

DR. BERCELI TIBOR

Távközlési Kutató Intézet

Mikrohullámú diódás oszcillátorok

ETO 621.373.31.029.6:621.382.2.029.6

Az utóbbi években egyre több olyan félvezető dióda jelent meg, mely a mikrohullámú sávban negatív ellenállást vagy negatív konduktanciát mutat és így mikrohullámú oszcillátorban aktív elemként használható. Ilyen tulajdonsággal rendelkeznek például az alagút-, Gunn-, Impatt-, Baritt- és Trapatt-diódák. A gyakorlatban elsősorban a Gunn- és Impatt-diódát alkalmazzák széles körben.

A Gunn- és az Impatt-dióda fizikai működése és elektromos tulajdonságai lényegesen eltérnek egymástól. A Gunn-dióda teljesítménye típustól függően 10–500 mW, zajtényezője 15–20 dB, hatásfoka 1–4%. Az Impatt-dióda teljesítménye 50 mW–3 W, zajtényezője 30–40 dB, hatásfoka 5–10%. A Gunn-dióda üzemeltetéséhez 10–20 V-os feszültségstabilizált tápegység kell, az Impatt-dióda pedig áramstabilizált tápegységet igényel, mely 50–150 V-ot képes előállítani.

A különféle diódákkal üzemelő oszcillátorokról sok cikk jelent már meg az irodalomban [1, 2, 3, 5, 15]. Ezek általában az adott diódához alkalmazkodva tárgyalják az egyes megoldásokat.

Ebben a cikkben a különféle diódák számára egységes és viszonylag egyszerű nagyjelű modellt választunk, mely az oszcillátorok egységes leírását is lehetővé teszi. Ugyanezt a célt szolgálja a normalizált mennyiségek bevezetése.

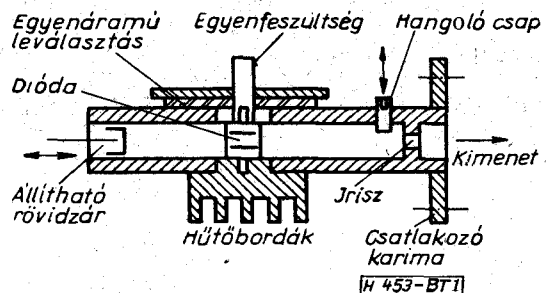
Először az oszcillátorok gyakorlati megoldásaira mutatunk be példákat. Majd a helyettesítő kapcsolás alapján a rezgési frekvenciát és a teljesítményt határozzuk meg. Részletesebben foglalkozunk a rezgés kialakulásával és a munkapont stabilitásával. Alapvető összefüggéseket vezetünk le a varaktor-diódás frekvencia-moduláció esetére. Vizsgáljuk az amplitúdó- és frekvenciazajt, valamint a jel-zaj viszonyt. Végül a veszteségek és a környezet hatásával foglalkozunk.

1. Az oszcillátorok gyakorlati kivitelei

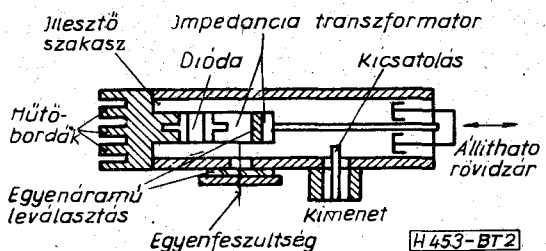
Oscillátor kialakítása céljából a diódát rezonátorban helyezük el [13] és a rezonátorból kicsato-

lást létesítünk. Példaképpen csőtápvonalas oszcillátor vázlatos metszetét mutatjuk be az 1. ábrán. A dióda az elektromos erővonalakkal párhuzamosan helyezkedik el a csőtápvonalban. A dióda egyik, jó hűtést kívánó vége a csőtápvonal oldalával érintkezik, melyen hűtőbordák vannak. A dióda másik végét a csőtápvonaltól elszigetelten kell kivezetni és az egyenfeszültségű tápegységhez csatlakoztatni. Ennél a kivezetésnél olyan szűrés szükséges, mely a mikrohullámú jel kijutását gátolja. A dióda kisfrekvenciás gerjedésének megakadályozása céljából a mikrohullámú szűrőn kívül kisfrekvenciás szűrő és csillapító elemeket is alkalmazni kell. A csőtápvonal egyik végén elhelyezett állítható rövidzár a rezonátor hangolását, a csőtápvonal másik végén levő írisz pedig a terheléshez való csatlakozást szolgálja. A csatlakozás az írisz mellett elhelyezett hangoló csappal változtatható. Az oszcillátor kimenete csőtápvonalas.

Az oszcillátor koaxiális kivitelének vázlatos metszete a 2. ábrán látható. A dióda a koaxiális rezoná-

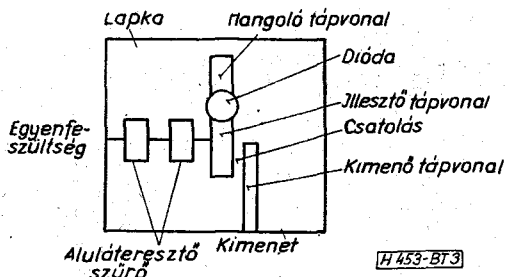


1. ábra. Csőtápvonalas oszcillátor vázlatos metszete



2. ábra. Koaxiális oszcillátor vázlatos metszete

tor egyik végén van a fenéklap és a belső vezeték közé iktatva. Az egyenáramnak a diódához való vezetése céljából a belső vezetőt el kell szigetelni. Ehhez az elszigetelt részhez vékony huzalon vezetjük az egyenfeszültséget. A kicsatolást szondával vagy hurokkal oldjuk meg, lehetőleg változtatható módon. A koaxiális üreg másik végén állítható rövidzár van. A terhelő impedancia beállítására még impedancia-transzformátort is alkalmazunk. A terhelés illesztését segíti elő a dióda és a fenéklap között levő rövid illesztő szakasz is. A fenéklapon hűtőbordák vannak. Az oszcillátor kimenete koaxiális.



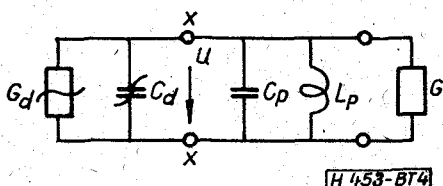
3. ábra. Mikroszalagvonalas oszcillátor rajzolata

A mikroszalagvonalas kivitelű oszcillátorra példát a 3. ábra ad. A dióda a szalagvonalba párhuzamosan van beiktatva és két tápvonalhoz csatlakozik. Az egyik tápvonal a végén szakadással van lezárva, ennek feladata a dióda kihangolása. A másik tápvonal a kimenő tápvonalhoz van csatolva. E tápvonal hossza, hullámellenállása és a csatolás mértéke határozza meg a dióda terhelését. A diódához az egyenfeszültséget nagy hullámellenállású tápvonallal vezetjük, mert így ez nagyfrekvenciás terhelést nem jelent. A nagyfrekvenciás jelnek az egyenáramú oldal felé való kiszivárgását aluláteresztő szűrővel tovább csökkentjük. A mikroszalagvonalas oszcillátor egyes szempontokból hátrányosabb az előző két kivitelhez viszonyítva: mechanikusan csak kis mértékben és nehezen hangolható, a vesztesége számottevő és csak kis jósági tényező érhető el.

2. Helyettesítő kapcsolás

A diódás oszcillátorok különféle kivitelei egységesen tárgyalhatók a 4. ábrán megadott helyettesítő kapcsolás alapján. Itt a diódát két elem képviseli: a G_d konduktancia és a C_d kapacitás. Mindkét elem szintfüggő. A diódát feszültségvezéreltnek tekintjük [11] és feltételezzük, hogy a dióda kapcsain csak egyetlen frekvencián van feszültség. Ekkor a nemlineáris dióda-admittancia a következő közelítő képlettel [14] adható meg:

$$Y_d = -G_0(1 - \alpha U^2) + j\omega C_{d0}(1 + \beta U^2), \quad (1)$$



4. ábra. Helyettesítő kapcsolás

ahol U a dióda kapcsain fellépő feszültség, G_0 a kisjelű negatív konduktancia, C_{d0} a kisjelű dióda-kapacitás, α és β pedig a dióda nemlinearitására jellemző együtthatók, melyek a dióda kétféle áramkörben való mérésével határozhatók meg.

Stabil állapotban az $x-x$ kapcsokon jelentkező két oldali admittancia egymás negatívjává kell, hogy megegyezzen. Mivel az admittanciák komplex mennyiségek, az előbbi összefüggésnek a valós és a képzetes részre külön-külön is fenn kell állnia. Így két egyenlet írható fel:

$$G_0(1 - \alpha U^2) = G \quad (2)$$

$$-\omega C_{d0}(1 + \beta U^2) = \omega C_p - \frac{1}{\omega L_p} \quad (3)$$

Innen két mennyiség: a rezgés amplitúdója és frekvenciája meghatározható.

A teljesítmény, melyet a dióda előállít:

$$P = GU^2 = G_0(1 - \alpha U^2)U^2. \quad (4)$$

A feszültségnek mindenkor az effektív értékével számolunk.

Képezzük a teljesítménynek az U^2 szerinti deriváltját és tegyük zérussal egyenlővé. Az így nyert összefüggésből kapjuk, hogy:

$$\alpha = \frac{1}{2U_m^2}. \quad (5)$$

Ezzel a dióda-admittancia normalizált értéke (1) és (5) alapján:

$$y_d = -1 + \frac{1}{2}u^2 + j\frac{\omega}{\omega_0}(Q_{d0} + b_n u^2), \quad (6)$$

ahol:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{U}{U_m} \\ y_d &= \frac{Y_d}{G_0} \\ b_n &= Q_{d0}\beta U_m^2 \\ Q_{d0} &= \frac{\omega_0 C_{d0}}{G_0} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Itt U_m a maximális teljesítményhez tartozó feszültség. Erre normalizáljuk a feszültséget. Az admittanciát G_0 -ra normalizáljuk. Továbbá Q_{d0} a dióda kisjelű jósági tényezője, ω_0 az oszcillátor kisjelű rezonáns körfrekvenciája, b_n pedig a szuszceptancia nemlinearitási tényező. Az utóbbi értékét mérésel lehet meghatározni, és pedig a legegyszerűbben erősítő üzemben [14].

A teljesítményt a maximális értékére normalizáljuk, mely (4) és (5) alapján:

$$P_m = \frac{1}{2}G_0 U_m^2 \quad (8)$$

és így:

$$p = \frac{P}{P_m} = \frac{GU^2}{\frac{1}{2}G_0 U_m^2} = 2gu^2, \quad (9)$$

ahol:

$$g = \frac{G}{G_0} \quad (10)$$

A konduktanciákra fennálló (2) összefüggés alapján:

$$g = 1 - \frac{1}{2} u^2 \quad (11)$$

Innen u^2 -et kifejezve és a (9)-be helyettesítve:

$$p = 4g(1 - g) \quad (12)$$

A teljesítménynek a terheléstől való függését az 5. ábra mutatja. A teljesítmény maximális, ha $g = \frac{1}{2}$. A teljesítmény maximuma lapos, a terhelés $\pm 20\%$ -os változása a teljesítmény csupán $\pm 4\%$ -os változásával jár. Ezért a teljesítmény maximumának kísérleti beállítása viszonylag könnyen elvégezhető.

Az optimális beállítástól két irányban lehetséges eltérés: kisebb g -értékek felé, ami lazább csatolást jelent és nagyobb g -értékek felé, ez szorosabb csatolást jelent. A terhelés változtatásával a feszültség is változik. Ezt a 6. ábra mutatja. Laza csatolásnál (kis g -nél) a feszültség nagy, szoros csatolásnál (nagy g -nél) pedig a feszültség kicsi. Ennek megfelelően változik a dióda konduktanciája is, melyet a 7. ábra ad meg.

A rezgési frekvenciát a (3) egyenlethől kapjuk meg. Kis feszültség esetén a rezgés körfrekvenciáját a következő képlet adja meg:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_p(C_{d0} + C_p)}} \quad (13)$$

A feszültség növekedésével, vagyis a csatolás lazításával a rezgési frekvencia kisebb lesz. Ennek meghatározása céljából a (3) egyenletet rendezzük át a (7) képletek figyelembevételével:

$$\omega(C_{d0} + C_p) - \frac{1}{\omega L_p} + \frac{\omega}{\omega_0} G_0 b_n u^2 = 0 \quad (14)$$

Mivel a rezgés ω_0 közelében van, (14) az alábbi alakra egyszerűsíthető:

$$2Q_0\delta + b_n u^2 = 0, \quad (15)$$

ahol:

$$Q_0 = \frac{\omega_0(C_{d0} + C_p)}{G_0}, \quad (16)$$

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \quad (17)$$

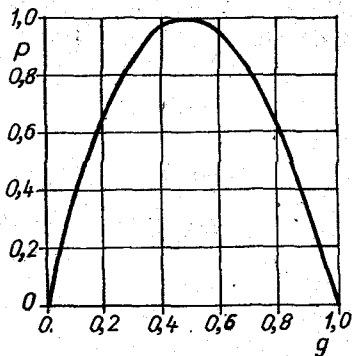
Itt Q_0 az oszcillátor kiszelű jósági tényezője, δ pedig a relatív frekvenciaeltérés.

Írjuk át a (2) egyenletet az (5), (7) és (10) képletek felhasználásával normalizált alakra:

$$1 - \frac{1}{2} u^2 = g \quad (18)$$

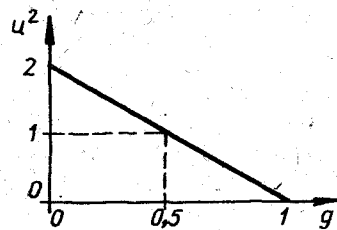
A rezgési frekvenciának a kiszelű rezonanciától való relatív eltolódása (15) és (18) alapján tehát:

$$\delta = -\frac{b_n}{Q_0} (1 - g) \quad (19)$$



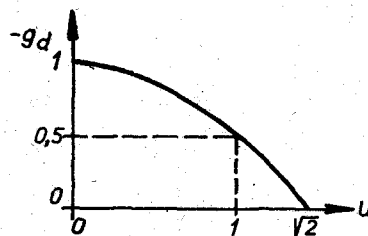
H.453-BT5

5. ábra. A teljesítménynek a terheléstől való függése



H.453-BT6

6. ábra. A feszültség négyzete a terhelés függvényében



H.453-BT7

7. ábra. A dióda-konduktancia a feszültség függvényében

Az áramkör Q_0 jósági tényezője és a dióda Q_{d0} jósági tényezője között az alábbi kapcsolat van:

$$\frac{Q_{d0}}{Q_0} = 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \quad (20)$$

ahol:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}} \quad (21)$$

Az ω_p körtrekvencia a dióda nélküli áramkör rezonancia-frekvenciája. A (20) képlet alapján Q_{d0} ismeretében Q_0 kiszámítható, vagy Q_0 más úton való mérésével Q_{d0} értéke határozható meg.

3. A rezgés kialakulása és stabilitása

Az oszcillátor 4. ábra szerinti helyettesítő képe tulajdonképpen párhuzamos rezgőkör. Ebben csillapítatlan rezgések akkor alakulnak ki, ha a terhelés zérus. Stabil állapotban tehát $G_d + G = 0$. Ha $G_d + G$ negatív, a rezgés amplitúdója exponenciálisan nő, amikor pedig $G_d + G$ pozitív, a rezgés amplitúdója exponenciálisan csökken.

Ez közvetlenül belátható a rezgések időbeli e-folyását megadó alábbi összefüggésből:

$$U_2 = U_1 e^{-(t_2 - t_1)/\tau}, \quad (22)$$

ahol a τ időállandó:

$$\tau = C_e / G_e. \quad (23)$$

Itt C_e az áramkör teljes ekvivalens kapacitása és G_e a teljes ekvivalens konduktanciája. Továbbá U_1 a t_1 időpillanatban, U_2 pedig a t_2 időpillanatban a feszültség-amplitúdó, és $t_2 > t_1$. Amikor az időállandó pozitív, a rezgés csillapodik, ha viszont az időállandó negatív, a rezgés erősödik.

A rezgés kialakulása tehát a 8. ábra alapján a következőképpen történik. A rezgés a mindenkor jelenlevő zajból indul. Ekkor $G_d + G$ negatív, ezért a rezgés amplitúdója, vagyis az U feszültség nő. Az amplitúdó növekedése addig tart, míg a $G_d + G = 0$ állapot be nem áll. Ez felel meg az A munkapontnak.

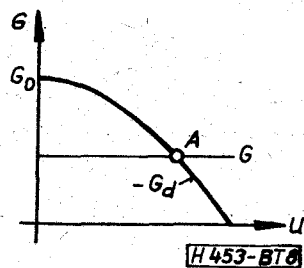
Az A munkapont stabilitását perturbációs eljárással lehet vizsgálni. A zaj hatására az A munkapontból a rezgés kimozdul. Ha a kimozdulás kisebb feszültség felé történik, a konduktanciák összege negatív lesz, ami a feszültség növekedését eredményezi és így az oszcillátor az A munkapontba visszakerül. Ha pedig a kimozdulás nagyobb feszültség felé történik, a konduktanciák összege pozitív lesz, ami viszont a feszültség csökkenését eredményezi és így az oszcillátor az A munkapontba ismét visszakerül. Az A munkapont tehát stabil munkapont.

A 8. ábra szerinti szintfüggés a leggyakoribb. Itt a fő jellemző az, hogy a dióda kisjelű konduktanciájának a negatívja, G_0 nagyobb, mint a dióda-konduktancia negatívja valamely U feszültség esetében és a görbe csökkenése monoton. Más szóval a $-G_d$ görbe egyetlen helyi maximummal rendelkezik, ez a zérus feszültségnél van és G_0 -val egyenlő. Ilyen esetben az oszcillációs munkapont stabil.

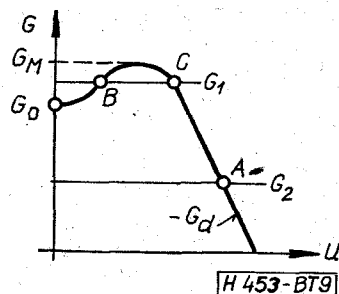
A 9. ábrán a dióda-konduktancia olyan szintfüggését mutatjuk be, mely az előbbi általános esettől eltérő. Most a $-G_d$ görbe helyi maximuma, G_M nem azonos G_0 -val és így nem a zérus feszültségnél van. Vizsgáljuk először a G_1 terhelés esetét, mely G_0 és G_M között van. Induljon a rezgés a zajból. Ekkor $G_d + G_1$ pozitív, ami a feszültség csökkenését eredményezi és ezért az oszcillátor munkapontja az indulási pontba visszakerül, vagyis a rezgés megszűnik. A G_0 indulási pont tehát stabil és ez azt jelenti, hogy a rezgés nem tud megindulni.

Folyamodjunk segítségül külső jel alkalmazásához. A külső jellel állítsuk be a B munkapontot. Itt $G_d + G_1 = 0$ vagyis csillapítatlan rezgés elvileg lehetséges. Nézzük azonban ennek a munkapontnak a stabilitását. Ha a zaj hatására a B munkapontból kisebb feszültség felé kimozdulunk, a konduktanciák összege pozitív lesz. Ennek következtében a feszültség csökkenni fog és a munkapont a G_0 pontba tolódik. Ha viszont a B pontból nagyobb feszültség felé mozdulunk el, a konduktanciák összege negatív lesz, a feszültség tehát növekedni fog és a munkapont a C pontba tolódik. A B munkapont ezek szerint instabil.

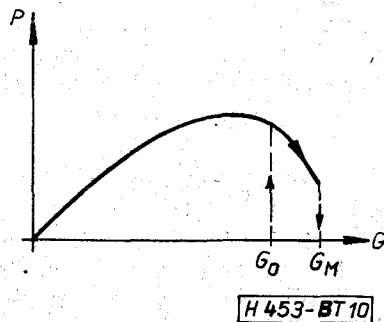
A C munkapont stabil. Ebbe a munkapontba kétféleképpen juthatunk el. Egyik lehetőség, hogy



8. ábra. A rezgés kialakulása



9. ábra. A rezgés kialakulása a dióda-konduktancia kisszintű rendellenes szintfüggése esetén

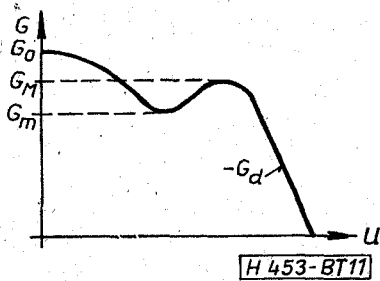


10. ábra. A teljesítmény a terhelés függvényében a dióda-konduktancia kisszintű rendellenes szintfüggése esetén

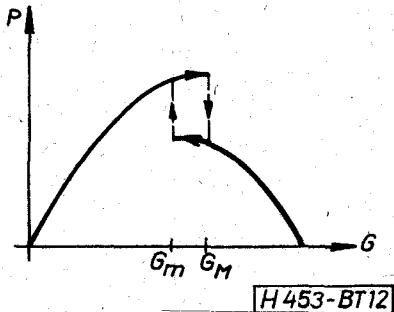
külső jel segítségével a B ponton túljutunk és ekkor a C pontba ugrik az oszcillátor. Ezután ha megszüntetjük a külső jelet, az oszcilláció a C munkapontnak megfelelően fennmarad. A másik lehetőség, hogy az oszcillátort az A munkapontba visszük a terhelés G_2 értékre állításával. Ebben a beállításban az oszcilláció magától (külső jel nélkül) kialakul. Ezután G_2 -t G_1 -ig növelve a munkapont C-be tolódik.

A 9. ábra szerinti szintfüggés esetén az oszcilláció tehát önmagától nem indul meg, ha a terhelés G_0 és G_M között van. Amikor a terhelés G_0 alá csökken, az oszcilláció megindul és mindjárt nagy amplitúdójú lesz, így a teljesítmény is nagy lesz. Ha a $G < G_0$ esetekben a $-G_d$ görbe esése gyors, a teljesítményre G függvényében nem kapunk helyi maximumot, hanem a teljesítmény fokozatosan csökken. Ilyenkor a terhelés változtatásával a teljesítmény maximumát nehéz megtalálni, mivel a teljesítmény maximuma a rezgés leszakadásának a környékén van.

A C pontból a terhelő konduktancia növelésével a G_M pontig juthatunk el stabil oszcillációval. Ha a terhelés G_M -nél nagyobb, a rezgés megszűnik. Ily módon a teljesítményre a 10. ábra szerinti összefüggést kapjuk. A teljesítmény menetében hiszteré-



11. ábra. A dióda-konduktancia nagyszintű rendellenessége



12. ábra. A teljesítmény a terhelés függvényében a dióda-konduktancia nagyszintű rendellenes szintfüggése esetén

zis jelentkezik a terhelés változtatása esetén. Gyakorlatilag a G_0 és G_M közötti tartomány nem használható, mert itt a rezgés önmagától nem indul meg.

A dióda-konduktancia szintfüggésére további anomáliát mutat a 11. ábra. Itt a görbe G_m minimuma és G_M maximuma közötti szakaszán az oszcilláció instabil és ezért hiszterézis jelentkezik a teljesítmény menetében a terhelés változtatása esetén, amint ez a 12. ábrán látható.

Az eddig elmondottak mind a 4. ábrán szereplő oszcillátorkapcsolásra érvényesek. Ennél az áramkörnél a rezonancia-frekvencia alatt a szuszceptancia negatív, a rezonancia-frekvencia felett pedig pozitív.

Egyes esetekben azonban a rezonancia jellege ettől eltérő: a rezonancia-frekvencia alatt a szuszceptancia pozitív, a rezonancia-frekvencia felett pedig negatív. Ezt az esetet nevezük antirezonanciának. Az oszcillációs munkapont stabilitásának vizsgálatát ebben az esetben is perturbációs módszerrel végezzük el. Ehhez használhatunk olyan helyettesítő képet, mely az áramkör viselkedését a rezonancia-frekvencia környezetében írja le helyesen. A szuszceptanciának a rezonanciánál pozitív-ból negatívba való átmenetele olyan fiktív párhuzamos rezgőkörrel írható le, mely negatív kapacitást és negatív induktivitást tartalmaz. Az ilyen rezgőkör időállandójának a képletében a C_e ekvivalens kapacitás negatív.

Antirezonancia esetében így valamely oszcillációs munkapont stabilitására a 4. ábra szerinti kapcsolásra megállapítottaknak éppen az ellenkezője érvényes. Tehát ha a konduktancia szintfüggése a 11. ábra szerinti, antirezonancia esetén a G_m és G_M pontok közötti görbeszakasz ad stabil rezgést, míg a görbe többi szakaszán a rezgés instabil lesz.

Az előbbieket értelemszerűen alkalmazhatók különféle oszcillátorokra a munkapont környezetében. Minden esetben meg kell vizsgálni a rezonancia jel-

legét és a dióda-admittancia szintfüggését. Ezek ismeretében a vázolt gondolatmenettel az oszcillációs munkapont stabilitása meghatározható.

Általánosan megfogalmazva a rezgési munkapont akkor stabil [4], ha fennáll az alábbi egyenlőtlenség:

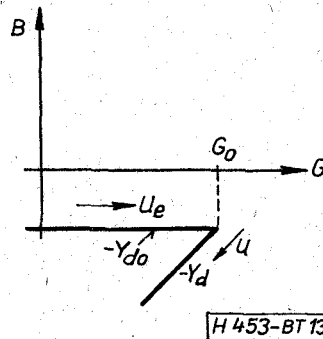
$$\frac{\partial G_d}{\partial u} \bigg|_{u_r} \frac{\partial B}{\partial \omega} \bigg|_{\omega_r} - \frac{\partial B_d}{\partial u} \bigg|_{u_r} \frac{\partial G}{\partial \omega} \bigg|_{\omega_r} > 0. \quad (24)$$

Ez a munkapont stabilitásának szükséges és elégséges feltétele. Az r index a munkapontra utal.

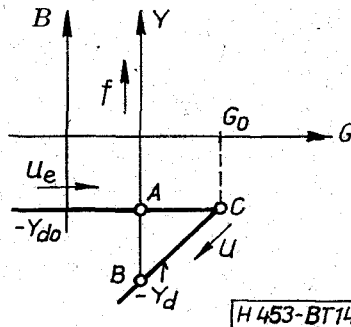
4. Bekapcsolás

A rezgés kialakulását eddig olyan alapon vizsgáltuk, hogy a diódát üzemi állapotban levőnek tekintettük. Most nézzük meg a bekapcsolás esetét.

A dióda hideg állapotban, vagyis amikor egyenfeszültséget nem kap, pozitív konduktanciával rendelkezik. Az egyenfeszültség növekedésével a pozitív konduktancia fokozatosan csökken, míg zérussá nem válik, majd megjelenik a negatív konduktancia és ennek abszolút értéke fokozatosan növekszik. Ezt mutatja a 13. ábra, melyen a dióda-admittancia negatívját ábrázoltuk az egyenfeszültség változtatása esetére. Feltételezzük, hogy az egyenfeszültséggel a dióda kapacitása nem változik, ezért kapunk vízszintes egyenest eredményül. Továbbá fel kell tételni, hogy közben rezgés nincs, vagyis az ábrán a kisjelű dióda-admittancia negatívja, $-Y_{d0}$ szerepel. Ha most a nagyjelű esetet vesszük és a rezgés például a G_0 pontból indul, akkor a dióda admittanciájának negatívja a ferde vonal mentén fog változni az U nagyfrekvenciás feszültség függvényében. Ahogy a nagyfrekvenciás feszültség nő, a $-Y_d$ admittancia értéke balra és lefelé tolódik el. Ezt a vonalat a dióda vonalának hívjuk.



13. ábra. A dióda-admittancia görbéje



14. ábra. A dióda-admittancia és a terhelő admittancia görbéje

Rezgés akkor keletkezik, ha a dióda-admittancia és a terhelő admittancia összege zérus, vagy más szóval ha a dióda-admittancia negatívja megegyezik a terhelő admittanciával. Ezért tüntetjük fel az ábrákon a dióda-admittancia negatívját.

A 14. ábrán együttesen látható a dióda-admittancia negatívja és a terhelő admittancia. Bekapcsoláskor a rezgés az A pontban indul meg. A berezgés idő-állandója rendszerint lényegesen kisebb, mint a tápegységé, ezért a rezgés felfutását a tápfeszültség felfutása határozza meg. Ahogy a tápfeszültség nő, a rezgési pont A-ból B-be tolódik az Y egyenes mentén. Ugyanis rezgő állapotban $Y_d + Y = 0$ kell legyen, tehát $-G_d$ nem lehet nagyobb, mint G. Az üzemi állapotot a B pont adja meg. Ha rezgés nem lenne, a C pont lenne a munkapont. A nagyfrekvenciás feszültség értéke arányos a BC távolsággal.

A bekapcsolási tranziens ideje alatt a rezgési frekvencia nem állandó, hanem fokozatosan csökken. A B ponthoz az f_r rezgési frekvencia, az A ponthoz az f_0 kisjelű rezonancia-frekvencia tartozik. Az Y helygörbe és a G tengely metszéspontja pedig a rezonátor f_p rezonancia-frekvenciáját határozza meg. A terhelés helygörbéje a 4. ábra szerinti párhuzamos rezgőkörnek felel meg, mely G konduktanciával van terhelve. A helygörbe egyenes, paramétere a frekvencia. A frekvencia növekedésével a helygörbén felfelé haladunk.

A terhelés helygörbéjén pontokkal jelölhetjük a frekvenciát, mely a görbe paramétere. A pontok sűrűségét a Q_0 jósági tényező határozza meg. A pontok ritkábban vannak, ha Q_0 nagyobb. Ekkor tehát azonos szuszceptancia-változáshoz kisebb frekvenciakülönbség tartozik.

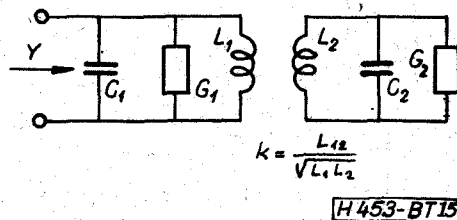
A dióda vonalán is pontokkal jelölhetjük a paraméter értékét, vagyis a feszültséget. A G_0 pontból indulva a pontok először sűrűn vannak, majd egyre ritkulnak. Ahol a pontok ritkábban vannak, ott azonos dióda admittancia-változáshoz kisebb feszültségkülönbség tartozik.

5. Hangolás

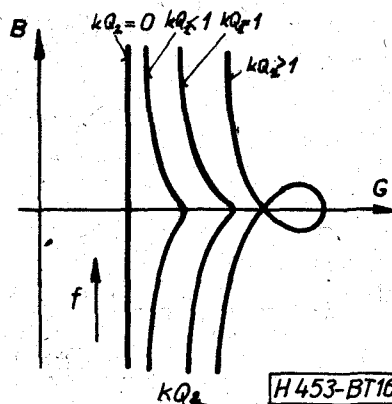
Az oszcillátorok egyik fontos jellemzője a hangolhatóság. A hangolást mechanikus vagy elektronikus módszerrel végezhetjük. A mechanikus hangolásnál a hangoló elem helyzetének változtatásával, az elektronikus hangolásnál pedig a hangoló elem elektromos jellemzőjének a változtatásával lehet a rezgési frekvenciáját módosítani.

A hangolással az oszcillátor paraméterei megváltoznak és ezért a helyettesítő képe is módosul. A hangolást tehát általánosan nem lehet a 4. ábra alapján egyszerűen a kapacitás vagy az induktivitás változtatásával figyelembe venni. A 4. ábra ugyanis olyan helyettesítő kapcsolást mutat, melyben a terhelés a dióda kapcsaira van transzformálva. A mechanikus hangolásnál a transzformáció megváltozik, ami a terhelésnek mind a valós, mind a képzetes részét módosítja.

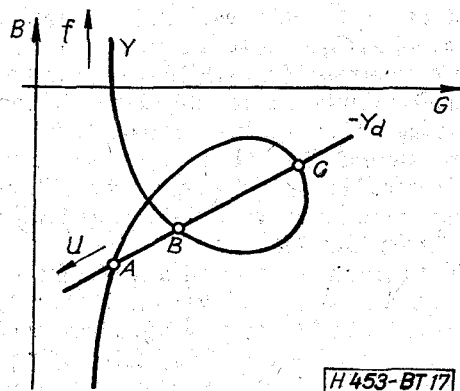
A hangolást sok esetben csatolt üreggel végezzük. Ilyenkör rendszerint nagy jósági tényezőjű üreget csatolunk az oszcillátorhoz és a csatolt üreg rezonancia-frekvenciájának állításával hangoljuk az oszcillátort. A csatolt üreges rezonátor helyettesítő



15. ábra. Csatolt üreges terhelés helyettesítő képe



16. ábra. A csatolt üreges terhelő admittancia helygörbéi



17. ábra. Rezgési munkapontok hurkos helygörbéjű terhelés esetén

képe a 15. ábrán látható. Ezen k a csatolási tényező és L_{12} a kölcsönös induktivitás.

A csatolt rezgőkörök helygörbéi a 16. ábrán láthatók. Balról az első görbe esetében $kQ_2 = 0$. Jobbra haladva a csatolási tényező növekszik. A görbék arra az esetre vonatkoznak, amikor a két rezgőkör rezonancia-frekvenciája azonos. Ha $kQ_2 < 1$, a görbék a G tengely közelében kipúposodnak. Ha $kQ_2 > 1$, a görbék áthurkolódnak. Ekkor három rezonancia frekvencia van.

Nézzük azt az esetet, amikor hurkos helygörbéjű terheléssel hangoljuk az oszcillátort. Ennek üzeme a 17. ábra alapján határozható meg. Három helyen alakulhat ki rezgés a három metszéspontnak megfelelően. Ezek közül az A és B pontban rezonancia van, a C pontban pedig antirezonancia. Ha tehát a dióda-konduktancia a 8. ábra szerinti menetet követi, az A és B pont stabil, C pedig instabil lesz.

A két stabil munkapont közül rezgés csak az egyikén lesz a rezgés kialakulásától (korábbi állapotától) függően. Vizsgáljuk ezt a 18. ábra alapján.

Itt rezgés kezdetben az A pontban van. Most hangoljuk el a diódát annyira, hogy a dióda vonal az $A'-B''$ egyenes legyen. A hangolás során eddig csak egy pontban lehetett rezgés. Az $A'-B''$ egyenes határhelyzetet jelent. A hangolást ezen túl folytatva, elvileg két stabil munkapont adódik. Ezek közül azonban rezgés csak az $A-A''$ görbén levő munkapontban lesz. Ugyanis az A' pontban a dióda-konduktancia és a terhelő konduktancia A' pontbeli értékének összege zérus a már kialakult rezgés következtében. Így a másik munkapontban a rezgés megindulásának feltétele nem teljesül. Ugyanis abban a munkapontban negatív dióda-konduktancia nem jelentkezik, mert azt az A' pontbeli terhelés már közömbösíti, a pozitív terhelő konduktancia B'' pontbeli értéke viszont csillapítást jelent. A rezgés tehát az $A-A''$ görbén levő munkapontban marad mindaddig, míg a hangolással az A'' pontba nem jutunk. Itt ismét határhelyzet adódik és a hangolás folytatásával a rezgés hirtelen átugrik a $B'-B$ görbére. Így jutunk el a B pontba.

Végezzük most a hangolást ellenkező irányban. Akkor a $B-B''$ görbén fogunk haladni a B'' pontig, majd a munkapont átugrik az $A'-A$ görbére. Hurkos helygörbe esetén tehát hangolási hiszterézis jön létre. A rezgési frekvencia változását a hangolás függvényében a 19. ábra mutatja a munkapontok feltüntetésével. A feszültségnek a hangolástól való függését a 20. ábra adja meg. A teljesítménygörbében a 20. ábrának megfelelően szintén hiszterézis lesz. A teljesítménygörbe konkrét alakját azonban befolyásolja G_0 értéke is. Példaképpen bemutatjuk a 21. ábrát, mint a teljesítménygörbe egyik lehetséges alakját.

A hiszterézis magyarázatánál a 18. ábra kapcsán a diódát hangoltuk. Ez a hangolás párhuzamos induktivitással történhetne, amit gyakorlatilag nem lehet megvalósítani. Ezért inkább a terhelést hangoljuk, ami a helygörbéjének a lefelé tolását jelenti.

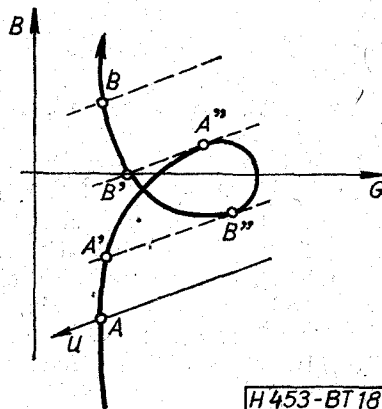
6. Moduláció

Az oszcillátor frekvenciáját és teljesítményét belső eszközökkel lehet modulálni. Külső eszközökkel a fázis és a teljesítmény változtatása lehetséges.

A frekvencia-moduláció elvileg azonos az elektronikus hangolással. Két fő megoldás használatos: YIG-gömbbel vagy varaktor-diódával való modulálás.

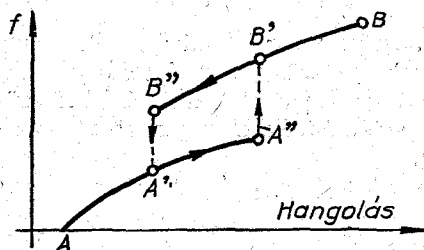
A YIG-gömböt az oszcillátor rezonátorával csatlósba hozzuk és mágneses térbe helyezük. A moduláció a mágneses tér változtatásával végezhető. Ezt úgy érik el, hogy a mágneses tér átlagértékét permanens mágnissal állítják be, és a modulálásra elektromágnes szolgál. Az elektromágnes tekercsének az induktivitása korlátozza a modulációs frekvenciát. A YIG-gömbös moduláció MHz nagyságrendű felső frekvenciával történhet. Ugyanakkor nagy frekvenciákat (kb. $\pm 30\%$) érhető el.

A varaktor-diódát az oszcillátor üregébe szokás beépíteni, vagy azzal csatlósba hozni. A diódára adott feszültség megváltoztatja a kapacitását, ami viszont elhangolja az oszcillátort. A varaktor-diódás moduláció viszonylag nagy, 10–100 MHz felső frekvenciával történhet. Az elérhető frekvencia-



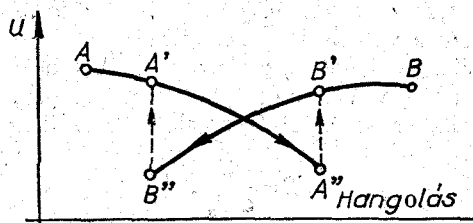
H 453-BT 18

18. ábra. Hangolás hurkos helygörbe esetében



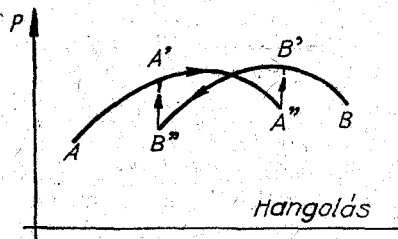
H 453-BT 19

19. ábra. A frekvencia hangolási hiszterézise



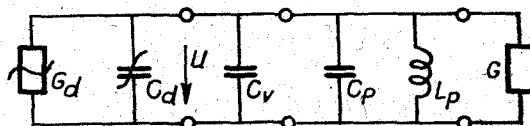
H 453-BT 20

20. ábra. A feszültség hangolási hiszterézise



H 453-BT 21

21. ábra. A teljesítmény hangolási hiszterézise



H 453-BT 22

22. ábra. Varaktor-diódás frekvencia modulátor helyettesítő kapcsolása

löket viszont csak néhány százalék. A varaktor-diódás moduláció nagy előnye, hogy teljesítményre gyakorlatilag nincs szükség a dióda kivezérléséhez.

Ugyanis a diódát záróirányban előfeszítve a modulálás szinte áramfelvétel nélkül történik.

A varaktor-diódás frekvencia-modulátor helyettesítő kapcsolása a 22. ábrán látható. A varaktor kapacitása párhuzamosan kapcsolódik az áramkörbe és a negatív konduktanciájú dióda kapcsaira van transzformálva. C_v tehát a varaktor transzformált kapacitását jelöli. A transzformáció elsősorban abból a tényből ered, hogy a két dióda közötti távolság nem hanyagolható el. A varaktor-dióda első közelítésben csak a frekvenciát változtatja, mégpedig a ráadott feszültség függvényében.

A varaktor transzformált kapacitása hirtelen rétegátmenet esetén:

$$C_v = n^2 C_B \left(\frac{U_B}{U_v} \right)^{1/2} \quad (25)$$

Itt n a transzformátor feszültségáttetele, mely rendszerint frekvenciafüggő és kisebb az egységnél, C_B a varaktor kapacitása a letörési feszültségnél, U_B a letörési feszültség, U_v a varaktorra adott egyenfeszültség.

A rezgési frekvencia:

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_p(C_v + C_d + C_p)}} \quad (26)$$

A frekvenciát a varaktorfeszültség függvényében a 23. ábra mutatja. Kiseb varaktorfeszültségnél a frekvencia gyorsabban változik.

A frekvencia változásának mértékét a modulációs karakterisztika meredeksége adja meg. Ez a frekvenciának a feszültség szerinti deriváltja:

$$S = \frac{df}{dU_v} \quad (27)$$

A modulációs meredekség a frekvencia (26) képletének differenciálásával és a (25) figyelembevételével az alábbi lesz:

$$S = \frac{f}{4U_v} \frac{C_v}{C_v + C_d + C_p} \quad (28)$$

A meredekségnek a varaktorfeszültségtől való függetlenségét a 24. ábra mutatja.

A modulációs nemlinearitás valamely feszültségtartományban a meredekség relatív megváltozásával azonos:

$$nl = \frac{S}{S_r} - 1, \quad (29)$$

ahol:

$$S_r = \frac{1}{4U_r} \frac{C_{vr}}{C_{vr} + C_d + C_p} \quad (30)$$

Az r index a munkapontra utal.

A (28)-at és a (30)-at (29)-be helyettesítve és (25)-öt figyelembe véve:

$$nl = \frac{C_{vr} + C_d + C_p}{C_v + C_d + C_p} \left(\frac{U_r}{U_v} \right)^{3/2} - 1. \quad (31)$$

A nemlinearitás jelentős mértékű. Például, ha $C_v \ll (C_d + C_p)$, 10%-os feszültségtartományban a nemlinearitás kb. 15%.

7. Zaj

A zaj figyelembevétele diódás oszcillátoroknál a 25. ábra alapján lehetséges [4]. Az oszcillátor helyettesítő képében a zaj hatását az \bar{I}_z áramú áramgenerátor képviseli. Ennek az áramgenerátornak az admittanciája:

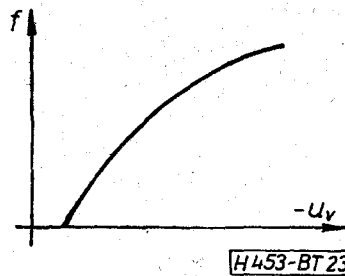
$$Y_z = \frac{\bar{I}_z}{U} \quad (32)$$

A zajos oszcillátor munkapontját a következő összefüggés határozza meg:

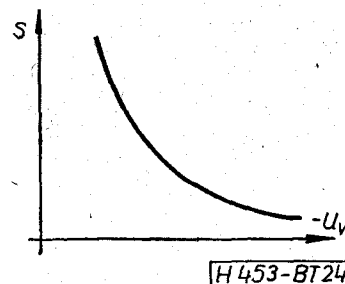
$$Y_d + Y_z + Y = 0, \quad (33)$$

ahol Y_d a dióda, Y_z a zajforrás, Y a terhelés admittanciája. Az utóbbi a rezonátor szuszceptanciáját és a G terhelő konduktanciát foglalja magába.

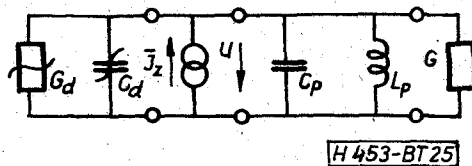
A (33) egyenlet teljesülése a 26. ábrán grafikususan



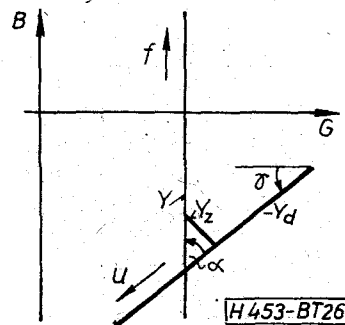
23. ábra. A frekvencia a varaktorfeszültség függvényében



24. ábra. A modulációs meredekség a varaktorfeszültség függvényében



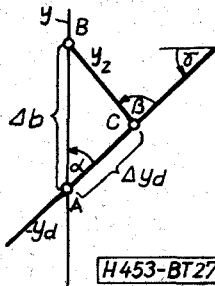
25. ábra. Zajos oszcillátor helyettesítő képe



26. ábra. A dióda-, a terhelő és a zaj-admittancia görbéje

meghatározható. Az Y_z admittancia nagysága és fázisa egyértelműen meghatároz két pontot. Az egyik pont a dióda-admittancia vonalán van és a feszültséget adja meg. A másik pont a terhelő admittancia vonalán van és a frekvenciát adja meg. A zaj hatására mind a feszültség, mind a frekvencia eltér a zajmentes munkaponthoz tartozó értéktől.

Az Y_z admittancia nagysága a zajáram négyzetes átlagértékével arányos, ezért adott beállításban állandónak vehető. Fázisa viszont véletlenszerűen változik és azonos valószínűséggel felvesz minden értéket. Az Y_z admittancia valamely fázishelyzetben meghatározza a zaj hatására létrejövő frekvencia-eltérést és amplitúdó-változást.



27. ábra. A zajadmittancia összetevőkre bontása $\beta > \alpha$ esetén

A zaj részletesebb vizsgálatát a 27. ábra alapján végeztük el. Itt normalizált admittanciákkal számolunk. A zajforrást jellemző admittancia normalizálása az alábbiak szerint végezhető el:

$$y_z = \frac{\bar{I}_z}{G_0 U} = \frac{i_z}{U}, \quad (34)$$

ahol:

$$i_z = \frac{\bar{I}_z}{G_0 U_m}. \quad (35)$$

Az áram tehát a $G_0 U_m$ mennyiségre van normalizálva.

A 27. ábrán látható, hogy az y_z admittancia hatására az oszcillátor munkapontja a zajmentes állapothoz tartozó A munkapontból kimozdul. Az y vonalon való elmozdulás a frekvencia megváltozását jelenti. Mivel ez véletlenszerűen ingadozik, frekvencia-zaj, vagy másként FM-zaj jön létre. A $-y_d$ vonalon való elmozdulás a feszültség megváltozását jelenti, ami amplitúdó-zajt, vagy másként AM-zajt okoz. Az FM-zaj a Δb elmozdulás, az AM-zaj pedig a Δy_d elmozdulás átlagértékével arányos.

Az elmozdulások átlagértékét az y_z admittancia valamennyi fázishelyzetének figyelembevételével határozhatjuk meg. Az ábrán α az y és $-y_d$ görbék által bezárt szög, β az y_z admittanciának a $-y_d$ vonallal bezárt szöge, γ pedig a $-y_d$ vonallal a vízszintes tengellyel bezárt szöge. A szinusztétel alapján:

$$\Delta b = \frac{y_z}{\sin \alpha} \sin(\pi - \beta), \quad \text{ha } \alpha \leq \beta \leq \pi, \quad (36)$$

és a 28. ábra esetében, amikor is $\beta < \alpha$:

$$\Delta b = \frac{y_z}{\sin(\pi - \alpha)} \sin \beta, \quad \text{ha } 0 \leq \beta \leq \alpha. \quad (37)$$

Mivel $\sin(\pi - \alpha) = \sin \alpha$ és $\sin(\pi - \beta) = \sin \beta$, a két eset azonos összefüggést ad. Az y_z fázishelyzete egyenletes valószínűséggel oszlik el, ezért integráljuk 0-tól π -ig és osszuk π -vel az átlagérték kiszámítása céljából. Az így kapott eredmény kétszerese lesz az átlagos Δb érték, ugyanis a fázis 0 és 2π között változhat. Tehát:

$$\overline{\Delta b} = \frac{2y_z}{\pi \sin \alpha} \int_0^\pi \sin \beta \, d\beta = \frac{4y_z}{\pi \sin \alpha}. \quad (38)$$

Hasonló gondolatmenettel Δy_d átlaga az előbbivel azonos lesz:

$$\overline{\Delta y_d} = \frac{4y_z}{\pi \sin \alpha}. \quad (39)$$

Az FM-zaj effektív lökete:

$$\Delta f_z = \frac{\partial f}{\partial b} \overline{\Delta b}. \quad (40)$$

A 25. ábra szerinti kapcsolás esetén:

$$b \approx 2Q_{r0} \frac{f - f_r}{f_r}, \quad (41)$$

ahol:

$$f_r = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_p(C_d + C_p)}}, \quad (42)$$

$$Q_{r0} = \frac{\omega_r(C_d + C_p)}{G_0} = \frac{\omega_0}{\omega_r} Q_0. \quad (43)$$

A (41) alapján pedig:

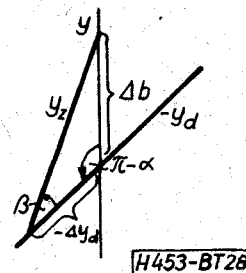
$$\frac{\partial f}{\partial b} = \frac{f_r}{2Q_{r0}}. \quad (44)$$

Egyrezonátoros oszcillátor FM-zajának effektív lökete a (34), (38), (40) és (44) képletek alapján:

$$\Delta f_z = \frac{2f_r}{\pi Q_{r0}} \frac{1}{\sin \alpha} \frac{i_z}{u} = \frac{2G_0}{\pi(C_d + C_p)} \frac{i_z}{u} \frac{1}{\sin \alpha}. \quad (45)$$

A zajlöket kisebb, ha az összkapacitás és az u feszültség nagyobb. Az FM-zaj tehát csökkenthető az áramkör kapacitásának növelésével, vagyis a jósági tényező növelésével. A feszültség növelésének zajcsökkentő hatását csak kismértékben tudjuk kihasználni, mert a feszültséget rendszerint teljesítmény-maximum beállításának kívánalma határozza meg.

Érdekes összefüggést kapunk Δf_z és α között is. A zajlöket függ attól, hogy a dióda és a terhelés



28. ábra. A zajadmittancia összetevőkre bontása $\beta < \alpha$ esetén

admittanciájának görbéje milyen szöget zár be egymással a munkapontnál. Minimális zajt kapunk α függvényében, ha a metszéspontban a görbék egymásra merőlegesek. Ha az α szög a 90° -tól eltér, a zajlöket nagyobb lesz. Amikor α közel zérussal egyenlő, az oszcillátor FM-zaja igen nagy.

Együreges oszcillátornál az α szög a dióda admittanciájának nemlinearitásától függ. Minél nagyobb b_n , a szuszceptancia nemlinearitási tényező, annál kisebb α és annál nagyobb a zajlöket. Ez a zajtöbblet azonban eltüntethető, ha olyan terhelést alkalmazunk, melynek helygörbéje a dióda vonalát a munkapontban merőlegesen metszi.

Vizsgáljuk most az AM-zajt, melynek teljesítménye:

$$p_z = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial g_d} \Delta g_d \right)^2 g, \quad (46)$$

ahol:

$$\Delta g_d = \Delta y_d \cdot \cos \gamma \quad (47)$$

és (15) alapján:

$$\frac{\partial u}{\partial g_d} = \frac{1}{u}. \quad (48)$$

Egyrezonátoros oszcillátor esetében $\gamma = \frac{\pi}{2} - \alpha$ és ekkor $\cos \gamma = \sin \alpha$. A (39), (46), (47) és (48) képletek alapján az egyrezonátoros oszcillátor AM-zajának teljesítménye:

$$p_z = 2 \left(\frac{4i_z}{\pi u^2} \right)^2 g. \quad (49)$$

A feszültség növekedésével az AM-zaj erősen csökken.

Kiszajú oszcillátort tehát úgy készíthetünk, hogy a terhelést lazán csatoljuk a diódához. Sokszor jelentős teljesítmény-csökkenést is megengedünk azért, hogy a zaj kicsi legyen.

Vizsgálhatjuk az oszcillátor jel—zaj viszonyát. Ez az AM-zaj esetén gyorsan nő a feszültség növelésével. Sok esetben az FM-zaj az érdekes, például mikrohullámú sokcsatornás berendezésekben. A zajteljesítmény a zajlöket négyzetével arányos. Nézzük most az oszcillátor teljesítményének és az FM-zaj teljesítményének a hányadosát:

$$\frac{p}{p_z^{(FM)}} = \frac{2u^2 \left(1 - \frac{1}{2} u^2 \right)}{K/u^2}. \quad (50)$$

A nevezőben a feszültségtől független mennyiségeket a K konstansba foglaltuk bele. Az (50) hányadosnak maximuma van, ha $u^2 = \frac{4}{3}$. Ekkor még a teljesítmény is alig kisebb a maximumnál: $p = \frac{8}{9}$.

Az oszcillátor zaja alapvetően függ az i_z zajáramtól, mely viszont függvénye a dióda belső felépítésének és az egyenáramnak.

8. Táplálás

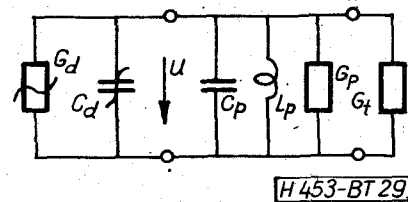
A diódás oszcillátorok táplálása az alkalmazott diódától függ. A Gunn-dióda feszültségstabilizált, az Impatt-dióda áramstabilizált tápegységet igényel.

A tápegységnek kis zajúnak kell lennie, mert a dióda a táplálás zaját a rezgés jelére rámodulálja.

A tápfeszültségnek a diódához való hozzávezetését úgy kell megoldani, hogy a nagyfrekvenciás jel a tápfeszültség bevezetésénél ne jusson ki az oszcillátor áramköréből. A diódák általában kisfrekvencián is létre tudnak hozni gerjedést. Ezt a tápfeszültség bevezetés kisfrekvenciás szűrésével és a tápegység belső ellenállásának megfelelő értékre állításával akadályozzuk meg.

9. A veszteségek hatása

Az eddigiekben a veszteségeket elhanyagoltuk, illetve a terhelésbe betudtuk. Veszteségek lépnek fel a diódában és a rezonátorban. Ezeket egybevéve G_p párhuzamosan kapcsolt konduktanciával jelöljük. A veszteséges oszcillátor helyettesítő kapcsolása a 29. ábrán látható. A veszteségek hatására ebben



29. ábra. Veszteséges oszcillátor helyettesítő képe

a kapcsolatban a frekvencia nem változik, meg, csak a teljesítmény. A rezgési frekvencián a konduktanciák összege zérus:

$$G_d + G_p + G_t = 0. \quad (51)$$

Térjünk át normalizált értékekre és helyettesítsük be a dióda-konduktanciát (10)-ből az (51)-be.

$$-g_d = 1 - \frac{1}{2} u^2 = g_p + g_t. \quad (52)$$

A kimenő teljesítmény:

$$p_t = 2g_t u^2. \quad (53)$$

A g_t terhelő konduktanciát (52)-ből kifejezve és (53)-ba behelyettesítve:

$$p_t = 2 \left(1 - g_p - \frac{1}{2} u^2 \right) u^2. \quad (54)$$

Keressük meg a kimenő teljesítmény maximumát a feszültség függvényében. E célból deriváljuk (54)-et u^2 szerint, majd tegyük egyenlővé zérussal. Ebből az egyenletből kapjuk a maximális kimenő teljesítményhez tartozó feszültséget:

$$u_m^2 = 1 - g_p. \quad (55)$$

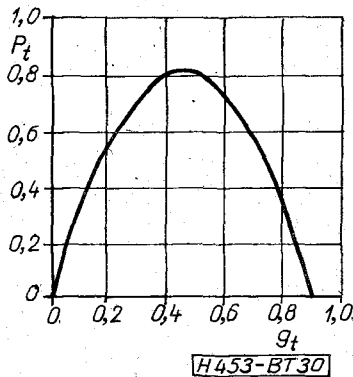
A maximális kimenő teljesítmény (55)-öt (53)-ba helyettesítve kapható:

$$p_{tm} = (1 - g_p)^2. \quad (56)$$

Az ehhez tartozó terhelés:

$$g_{tm} = \frac{1}{2} (1 - g_p). \quad (57)$$

A kimenő teljesítménynek a terheléstől való függését a 30. ábrán adjuk meg arra az esetre, amikor $g_p = 0,1$. A kimenő teljesítmény nem éri el az egységet. Maximuma 0,81 ami 0,9 dB csökkenést jelent. A maximális kimenő teljesítményhez tartozó terhelő konduktancia kisebb 0,5-nél, a jelen esetben 0,45. Továbbá 0,9 értékű terhelésnél a kimenő teljesítmény már nulla lesz.



30. ábra. A kimenő teljesítmény a terhelés függvényében

A kimenő teljesítmény maximuma kisebb feszültségnél van, mint a dióda által előállított p teljesítmény maximuma. A dióda-admittancia negatív értéke a kimenő teljesítmény maximumánál pedig nagyobb, mint a p teljesítmény maximumánál. Ugyanis (52) és (57) alapján:

$$-g_{am} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} g_p. \quad (58)$$

Amikor $g_p = 0$, $-g_{am} = \frac{1}{2}$ és ekkor van p maximuma. A veszteségek növekedésével a kimenő teljesítmény maximuma nagyobb zajú állapot felé tolódik el.

10. A környezeti hőmérséklet hatása

Az oszcillátor üzemét a környezet jelentősen befolyásolja. Legjelentősebb hatása a hőmérséklet változásának van. A dióda konduktanciája és kapacitása függ a hőmérséklettől. A konduktancia változása a teljesítményt változtatja meg, a kapacitás változása pedig a frekvenciát változtatja meg. Rendszerint a frekvencia megváltozása okoz nagyobb problémát, mert a frekvencia stabilitására szigorúbb követelmények vannak, mint a teljesítmény stabilitására.

A frekvencia stabilitását nemcsak a dióda határozza meg, hanem a rezonátor is. Minél nagyobb a rezonátor C_p kapacitása C_d -hez viszonyítva, annál kisebb frekvenciaeltérést okoz C_d megváltozása. Természetesen a rezonátornak is van hőmérsékletfüggése, ez azonban általában kisebb, mint a diódáé. A frekvenciastabilitás a dióda kapacitásának hőmérsékletfüggése ismeretében elvileg jelentősen javítható, ha a rezonátor hőmérsékletfüggése ellenkező előjelű.

A frekvencia hőmérsékletfüggését a szuszceptanciák hőmérsékletfüggése határozza meg. Így az induktivitás-kapacitás szorzat az alábbi alakba írható:

$$L_p(1 + \alpha_p \Delta T)[C_d(1 + \alpha_d \Delta T) + C_p(1 + \alpha_p \Delta T)] \cong \\ \cong L_p(C_d + C_p) \left[1 + \frac{(\alpha_d + \alpha_p)C_d + 2\alpha_p C_p}{C_d + C_p} \Delta T \right]. \quad (59)$$

Itt α_d a dióda kapacitásának, α_p a rezonátor kapacitásának és induktivitásának hőmérsékleti együtthatója, ΔT pedig a környezeti hőmérséklet megváltozása. Az átalakításnál a másodrendűen kicsiny tagokat elhagytuk.

A frekvencia (59) négyzetgyökével fordítottan arányos. Így a frekvencia megváltozása az alábbi lesz:

$$\Delta f_r = -\frac{1}{2} f_r \frac{(\alpha_d + \alpha_p)C_d + 2\alpha_p C_p}{C_d + C_p} \Delta T. \quad (60)$$

Itt figyelembe vettük, hogy $\Delta f_r \ll f_r$.

A frekvencia stabilitását többféle módon növelhetjük. Az oszcillátort termosztátba helyezve a hőmérséklet megváltozása jelentősen csökkenthető. Másik lehetőség, hogy kis hőmérsékleti együtthatóval rendelkező nagy jóságú tényezőjú rezonátort használunk. A nagy jóságú tényező nagy C_p kapacitást jelent és ekkor elsősorban a rezonátor hőmérsékleti együtthatója határozza meg a frekvenciának a megváltozását.

Lehetőség van hőkompenzációra is. A frekvencia megváltozása zérus, ha a (60) képlet számlálója zérussal egyenlő. Ez akkor teljesül, ha:

$$\alpha_p = -\alpha_d \frac{C_d}{C_d + 2C_p}. \quad (61)$$

A hőkompenzációhoz különböző előjelű hőmérsékleti együtthatók szükségesek és a rezonátor hőmérsékleti együtthatójának nagysága (abszolút értéke) kisebb kell legyen, mint a diódáé. A rezonátor hőmérsékleti együtthatóját pontosan belállítani nem tudjuk, ezért célszerű α_p megválasztása után C_p -t kiszámítani, mely a (61) alapján:

$$C_p = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_d + \alpha_p}{\alpha_p} C_d. \quad (62)$$

Ezzel a jóságú tényező már adott lesz.

Hőkompenzációval javítani lehet a frekvencia stabilitását, de gyakorlatilag jelentős javulás nem biztosítható. Ugyanis a dióda hőmérsékleti együtthatója és kapacitása dióda-példányonként számottevő eltérést mutat és az egyenfeszültségtől is függ.

Szigorú frekvenciastabilitási követelmények esetén ezért valamilyen szinkronizálási módszert alkalmazunk.

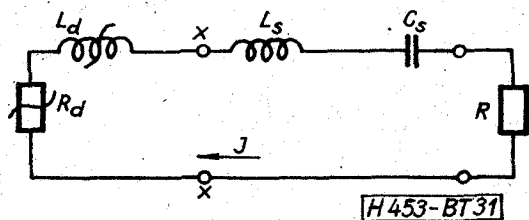
11. Duál kapcsolások

Az eddigiekben az oszcillátort feszültségvezérelt aktív elem alkalmazásával tárgyaltuk a 4. ábra helyettesítő képe alapján. Ez a közelítés általában jól használható különféle oszcillátor-típusokra. Egyes esetekben azonban az áramvezérléses közelítést célszerű használni. Az áramvezérlés a feszültségvezérlés duálja és a helyettesítő kép, valamint az elemértékek is a 4. ábra szerinti alakúak lesznek.

A duál-fogalmakat a következőkben soroljuk fel: feszültségvezérlés – áramvezérlés, párhuzamos kap-

csolás—soros kapcsolás, áramgenerátor—feszültséggenerátor, feszültség—áram, konduktancia—ellenállás, kapacitás—induktivitás, szuszceptancia—reaktancia.

A feszültségvezérelt esetre levezetett összefüggések a duál-fogalmaknak megfelelően átírva az áramvezérelt esetet adják meg. Így nincs szükség az áramvezérelt esettel külön foglalkozni. Minden eredmény, melyet feszültségvezérléssel kaptunk, formális átírás után közvetlenül használható az áramvezérelt esetre.



31. ábra. Az oszcillátor helyettesítő kapcsolása áramvezérlés esetén

Az áramvezérelt diódás oszcillátor helyettesítő képe az előzőek alapján a 31. ábrán látható, mely a 4. ábra duálja. A dióda impedancia a (6) képlet átírásával adódik:

$$Z_d = -R_0 \left(1 - \frac{1}{2} i^2 \right) + jR_0 \frac{\omega}{\omega_0} (Q_{d0} + x_n i^2), \quad (63)$$

ahol:

$$i = \frac{I}{I_m}, \quad (64)$$

$$Q_{d0} = \frac{\omega_0 L_{d0}}{R_0}, \quad (65)$$

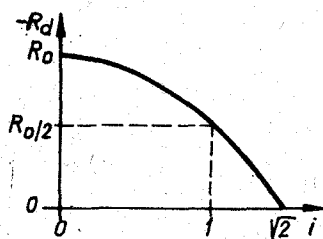
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_{d0} + L_s) C_s}}. \quad (66)$$

Itt I_m a maximális teljesítményhez tartozó áram, L_{d0} a dióda kisjelű inductivitása, R_0 a kisjelű negatív ellenállás, x_n a reaktancia nemlinearitási tényező.

A dióda negatív ellenállásának szintfüggését a (63) képlet alapján a 32. ábra mutatja. A dióda ellenállás negatívja az áram növekedésével csökken. Az oszcilláció feltétele az adott kapcsolásban tehát:

$$R \leq R_0. \quad (67)$$

Ebben lényeges különbség van az áramvezérelt és a feszültségvezérelt eszközök között. Ugyanis



H453-BT32

32. ábra. A dióda negatív ellenállásának szintfüggése

áramvezérlésnél az oszcilláció kialakulásához a terhelő ellenállásnak kisebbnek kell lennie a dióda kisjelű negatív ellenállásánál, míg feszültségvezérlésnél az oszcilláció kialakulásához a terhelő konduktanciának kell kisebbnek lennie, mint a dióda kisjelű negatív konduktanciája, vagyis a terhelő ellenállásnak nagyobbak kell lennie a dióda kisjelű negatív ellenállásánál.

Az impedanciák normalizálását R_0 -ra végezzük el. Így:

$$r = \frac{R}{R_0}, \quad (68)$$

mely a (14) képlet kuálja.

A duál-fogalmak között vannak olyanok, melyek önmaguk duáljai. Ilyen például a teljesítmény, a frekvencia, a fázis. Ezeket tehát nem kell átírni. A végképletekben főleg az előbbi három mennyiség szerepel, így az átírás viszonylag egyszerű. Rendszerint csak az alábbi két mennyiség átírására van szükség:

$$g \rightarrow r \quad (69)$$

$$b_n \rightarrow x_n. \quad (70)$$

A duál-fogalmak alkalmazásával és az ezen alapuló átírásokkal tehát a feszültségvezérlés elrendezéséről formális módosításokkal egyszerűen át lehet térni az áramvezérlés elrendezésekre. Ezért nem foglalkoztunk az előző pontokban külön az áramvezérlés megoldásokkal.

IRODALOM

- [1] Johnston, R. L.—De Loach, B. C.—Gohen, B. G.: A silicon diode microwave oscillator, Bell System T. J., 1965, febr. 369-372 old.
- [2] Greiling, P. T.—Haddad, G. I.: Large-signal equivalent circuits of avalanche transit-time devices, IEEE Trans. MTT, 1970, nov. 842-853 old.
- [3] Hines, M. E.: Large-signal noise, frequency conversion and parametric instabilities in IMPATT-diode networks, Proc. IEEE, 1972, dec. 1534—1548 old.
- [4] Kurokawa, K.: Injection locking of microwave solid-state oscillators, Proc. IEEE, 1973, okt. 1386—1410 old.
- [5] Sobol, H.—Sterzer, F.: Microwave power sources, IEEE Spectrum, 1972, 8. szám, 20—33 old.
- [6] Bulman, P. J.—Hobson, G. S.—Taylor, B. C.: Transferred-electron devices, Academic Press, New York, 1972.
- [7] Van der Pol, B.: Forced oscillations in a circuit with nonlinear resistance, Phil. Mag., 1927, jan. 65—80 old.
- [8] Van der Pol, B.: The nonlinear theory of electric oscillations, Proc. IRE 1934, szept. 1051—1086 old.
- [9] Haddad, G. I.: Avalanche transit-time devices, Artech House Inc., Dedham, Mass., 1973.
- [10] Hobson, G. S.: The Gunn effect, Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [11] Berceli T.: Analysis of microwave tunnel-diode oscillators, XII. Internationales Wissenschaftliches Kolloquium. Ilmenau, 1967 szept. Heft 9, 33—40 old.
- [12] Almássy Gy.: Mikrohullámú Kézikönyv, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1973.
- [13] Berceli T.—Nagy W.—Sellei T.: Improvements in Gunn oscillators, Third National Conference on Microwave Solid State Electronics, Zakopane, 1974. okt.
- [14] Berceli T.: Nonlinear effects in IMPATT-diode amplifiers, Conference Proceedings of 5th European Microwave Conference/Microwave 75, 1975, szept. 705—709 old.
- [15] Tager, A. Sz.—Bold—Petrov, V. M.: Lavinnó-proletnie diodi i ih primenenie v tehnike Sz. V. Cs., „Sovetszkoe Radio”, Moszkva, 1968.