

Válasz

Lendvai János, a fizikai tudomány doktora bírálatára.

Köszönöm a dolgozatom alapos átnézését és véleményezését. A nyelvhelyességi és szerkesztési hibákat elismerem, valóban jobb lett volna alaposabban lektorálni. A címmel kapcsolatos megjegyzéssel is egyetértek, nem új elveken alapuló mérésekről van szó.

A feltett kérdésekre a válaszaim:

1. **A 2.2.8 ábra.** Az ábrán a kritikus potenciál értékét ábrázoltuk a 2.2.4. közelítő formula és az általánosabb megoldás szerint. Ez utóbbi formulája nem szerepel a dolgozatban. (A potenciálgát előfeszítéssel nem csökken a kritikus potenciál értéke alá, mert a beépült tér csökkenése során az adalékolatlan térrészbe diffundáló elektronok töltése alakítja ki.) A szóban forgó általánosabb megoldás képletei [23] szerint:

$$E_1(x) = E_{10} \coth\left(\frac{q}{2kT} E_{10} x + \operatorname{Arcth} \frac{E_1(x)}{E_{10}}\right),$$

ahol E_{10} a donoreloszlásból származó térerősség, E_1 pedig már figyelembe veszi a diffundált elektronok terét is. Az 1 index a dióda katód oldalát jelöli. A potenciál gát magassága pedig :

$$\varphi_{B1} = \varphi_1 + 2kT \ln \left[\frac{\cos\left(-qE_{10}d_1/2kT + \operatorname{Arctg}(E_{10}^*/E_{10})\right)}{\cos\left(\operatorname{Arctg}(E_{10}^*/E_{10})\right)} \right],$$

ahol

$$E_{10}^{*2} = \left| E_{10}^2 - \frac{2kT}{\varepsilon_s} N_{d1} \exp\left(\frac{-\varphi_{B1}}{kT}\right) \right|$$

Ezt a transzcendens egyenletrendszer oldottuk meg iterációval. Ez a numerikus megoldás, amit a 2.2.4. közelítő formula szerinti eredménnyel hasonlít össze a 2.2.8. ábra. Megjegyzendő, hogy a fenti általánosabb formulák levezetése során is történtek elhanyagolások, melyek fizikailag indokolhatóak voltak. (Pl. a kisebbségi töltéshordozók figyelmen kívül hagyása.)

2. A kalorimetrikus mérésekről. Ezek az angliai SARTEST laboratóriumában történtek, jómagam e-mailen keresztül tartottam a kapcsolatot és működtem közre. A mérés célja a 2.3.2. táblázat adatainak független ellenőrzése. A modell folyadékoknak az összetételét és az adott frekvencián mutatott vezetőképességét, valamint dielektromos állandóját az irodalomból vették. A folyadék is helyben készült. (Nekünk nem állt rendelkezésünkre olyan berendezés mellyel közvetlenül mérni lehetett volna a nagyfrekvenciás vezetőképességet.)

A mérés menete:

Először a modell folyadékkal feltöltött hőszigetelt küvetta hőkapacitását határoztuk meg, bemelegítő elektromos fűtéssel. A folyadékban keverő működött, a hőmérsékletet platina termisztorral érzékelő műszer mutatta 0,1 °C felbontással. A plexi küvetta kb. 1 dl térfogatú volt, a hőszigetelést nikecell borítás szolgáltatta. A küvetta falánál, a nikecell alatt helyezkedett el a mobil készülék antennája (kiálló antennás modellel történt a mérés). A mérőszonda is belemerült a folyadékba már a hőkapacitás mérés során is. A hőmérőt negyedóránként olvasták le, 4-5 egymást követő alkalommal. Az

ábrázolásban az egymás után leolvasott értékek szemre egy egyenesen feküdtek.

A következő a mobil készülék okozta hőmennyiség meghatározása volt. Ez a szokott módon, maximális kimenő teljesítménynél történt. (A SAR mérések során a vizsgálandó mobil telefonba speciális SIM kártyát helyeznek és ezen keresztül vezérlik a kimenő jel szintjét. A vezérlés rádiókapcsolattal történik egy erre a célra szolgáló laboratóriumi „bázisállomással”. Ez utóbbit természetesen lehet PC-ről vezérelni. Ez a szintszabályozás növeli meg a mérések dinamika tartományát a szondák dinamika tartományát túl.) Ebben az esetben is negyedóránként történt a hőmérsékletemelkedés leolvasása és ábrázolása, ami itt is lineáris növekedést mutatott. Ezt összevetve az előző méréssel meghatározható volt az elnyelt mikrohullámú teljesítmény.

Az elektromos fűtési teljesítmény valamivel kisebb volt 1 W-nál, azért, hogy közel essen a mobil készülékből elnyelt teljesítményhez, és a két eredményt biztonsággal össze lehessen vetni. A hőmérséklet emelkedése a mérés során 3...6 °C volt, az elektromos fűtés esetén a nagyobb.

A szondával feltérképezték a modellfolyadékban az expozíciót is, azaz a mikrohullámú térerősség négyzetét, és az egyes pontokban mért értékeket összegezték. A két mérés alapján a 2.1.1. képletben szereplő vezetőképesség (σ) értéke meghatározható volt és összevethető az irodalmi adattal. Emlékeim szerint az eltérés egyik frekvencián sem volt több 20%-nál, a magasabb frekvencián a mikrohullámú melegítés hatása a vártnál valamivel kisebb, a 900 MHz-en pedig nagyobb volt.

3. Az egyenletes keresztmetszetű vezeték, hőkapacitása. Arról a helyzetről van szó, amikor a termikus ellenálláson a hőmérséklet ΔT -vel megváltozik, a vezeték túlsó végén, a mérőponton pedig értelemszerűen nincs hőmérsékletváltozás. A vezetékben felhalmozódó hőmennyiség változása $C_{geom} * \frac{\Delta T}{2}$, ahol C_{geom} a geometriai és anyag paramétereiből számított hőkapacitás, $\Delta T/2$ pedig az átlaghőmérséklet változás. Ezt lehet úgy is le lehet írni, hogy ΔT hőmérséklet változás történik a koncentrált $C = C_{geom}/2$ értékű hőkapacitáson. Az egész fejezet koncentrált paraméterekkel, hőellenállással és hőkapacitással modellez és számol, ezek az elemek kiterjedés nélküliek, értékük a valós helyzetben létrejövő hő áramok és hőfelhalmozódások alapján határozható meg.

4. A szélessávú illesztés. A fogalmazás arra utal, hogy a fény is elektromágnes síkhullámként terjed, a közeg, amiben terjed tápvezetéknek tekinthető, melynek hullámellenállása: $Z = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$

Vákuumban, illetve jó közelítéssel levegőben is: $Z = 120 \pi \approx 377 \Omega$. Ezzel a szemlélettel kívántam összekapcsolni a dolgozat egyes fejezeteit, valamint a később sorra kerülő THz-es sugárzást, mely mind optikai, mind elektronikai eszközökkel kezelhető, bár mind a két technikánál kívül esik a rutinszerűen elérhető tartományon.

Általában a szenzor a tápvezeték lezáró elemeként szerepel, az elnyelt teljesítmény függ a lezáró impedanciának a tápvezeték hullámellenállásához való illeszkedésétől. Széles sávú illesztés csak tisztán ohmos lezárással valósítható meg, mert a tápvezeték hullámellenállása is ohmos.) Például a diódák impedanciája nem tisztán ohmos, helyettesítő képük kapacitást, illetve a tokozás miatt még induktivitást is tartalmaz. A reaktáns elemek

kihangelolása pedig csak szűk frekvencia sávban lehetséges. (Az igaz viszont, hogy a hangolt dióda detektorok érzékenysége felülmúlja a bolométerekét.)

Álláspontom szerint ez a szemlélet alkalmazható azokra az esetekre is, amikor az érzékelés nem áram indukálásán, hanem valamilyen más fizikai folyamaton (pl. elektron-állapotok közti gerjesztésen, stb.) alapul. Formálisan ekkor is le lehet írni a szenzort koncentrált elektromos paraméterekkel, de ezek értékei függeni fognak a sugárzás frekvenciájától.

5. Az $\ln(N_c/n)$ Az N_c megnevezése hivatkozott Sze könyv terminológiáját használva „effective density of states”, azaz helyesen „effektív állapotsűrűség”. Sajnos a dolgozatban csak állapotsűrűségnek nevezem, valószínűleg ez okozza a zavart. A szóban forgó könyv a félvezető eszközök fizikájával foglalkozók számára fontos kézikönyv, a vonatkozó 4.1.8. képletet is onnan vettem. A könyv vonatkozó oldalainak másolatát a Függelékében csatolom. Megjegyzem még, hogy ezt a terminológiát és jelölést más félvezetőkkal foglalkozó könyvek is alkalmazzák, pl. „Handbook Series on Semiconductor Parameters, Ed.: M. Levinshtein, S. Rumjancev and M. Shur, World Scientific, ISBN 981-02-2934-8. A magyar nyelven népszerű Kittel könyv (Ch. Kittel : Bevezetés a Szilárdtest fizikába) nem használja ezt a fogalmat. Természetesen ez nem menti a pongyola fordítást, ugyanis az állapotsűrűség fogalmát is használják a kézikönyvek.

6.Valós idejű képalkotás és a relaxációs idők. A miniatűr termooszlopok fejlesztésének végső célja a képalkotás. A dolgozatban diszkrét eszközök vizsgálatáról, konstrukciójuk optimalizálásáról van csak szó, de a technológia alkalmas arra, hogy ezeket integrálja és akár a teljes Si hordozón létrehozzon azonos eszközökből álló mátrixot és valamennyi elemhez elektromos hozzáférést biztosítson. Infravörös kamerák már

léteznek, THz-esek viszont még nem. (A jelenleg elterjedt módon a THz-es képalkotás a forrás és a detektor mechanikus pásztázásával valósul meg.) A relaxációs idő jelentősége az, hogy, hogy egy ilyen szenzor mátrix alkalmas-e mozgókép alkotására. A 10 ms alatti relaxációs idők alkalmasok pl. 50Hz körüli képfrissítésre, ami már mozgóképnek számít. A válaszidők mérésére csak az infravörös mérési összeállításoknál volt mód, ezért – ahogy azt a dolgozatban említettem is – az itt mért értékeket becslésnek tekintem a THz-es esetre.

A rétegvastagságok és válaszidők a különböző konstrukcióknál 4.3.1. táblázatban vannak felsorolva. A rétegvastagságok csökkentése a hőkapacitást csökkenti, a hőellenállást pedig növeli, a kettő szorzata, a nagyjából állandó, legfeljebb az egyes rétegek eltérő anyagi tulajdonságai miatt változhat, pl. a SiO_2 hővezetőképessége kicsiny, stb. A táblázat szerint viszont a rétegvastagság csökkenése majdnem arányosan csökkenti a relaxációs időt. Ez arra utal, hogy a hővezetés nagy része nem a réteg mentén jön létre, hanem a szerkezetet elsősorban a levegő hűti, illetve a vákuumban történt mérések szerint a hőszugárzás is jelentős. (A vákuumban mért 8,9 ms és 9,4 ms válaszidőkből nem vonok le következtetést, ez a két érték nem különbözik szignifikánsan.) A μm körüli rétegvastagság kb. a technológia határát jelenti.

Még egyszer köszönöm a dolgozatom gondos véleményezését.

Budapest, 2013. október 15.

Szentpáli Béla.

A könyv címlapja:

**Physics of
Semiconductor Devices**
SECOND EDITION

S. M. Sze
*Bell Laboratories, Incorporated
Murray Hill, New Jersey*

A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION
JOHN WILEY & SONS
New York • Chichester • Brisbane • Toronto • Singapore

N_c értelmezése „effective density of states in conduction band”

band levels is given by

$$n = \int_{E_C}^{E_{\text{top}}} N(E) F(E) dE \quad (7)$$

where E_C is the energy at the bottom of the conduction band and E_{top} is the energy at the top. The density of states $N(E)$ can be approximated by the density near the bottom of the conduction band for low-enough carrier densities and temperatures:

$$N(E) = M_c \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{(E - E_C)^{1/2}}{\hbar^3} (m_{de})^{3/2} \quad (8)$$

where M_c is the number of equivalent minima in the conduction band and m_{de} is the density-of-state effective mass for electrons:⁵

$$m_{de} = (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/3} \quad (9)$$

where m_1^* , m_2^* , m_3^* are the effective masses along the principal axes of the ellipsoidal energy surface, for example, in silicon $m_{de} = (m_1^* m_2^*)^{1/3}$. The Fermi-Dirac distribution function $F(E)$ is given by

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (10)$$

where k is Boltzmann's constant, T the absolute temperature, and E_F the Fermi energy, which can be determined from the charge neutrality condition (see Section 1.4.3).

The integral, Eq. 7, can be evaluated to be

$$n = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right) \quad (11)$$

where N_C is the effective density of states in the conduction band and is given by

$$N_C \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_{de} kT}{h^2} \right)^{3/2} M_C \quad (12)$$

and $F_{1/2}(\eta_f)$ is the Fermi-Dirac integral (Fig. 10).²² For the Boltzmann statistics case, that is, for the Fermi level several kT below E_C in nondegenerate semiconductors, the integral approaches $\sqrt{\pi} e^{\eta_f/2}$ and Eq. 11 becomes

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right). \quad (13)$$

Similarly, we can obtain the hole density near the top of the valence band:

$$p = N_V \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_V - E_F}{kT} \right) \quad (14)$$



Symbol	Description	Unit
n	Density of free electrons	cm^{-3}
n_i	Intrinsic density	cm^{-3}
N	Doping concentration	cm^{-3}
N_A	Acceptor impurity density	cm^{-3}
N_C	Effective density of states in conduction band	cm^{-3}
N_D	Donor impurity density	cm^{-3}
N_V	Effective density of states in valence band	cm^{-3}
p	Density of free holes	cm^{-3}
P	Pressure	N/m^2
q	Magnitude of electronic charge	C
Q_{it}	Interface-trap density	charges/ cm^2
R	Resistance	Ω
t	Time	s
T	Absolute Temperature	K
v	Carrier velocity	cm/s
v_s	Saturation velocity	cm/s
v_{th}	Thermal velocity	cm/s
V	Voltage	V
V_{bi}	Built-in potential	V
V_{EB}	Emitter-base voltage	V
V_B	Breakdown voltage	V
W	Thickness	cm or μm
W_B	Base thickness	cm or μm
x	x direction	
∇	Differential operator	
∇T	Temperature gradient	K/cm
ϵ_0	Permittivity in vacuum	F/cm
ϵ_s	Semiconductor permittivity	F/cm
ϵ_i	Insulator permittivity	F/cm
ϵ_s/ϵ_0 or ϵ_i/ϵ_0	Dielectric constant	
τ	Lifetime or decay time	s
θ	Angle	rad
λ	Wavelength	μm or $\text{\AA}$
ν	Frequency of light	Hz