szinte minden esetben az ellenállás elektronikus zaja korlátozza. Itt három különböző eredetű zajt vizsgálunk: a termikus, az 1/f és a félvezetőkben megfigyelhető generációs rekombinációs zajt. A miniatűr ellenállások termikus időállandója kicsi, ez lehetővé teszi gyors folyamatok követését. Természetesen ehhez elegendően nagy sáv szélességgel kell rendelkeznie a feldolgozó elektronikának is, ami a zajszint növelésével jár együtt, mivel a zaj okozta bizonytalanság monoton függvénye a sáv szélességnek.

A két leggyakoribb szenzoralkalmazás a termisztor és a bolométer. A következő fejezetben ezek termikus modelljét tárgyaljuk, ezután pedig sorra vesszük az ellenállás-hőmérők elektronikus zajának egyes komponenseit és kiszámítjuk a hozzájuk tartozó zajhatárolt érzékenységet a termikus időállandónak megfelelő sáv szélesség figyelembe vételével. Végül numerikus példaként bemutatunk három valós szenzort.

2. Termikus modellek

Az 1. ábra mutatja a termisztor és a bolométer koncentrált paraméterű hőtechnikai helyettesítő képét. A termisztor esetén az ellenálláshőmérő az R hőellenálláson keresztül kapcsolódik egy hőtartályhoz, melynek hőkapacitása sokkal nagyobb, mint a szenzoré. Ezt a tulajdonságot a $T-T_A$ hőmérsékletet generáló „hőmérsékletforrás” modellezi. A szenzor hőkapacitása C . R_p és C_p az elvezetések hőellenállása és hőkapacitása. Az elvezetések a T_A környezeti hőmérsékleten lévő feldolgozó elektronikához kapcsolják az ellenállás-hőmérőt.

A $P_i = i^2 r$ hőáram-generátor az ellenállás értékét kiolvasó i mérőáram keltette Joule hőt írja le, ahol r az ellenállás-hőmérő elektromos ellenállása. T_m az izotermikusnak tekintett ellenállás hőmérséklete. Hőmérő alkalmazásnál az érzékelendő mennyiség a T hőmérséklet [1], ennek abszolút pontossága a fontos. Számos esetben viszont az R hőellenállás értéke jellemzi a mérendő fizikai mennyiséget, például a miniatűr Piranni-féle vákuummérőknél [2-3], amikor a fűtött szenzor hűlése a vákuum javulásával egyre csökken.

Egy másik megoldás szerint [4-5] a szenzorral egy különálló fűtőtest hőmérsékletét érzékeljük, ekkor is R jellemzi a vákuum értékét, de ez az elrendezés alkalmas gázok, vagy folyadékok áramlási sebességének a mérésére is [6-8]. De akár a szívverés üteme is érzékelhető hőmérsékletméréssel [9]. Ezekben az esetekben viszont a T hőmérséklet abszolút értéke kevésbé fontos, a mérés pontosságát T_m meghatározásának a felbontása határozza meg. Stacionárius körülmények közt az ellenállás-hőmérő hőmérséklete:

$$T_m = T - R \frac{T - T_A}{R + R_p} + R \frac{R_p}{R_p + R} P_i \quad (1)$$

vagy

$$T - T_m = \frac{R}{R + R_p} (T - T_A - R_p P_i) \quad (2)$$

Ha T ugrásszerűen megváltozik $\Delta T \ll T$ értékkel, akkor az új egyensúly exponenciálisan áll be:

$$T_m + \Delta T_m = T_m + (\Delta T - R \frac{\Delta T}{R + R_p}) \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}}) \quad (3)$$

ahol

$$\tau_1 = \frac{RR_p(C + C_p)}{R + R_p} = \frac{RR_p C^*}{R + R_p} \quad (4)$$

Egy ideális hőmérő esetén $R=0$, ezért $T_m=T$, $\tau_1=0$. Továbbá ebben az ideális esetben a P_i Joule hő nem befolyásolná T_m -t, hiszen a végtelen hőkapacitású hőtartály – a hőmérsékletforrás – hőmérséklete nem vál-

tozik meg a véges P_i teljesítménytől, ezért a kiolvasó áram értéke sem korlátozott. Természetesen ilyen ideális hőmérő nem létezhet, de az igaz, hogy pontos hőmérsékletmérésről csak akkor lehet szó, ha $R \ll R_p$. (2) és (3) alapján belátható, hogy R_p hatása úgy is csökkenthető, ha $T_A - T$ kicsi. Ezt el lehet érni, ha az elvezetések T-hez közeli hőmérsékleten termalizáljuk [3].

Ebben az esetben:

$$\tau_1 \approx RC^* \quad (5)$$

Természetesen minél kisebb τ_1 annál pontosabban tudjuk követni T gyors változásait.

A másik vizsgált konfiguráció a bolométer, ennek termikus helyettesítő képe látható az 1/b. ábrán. Ekkor T_m a ellenállás-hőmérő által abszorbeált teljesítményre jellemző. Ilyenek például a katalitikus gázérzékelők [10-12], a sugárzás detektorok [13-15] stb.

Stacionárius esetben:

$$T_m = T_a + R_p(P + P_i) \quad (6)$$

Ha P ugrásszerűen megváltozik ΔP értékkel, akkor az okozott hőmérsékletváltozás:

$$\Delta T_m(t) = R_p \Delta P (1 - e^{-t/\tau_2}) \quad (7)$$

ahol

$$\tau_2 = R_p(C + C_p) = R_p C^* \quad (8)$$

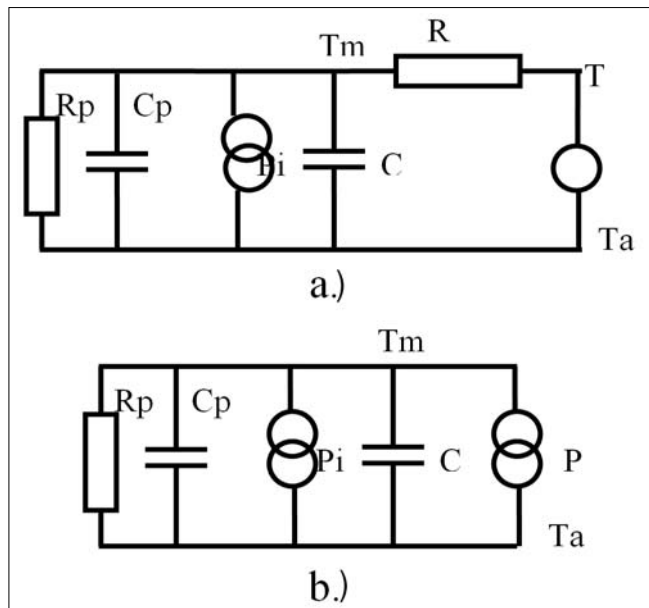
Egy másik lehetséges kérdés a szenzor válasza egy rövid energia impulzusra, melynek időtartama kisebb, mint τ_2 . Ebben az esetben:

$$\Delta T_m = \frac{\Delta E}{C^*} e^{-t/\tau_2} \quad (9)$$

ahol ΔE az impulzus teljes energiája.

1. ábra Termikus helyettesítő képek

a) a termisztor eset – a szenzor T hőmérsékletű hőtartályhoz csatlakozik b) a bolométer kapcsolás – az ellenállás-hőmérő abszorbeálja a P teljesítményt, ami a mérendő mennyiség.



Ahogy már volt róla szó R_p és C_p az elvezetések, tartóelemek, kitémasztók stb. egyenértékű eredő hőkapacitását és hőellenállását jelentik. A hőmérő esetben ezek parazita elemeknek számítanak, értéküket minimalizálni kell ahhoz, hogy a hőmérsékletmérés pontosságát növeljük. A bolométer esetben viszont más a helyzet, nagy R_p (jó hőszigetelés) a kívánatos az érzékenység növelése céljából, ugyanakkor C_p -t kis értéken kell tartani, hogy csökkentsük a válaszüjtőt és növeljük az érzékenységet a rövid energia impulzusok detektálásánál.

R_p és C_p értéke kiszámítható a konstrukciós anyagok és geometriák alapján [2]. Természetesen a számításoknak a hőáramokon és a hőfelhalmozódásokon kell alapulnia. Egy egyenletes keresztmetszetű vezeték – mely mentén a hőmérséklet lineárisan változik – hőkapacitása a geometriai adatokból számítottak csak a fele, hasonlóan az elvezetéseknek az említett termalizálása megnöveli R_p értékét stb. Túl ezeken az a priori módszereken R_p és C_p értéke kísérletileg is meghatározható. Például R (1) alapján számítható, ha valamilyen független mérésből T és T_A ismert. Elvben R meghatározható egy olyan méréssorozat határértékeként is amikor egyenletes lépésközlőként növeljük a hőszigetelést. Általában a τ értékek közvetlenül mérhetők az ugrásszerű hőmérsékletváltozást követő relaxáció alapján; hőmérséklet ugrást mérő áram növelésével kényelmesen előidézhetjük. A miniatűr kerámia tokozású platina ellenállás-hőmérők esetén a javasolt eljárás az ugrásszerű hőmérsékletváltozás létrehozásár az, hogy a hőmérőt áramló forró vízbe mártják [16].

3. Az elektromos jel

Az ellenállás-hőmérő elektromos ellenállásának a hőmérséklet okozta változása:

$$r_2 = r_1(1 + \alpha(T_{m2} - T_{m1})) = r_1(1 + \alpha\Delta T) \quad (10)$$

ahol r_1 és r_2 az elektromos ellenállás T_{m1} és T_{m2} hőmérsékleten. Kis ΔT esetén α hőmérsékletfüggésétől eltekinthetünk és a (10) szerinti lineáris összefüggést alkalmazhatjuk. Meg kell itt jegyezni, hogy a közelítésünk szerint a hőmérő-ellenállás izotermikus. Természetesen ez nem valósulhat meg tetszőleges pontossággal. Gondolatmenetünk viszont érvényes marad, ha T_m az ellenállás olyan módon képzett átlaghőmérséklete, hogy az átlagolás a (10) egyenlet érvényességét megőrzi. Ilyen lehet például lineáris szerkezet esetén az, ha a hőmérséklet átlagolásánál az egyes szakaszok az elektromos ellenállásukkal súlyozódnak stb.

A fenti egyenletből következik, hogy az ellenállás hőmérsékletének változása arányos az ellenállás relatív változásával. Az ellenállás változást állandó árammal való meghajtással olvassuk ki, és ekkor a hőmérsékletváltozás a feszültség relatív megváltozásával lesz arányos:

$$\Delta T = \frac{1}{\alpha} \frac{r_2 - r_1}{r_1} = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta r}{r_m} = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta U}{U} \quad (11)$$

ahol $U = r_m i$.

Az elektromos jelfeldolgozás sávszélessége fontos paraméter. A fenti τ időállandók megszabják a szenzor működési sebességét, ez a szóban forgó miniatűr szenzorok esetén a konstrukciótól függően akár hat nagyságrendet is változhat a s... μ s tartományban. Ezt a sebességet úgy lehet optimálisan kihasználni, ha a jelfeldolgozó áramkör sávszélessége is illeszkedik a feladathoz. Egy másik ok a nagysebességű jelfeldolgozásra a sok szenzort tartalmazó rendszerek esete, amikor a kiolvasás sorosan történik [17], de jelen dolgozatban ezzel a kérdéssel nem foglalkozunk.

A numerikus szimuláció szerint [18] a τ időállandóval exponenciálisan relaxáló folyamatot $f=1/\tau$ sávszélességű elektronikán átvezetve a kimenet körülbelül 5% pontosságon belül követi a bemenet jelalakját, legalábbis a relaxáció kezdetén. A $t \geq 2\tau$ esetén nagyobb relatív eltérések is felléphetnek, de ekkor már a relaxáció előrehaladott, maga a jel is kicsiny. A sávszélesség megfelezése már 15% körüli eltérést eredményez, megkészszerzése viszont a pontosságot is javítja 2,5% körüli értékre. Az általánosság kedvéért a továbbiakban a sávszélességet w/τ alakban fejezzük ki, ahol w tetszőleges szám, minél nagyobb annál pontosabb, de annál zajosabb is a kimenő jel. Gyakorlatban 1 és 2 közti w érték már használható pontosságot ad.

A következőkben a szenzor működési sebességéhez illeszkedő w/τ_1 , illetve w/τ_2 sávszélességű elektronika esetén számítjuk ki a zajjal egyenértékű δT , δP , illetve δE értékeket az ellenálláson fellépő zaj mechanizmusok esetén. Ezek az értékek még nem adják a mérés pontosságát, illetve felbontását. Ahhoz, hogy szignifikánsan érzékeljünk egy jelet, vagy két mérés közötti különbséget (felbontás) legalább kétszer ekkora jelre van szükség. Ha az eredetileg a mikrohullámú detektor diódák minősítésére bevezetett, úgynevezett „tangentiális érzékenység” definíciót [19] alkalmazzuk a jelnek a zajból való kiemelkedésére, akkor a zajjal egyenértékű jel 2,5-szerese számít szignifikánsnak.

4. A termikus zaj hatása

A termikus zaj, vagy másként Johnson, illetve Nyquist zaj eredete a mozgékony töltéshordozók termikus mozgása. Ez a zaj a szóba jöhető frekvencia tartományban „fehér zaj”, azaz az egységnyi sávszélességre eső zajteljesítmény állandó, nem függ a frekvenciától. A levágási frekvencia a terahertz tartományban van [20]. A mérési módszertől függően áram, vagy feszültség fluktuációt, esetleg mindkettőt okoz, itt most összhangban (11)-gyel a feszültségmérés esetét tárgyaljuk, az árammérés esete hasonlóan tárgyalható. A feszültség varianciája az ellenállás-hőmérő kapcsain:

$$\overline{(U - \bar{U})^2} = \delta U^2 = 4kT_m r_m \Delta f \quad (12)$$

ahol a felső vonás átlagolást jelent, Δf pedig a mérés sávszélessége. A négyzetgyöke a varianciának a szórás, az úgynevezett „termikus feszültség”:

$$\delta U = \sqrt{4kT_m r_m \Delta f} \quad (13)$$

Ez a feszültség fluktuáció az előfeszítéstől függetlenül van jelen a terheletlen ellenállás kapcsain. (11) szerint a hőmérsékletmérés pontossága nagyobb, ha ez a feszültség az ellenállás előfeszítéséből adódó feszültséghez, a jelhez képest kicsi. Tehát az ellenálláson átfolyó áram növelésével nő a pontosság. Az áramnak a Joule hő szab határt, ez stacionárius esetben dT hőmérsékletemelkedést okoz az elleállás-hőmérőn:

$$dT = i^2 r_m \frac{RR_p}{R + R_p} \quad (14)$$

Ésszerű követelmény, hogy dT legyen kicsiny $T - T_m$ -hez képest:

$$dT \leq p(T - T_m) \quad (15)$$

ahol p egy kis szám; a mérés pontosságát fejezi ki. (14) és (15) alapján meghatározhatjuk a mérőáram maximálisan megengedett értékét, illetve az ellenálláson eső feszültséget:

$$U_o = \sqrt{\frac{pr_m(R + R_p)(T - T_m)}{RR_p}} \quad (16)$$

Ehhez a feszültséghez kell viszonyítani a (13) szerinti termikus fluktuációt, hogy hőmérsékletmérésnek a termikus zajjal egyenértékű bizonytalanságát megkapjuk:

$$\begin{aligned} \delta T_t' &= \frac{1}{\alpha} \frac{\delta U}{U_o} = \frac{1}{\alpha} \frac{\sqrt{4kT_m r_m w / \tau_t}}{U_o} = \\ &= \frac{2}{\alpha} \sqrt{\frac{w}{p}} \sqrt{\frac{kT_m}{C^*(T - T_m)}} \end{aligned} \quad (17)$$

Érdemes megjegyezni, hogy ez a fluktuáció nem függ r_m , R és R_p aktuális értékeitől, a pontosságot kifejező konstansoktól eltekintve csupán a termikus energia és a C^* hőkapacitásban felhalmozott hőenergia viszonya határozza meg.

Bolométer elrendezés esetén a termikus zajjal egyenértékű teljesítmény:

$$\begin{aligned} \delta P_t &= \frac{\delta T_t^b}{R_p} = \frac{1}{\alpha R_p} \frac{\delta U}{U} = \frac{1}{\alpha R_p} \frac{\sqrt{4kT_m r_m w / \tau_b}}{ir_m} = \\ &= \frac{2\sqrt{wkT_m}}{i\alpha R_p^{3/2} \sqrt{r_m C^*}} \end{aligned} \quad (18)$$

A bolométer esetén az ellenálláson átfolyó áramot a működés feltételei szerint kell megválasztani, az ellenállás hőmérséklete sok esetben erősen különbözik a környezet hőmérsékletétől. Például a katalitikus gázdetektorok működési hőmérséklete 500°C körül van [12], ezt a hőmérsékletet az i mérőárammal állítják be.

Másik szélső eset a szupravezető bolométer, ahol pedig arra kell figyelemmel lenni, hogy a mérőáram mágneses tere ne okozzon kiugrást a szupravezető állapottól [13].

Hasonló módon a rövid energia impulzusra vonatkozó termikus zajjal egyenértékű bizonytalanság:

$$\begin{aligned} \delta E_t = \delta T_t^b C^* &= \frac{C^*}{\alpha} \frac{\delta U}{U} = \frac{C^*}{\alpha} \frac{\sqrt{4kT_m r_m w}}{i r_m \sqrt{R_p C^*}} = \\ &= \frac{2\sqrt{wkT_m C^*}}{i\alpha \sqrt{r_m R_p}} \end{aligned} \quad (19)$$

5. Az 1/f zaj

Az 1/f, vagy flicker zaj minden ellenálláson megfigyelhető. Eredete az ellenállás fluktuációja, konkrétan a mozgékony fluktuációja. A jelenleg leginkább elfogadott elmélet szerint a fononok eloszlása mutat ilyen jellegű fluktuációt és a mozgékony töltéshordozóknak a fononokon való szóródása okozza a mozgékony fluktuációját [21]. Mivel magának az ellenállásnak a zajáról van szó hatását nem lehet csökkenteni az előfeszítés növelésével. Az 1/f zaj spektruma:

$$\frac{\delta r^2}{r^2} = \frac{C_{1/f}}{f} \quad (20)$$

A dimenzió nélküli szám $C_{1/f}$ a zaj amplitúdója, δr^2 pedig az ellenállás varianciájának spektrális sűrűsége. A (20) szerinti összefüggés alapján összehasonlíthatóak, illetve megjósolhatóak az ellenálláson megjelenő 1/f zajnak a nagysága különböző frekvenciatartományokban, illetve előfeszítéseknél. Fém és félvezető anyagú ellenállások esetén az úgynevezett Hooge-reláció [22] is teljesül:

$$C_{1/f} = \frac{\alpha_H}{N} \quad (21)$$

itt α_H az úgynevezett Hooge-állandó és N az ellenállásban lévő mozgékony töltéshordozók száma. α_H nem univerzális természeti állandó, ahogy azt kezdetben gondolták, amikor Hooge felfedezte ezt az empirikus összefüggést. 0.1 to 10⁻⁸ közötti α_H értékeket publikáltak. Különböző anyagokon végzett mérések alapján [23], a legnagyobb értékeket erősen inhomogén, rendezetlen anyagokon tapasztalták.

Ahogy a (20) összefüggés egységesen tudja kezelni egyforma ellenállások különböző körülmények közt megfigyelt zaját, a (21) összefüggés további általánosításra ad lehetőséget. Azonos anyagból készült különböző mennyiségű töltéshordozót tartalmazó, azaz más-más térfogatú ellenállások zaját lehet egységesen kezelni. Egyúttal az is világos, hogy a nagyobb térfogatú ellenállások 1/f zaja kisebb. Ez a tapasztalat az elektronikai gyakorlatban is jelen van: a kiszájú áramkörökbe általában jóval nagyobb teljesítményű ellenállásokat építenek be, mint amit az ott képződő Joule hő indokol.

Meg kell itt jegyezni, hogy a MOS tranzisztorok csatornájában tapasztalható 1/f zaj eredete nem okvetlenül a töltéshordozók szóródásának fluktuációja, hanem lehet a töltéshordozó számának a változása is, nevezetesen az oxid rétegben lévő csapadék betöltődése és kiürülése változtatja a tértöltési tartomány szélességét [24].

Jelen dolgozatban ezzel az effektussal nem foglalkozunk, csak a Hooge típusú ellenállás zaj hatását vizsgáljuk.

Az 1/f típusú zajjal kapcsolatban a közismert probléma az, hogy mind (20) szerinti spektrális sűrűségnek a divergenciája $f \rightarrow 0$ esetén. Az ellenállás teljes varianciája, a spektrum integrálja logaritmusfüggvény, ez is divergál mind $f \rightarrow 0$, mind a nagy frekvenciák esetén. Jelenleg az elméleti fizikusok többsége meg van győződve arról, hogy valahol az alacsony frekvenciák tartományában a zaj spektrum a telítés felé tendál és a magas frekvenciák tartományában pedig a csökkenés 1/f-nél gyorsabbra vált. Kísérletileg még a spektrumnak egyik oldalán sem sikerült megfigyelni ilyen jellegű elhajlást, sőt az az általános laboratóriumi tapasztalat, hogy minél szélesebb frekvencia tartományban vizsgálják a zajt annál jobban írja le a (20) egyenlet a spektrumot. (A sáv szélesség növelésével a mért spektrumoknál a frekvencia kitevője egyre pontosabban közelíti meg a -1 értéket.)

A gyakorlatban ugyanakkor ez gyenge divergencia nem okoz nagy problémát, hiszen minden szóba jehető szenzorműködés, mérés stb. véges frekvencia tartományban történik. Az ellenállás varianciája az f_1 és f_2 határfrekvenciák közti sávban:

$$\delta r^2 = r^2 C_{1/f} \int_{f_1}^{f_2} \frac{df}{f} = r^2 C_{1/f} \log_e \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \quad (22)$$

Az f_2 értékét vehetjük w/τ -nak, mint a jelfeldolgozás sávjának célszerűen választott felső határát. f_1 lehet például a megfigyelési idő reciproka, $f/f_1=B$ a relatív sáv szélesség. Ezzel a jelöléssel (22) alapján az ellenállás relatív fluktuációja:

$$\frac{\delta r}{r} = \sqrt{C_{1/f} \log_e B} \quad (23)$$

A logaritmus és a négyzetgyökképzés miatt ez a relatív fluktuáció igen gyengén függ B-től. Például $B=10^3$, 10^6 és 10^9 esetén (23)-ban a $\sqrt{C_{1/f}}$ szorzója rendre 2,6, 3,7 és 4,5. Legtöbb esetben $\sqrt{C_{1/f}}$ sem ismert olyan pontossággal, hogy e szorzótényezők közti különbség fontos legyen.

Mivel az 1/f zaj hatása teljesen független a frekvencia abszolút értékétől, ezért ezt a zajkomponenst nem érdemes alapul venni az elektronika sáv szélességének a meghatározásánál. Mint a numerikus példáknl látni fogjuk, az 1/f zaj a gyorsműködésű, szélessávú jelfeldolgozás esetén elhanyagolható a termikus zajhoz képest. Alacsony frekvenciákon, szűk sávú jelfeldolgozásnál jön szóba, amikor a termikus zaj hatása kisebb lesz, mint az 1/f zajé.

Behelyettesítve (23)-t és (21)-t (11)-be, megkapjuk az 1/f zajjal egyenértékű hőmérséklet bizonytalanságot a termisztor elrendezés esetén

$$\delta T_{1/f}' = \frac{3.7 \sqrt{C_{1/f}}}{\alpha} = \frac{3.7 \sqrt{\alpha_H}}{\alpha \sqrt{N}} = \frac{3.7 \sqrt{\alpha_H}}{\alpha \sqrt{nV}} \quad (24)$$

ahol n a szabad elektron koncentráció, V pedig a szenzor térfogata. Itt és a továbbiakban a numerikus faktort 3,7-nek vesszük, azaz $B=10^6$ feltételezéssel élünk.

Bolométer konfiguráció esetén:

$$\delta P_{1/f} = \frac{\delta T_{1/f}^b}{R_p} = \frac{1}{R_p} \frac{3.7\sqrt{\alpha_H}}{\alpha\sqrt{nV}} \quad (25)$$

Míg a rövid energiaimpulzusra vonatkozóan:

$$\delta E_{1/f} = \delta TC^* = C^* \frac{3.7\sqrt{\alpha_H}}{\alpha\sqrt{nV}} \quad (26)$$

6. A generációs-rekombinációs zaj

Félvezető anyagokban a töltéshordozók száma fluktuálhat a csapdába való befogás, illetve onnan való emisszió miatt. Ez a folyamat az ellenállás fluktuációjához vezet. Ez a fajta zaj nem lép fel fémekben, sőt, mint alább szó lesz róla eszközminőségű szilíciumban sem észlelhető, a vegyület-félvezetőkben viszont előfordul. Itt a teljesség kedvéért foglalkozunk vele.

A csapda állapoton keresztül történő töltéshordozó generáció-rekombináció termikusan aktivált véletlen folyamat, melynek során az egyensúlytól való eltérések τ_{g-r} időállandójú exponenciális relaxációval csökkennek. Ennek a folyamatnak a zajspektruma Lorentz-görbe [25]:

$$\frac{\delta r^2}{r^2} = \frac{M\tau_{g-r}}{1 + (2\pi\tau_{g-r}f)^2} \quad (27)$$

ahol τ_{g-r} az említett karakterisztikus relaxációs idő, a dimenziótan M szám pedig ennek a zajnak az amplitúdója. Abban az esetben, ha több csapda nível szimultán hatását kell figyelembe venni, akkor az eredő spektrum lehet a több különböző M és τ_{g-r} paraméterekkel jellemzett Lorentz görbék összege, de bizonyos esetekben lehet egy eredő Lorentz görbe is, kevert paraméterekkel [26-27]. Itt csak az egy Lorentz görbével jellemezhető zajspektrum hatását tárgyaljuk.

A töltéshordozó szám (27) szerinti fluktuációja véges sávzélességben az ellenállás alábbi varianciáját okozza:

$$\frac{\delta r^2}{r^2} = \int_0^f \frac{M\tau_{g-r}}{1 + (2\pi\tau_{g-r}f')^2} df' = \frac{M}{2\pi} \cdot \arctg(2\pi\tau_{g-r}f) \quad (28)$$

A 2. ábra mutatja a (27) szerinti zajspektrumot a két korábban tárgyalt zajkomponens spektrumával együtt. Az ábrán a (28) szerinti \arctg függvényt is ábrázoltuk. Látható, hogy az integrált variancia $f \ll 1/2\pi\tau_{g-r}$ esetén lineáris függvénnyel közelíthető, míg magas frekvenciákon a $\pi/2$ telítési értékhez tart.

A zaj-egyenértékű fluktuációkat a két esetre külön fogjuk kiszámolni.

Alacsony frekvenciákon az ellenállás relatív fluktuációja:

$$\frac{\delta r}{r} = \sqrt{Mw \frac{\tau_{g-r}}{\tau_i}} \quad (29)$$

Az ehhez tartozó bizonytalanság a termisztor konfiguráció esetén (30):

$$\delta T_{g-r}^t = \frac{1}{\alpha} \sqrt{Mw \frac{\tau_{g-r}}{\tau_i}} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{Mw\tau_{g-r} \frac{R + R_p}{RR_p C^*}}$$

bolométer konfigurációban (31):

$$\delta P_{g-r} = \frac{1}{\alpha R_p} \sqrt{Mw \frac{\tau_{g-r}}{\tau_b}} = \frac{1}{\alpha R_p} \sqrt{Mw \frac{\tau_{g-r}}{R_p C^*}}$$

és rövid energia impulzusokra vonatkoztatva:

$$\delta E_{g-r} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{Mw\tau_{g-r}C^*}{R_p}} \quad (32)$$

$f \gg 1/2\pi\tau_{g-r}$ frekvenciákon a $g-r$ zaj okozta variancia telítődik. Hatása ebben a tartományban már állandó és frekvencia független. Hasonló módon lehet tárgyalni, mint az $1/f$ zaj frekvencia független járulékát.

A δ mennyiségeket megkapjuk, ha a (24), (25) és (26) egyenletekben a $3.7\sqrt{C_{1/f}}$ numerikus faktort kicseréljük $\sqrt{M/2}$ -re. Így:

$$\delta T_{g-r}^t = \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad (33)$$

$$\delta P_{g-rs} = \frac{\delta T^b}{R_p} = \frac{\sqrt{M}}{2R_p\alpha} \quad (34)$$

$$\delta E_{g-rs} = \delta T^b C^* = C^* \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad (35)$$

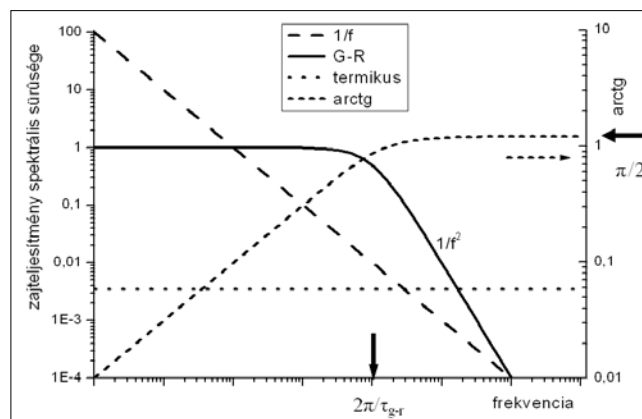
7. Valós szenzorok

Ebben a fejezetben három különböző szenzort mutatunk be konkrét adatokkal. Az első példa egy szabadon álló pellisztor [12]. Ez egy SiO_2 réteggel fedett Si szelvre porlasztással felvitt meander alakú Pt ellenállás, mely alól a Si-ot mélyen kimarták és így „szabadon áll”, hőkontaktusa a környezethez gyenge. Bolométer üzemmódra tervezték, levegőbe kerülő éghető gázok kimutatására, illetve koncentrációjának a mérésére.

18 mW fűtőteljesítmény a Pt ellenállást 570°C-ra hevíti fel. A hőkapacitása 41,57 nJ/K, a környezet felé való hőellenállása $R_p = 26,9$ K/mW, $\tau_2 = 1.15$ ms [12].

2. ábra

Különböző zajkomponensek viszonya és az \arctg függvény



A működési hőmérsékleten az elektromos ellenállása $r_m = 411 \Omega$, $\alpha = 6.63 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$. Megjegyezzük, hogy a porlasztott fém vékonyrétegek szerkezete sok szerkezeti hibát tartalmaz és ezért fajlagos ellenállásuk nagyobb, α értékük pedig kisebb, mint a jól temperált huzaloké. $w=1$ választás mellett a termikus zajjal egyenértékű bizonytalanságok: $\delta P_{th} = 2.6 \text{ nW}$ és $\delta E_{th} = 2.9 \text{ pJ}$.

Ez az eszköz nem igazán alkalmas a hőmérséklet abszolút mérésére, mert R_p viszonylag kicsiny és ezzel a kisfelületű eszközzel nehéz lenne olyan R hőellenállást kialakítani egy hőtartály felé, hogy $R \ll R_p$ teljesüljön. Olyan szenzoroknál, mint például áramlásérzékelés, vákuummérés [8,10] stb., amikor a hőmérséklet abszolút értéke nem fontos, a hőmérsékletmérés felbontását megbecsülhetjük (17) alapján. Tegyük fel, hogy $R=R_p$, ami nagyságrendileg reális, továbbá legyen $T_A = 300 \text{ K}$, $T=350 \text{ K}$, így $T_m=325 \text{ K}$, $w=1$ ismét és $p=0.1$. Ekkor $\delta T_{th} = 6.3 \cdot 10^{-4} \text{ K}$.

Az $1/f$ zaj hatásának becsléséhez ismerni kell $C_{1/f} = \alpha_H/N$ értékét. A porlasztott Pt rétegeken mért α_H értékek 10^{-4} től $2 \cdot 10^{-3}$ közt változnak [28], ezek a számok a mintában lévő atomok számához tartoznak és nem a mozgékony elektronok számához, ez utóbbit ugyanis fémeknél a bonyolult Fermi felületek miatt nehéz megbecsülni. Meg kell még jegyezni itt, hogy az idézett irodalmi α_H mérések a szóban forgó pellisztornál sokkal kisebb térfogatú mintákon történtek. (Magunk képtelenek voltunk a pellisztoron végzett zajmérésnél az $1/f$ zajspektrumot észlelni.)

A pellisztor tömege $2.33 \cdot 10^{-8} \text{ g}$ [29], ebből az adatból és a legnagyobb közölt α_H értékből számolva $C_{1/f} = 2.8 \cdot 10^{-17}$. Esetünkben a felső frekvenciahatár kHz-es nagyságrendű, $B=10^6$ választással az alsó frekvenciahatár már a mHz tartományba kerül. (24),(25) és (26) egyenletek szerint: $\alpha T_{1/f} = 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ K}$, $\delta P_{1/f} = 1 \text{ nW}$ és $\delta E_{1/f} = 1.2 \text{ pJ}$. Ezek az értékek kisebbek, mit a termikus zaj okozta bizonytalanságok.

A két független zaj mechanizmus okozta δT eredőjét az alábbi módon számolhatjuk ki:

$$\delta T = \sqrt{(\delta T_{th})^2 + (\delta T_{1/f})^2} \quad (36)$$

és hasonló módon a δP és δE mennyiségeket. Jelen esetben 0.63 mK , 2.8 nW és 3.1 pJ értékek adódnak.

Érdeemes megemlíteni itt egy másik, a degradációval összefüggő zajt is. Arról van szó, hogy a vékony fémrétegeken elektromigráció lép fel, ami végül is tönkremenetelhez vezet. A jelenséget részletesen VLSI áramkörök Al vékonyrétegből kialakított összeköttetései esetén. A degradáció folyamán megnövekedett alacsonyfrekvenciás zajt lehet mérni, melynek spektruma $1/f^Y$ jellegű, γ tipikus értéke 2 [30-31], de minden esetben nagyobb 1-nél [32]. Ez a jelenség kívül esik jelen dolgozat tárgykörén, említése éppen a világos elhatárolódás miatt történik.

A második példa egy kereskedelmi forgalomban kapható miniatűr Pt ellenállás hőmérő, melynek ellenállása 0°C -on 100Ω , és szobahőmérséklet környékén $\alpha = 3.85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Az ellenállás egy $2,3 \text{ m}$ hosszú, $50 \mu\text{m}$ átmérőjű Pt huzal, melyet 15 mm hosszú és $1,6 \text{ mm}$ átmérőjű porcelán rudacskaiba tokozta be. A Pt tömege kb. 0.1 g . A gyári adatok szerint áramló forró vízbe mártva $\tau_i = 0.4 \text{ s}$, az önfűtése, azaz R , pedig kisebb, mint 0.015 K/mW . Ezekből az adatokból: $C = 26.6 \text{ mJ/}^\circ\text{C}$. Az áramló vizes mérési elrendezésben a kivezetések is felveszik a mérendő közeg hőmérsékletét, azaz $T=T_A$. A szabványos hőmérséklet mérési hiba 325 K környékén $0,2 \text{ K}$ [16]. $i = 3 \text{ mA}$ kiolvasó áram még nem okoz nagyobb hőmérséklet emelkedést, mint $0,02 \text{ K}$. Ezért ez a meghajtás a mérés pontosságát nem befolyásolja akkor sem, ha a szabvány által megengedett toleranciát a gyártási szóras már kihasználta.

Feltételezve megint $T = 350 \text{ K}$, $T_A = 300 \text{ K}$ és $w = 1$, a következőket kapjuk: $\delta T_i = 1.67 \mu\text{K}$, $\delta P_i = 111 \text{ nW}$ és $\delta E_i = 44 \text{ nJ}$. Ez egy precíz hőmérő, annak is gyártják és árulják. Bolométerként a nagy hőkapacitás miatt gyenge teljesítményt nyújtana és lassú lenne. A nagy térfogat miatt az $1/f$ zaj elhanyagolható.

A harmadik példa egy ion implantált Si ellenállás, mely a nyomá szenzor chip hőmérsékletét méri [33,34]. Az ellenállás-hőmérő egyszerre készül az ugyancsak B implantált piezo-ellenállásokkal, ezért paraméterei nem optimalizáltak a hőmérsékletmérés szempontjából. Az ellenállás U alakú, a két $150 \mu\text{m}$ hosszú szakaszt egy $40 \mu\text{m}$ -es szakasz köti össze az egyik oldalon. A vonalak szélessége $20 \mu\text{m}$. Az implantált adalékprofil Gausseloszlású, $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ felületi koncentrációval és $2,3 \mu\text{m}$ mélységgel. Szobahőmérsékleten az ellenállások értéke $2,3 \text{ k}\Omega$, $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Magától értetődően a R értéke kicsiny, hiszen az ellenállást elektromos szempontból határoló p-n átmenet nem képez gátat a hőáramlásnak. Ahhoz, hogy R értékét mégis megbecsülhessük az elektromos terjedési ellenállás mérését használtuk fel. Mérve a p-n átmenet nyitó irányú karakterisztikáját a soros ellenállás 21Ω -nak adódott, ennek analógiájára a hőellenállás $R = 5 \text{ K/W}$. A hőkapacitás a geometriai adatok és anyagi állandók alapján $C = 25,5 \text{ nJ/K}$. A C_p a környezet felé való terjedési ellenállással érintett térfogatból képződik. Heurisztikus becsléssel $C_p = 2C$ értékkel számolunk. A kis R érték miatt az eszköz termikus relaxációja igen gyors, $\tau_i = 0.36 \mu\text{s}$. (Ez az oka annak, hogy R -t és C_p indirekt módon becsültük meg, ugyanis a relaxáció direkt mérése túl nagy és gyors felfutású hőimpulzust és kb. 10 MHz sáv szélességű precíz ellenállásmérést igényelne.) Az ellenállás sarkait párologtatott Al vezetékkel vezeték el a bondoló felületekhez. Ezek a vezetékkel a chip felületén vannak (igen vékony oxid réteggel elválasztva a Si-tól), ezért hőmérsékletük minden pontban azonosnak vehető a hordozó hőmérsékletével, ezeken keresztüli az ellenállás-hőmérő hőcseréje elhanyagolható, R_p gyakorlatilag végtelen, legalábbis R -hez képest annak tekinthető. Az alkalmazás során 1 mA árammal olvassák ki az ellenállás értékét.

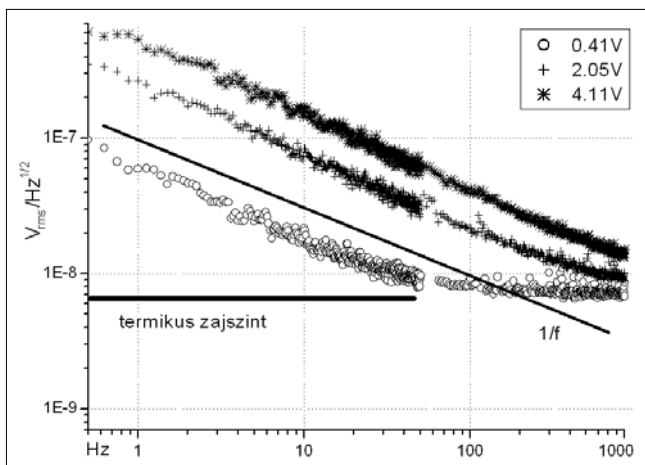
Ezen adatok alapján a termikus zaj okozta fluktuációk: $\delta T_i = 5 \text{ mK}$, $\delta P_{th} = 1 \text{ mW}$ és $\delta E = 127.5 \text{ pJ}$. Ez az esz-

köz ismét egy precíz hőmérő, bolométernek nem alkalmas a túl kicsi R miatt. Ahogy az első példánál láttuk ilyen típusú ellenállások esetén az R-t mikrogépészeti módon, a jól vezető Si-tól való elválasztással lehet növelni.

Az ellenállás alacsonyfrekvenciás zaját mutatja a 3. ábra. Generációs-rekombinációs zaj nem észlelhető, a termikus és az $1/f$ zajkomponensek jelennek meg. Ez utóbbi amplitúdója $C_{1/f} = 1,6 \cdot 10^{-14}$. Ennek alapján az előbbi paraméterekkel számolva $\delta T_{1/f} = 0.29$ mK, ami elhanyagolható a termikus zajból eredő bizonytalansághoz képest. Amennyiben viszont nem használjuk ki az eszköz μs -nál kisebb válaszidejét és csökkentjük a jelfeldolgozás sávszélességét, akkor az $1/f$ zaj komponens érvényre jut, hiszen ennek hatása nem függ a frekvencia abszolút értékétől.

3. ábra

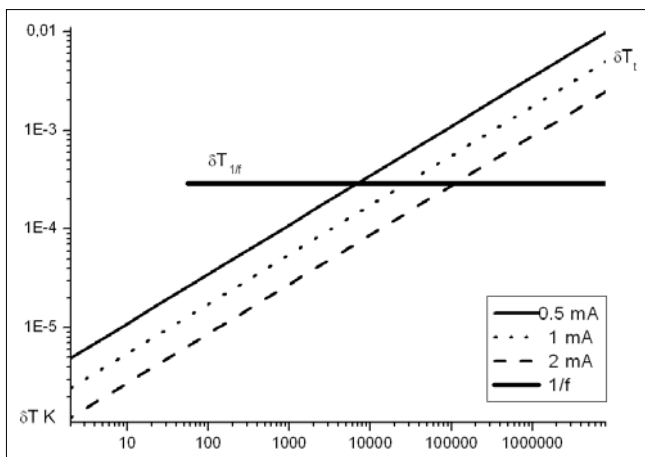
Az ion-implantált ellenállás alacsonyfrekvenciás zajspektruma. A folytonos vonal az $1/f$ lecsengésnek felel meg, az ezzel párhuzamos zajspektrumok az előfeszítéssel arányosan tolódnak el, bizonyítva azt, hogy a zaj eredete az ellenállás fluktuációja.



A 4. ábra mutatja az eszköz zaját a jelfeldolgozás sávszélességének függvényében. Nagy sávszélességnél a termikus zaj a domináns, ha a sávszélességet kellően lecsökkentjük, akkor hatása kisebb lesz mint az $1/f$ zajé. Ez utóbbi jelenti a δT végső korlátját, a minimum értéket.

4. ábra

δT_t és $\delta T_{1/f}$ az ion-implantált ellenállás előfeszítéseinél a jelfeldolgozó elektronika sávszélességének függvényében.



8. Összefoglalás

A ellenálló-hőmérőkön alapuló szenzoralkalmazások zajhatárolt érzékenységeit tárgyaltuk. Az alkalmazások szempontjából a két alaphelyzetet, a termisztort és a bolométert vizsgáltuk, a zajkomponensek közül pedig a fém és félvezető anyagú ellenállásokban előforduló zajkomponenseket: a termikus zajt, az $1/f$ fluktuációt és a generációs-rekombinációs zajt. A zajegyenértékű jeleket olyan sávszélességű feldolgozásnál számítottuk ki, melyek nem csökkentik a miniatűr szenzorokkal elérhető sebességet. A számításokat alkalmaztuk három valós szenzorra is.

Általános következtetésként azt lehet levonni, hogy a miniatűr szenzorok hőrelaxációs ideje által megengedett működési sebesség esetén a meghatározó zajkomponens a termikus zaj. A termikus zaj állandó értékű, ezért hatása az előfeszítés növelésével csökkenthető, ennek ára az, hogy a képződő Joule hő melegíti az ellenállást. Egyes bolométer alkalmazásokban viszont szükség is van az ellenállás fűtésére. Az $1/f$ zaj csak csökkentett sávszélességeknél jön komolyan szóba.

A hőmérsékletmérés hibája és a bolométer által érzékelhető minimális teljesítmény kisebb, ha a szenzor hőkapacitása, azaz a térfogata nagyobb. Természetesen a nagyobb hőkapacitás lassúbb működést jelent. A rövid energiimpulzus érzékelésének felbontása viszont szemléletes módon kisebb kőkapacitású eszközzel jobb.

Köszönetnyilvánítás

Ezt a munkát részben támogatta az OTKA T037706 számú projektje. A szerző köszönettel tartozik Dózsa Lászlónak a kézirat gondos átnézéséért és értékes tanácsaiért.

Irodalom

- [1] R. Cui, J. Liu, W. Ma, J. Hu, X. Zhou, H. Li, J. Hu, A needle temperature microsensor for in vivo and real-time measurement of the temperature in acupoints, *Sensors and Actuators, A* 119 (2005), pp.128–132.
- [2] B.C.S. Chou, Y.M. Chen, M.O. Yang, J.S. Shie, A sensitive Pirani vacuum sensor and the electrothermal SPICE modelling, *Sensors and Actuators A* 53 (1996), pp.273–277.
- [3] T.M. Berlicki, Thermal vacuum sensor with compensation of heat transfer, *Sensors and Actuators A* 93 (2001), pp.27–32.
- [4] W.J. Alvesteffer, D.C. Jacobs, D.H. Baker, Miniaturized thin-film thermal vacuum sensor, *Journal of Vacuum Science and Techn. A* 13 (1995), pp.2980–2985.
- [5] E.H. Klaassen, G.T.A. Kovacs, Integrated thermal-conductivity vacuum sensor, *Sensors and Actuators A* 58 (1997), pp.37–42.

- [6] H.Jing-Bao, T. Qin-Yi,
Integrated multi-function sensor for flow velocity,
temperature and vacuum measurements,
Sensors and Actuators A 19 (1989), pp.3–11.
- [7] N. Sabaté, J. Santander, L. Fonseca,
I. Grácia, C. Cané,
Multi-range silicon micromachined flow sensor,
Sensors and Actuators A 110 (2004), pp.282–288.
- [8] P. Fürjes, G. Légrádi, Cs. Dücső,
A. Aszódi, I. Bársony,
Thermal characterisation of a direction dependent
flow sensor,
Sensors and Actuators A 115 (2004), pp.417–423.
- [9] Á. Cuadras, O. Casas,
Determination of heart rate using a high-resolution
temperature measurement,
IEEE Sensors Journal 6 (2006), pp.836–843.
- [10] P. Fürjes, Zs. Vizváry, M. Ádám, A. Morissey,
Cs. Dücső, I. Bársony,
Thermal investigations of micro-filament heaters,
Sensors and Actuators A 99 (2002), pp.98–103.
- [11] M. Barocini, P. Placidi, G.C. Cardinali, A. Scorzoni,
Thermal characterization of a microheater for
micromachined gas sensor,
Sensors and Actuators A 115 (2004), pp.8–14.
- [12] I. Bársony, P. Fürjes, M. Ádám, Cs. Dücső,
Zs. Vizváry, J. Zettner, F. Stam,
Thermal response of microfilament heaters
in gas sensing,
Sensors and Actuators B 103 (2004), pp.442–447.
- [13] I.A. Khrebtov,
Noise properties of high temperature
superconducting bolometers,
Fluctuation and Noise Letters 2 (2002), pp.R51–R70.
- [14] A. Yildiz, Z. Çelik-Butler, D.P. Butler,
Microbolometers on a flexible substrate
for infrared detection,
IEEE Sensor Journal 4 (2004), pp.112–117.
- [15] M. Almarsí, B. Xu, J. Castrance,
Amorphous silicon two-color microbolometer
for uncooled IR detection,
IEEE Sensors Journal 6 (2006), pp.293–300.
- [16] DIN 43 760: 1968
British Standard 1904: 1964-Section 3.15.
- [17] M. Ádám, T. Mohácsy, P. Jónás, Cs. Dücső,
É. Vázsonyi, I. Bársony,
CMOS integrated tactile sensor array by
porous Si bulk micromachining,
Sensors and Actuators A: Physical, 9 (2007).
- [18] Béla Szentpáli,
Noise limitations of the applications of miniature
thermal resistors,
IEEE Sensors Journal 9 (2007), pp.1293–1299.
- [19] H.A. Watson,
Microwave semiconductor devices and
their circuit applications,
McGraw-Hill, New York 1969., pp.379–381.
- [20] Sh. Kogan,
Electronic noise and fluctuations in solids,
Cambridge University Press 1996., Chapter 2.
- [21] F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning, L.K.J. Vandamme,
Experimental studies on 1/f noise,
Rep. on Progress in Physics 44 (1981), pp.479–532.
- [22] F.N. Hooge,
1/f noise is no surface effect,
Physics Letters 29 A (1969), pp.139–140.
- [23] Sh. Kogan,
Electronic noise and fluctuations in solids,
Cambridge University Press 1996., Chapter 8.2.6.
- [24] A.L. McWhorter,
In: R.H.Kingston (ed.), *Semiconductor Surface Physics*
University Pennsylvania Press, Philadelphia, 1957.
- [25] B.K. Jones,
Low-frequency noise spectroscopy,
IEEE Transactions on Electron Devices 41 (1994),
pp.2188–2197.
- [26] F.N. Hooge,
On the additivity of generation-recombination spectra,
Part 1: Conduction band with two centres,
Physica B 311 (2002), pp.238–249.
- [27] F.N. Hooge,
On the additivity of generation-recombination spectra,
Part 2: 1/f noise,
Physica B 336 (2003), pp.236–251.
- [28] D.M. Fleetwood, N. Giordano,
Resistivity dependence of 1/f noise in metal films,
Physical Review B 27 (1983), pp.667–671.
- [29] Ádám Mária, szóbeli közlés
- [30] K.S. Rawat, G.H. Massiha,
Low frequency noise measurement-based reliability
testing of VLSI interconnects with different geometry,
IEEE Electr. Dev. Letters 25 (2004), pp.781–783.
- [31] T.M. Chen, A.M. Yassine,
Electrical noise and VLSI interconnect reliability,
IEEE Transactions on Electron Devices 41 (1994),
pp.2165–2172.
- [32] Z. Çelik-Butler, W. Yang, H.H. Hoang, W.R. Hunter,
Characterization of electromigration parameters
in VLSI metallizations by 1/f noise measurement,
Solid-State Electronics 34 (1991), pp.185–188.
- [33] B. Szentpáli, M. Ádám, T. Mohácsy,
Noise in piezoresistive Si pressure sensors,
Proc. of the SPIE, Vol. 5846 (2005), Austin, Texas,
May 24-27, pp.169–179.
- [34] É. Vázsonyi, M. Ádám, Cs. Dücső, Z. Vizváry,
A.L. Tóth, I. Bársony,
Three-dimensional force sensor by novel alkaline
etching technique,
Sensors and Actuators A 123-124 (2005),
pp.620–626.