

2. RAADIOSAGEDUSLIKUD OSTSILLAATORID	2
2.1. Ostsillaatorite teoreetilised alused, põhiskeemid	2
2.1.1. Võnkumiste tekitamine, analüüsi meetodid	2
2.1.2. Statsionaarne olukord	4
2.1.3. Amplituudi püsivuse tingimus (tööpunkti stabiilsus amplituudtasandil)	6
2.1.4. Sageduse püsivuse tingimus (tööpunkti stabiilsus faasitasandil)	8
2.1.5. Aktiivelemendi keskmistatud tõus, keskmine negatiivne juhtivus ja -takistus	9
2.1.6. Võnkerežiimid	10
2.1.7. Tagasisidestatud ostsillaatorite skeemilised lahendused	12
2.1.8 Negatiivse juhtivuse ja negatiivse takistusega ostsillaatorite skeemid	15
2.1.9 Diapasoonostsillaatorid	17
2.2. Ostsillaatorite sageduse stabiliseerimine	20
2.2.1. Sageduse stabiilsus	20
2.2.2. Nõuded sagedusstabiilsustele	21
2.2.3. Ostsillaatori sagedust mõjutavad tegurid	21
2.2.4. Tagasisidestatud ostsillaatori sagedusstabiilsus	23
2.2.5. Kõrgemate harmooniliste mõju sagedusstabiilsusele	26
2.3. Sageduse parameetiline stabilisatsioon	27
2.3.1. Sagedusstabiilsete ostsillaatorite skeemid	27
2.3.2. Võnkeringide termokompensatsioon	30
2.4. Kvartsstabilisatsioon	33
2.4.1. Kvartskristall, kvartsresonaator	33
2.4.2. Võnkumised eri deformatsioonidel, kvartsi lõiked	34
2.4.3. Kvartsresonaatori parameetrid	35
2.4.4. Kvartsostsillaatorite skeemid	38
2.4.5. Ostillaator - kvartsresonaator kui induktiivsus	38
2.4.6. Ostsillaator - kvartsresonaator kui aktiivtakistus	41
2.4.7. Ostsillaator - kvarts sildskeemis	42
2.4.8. Ostsillaator - kvartsresonaatori kõrgematel harmoonilistel	44
2.5. Sagedussüntesaatorid	45
2.5.1. Analooq-sagedussüntesaatorid	46
2.5.2. Digitaalsed otsesed sagedussüntesaatorid	47
2.5.3. Kaudne sagedussüntesaator	49
2.5.4. ÜKS süntesaatorid	52

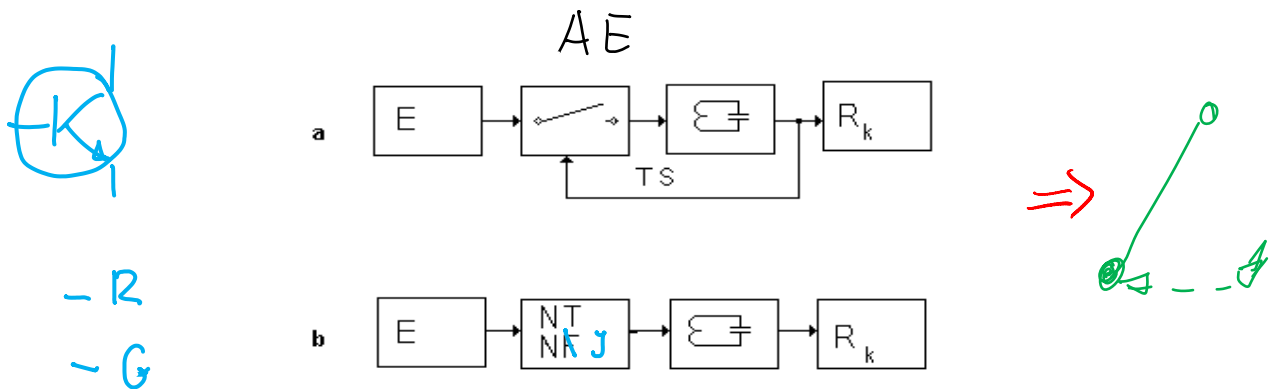
2. RAADIOSAGEDUSLIKUD OSTSILLAATORID

2.1. Ostsillaatorite teoreetilised alused, põhiskeemid

Enamus selles punktis toodud teoreetiline materjal peaks varasemast olema tuttav, siin on seatud eesmärgiks varasemast lühikokkuvõtte tegemise ja lähtekohtade formeerimine, niipalju, kui seda on vaja edasiminekaks (ka neile, kes vastavaid kursusi eelnevalt pole läbinud).

2.1.1. Võnkumiste tekitamine, analüüsi meetodid

Meie piirdume siin saatjates enamlevinud siinuslaine ostsillaatoritega. Vaatleme kahte

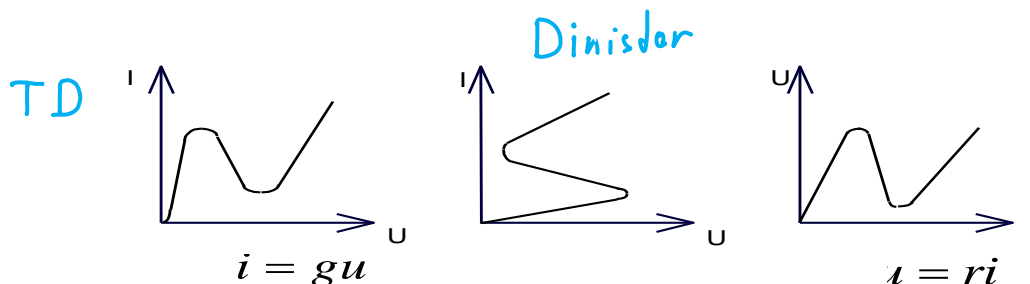


Joon. 2.1.1.

võnkumiste tekitamise konstruktiivset **põhimõtet** (joon. 2.1.1).

Esimeses (a) on **tagasisidestatud süsteem**, kus tagasiside ahela kaudu tüüritakse aktiivelementi. Viimast võib vaadelda näiteks ka kui tüüritavat võtit, üle mille antakse võnkeringile - võnkeringi kadude kompenseerimiseks ja seega sumbumatute võnkumiste tekitamiseks - **kindlatel !** ajahetkedel võnkumisi ergutavaid, toiteallikast võetavaid energiaimpulsse. Enamasti aga skeem töötab analoogrežiimil töötava transistoriga.

Teiseks saadakse võnkumised võnkeringi kadude kompenseerimisega vahetult võnkeringiga ühendatava **negatiivse takistuse või -juhtivusega** elemendiga. Selgitame siin vahet negatiivse juhtivuse ja negatiivse takistuse vahel. Võttes näiteks tunnelidiodi VA karakteristiku (joon.2.1.2 a), saame avaldada voolu juhtivuse g ja



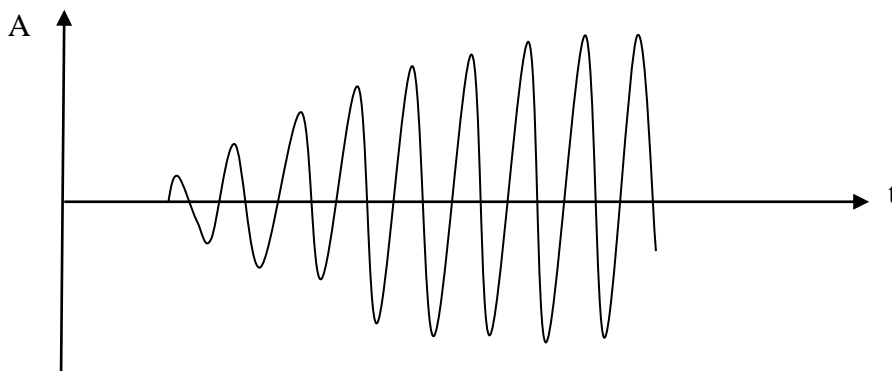
Joon. 2.1.2.

pinge kaudu. Karakteristiku langevas osas oleme saanud negatiivse juhtivuse ja seetõttu nimetame sellise karakteristikuga elemente negatiivse juhtivusega elementideks. Dinistoril näiteks aga (b) saame niiviisi ühe pinge väärtuse korral kolm voolu väärtust - st karakteristik pole üheselt määratud. Seetõttu pöörame siin teljestikku nii, et avaldame pinget takistuse R ja voolu kaudu (c). Nii saame langevas karakteristikus osas negatiivse takistuse; vastavaid elemente nimetame aga negatiivse takistusega elementideks.

Teoreetilises käsitluses on tagasisidestatud ostsillaatori käsitlus taandatav ka viimasele põhimõttele – vaadeldav ka kui negatiivse takistuse, juhtivuse indutseerimisena võnkeringis

Analüüsi meetodite täpsustamiseks vaatleme **võnkumiste tekkimisprotsessi ajalises mastaabis (ostsillogrammi)**.

Ostsillaatori sisselülilimisel (joon. 2.1.3) on kõigepealt otsustamisel, kas on täidetud võnkumahakkamiseks **amplituudi- ja faasitingimus**. - kas ostsillaator hakkab võnkuma või mitte.

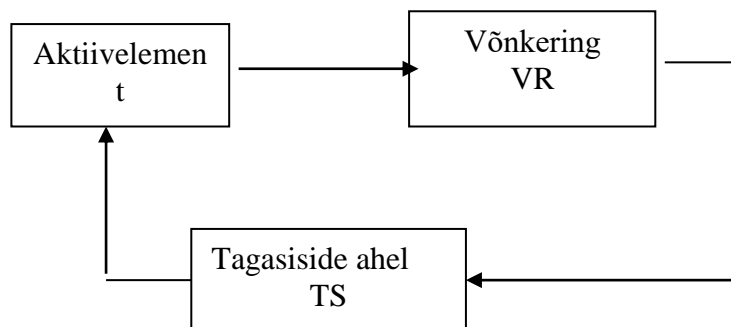


Joonis 2.1.3

Tekkivate väikeste signaalide (või ka signaalide puudumise korral - kui võnkumised ei teki) saab aktiivelementi vaadelda lineaarsena ja seetõttu on sobilikud suvalised lineaarsete ahelate kohta käivad stabiilsuse (genereerimise) tingimused (Nyquisti kriteerium, Bode amplituudi- ja faasikarakteristikud, pooluste ja nullide asetused kompleksstasandil jms).

Kui võnketingimused on täidetud, hakkab signaali amplituud kasvama. Tegemist on **siirdeprotsessiga**. Siin saab kasutada aeglaselt muutuvate amplituudide meetodit (Van der Poole'i meetod). Siirdeprotsessi lõppedes saabub **statsionaarne režiim**. Kuna nüüd on tegemist suurte signaalide režiimiga, ei saa me välistada võimenduselemendi mittelineaarsust ja sellega kaasnevat nähtusi.

Raadiosaatjates pakub põhilist huvi just **statsionaarne töörežiim** (eeldusel muidugi, et algsed võnketingimused on täidetud). Vaatleme ostsillaatori struktuurskeemi osa (joon. 2.1.4), mis koosneb



Joon. 2.1.4

aktiivlemendist ja võnkeringist. AE mittelineaarsuse tõttu tekivad tema väljundis lisaks põhiharmoonilisele veel kõrgemad harmoonilised.

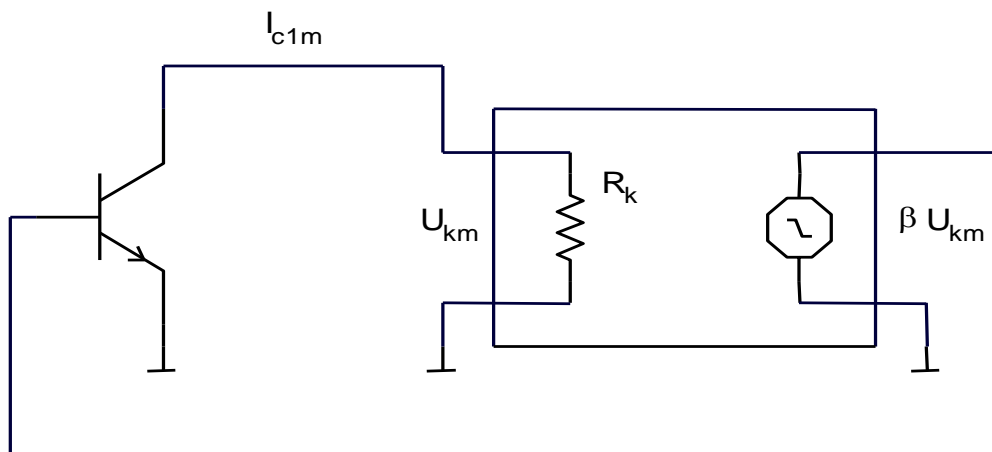
Tänu võnkeringile filtreeritakse viimased valdavalt enamuses välja. See võimaldab kasutada statsionaarse režiimi analüüsil **harmoonilise lineariseerimise e. kvasiharmoonilist meetodit**. Selle olemuseks on keskmistatud (põhiharmoonilise suhtes) parameetrite kasutamine. Nii näiteks transistoride, nii bipolaarsete kui ka väljatransistoride korral kasutatakse nn keskmistatud (edaspidi lihtsustatult väljendades keskmist) tõusu; negatiivse juhtivusega ja -takistusega elementides vastavalt keskmist negatiivset juhtivust ja -takistust.

$$\dot{\bar{S}} = \bar{S} \cdot e^{j\varphi_{\bar{S}}}; \quad \dot{\bar{Y}} = \bar{Y}_n \cdot e^{j\varphi_{\bar{Y}_n}}; \quad \dot{\bar{Z}} = \bar{Z}_n \cdot e^{j\varphi_{\bar{Z}_n}}.$$

Veelkord - see osutub võimalikuks tänu **võnkeringi olemasolule** ahelas, tänu selle filtreerivale omadusele.

2.1.2. Statsionaarne olukord

Vaatleme kõigepealt **tagasisidestatud ostsillaatori** struktuuri (joon. 2.1.5). Siin on tegemist aktiivlemendiga AE, koormusega R_k ja tagasisideahelaga ülekandega β .

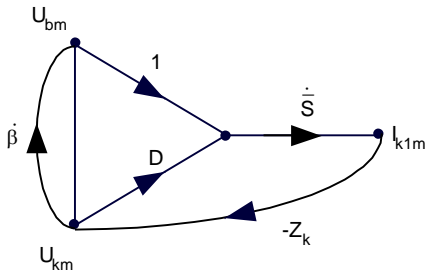


Joon. 2.1.5.

Toodud joonise baasil saame kirjutada välja kolm võrrandit::

$$I_{k1m} = \dot{\bar{S}} \cdot (U_{bm} + D \cdot U_{km}); \quad U_{bm} = \beta \cdot U_{km}; \quad U_{km} = -I_{k1m} \cdot \dot{\bar{Z}}_k.$$

Viimaste alusel koostame signaaligraafi (joon. 2.1.6), mille järgi



Joon. 2.1.6.

saame leida Masoni valemi abil süsteemi determinandi:

$$\Delta = 1 - L_1 - L_2 + L_1 \cdot L_2; \quad L_1 = -\dot{\beta} \cdot \dot{S} \cdot \dot{Z}_k; \quad L_2 = -D \cdot \dot{S} \cdot \dot{Z}_k;$$

$$\Delta = 1 + \dot{S} \cdot \dot{Z}_k \cdot (\dot{\beta} + D).$$

Ostsillaatori statsionaarses olukorras võrdub seda kirjeldav determinant nulliga, seega saame järgmise statsionaarsuse tingimuse:

$$\dot{S} \cdot \dot{Z}_k \cdot (\dot{\beta} + D) = -1; \quad \bar{S} \cdot Z_k \cdot \beta \cdot e^{j(\varphi_{\bar{S}} + \varphi_{Z_k} + \varphi_{\beta})} = -1. \quad \text{Siin } D \approx 0,$$

mille kirjutame ringi moodulite ja faaside kaudu järgmiselt:

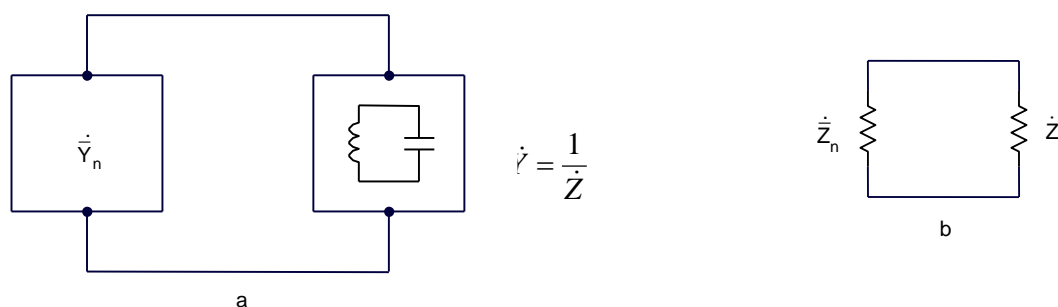
$$\bar{S} \cdot Z_k \cdot \beta = 1; \quad \varphi_{\bar{S}} + \varphi_{Z_k} + \varphi_{\beta} = \pi.$$

Oleme saanud tagasisidestatud ostsillaatori statsionaarsele töörežiimile vastavad **amplituudi ja faasi tasakaalutingimused**.

Kokkuvõttes, võnkumiste tekkimiseks ja säilumiseks saime siis praegu 2 vajalikku tingimust, kus siis amplituuditingimus tähendab seda, et võnkeringis olevad kaod on kompenseeritud ja faasitingimus seda, et on tegemist positiivse tagasisidega.

Vaikimisi on siin eeldatud, et aktiivelement pöörab faasi 180° . Tõepoolest, kui näiteks npn transistori (ÜE) sisendpinge positiivne polaarsus avab transistori, sellele vastab kollektorvoolu kasv, kollektorpinge aga omab negatiivset polaarsust (langeb). Kui aktiivelemendi faasipööramist automaatselt mitte arvestada – siis faaside summa võrdub nulliga (mis on samuti siis vaadeldav kui positiivse tagasiside tunnus)

Negatiivse juhtivusega ostsillaatori aseskeemi (joon. 2.1.7 a) abil koostatud süsteemi determinant on kujul: $\Delta = \bar{Y}_n + \dot{Y}$.



Joon. 2.1.7.

Võrrutades selle nulliga, saame järgmised amplituudi - ja faasi tasakaalutingimused:

$$\dot{\bar{Y}}_n + \frac{1}{\dot{\bar{Z}}} = 0; \quad \frac{\dot{\bar{Y}}_n \cdot \dot{\bar{Z}} + 1}{\dot{\bar{Z}}} = 0; \quad \dot{\bar{Y}}_n \cdot \dot{\bar{Z}} = -1;$$

$$\bar{Y}_n \cdot Z = 1; \quad \varphi_{\bar{Y}_n} + \varphi_Z = \pi \pm 2j\pi \quad (\varphi_{\bar{Y}_n} = \pi).$$

Negatiivse takistusega ostsillaatori korral, tuues asesseemi takistustega (b), saame amplituudi - ja faasingimusteks järgmised seosed:

$$\bar{Z}_n \cdot Y = 1; \quad \varphi_{Z_n} + \varphi_Y = \pi \pm 2j\pi.$$

2.1.3. Amplituudi püsivuse tingimus (töepunkti stabiilsus amplituudtasandil)

Eelmises punktis saime amplituudi tasakaalutingimuse. Kuna alati on tegemist parameetrite muutustega, näiteks välismõjutuste muutuste korral, siis võib juhtuda, et amplituuditingimuse täitmine katkeb. Vaatlemegi siin olukorda, kus ostsillaatorile mõjub mingi välismõjutuste kogum V . Niisiis, mingil ajamomendil t_1 olgu välismõjutuste kogum V_1 ning amplituudide tasakaaluvõrrand näeb välja järgmine:

$$\bar{S}(A_1, V_1) \cdot Z_k(V_1) \cdot \beta(V_1) = 1; \quad t = t_1.$$

Ajamomendil t_2 on välismõju V_1 muutunud V_2 -ks. Kui sellega ei kaasne ostsillaatori amplituudimuutust, siis saame üldjuhul, et

$$t_1 \rightarrow t_2 : \quad \bar{S}(A_1, V_2) \cdot Z_k(V_2) \cdot \beta(V_2) \neq 1 \quad \text{Tähendab, et amplituuditingimus pole täidetud.}$$

Selleks, et täituks amplituudi (statsionaarsuse) tingimus - peab ostsillaator andma välise mõjutuste muutuste korral oma sisemise vastureaktsiooni - amplituudi muutuse

See tähendab, et kui

$$V_1 \rightarrow V_2 \Rightarrow A_1 \rightarrow A_2 : \quad \bar{S}(A_2, V_2) \cdot Z_k(V_2) \cdot \beta(V_2) = 1.$$

Järgnevalt katsume selgitada, milline peaks see vastureaktsioon - amplituudimuutus - olema, et säiluks amplituudide tasakaal (et tööpunkt amplituudtasandil oleks püsiv).

Selleks kirjutame veelkord välja amplituudide tasakaalu nõude:

$$\bar{S}(A, V) \cdot Z_k(V) \cdot \beta(V) = q(A, V),$$

tähistades siin kolme liikme korrutise tähisega $q(A, V)$. Eeldame, et algselt see q võrdub ühega ja nõuame nüüd, et ta ei muutuks. Selleks kujutame q muutust q täisdiferentsiaalina - ja nõuame, et see muutus võrduks nulliga. Nii saame, avaldades q täisdiferentsiaali kui kahe muutujaga funktsiooni ning võrrutades selle nulliga, tingimuse amplituudtasakaalu (statsionaarsuse) säilitamiseks:

$$dq(A, V) = 0: \quad dq = \frac{\partial q}{\partial A} dA + \frac{\partial q}{\partial V} dV = 0.$$

Arutleme nüüd selliselt. Välistingimuste muutuste suurenemisel peab suurenema ostsillaatori vastureaktsioon - amplituudi muutus dA . Võrrandis tasakaalu säilitamiseks peab siis liige dq/dA vähenema. Kirjutame selle nõude välja tuletisena:

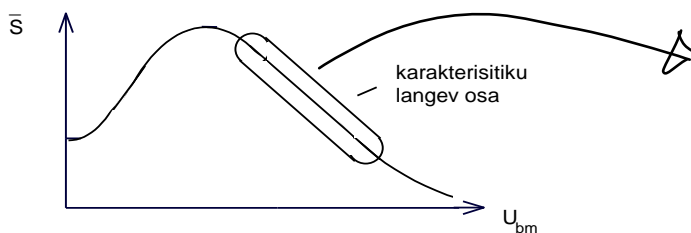
$$\frac{\partial q}{\partial A} < 0. \quad \text{Siit saame, kui pidades silmas } q \text{ täielikku avaldist ning seda, et } q \text{ avaldise kolmest tegurist sõltub}$$

amplituudist ainult keskmise tõusu moodul: $\frac{\partial q}{\partial A} = Z_k(V) \cdot \beta(V) \cdot \frac{\partial \bar{S}(A, V)}{\partial A} < 0: \quad .$

$$\text{Siit näeme, et } \frac{\partial \bar{S}}{\partial A} = \frac{\partial \bar{S}}{\partial U_{bm}} < 0.$$

Olemegi saanud amplituudi püsivuse tingimuse ehk teisiti öelduna - tööpunkti stabiilsuse nõude amplituudtasandil.

Tulemit võib illustreerida keskmise tõusu mooduli ja baasipinge vahelise sõltuvuse karakteristikul (joon.2.1.8). Stabiilse tööpunkti saame karakteristikul langevas osas.



Joon.2.1.8.

Negatiivse juhtivusega ja -takistusega ostsillaatorites saame amplituudi püsivuse tingimusteks vastavalt:

$$\frac{\partial \bar{Y}_n}{\partial A} = \frac{\partial \bar{Y}_n}{\partial U_{vr}} < 0;$$

$$\frac{\partial Z_n}{\partial A} = \frac{\partial Z_n}{\partial I_{vr}} < 0;$$

kus U_{vr} - võnkeringi pinge; I_{vr} - võnkeringi vool.

2.1.4. Sageduse püsivuse tingimus (tööpunkti stabiilsus faasitasandil)

Lähtume jällegi tagasisidestatud ostsillaatorist. Faasitingimuse täitmise juures tuleb ka siin arvestada võimalike faasimuutustega. Võtame siis vaatluse alla faaside tasakaalutingimuse koos faase mõjutava sageduse ω ja välismõjutuste kogumiga V . **Ajamomendil** t_1 saame:

$$\varphi_{\bar{s}}(\omega_1, V_1) + \varphi_{Z_k}(\omega_1, V_1) + \varphi_{\beta}(\omega_1, V_1) = \pi.$$

Kui nüüd **ajamomendiks** t_2 välismõjutused on muutunud - V_1 läheb V_2 -ks ja ostsillaator mingit vastureaktsiooni ei anna, saame:

$$t_1 \rightarrow t_2 \Rightarrow V_1 \rightarrow V_2 : \quad \varphi_{\bar{s}}(\omega_1, V_2) + \varphi_{Z_k}(\omega_1, V_2) + \varphi_{\beta}(\omega_1, V_2) \neq \pi.$$

Selleks, et täita faaside tasakaalutingimust (statsionaarsust) välisingimuste muutuste korral, peab **ostsillaator andma oma vastureaktsiooni - vastava sageduse muutuse.**

Siis saame:

$$V_1 \rightarrow V_2 \Rightarrow \omega_1 \rightarrow \omega_2 : \quad \varphi_{\bar{s}}(\omega_2, V_2) + \varphi_{Z_k}(\omega_2, V_2) + \varphi_{\beta}(\omega_2, V_2) = \pi.$$

Avaldame ka siin, analoogselt eelmise punktiga, faaside summa funktsiooni $\phi(\omega, V)$ kaudu ja selle muutumatuse tagamiseks võrrutame selle funktsiooni täisdiferentsiaali nulliga. Saame:

$$d\phi(\omega, V) = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} d\omega + \frac{\partial \phi}{\partial V} dV = 0.$$

Vaatleme nüüd jällegi olukorda välismõjutuste muutuste suhtes. Kui välismõjutuste muutus suureneb, peab suurenema ka ostsillaatori vastureaktsioon $d\omega$. Järelikult võrrandi tasakaalu säilitamiseks peab liige

$$\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \text{ vähenema.}$$

Ülaltoodust lähtuvalt kirjutame selle nõude järgmiselt: $\frac{\partial}{\partial \omega} (\varphi_{\bar{s}} + \varphi_{Z_k} + \varphi_{\beta}) < 0$.

lainenobelisid, $\partial \phi \ll 0$

Kirjutades tuletise liikmete summast ringi summana tuletistest ning vaagides seejuures osatuletiste kaalusid summas, näeme, et ilmselt domineerib siin võnkeringi faasikarakteristiku tuletis. Seetõttu võime väita, et faaside tasakaalu tingimus on täidetud võnkeringi takistuse

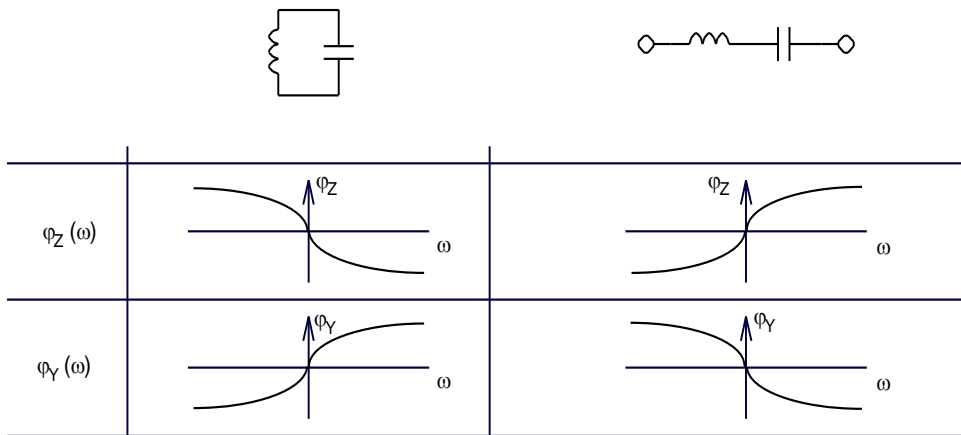
faasikarakteristiku langeva iseloomu korral: $\frac{\partial \varphi_{Z_k}}{\partial \omega} < 0$.

Avaldades analoogselt negatiivse juhtivusega ja negatiivse takistusega ostsillaatorite sageduse püsivuse nõuded, saame:

NJ: $\frac{\partial \varphi_{Z_{vr}}}{\partial \omega} < 0$; NT: $\frac{\partial \varphi_{Y_{vr}}}{\partial \omega} < 0$,

kus $\varphi_{Z_{vr}}$ -võnkeringi takistuse ja $\varphi_{Y_{vr}}$ -võnkeringi juhtivuse faasid.

Siit saame praktilise tähtsusega järeldused. Joonisel 2.1.9 on



Joon. 2.1.9.

toodud paralleel - ja järjestikvõnkeringide takistuste ja juhtivuste faasikarakteristikud. Neist nähtub, et

- tagasisidestatud ostsillaatoris ja negatiivsele juhtivusele tuginevas ostsillaatoris tuleb kasutada sageduse püsivusnõude tagamiseks paralleelvõnkeringi;
- negatiivsele takistusele tuginevas ostsillaatoris tuleb kasutada järjestikvõnkeringi.

2.1.5. Aktiivelemendi keskmistatud tõus, keskmine negatiivne juhtivus ja -takistus

Keskmistatud (edaspidi ja varemalt lihtsustatult nimetatud keskmine) tõus, mis on üldjuhul kompleksne suurus, avaldub seosega

$$\dot{\bar{S}} = \frac{I_{k1m}}{U_{bm} + D \frac{U_{bm}}{\dot{\beta}}} = \frac{I_{k1m}}{U_{bm}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{D}{\dot{\beta}}}$$

Arvestades, et bipolaarsetes transistorides läbitavus on väga väike ($D < 0.001$), saame lihtsustatud keskmise tõusu mooduli avaldiseks:

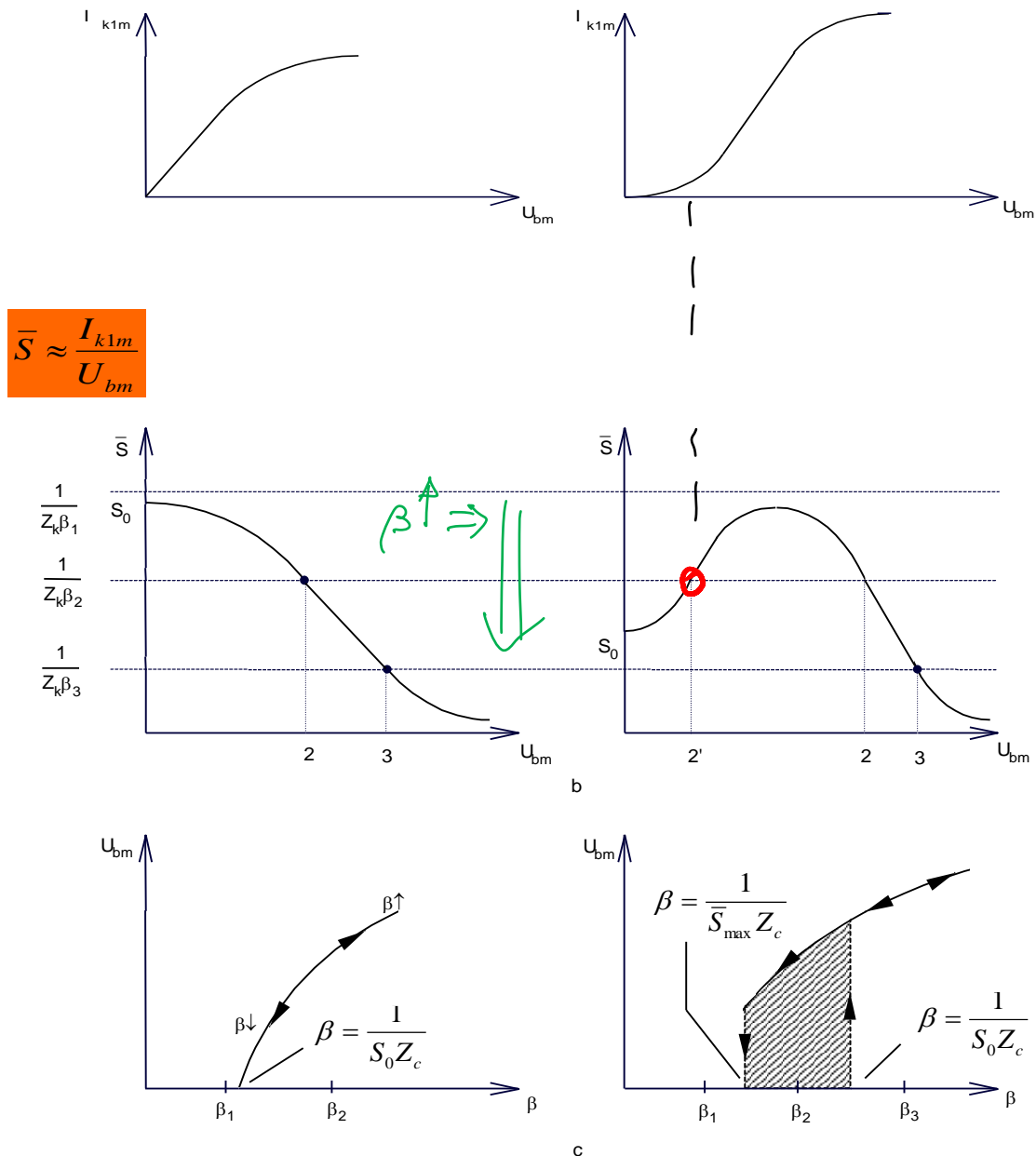
$$\bar{S} = \frac{I_{k1m}}{U_{bm}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{D}{\beta}}; \quad \bar{S} \approx \frac{I_{k1m}}{U_{bm}}$$

Keskmise negatiivse juhtivuse ja -takistuse avaldisteks saame:

$$\dot{\bar{Y}}_n = \frac{I_{1m}}{U_m}; \quad \dot{\bar{Z}}_n = \frac{I_m}{U_{1m}}$$

2.1.6. Võnkerežiimid

Vaatleme siin ostsillaatorite omadusi amplituudtasandil. Alustame kollektorvoolu esimese harmoonilise tüüpilistest sõltuvustest baasipingest (joon. 2.1.10a). Neis tulenevalt saame koostada keskmise tõusu moodulite amplituudisõltuvused (b). Veel on siin kasutatud amplituud-tasakaalu tingimust, mis on ringi kirjutatud kujule $\bar{S} \cdot Z_k \cdot \beta = 1 \Rightarrow \bar{S} = \frac{1}{Z_k \cdot \beta}$.



Joon. 2.1.10.a,b,c

Järgnevalt vaatleme tööpunkte sõltuvana tagasiside β suurusest. *Punktiirjoon iseloomustab*

tagasiside erinevaid sügavusi. Nii näiteks tagasiside β_1 korral ei ole tõusukarakteristikuga ühiseid puutepunkte. Teisiti öeldes, tagasiside on liiga väike võnkumiste tekitamiseks. Suurendades tagasisidet väärtuseni β_2 , saame tööpunktid 2 ja vastavalt 2', 2. Veelgi tagasisidet suurendades saame tööpunktid 3 ja 3.

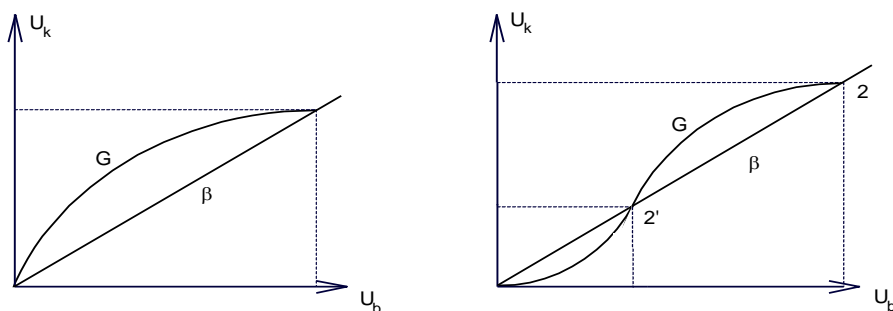
Nüüd pöördume amplituudi püsivuse tingimuse juurde, $\frac{\partial \bar{S}}{\partial U_{bm}} < 0$, millest on näha,

et stabiilne tööpunkt saab olla tõusukarakteristiku langeval osal - st punkt 2' ei ole stabiilne. Parempoolisel karakteristikul on oht ebastabiilsete võnkumiste tekkeks; garanteeritud stabiilsed võnkumised saadakse siis, kui tagasiside sügavusjoon asetseb alla S_0 väärtust - st küllalt sügava tagasiside korral. Olukorda illustreerivad karakteristikute (b) järgi konstrueeritud võnkearakteristikud - võnkeamplituudi sõltuvus tagasiside sügavusest (c). Parempoolne karakteristik on ühene mõlemis suunas - tagasiside suurendamisel ja vähendamisel võnkeamplituud vastavalt suureneb või väheneb ühese seaduspärasuse järgi. Sellist võnkearakteristikut ja sellele vastavat olukorda nimetatakse **pehmeks võnkerežiimiks**.

Parempoolisel karakteristikul ei toimu võnkumisi enne, kui tagasiside sügavust iseloomustav punktiirjoon on võrdne või allpool S_0 väärtust või kui tekib karakteristikuga ja punktiirjoone ristumiskohale (tööpunktile) vastav, seda tööpunkti tagava amplituudiga pingepulss (näiteks indutseeritud pinget edasiandva kruvikeeraja otsa puudutus, taktsignaali, ostsillaatori sisselülitamine võrku). Viimasel juhul, kui tagasiside sügavus pole piisavalt suur, on oht ebapüsivateks võnkumisteks (näiteks (b) ----- tööpunkt 2' annab ebapüsivad võnkumised, millised katkevad väiksematelgi ostsillaatori parameetrite muutustel). Joonisel (c) on ebapüsivate võnkumiste piirkond viirutatud.

Ebapüsivate võnkumiste vältimiseks tuleb täita võrratus $S_0 \cdot Z_k \cdot \beta > 1$. Võnkumised tekivad siin nn. **jäigas võnkumiste režiimis**.

Jäika ja pehmet võnkumiste iseloomu vaadeldakse kirjanduses tihti ostsillaatori võimendusteguri $G = \bar{S} \cdot Z_k$ ja tagasisideahela ülekande β kaudu ning kujutatakse amplituudimuutusi nende korrutise $G \cdot \beta$ abil. Nii näiteks, kui $G\beta > 1$, siis võnkeamplituud kasvab, $G\beta < 1$ - langeb ja statsionaarsus on tagatud $G\beta = 1$ korral. Pehmele ja jäigale töörežiimile vastavad karakteristikud transistori baasil e. ostsillaatori "sisendis" (antuna ostsillaatori väljundist üle tagasisideahela sisendisse) oleva pingel U_b ja transistori kollektoril ehk ostsillaatori väljundis oleva pingel U_k kaudu on toodud joonisel 2.1.11. Tööpunktid 2 osutuvad stabiilseteks, kuna



Joon. 2.1.11

amplituudi kasvu korral **võimendustegur** väheneb, languse korral aga - suureneb. Tööpunkt 2' aga töötab vastupidiselt - amplituudi vähenemine näiteks viib võimendusteguri vähenemisele, mistõttu võnkumised katkevad. Seetõttu pole siin täidetud amplituudi püsivuse tingimus ja pole seega tagatud ostsillaatori stabiilne töö.

Mida suurema kaldega toimub tööpunkti G ja β karakteristikute lõikumine, seda vähem sõltub võnkumiste amplituud nii sisemistest kui ka välistest põhjustest tingitud parameetrite muutustest.

Kokkuvõttes peavad ostsillaatorite võnkumahakkamiseks ning võnkumiste säilitamiseks olema täidetud **viis tingimust**:

1. Võnkumahakkamise amplituudtingimus $S_0 \cdot Z_k \cdot \beta > 1$.

2. Statsionaarses olukorras amplituud-tasakaalutingimus $S \cdot Z_k \cdot \beta = 1$.

3. Amplituudi püsivuse tingimus $\frac{\partial S}{\partial A} < 0$.

4. Faasi tasakaalutingimus $\varphi_S + \varphi_{Z_k} + \varphi_\beta = \pi$.

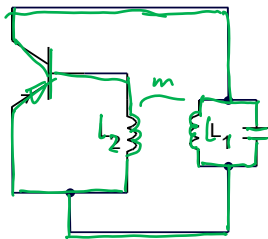
5. Sageduse püsivuse tingimus $\frac{\partial \varphi_{Z_k}}{\partial \omega} < 0$.

Analoogsed nõuded tuleb täita generaatorites, reliseerituna negatiivse juhtivuse või -takistusega elementide abil.

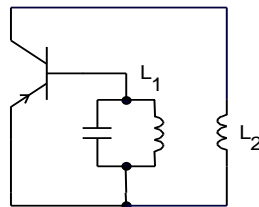
2.1.7. Tagasisidestatud ostsillaatorite skeemilised lahendused

Õieti valitud ostsillaatori skeem tagab **automaatselt faasitingimuste** (nii tasakaalu kui sageduspüsivuse nõude) täitmise, **amplituudtingimused** sõltuvad põhiliselt aktiivlemendi võimendusomadustest ja skeemielementide väärtustest.

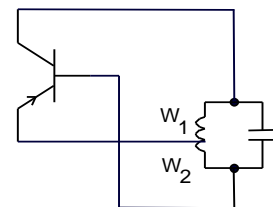
Vaatleme siin viit enamlevinut ostsillaatori struktuuri nende signaalisageduslike aseskeemide kaudu (joon. 2.1.12).



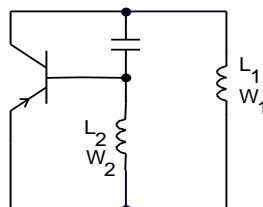
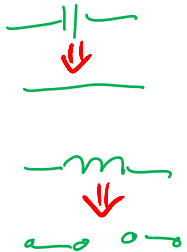
1. Meißner



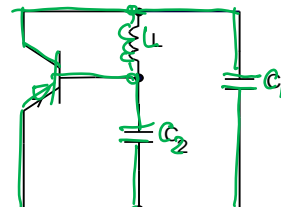
2.



3.



4. Hartley



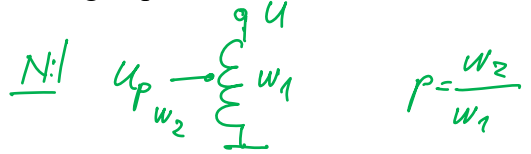
5. Colpitts

Bipolaartr ansistori asemel võib olla nii väljatransistor kui ka elektronlamp.

Amplituudtingimuste arvutamiseks tuleb leida AE ekvivalentne koormustakistus Z_C ning tagasisidestusahela ülekanne β . Igal konkreetsel ostsillaatoritüübil on nad erinevalt arvutatavad. Kuna AE koormuseks on võnkering, siis koormustakistus avaldub võnkeringi ekvivalentse resonantstakistuse R_{oe} kaudu kas vahetult või lülitusteguri p kaudu.

Tuletagem siinjuures meelde paar sellekohast valemit:

$$R_{oe} = Q \cdot \rho; \quad R_{oe} = p^2 \cdot Q \cdot \rho; \quad p = \frac{U_p}{U}$$



Siin pinge U_p on pinge võnkeringi väljavõtte suhtes, U - võnkeringil. Vaatleme mahtuvusliku kolmpunkti näite varal, kuidas leida koormustakistus Z_C :

$$R_{oe} = Q \cdot \omega \cdot L; \quad Z_k = p^2 \cdot R_{oe};$$

$$p = \frac{U_{km}}{U_{bm}} = \frac{U_{C1m}}{U_{C1m} + U_{C2m}} = \frac{I_{vr} \cdot \frac{1}{\omega \cdot c_1}}{I_{vr} \cdot \frac{1}{\omega \cdot c_1} + I_{vr} \cdot \frac{1}{\omega \cdot c_2}} = \frac{1}{c_1} \cdot \frac{1}{\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2}} = \frac{c_2}{c_2 + c_1}$$

Siin: U_k - pinge kollektoril; U_C - pinge kondensaatoril.

Järgnevalt toome ülevaatliku tabeli vaadeldud viie ostsillaatoritüübi kohta.

Parameeter	1	2	3	4	5
ω_0	$\frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$	$\frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$	$\frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$	$\frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) \cdot C}}$	$\frac{1}{\sqrt{L \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}}}$
$Z_k = p^2 \cdot R_{oe}$ R_{oe}	$Q \cdot \sqrt{L \cdot C}$	$Q \cdot \sqrt{L \cdot C}$	$Q \cdot \sqrt{L \cdot C}$	$Q \cdot \frac{1}{\omega \cdot C}$	$Q \cdot \omega \cdot L$
p	1	$\frac{M}{L} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$	$\frac{W_1}{W_1 + W_2} = \frac{W_1}{W}$	$\frac{L_1}{L_1 + L_2} \approx \frac{W_1^2}{W_1^2 + W_2^2}$	$\frac{C_2}{C_1 + C_2}$
β	$\frac{M}{L} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$	$\frac{L}{M} = \frac{1}{k} \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$	$\frac{W_2}{W_1 + W_2}$	$\frac{L_2}{L_1} \approx \frac{W_2^2}{W_1^2}$	$\frac{C_1}{C_2}$

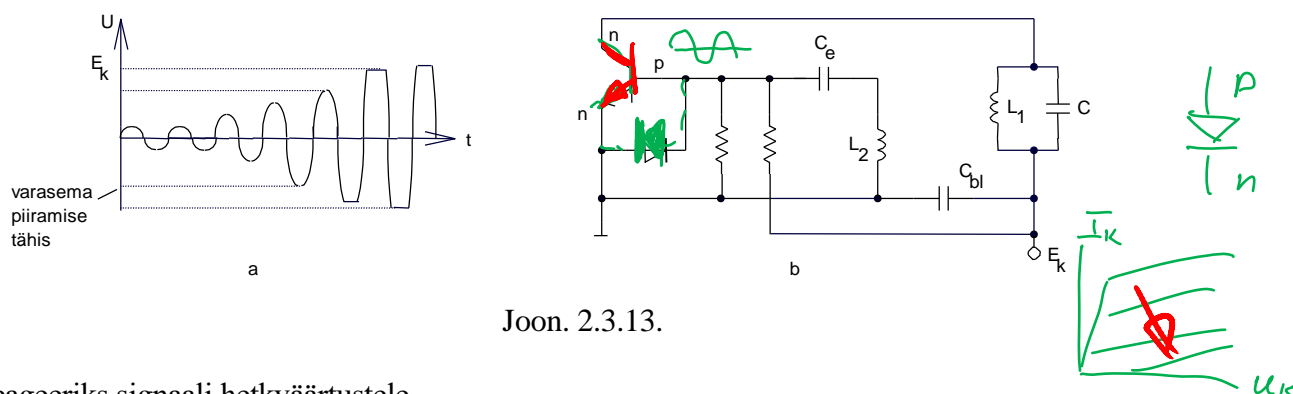
Siin k – induktiivpoolide sidestustegur.

Oluliseks momendiks ostsillaatorite juures on amplituudi piiramise

mehhanism.

Selgitame seda Meißneri ostsillaatori baasil (joon. 2.3.13). Vaatleme kõigepealt võnkumiste siirdeprotsessi. Teatavasti võnkumahakkamisel signaali amplituud kasvab, kuni lõpuks tekib amplituudi piiramine. Oluline on siinjuures see, kuidas piiramine toimub. Kui piiramine toimub mitte enne, kui toitepinge suurusega määratud signaali amplituudi piiramisega (inertsivaba signaalitippude äralõikamisega) - siis kaasnevad sellega signaali kuju moonutused (a). Tõsi, kui on tegemist kõrgehüvelise võnkeringiga, filtreeritakse enamus moonutavaid spektrikomponente välja, puhta signaali saavutamine on aga ikkagi raskendatud.

Et piirata signaali amplituudi, tuleb luua inertsiaalne ahel, mis vähendaks kas AE võimendustegurit (keskmist tõusu) või tagasisideahela ülekannet signaali keskmistatud parameetrite (efektiivväärtus, võimsus paljude signaaliperioodide kohta) järgi ning ei



Joon. 2.3.13.

reageeriks signaali hetkväärtustele.

Ostsillaatoris (b) on selleks baasi automaatne eelpeinge. Kuna tegemist on npn transistoriga, siis baasi-emitteri vahemik on vaadeldav dioodina joonisel toodud polaarsusega. See tähendab, et baasipinge positiivse polaarsusega poollained surutakse maha, negatiivsed aga mitte. Teiste sõnadega - toimub baasipinge alaldamine ning baasile kogunevate negatiivsete poollainete alaliskomponent hakkab transistori sulgema. Kuna baasiahelas on ka RC ahel (R moodustub pingejaguri takistite paralleelühendusest, C - eralduskondensaatorist, mis alaliskomponendi suhtes on ühe viiguga üle pooli maandatud, teise viiguga aga ühendatud baasiga), siis on tegemist RC-koormusega alaldiga. Tekkiv alaliskomponent on sõltuv võnkesignaali amplituudist, sõltuvuse inertsiaalsus on määratud RC-ahela ajakonstandiga. Järelikult transistori võimendus väheneb signaali amplituudi kasvades ning eeldatavasti saadakse stabiilne tööpunkt enne, kui tekivad toitepingest tingitud signaalimoonutused.

Antud skeemis sõltub automaatse -ja fikseeritud eelpeinge vahetamine pingejaguri takistite väärtustest. Nii on madalaloomilise pingejaguri korral ülekaalus fikseeritud eelpeingekomponent, kõrgemaaloomilise korral - automaatne. Oluliseks on ka automaatse eelpeingehela inertsiaalsus. Liiga väikese inertsiaalsuse korral hakkab transistori võimendustegur sõltuma pinge hetkväärtustest - põhjustades kujumoonutusi, suure korral aga ei jõua transistori võimendusteguri muutus järgida amplituudi kasvu - ja kui siis lõpuks jõuab sellele järele, siis suurele amplituudile vastava suure eelpeingega, mis võib põhjustada võnkumiste katkemise (võnkumiste katkendliku iseloomu).

Levinud on ka teised, tavaliselt signaali efektiivväärtuse järgi kontrollitavad (töötemperatuuri kaudu) mittelineaarsed inertsiaalsed piirajad, milliseid kasutatakse tavaliselt tagasisideahelates. Nii näiteks leiavad kasutust termistorid (+ temperatuuritegur) kui ka mikrominiatuurid (- temperatuuriteguriga).

Skeemide valik sõltub sagedusdiapasoonist. Kuni mõnekümne megahertsini on levinud ühevõnkeringilised bipolaar- ja väljatransistoridel mahtuvuslikud kolmpunktlülitused, kaasa arvatud Cluppi ostsillaator. Sageduse kasvades hakkab mõjuma **transistori inertsiaalsus** - transistori tõus muutub kompleksseks.¹

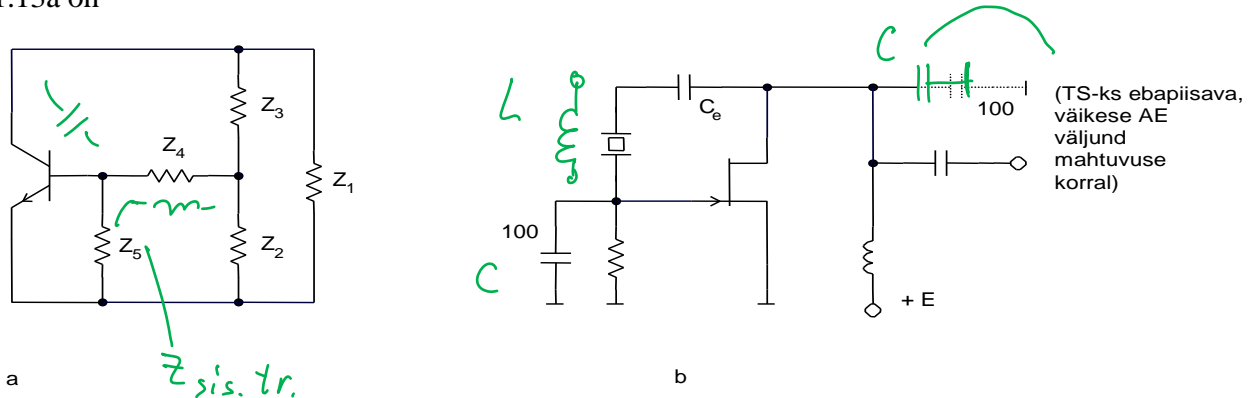
Kui nüüd mitte kasutada meetmeid täiendavaks faasikorreksiooniks, töötab transistor komplekssele koormusele (väljaspool võnkeringi resonantsi), mis vähendab sagedusstabiilsust. Väidetavalt tõusu faasinihe kuni 20...30° mõjutab veel suhteliselt vähe sagedusstabiilsust, faasinihe 40...60 kraadi korral aga langeb

¹ Tõusu kompleksse tingivad ka kõrgemad harmoonilised; selle mõjust sagedusstabiilsusele vt edaspidi ptk kõrgemate harmooniliste mõjust.

sagedusstabiilsus tunduvalt. Sageduse kasvades faasinihe suureneb veelgi ning tekib juba probleem võnkumiste säilitamisega.

Transistori inertsaalsust saab hinnata piirsageduste f_s ja f_T suhtes. Kui töösagedus $f_0 < 0.5 f_s$, siis võib lugeda **transistori mitteinertsaalseks**, kui töösagedus on vahemikus $0.5f_s < f_0 < f_T$, loetakse transistori **inertsaalseks** ja **tugevalt inertsaalseks** kui töösagedus on piirsageduse f_T lähedal.

Kõrgetel sagedustel, kus transistori tuleb vaadelda inertsaalsena, kasutatakse skeemis täiendavaid **faseerimisahelaid**. Need ahelad peab tagama ülekande, mille faas on võrdne, kuid vastasmärgiline AE tõusu faasiga, saades nii tervikuna nullilähedase faasinihke. Joonisel 2.1.13a on



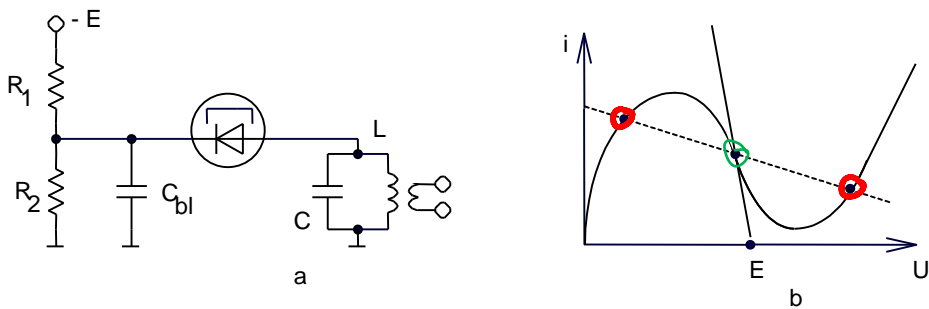
Joon. 2.1.13.

toodud **täiendava faseerimisega ostsillaatori** näide. Reaktiivtakistus Z_4 koos takistusega Z_5 , mis kujutab endast transistori sisendtakistust moodustab faasipöördeahela vajaliku faasinihke tagamiseks.

Sellised, mõnevõrra keerukamad kui tavalised kolmpunktskeemid leiavad kasutamist kuni 100...150 MHz -ni. Kõrgematel sagedustel on levinud skeemid, kus võnkering asetseb transistori baasi ja kollektori (paisu-neelu) vahel. Siia alla kuuluvad Pierce'i (joon.2.1.13b) ja ka Cluppi ostsillaatorid, kus kasutatakse induktiivsuse asemel võnkeringi ning võnkumised tekkivad võnkeringi induktiivsele iseloomule vastavas sageduspiirkonnas (kolmpunktgeneraatori faasitingimus täidetakse kasutatava võnkeringi (näiteks kvartsresonaatori) induktiivse iseloomu korral).

2.1.8 Negatiivse juhtivuse ja negatiivse takistusega ostsillaatorite skeemid

Negatiivset juhtivust omavad näiteks tunneldiodid, Gunni, Impatt jt ÜKS diodid. Vaatleme siin vastavat skeemi tunneldiod-näitel (joon. 2.1.14). Võib näha, et tunneldiod on ühendatud (a)



Joon. 2.1.14.

paralleelselt paralleelvõnkeringiga, toitepinge, mis on piires 0.15...0.25V, antakse peale madalaoomilise pingejaguriga.

Negatiivse juhtivusega ostsillaatorite pingestamisel on olulised järgmised momendid (b):

1. **Vajalik pinge väärtus** tagamaks tööpunkti VA karakteristikuga langevas osas; (0.2...0.3 V TD korral).

2. **Toiteallika sisetakistus** peab olema piisavalt väike selleks, et kindlustada alalis-koormussirge lõikumine VA karakteristikuga ainult ühes punktis - negatiivse juhtivusega osas. Selleks peab täituma tingimus:

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} > |\bar{Y}_{n \max}|.$$

Eriti oluline on siin, nagu ka kõigil ÜKS ostsillaatoritel, montaažskeem.

Negatiivse takistusega ostsillaatorite pingestamiseks on samuti kaks reeglit:

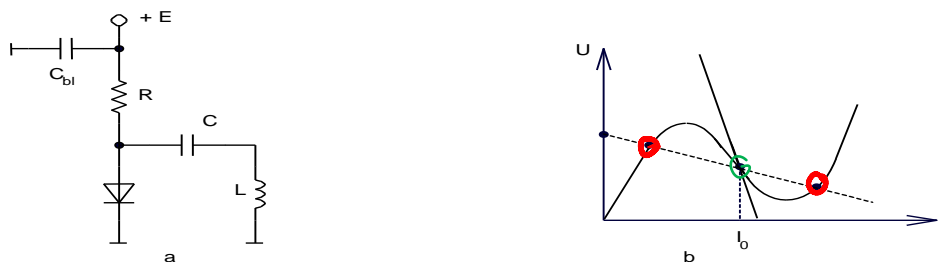
1. **Vajalik voolu väärtus** määratakse selline, mis tagab töö karakteristikuga negatiivse takistusega osas;

$$I = I_0.$$

2. **Toiteallika sisetakistus** peab olema piisavalt suur, tagamaks alalispinge-koormussirge lõikumise ainult ühes, vajalikus tööpunktis. Teisiti öeldes, peab täituma võrratus:

$$R > |\bar{Z}_{n \max}|.$$

Negatiivse takistusega ostsillaatoris sageduspüsivuse tagamiseks peab olema järjestikkune võnkering. Joonisel 2.1.15,a on toodud näide dinistor-ostsillaatorist, joonis (b) illustreerib tööpunkti valikut.



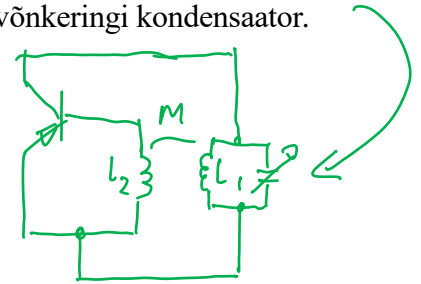
Joon. 2.1.15.

2.1.9 Diapasoonostsillaatorid

Ideaalseks sagedusdiapasoonis töötavaks ostsillaatoriks võib nimetada seadet, mille võnkeamplituud ei sõltu konkreetsest töösagedusest ja mille võnketingimused on täidetud kogu kontrollitava sagedusdiapasooni ulatuses.

On selge, et töösageduse muutmiseks tuleb võnkeringi resonantssagedust ümber häälestada - mõjutada võnkumiste faasitingimust. Siin me vaatleme, kuidas mõnedes enamlevinutes ostsillaatoritüüpides **võnkumiste amplituudtingimuse täitmine** ja **võnkumiste amplituud sõltuvad töösagedusest**. Lihtsuse ja asja olemuse parema läbinähtavuse huvides me ei arvesta AE šunteerivat mõju, samuti AE enda sagedussõltuvust.

Meißneri ostsillaator (joon. 2.1.12), häälestatavaks elemendiks on võnkeringi kondensaator.



Avaldame amplituudi tasakaalu ja püsivuse tingimused

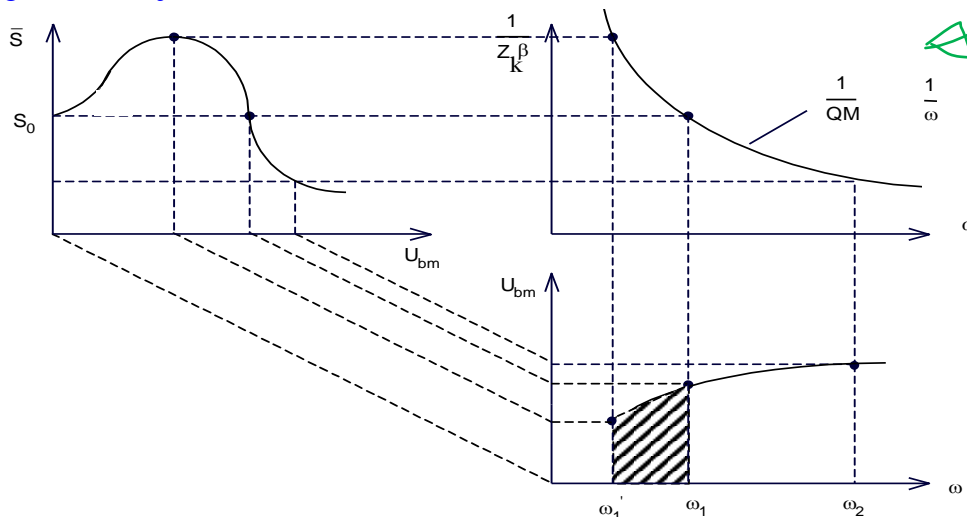
$$\bar{S} = \frac{1}{Z_k \cdot \beta}; \quad S_0 > \frac{1}{Z_k \cdot \beta}; \quad \frac{\partial S}{\partial A} < 0.$$

Avaldades võnkeringi resonantstakistuse $R_{oe} = Q\omega L$ ning tagasisidestusteguri mooduli $\beta = \frac{U_{bm}}{U_{km}} = \frac{M}{L}$

saame, et $\frac{1}{Z_k \cdot \beta} = \frac{1 \cdot L_1}{Q \cdot \omega \cdot L_1 \cdot M} = \frac{1}{Q \cdot M} \cdot \frac{1}{\omega}$

Ülaltoodust saame amplituudtasandil tööpunkti määrava seose $\bar{S} = \frac{1}{Q \cdot M} \cdot \frac{1}{\omega}$

Eeldame esialgu lihtsustatult, et **võnkeringi hüve ei sõltu sagedusest**. Illustreerime saadud tulemust graafiliselt (joon. 2.1.16).



Joon. 2.1.16.

Jooniselt nähtub, et sagedusest ω_1 allpool on ebapüsivate võnkumiste piirkond (töepunkt on ülalpool S_0 piiri). seega on võnkumiste sagedus piiratud altpoolt, võnkumiste amplituud on sagedusest sõltuv.

Kui võtta nüüd täiendavalt veel **arvesse hüve sagedussõltuvust** seosega $Q = \omega L / r_L$, saame hüve võrdelise sagedussõltuvuse, mis koos esialgse $1/Z_k \beta$ sagedussõltuvusega annab lõppkokkuvõttes pöördvõrdelise sõltuvuse sageduse ruudust - seega veelgi suurema

amplituudtingimuste sagedussõltuvuse.

B.Meißneri ostsillaator, häälestatav on võnkeringi induktiivsus.

Avaldame siin koormustakistuse võnkeringi püsisuuruse - C kaudu. Saame

$$\frac{1}{Z_k \cdot \beta}; \beta = \frac{M}{L} = \frac{k \sqrt{L_2 \cdot L_1}}{L_1} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = k \cdot \omega \cdot \sqrt{L_2 \cdot C},$$

kuna $\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{L}} = \omega \cdot \sqrt{C}.$

Seoste järgi $\frac{1}{Z_k \cdot \beta} = \frac{1}{Q \cdot \frac{1}{\omega \cdot C} \cdot k \cdot \omega \cdot \sqrt{L_2 \cdot C}} = \frac{1}{Q \cdot k \sqrt{L_2}}; \bar{S} = \frac{1}{k} \cdot \sqrt{\frac{C}{L_2}} \cdot \frac{1}{Q}.$

Näeme, et amplituuditingimuses puudub sagedus otsesel kujul. Sagedussõltuvus tekib siin kaudselt - hüve sagedussõltuvusest. Märgive kaks tendentsi, mis esinevad hüve sagedussõltuvuses:

1. Hüve võrdeline sagedussõltuvus

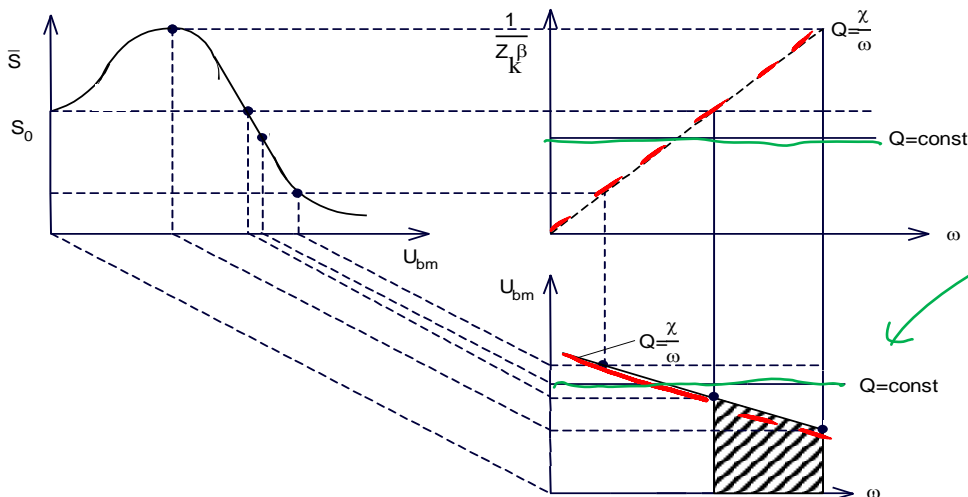
$$Q = \frac{\omega \cdot L}{r_L}$$

2. Hüve pöördvõrdeline sagedussõltuvus (eeldame induktiivsuse häälestust voolujuhtiva südamikuga, näiteks vasksüdamikuga)

$$Q = \frac{\chi}{\omega}$$

Siit järeldub, et kui on olemas vastassuunalised tendentsid, on võimalik vastava võnkeringi konstruktsiooniga tagada hüve sagedussõltumatus.

Illustreerime saadud tulemusi kahel näitel - kui on tagatud hüve sagedussõltumatus ja kui domineerib hüve pöördvõrdeline sagedussõltuvus (joon. 2.1.17).

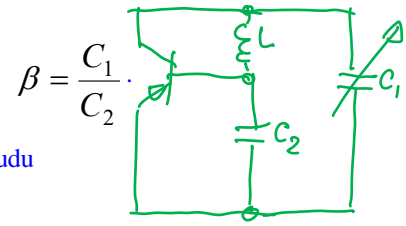


Joon. 2.1.17

Näeme, et kui on tagatud hüve sagedussõltumatus, saame ideaalse diapasoonsillaatori. Kui aga esineb hüve pöördvõrdeline sagedussõltuvus, saame ostsillaatori, mille töösagedus on piiratud ülalt.

C. Mahtuvuslik kolmpunktsillaator, häälestame emitter-baasivahelist kondensaatorit C_1 .

Avaldame koormustakistuse $Z_k = p^2 \cdot R_{oc} = \frac{C^2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot Q \cdot \omega \cdot L$;



Resonantsageduse valemist $\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}}}$ avaldame sageduse ruudu

$$\omega^2 = \frac{C_1 + C_2}{L \cdot C_1 \cdot C_2}, \text{ saades niimoodi} \quad C_1 + C_2 = \omega^2 \cdot L \cdot C_1 \cdot C_2.$$

Kasutame siin veelkord sageduse ruudu avaldist, kust saame $(C_1 + C_2)^2 = \omega^4 \cdot L^2 \cdot C_1^2 \cdot C_2^2$;

niisiis, oleme saanud järgneva amplituudide tasakaalu võrrandi $\bar{S} = \frac{L \cdot C_2^2}{Q} \cdot \frac{\omega^3}{-1 + \omega^2 \cdot L \cdot C_2}$, kus kasutati

seost

$$\begin{aligned} Z_k \cdot \beta &= \frac{C_2^2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot Q \cdot \omega \cdot L \cdot \frac{C_1}{C_2} = \frac{C_1 \cdot C_2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot Q \cdot \omega \cdot L = \frac{C_1 \cdot C_2 \cdot Q \cdot \omega \cdot L}{\omega^4 \cdot L^2 \cdot C_1 \cdot C_2} = \\ &= \frac{Q \cdot \omega \cdot L}{\omega^4 \cdot L^2 \cdot C_2 \cdot \frac{C_2}{-1 + \omega^2 \cdot L \cdot C_2}} = \frac{Q \cdot L \cdot (-1 + \omega^2 \cdot L \cdot C_2)}{\omega^3 \cdot L^2 \cdot C_2^2}. \end{aligned}$$

Siin eeldati, et $C_1 \cdot (-1 + \omega^2 \cdot L \cdot C_2) = C_2$; $C_1 = \frac{C_2}{-1 + \omega^2 \cdot L \cdot C_2}$.

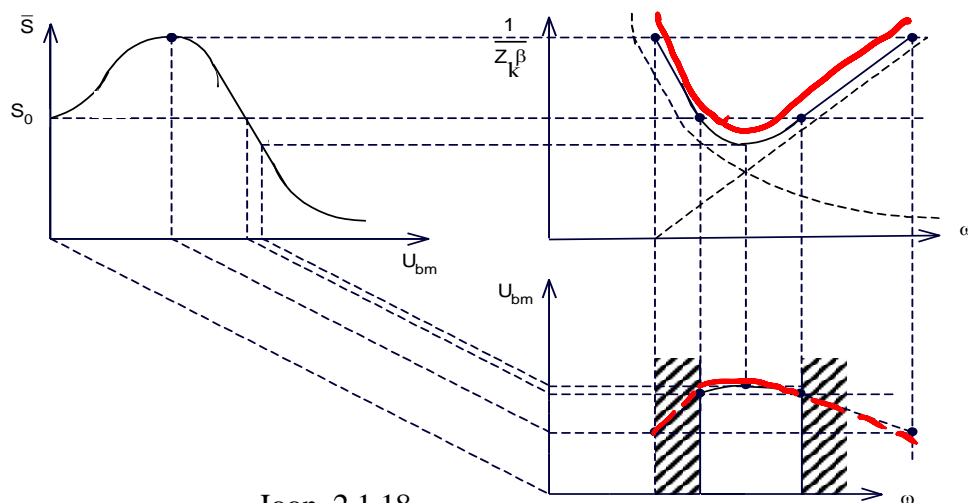
Kokkuvõtteks, kujutades saadud funktsiooni $f = \frac{\omega^3}{\omega^2 \cdot L \cdot C_2 - 1}$ sagedussõltuvust,

kasutame järgmisi piirjuhte:

1. $\omega^2 \cdot L \cdot C_2 \ll 1$ siis $f = -\omega^3$; 2. $\omega^2 \cdot L \cdot C_2 \gg 1$ siis $f = \frac{\omega^3}{\omega^2 \cdot L \cdot C_2} = \frac{\omega}{L \cdot C_2}$;

3. $\omega^2 \cdot L \cdot C_2 = 1$ siis $f = \infty$

ning konstrueerime saadud asümptootide järgi funktsiooni f sagedussõltuvuse graafiku (joon. 2.1.18)



Joon. 2.1.18.

Tulemist nähtub, et antud ostsillaator C_1 häälestusega ei sobi diapasoonsillaatoriks - sagedus

on piiratud nii alt- kui ülaltpoolt.

Amplituudtingimuste sagedussõltuvus ilmneb - tingituna võnkeringi resonantstakistuse sagedussõltuvusest - ka negatiivse juhtivuse ja negatiivse takistusega ostsillaatorites.

Ülaltoodud näidetest järeldub, et on oluline valida sellised ostsillaatorite lahendused, kus amplituudtingimus on sagedusest vähesõltuv ja et mitte iga ostsillaatoritüüp ei sobi tööks sagedusdiapasoonis.

2.2. Ostsillaatorite sageduse stabiliseerimine

2.2.1. Sageduse stabiilsus

Täpsustame mõningaid sageduse stabiilsusega seotud mõisteid. Vaatleme harmoonilist signaali

$$v(t) = A(t) \cdot \cos \varphi(t) = [A_0 + a(t)] \cdot \cos \varphi(t)$$

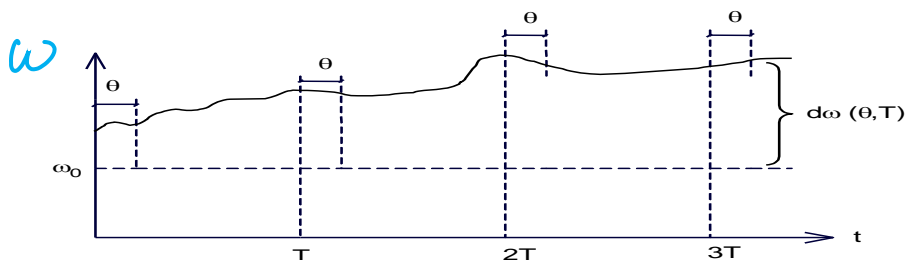
Kui selle signaali amplituudi muutuv osa $a(t) \ll A_0$, siis võime signaali sageduse avaldada

$$\text{üldistatud faasi tuletise kaudu: } \omega(t) = \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}.$$

Mõisted:

A. **Signaali hetksagedus** e. tegelik sagedus avaldub ülaltoodud tuletisega. Seda sagedust me mõõta ei saa.

B. Me saame mõõta sagedust teatud vahemikus - mõõteajas - keskmistatud sagedust. nimetame seda **mõõdetavaks signaali sageduseks** ω (joon. 2.2.1.)



Joon. 2.2.1

C. **Mõõdetav signaali sagedus** sõltub jooksvast ajast t , mõõteajast θ ja vaatlusintervallist T .

D. Sagedust võib vaadelda **koosnevana** suurusest ω_0 ja selle suhtes muutuvast suurusest $d\omega$: $\omega(t, \theta, T) = \omega_0(t) + d\omega(\theta, T)$.

Kui $\omega_0 = \text{const}$, siis kogu sageduse muutus on vaadeldav kui $d\omega$.

E. **Sageduse muutus** omakorda koosneb kahest osast - **süsteematisest veast ja juhuslikest kõrvalekalletest e. fluktuatsioonidest**: $d\omega = \alpha \cdot T + \delta \cdot \omega(\theta, T)$

F. Vigade omavahelises jaotuses kehtib:

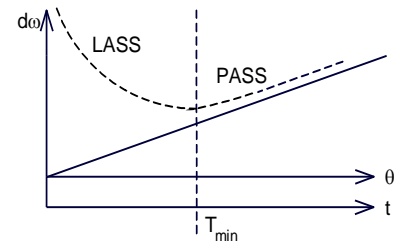
$$\theta \rightarrow \infty; \quad T \rightarrow \infty \Rightarrow d\omega(\theta, T) \rightarrow d\omega(T) = \alpha \cdot T \quad - \text{domineerib süst. viga}$$

$$T \gg \theta \Rightarrow d\omega(\theta, T) = \delta \cdot \omega(\theta) \quad - \text{domineerivad fluktuatsioonid kui}$$

G. Sõltuvalt aegadest θ ja T saame kas **pika- või lühiajalise sagedusstabiilsuse** (joon. 2.2.2).

H. On väljakujunenud kindel vahekord θ ja T vahel:

T	1a	6k	1k	lööp	1h	100s	100s
	100s						
θ	lööp	lööp	lööp	1h	100s	1s	0.1s
	0.01s						



Tabeli algosas saame pikaajalise sagedusstabiilsuse, lõpuosas - lühiajalise.

Joon.2.2.2.

2.2.2. Nõuded sagedusstabiilsustele

Nõutav raadiosaatjate sagedusstabiilsus on sõltuv saatja kasutusvaldkonnast, saatja tüübist ja sagedusdiapasoonist. Toome siin näitliku tabeli nõutavate suhteliste -ja osaliselt absoluutsete sagedusstabiilsuste kohta. Suhtelised suurused tuleb korrutada 10^{-6} .

Tüüp	10 – 535 KHz	535 – 1605 KHz	1605 KHz – 4 MHz	4 – 29,7 MHz	29,7 – 100 MHz	100 – 470 MHz
Fiks.sag.	200 - 1000	-	50 – 100	15 – 50	30 – 50	20 – 50
Statsionaarne	100 - 500	-	50 – 100	15 – 50	30 – 50	20 – 50
Mobiilne	1000 - 5000	-	100 – 300	50 – 200	50 – 100	20 – 50
Navigatsioon	100	-	5 – 100	-	200	5
RH	10 Hz	10 Hz	-	-	20 – 50	50
TV	-	-	-	-	1000 Hz	1000 Hz

2.2.3. Ostsillaatori sagedust mõjutavad tegurid

Vaatleme siin tagasisidestatud ostsillaatori näitel faktoreid, millised mõjutavad kas otseselt või kaudselt ostsillaatori sagedusstabiilsust. Varemalt oli meil tuletatud faaside tasakaalu tingimus. On selge, et võnkumised saavad tekkida ja on sellel sagedusel, mille korral faaside tasakaalu tingimus on täidetud.

Niisiis, arvestades välismõjutusi, saame sagedust määravaks seoseks *(varasemast):*

$$\varphi_{\bar{S}}(\omega, V) + \varphi_{ZAE}(\omega, V) + \varphi_{\beta}(\omega, V) = \pi \pm 2 \cdot k \cdot \pi \Rightarrow \Phi(\omega, V) = \pi \pm 2 \cdot k \cdot \pi. = \text{const.}$$

Avaldades jällegi täisdiferentsiaali ning võrrotades selle nulliga, saame

$$d\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \cdot d\omega + \frac{\partial \Phi}{\partial V} \cdot dV = 0.$$

Siit avaldame sageduse muutuse $d\omega$:
$$d\omega = \frac{\frac{\partial\Phi}{\partial V} \cdot dV}{-\frac{\partial\Phi}{\partial\omega}}.$$

Kuna tavaliselt huvitab suhteline sagedusstabiilsus, saame
$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{df}{f} = \frac{\frac{\partial\Phi}{\partial V} \cdot dV}{-\omega \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial\omega}}.$$

Murru nimetajas olevat avaldist nimetame **sageduse fikseerimisvõimeks**, mille tähistame järgmiselt:

$$\delta = -\omega \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial\omega}.$$

Niisiis oleme saanud suhtelise sagedusstabiilsuse avaldiseks

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{\frac{\partial\Phi}{\partial V} \cdot dV}{\delta} = \frac{\frac{\partial\varphi_S}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial\varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial\varphi_\beta}{\partial V} \cdot dV}{\delta}.$$

Järgnevalt koostame ülevaatliku tabeli erinevate välismõjutuste mõjude ning ühtlasi ka vastumeetmete kohta.

Välismõju V	$\frac{\partial\varphi_S}{\partial V} \cdot dV$ Aktiivelement	$\frac{\partial\varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV$ AE koormus (VR)	$\frac{\partial\varphi_\beta}{\partial V} \cdot dV$	Meetmed
Mehhaaniline mõjutus	Tr: 0	õ – süd. pool, pöörlik	õ – süd. pool, pöörlik	Amortisatsioon; L ja C jäik konstruktsioon
Temperatuur	Tr: param. muutus	L ja C muutus	Tr param., L ja C muutus	Termokompen- satsioon, Termostateeri- mine
Õhurõhk	0	El. läbitavuse muutus: C var (õhkdielektrik)	0	Hermetiseeri- mine
Toitepinge	Tr param. muutused	Sign. ampl. Muutus viib – VR temperatuuri muutumiseni	0	Pingete stabiliseerimine
Ostsillaatori koormus	0	C _{ekv} , L _{ekv} muutus	0	Nõrk sidestus koormusega, puhverastme

				kasutus
Skeemielem-de parameetrite muut ajas, vahetusega	Mõjub otse ja temper. kaudu	Mõjub otse ja temper. kaudu	Mõjub	Elem. kunstlik vanandamine, valik parameetrite stabiilsuse järgi
Sageduse seadistuse täpsus				Sagedusmõõtja või sagedussüntesaatori kasutus

2.2.4. Tagasisidestatud ostsillaatori sagedusstabiilsus

Selles punktis arendame edasi suhtelise sagedusstabiilsuse avaldist ning määrame ostsillaatori sagedusstabiilsuse sõltuvuse konkreetsetest skeemisestest ja -välistest teguritest.

Niisiis lähtume sageduse suhtelisest muutusest

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{\frac{\partial \varphi_S}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial \varphi_\beta}{\partial V} \cdot dV}{\delta}$$

Tuletagem meelde võnkeringi faasikarakteristikut.

$$\varphi_{ZAE} = -\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$$

Siit nähtub, et faasikarakteristik on sõltuv kahest parameetrist - hüvest Q ja resonantssagedusest ω_0 . Toome eraldi välja sagedussõltuvuse võnkeringi faasikarakteristiku kaudu ja tähistame ülejäänud osa tähisega Φ' . Nii saame, et

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{\delta} = \frac{\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{-\omega \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \omega}} \quad \left(\delta = -\omega \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right)$$

Järgnevalt vaatleme sageduse fikseerimisvõimet.

$$\delta = -\omega \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = -\omega \cdot \left(\frac{\partial \varphi_S}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_\beta}{\partial \omega} \right) \approx -\omega \cdot \frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega}$$

Kuna osatuletiste summas **domineerib võnkeringi faasikarakteristiku tuletis**, saame sageduse fikseerimisvõime avaldist lihtsustada ning kirjutada sageduse suhtelise muutuse ringi mõnevõrra konkreetsemalt:

$$\frac{\partial \omega}{\omega} = \frac{\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV + \frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{-\omega \cdot \frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega}}.$$

Nüüd avaldame võnkeringi faasikarakteristiku kui kahe muutuva funktsiooni osatuletise (Q ja ω_0 järgi võetud osatuletiste kaudu).

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV = \frac{\partial}{\partial \omega_0} \cdot \left(-\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \cdot d\omega_0 + \frac{\partial}{\partial Q} \cdot \left(-\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \cdot dQ.$$

Avaldame ka lähtevelemi võnkeringi faasikarakteristiku $\varphi_{ZAE} = -\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$

osatuletise leidmiseks

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \cdot \left(-\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right).$$

Niisiis tuleb leida võnkeringi faasi kolm osatuletist²:

- sageduse fikseerimisvõime määramiseks jooksva sageduse järgi,
- faasikarakteristiku kui kahe muutuva funktsiooni tuletise määramiseks osatuletised resonantssageduse ja hüve järgi.

Avaldame järjepanu need kolm osatuletist (vt ka ülal sinise tekstiga juhiseid).

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega} = -\frac{1}{1 + \left(2 \cdot Q \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2} \cdot \frac{2 \cdot Q}{\omega_0} = -\frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_{ZAE}} \cdot \frac{2 \cdot Q}{\omega_0} = -2 \cdot Q \cdot \frac{\cos^2 \varphi_{ZAE}}{\omega_0};$$

Analoogselt:

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial \omega_0} = -\cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot \left(-\frac{2 \cdot Q \cdot \omega}{\omega_0^2} \right) = 2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0^2} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE};$$

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial Q} = -\cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot 2 \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}.$$

Pannes saadud tulemused sageduse suhtelise muutuse valemisse

² Selleks tuletagem meelde järgnevaid reegleid:

$$(\arctg X)' = \frac{1}{1 + X^2}; \quad \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_{ZAE}} = \cos^2 \varphi_{ZAE}; \quad \varphi_{ZAE} = -\arctg \left(2 \cdot Q \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right);$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{ZAE} = -2 \cdot Q \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}; \quad [\arctg(\operatorname{tg} \varphi_{ZAE})]' = \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_{ZAE}}.$$

$$\frac{\partial \varphi_{ZAE}}{\partial V} \cdot dV = \frac{\partial}{\partial \omega_0} \left(-\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \cdot d\omega_0 + \frac{\partial}{\partial Q} \left(-\arctg 2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \cdot dQ,$$

saame

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{\omega} &= \frac{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0^2} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot d\omega_0 - 2 \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot dQ + \frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}} = \\ &= \frac{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0^2} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot d\omega_0}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}} - \frac{2 \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE} \cdot dQ}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}} + \frac{\frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}} = \\ &= \frac{d\omega_0}{\omega_0} - \frac{1}{Q} \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \cdot dQ + \frac{\frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}}. \end{aligned}$$

Kokkuvõttes saame, et sageduse suhteline stabiilsus on määratud:

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega_0}{\omega_0} - \frac{1}{Q} \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \cdot dQ + \frac{\frac{\partial \Phi'}{\partial V} \cdot dV}{2 \cdot Q \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \cos^2 \varphi_{ZAE}}$$

Siit tuleneb kolm väga olulist järeldust ostsillaatori sagedusstabiilsuse kohta. Niisiis, kõrgeks sagedusstabiilsuseks tuleb tagada:

1. **Võnkeringi etaloonsus** (vt avaldise esimene liige);
2. **Võnkeringi kõrge hüve** (teine liige, ka kolmas);
3. **Maksimaalne sageduse fikseerimisvõime** (kolmas liige).

Peatume lähemalt kolmandal nõudel. Selgub, et **sageduse fikseerimisvõime maksimaalväärtus** on tagatud faasi $\varphi_{ZAE} = 0$ korral. Siis $\delta = \delta_{\max} = 2 \cdot Q$.

Teisiti öeldes, selleks et $\varphi_{ZAE} = 0$, peavad võnkumised toimuma resonantssagedusel. Nõue, mis tundub loomulikuna, pole alati täidetud. Seda seepärast, et võnkesageduse määrab tegelikult sagedus, mille korral täidetakse faaside tasakaalu tingimus $\varphi_{\bar{S}} + \varphi_{ZAE} + \varphi_{\beta} = \pi$

ja võnkumised toimuvadki siis sellel sagedusel, millisel see tingimus täidetakse. Selleks, et ülalmärgitud tingimus täituks võnkeringi resonantssagedusel, peab $\varphi_{ZAE} = \pi - \varphi_{\bar{S}} - \varphi_{\beta}$, mis omakorda täidetakse tagasiside faasi $\varphi_{\beta} = \pi$ korral siis, kui keskmise tõusu faas

$$\varphi_{\bar{S}} = 0.$$

Teisiti öeldes, **keskmise tõusu peab olema puht aktiivne suurus**.

$$S = G$$

Niipea, kui keskmine tõus muutub kompleksseks, toimuvad võnkumised väljaspool võnkeringi resonantssagedust ja sageduse fikseerimisvõime langeb.

2.2.5. Kõrgemate harmooniliste mõju sagedusstabiilsusele

Väidame, et kui ostsillaatori AE sisendis on kõrgemad harmoonilised, muutub AE keskmine tõus kompleksseks - järelikult väheneb ostsillaatori sagedusstabiilsus.

Aproksimeerime kollektorvoolu ruutpolünoomiga

$$i_C = a_1 \cdot U_{be} + a_2 \cdot U_{be}^2$$

Järgnevalt oletame, et baasil on pinge järgmisel kujul:

$$U_{be} = U_{b1m} \cdot \cos(\omega \cdot t) + jU_{b2m} \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t).$$

Asetades võetud baasipinge avaldise kollektorvoolu avaldisse, saame

$$i_C = a_1 \cdot U_{b1m} \cdot \cos(\omega \cdot t) + jU_{b2m} \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t) \cdot a_1 + a_2 \cdot [U_{b1m}^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t) + 2jU_{b1m} \cdot U_{b2m} \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t)] - U_{b2m}^2 \cdot \cos^2(2 \cdot \omega \cdot t).$$

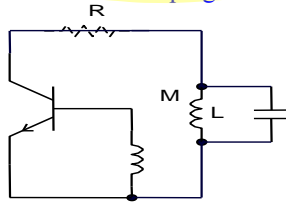
→ Siin voolu I-harmonoonilisega:

Keskmise tõusu määrangu järgi saame nüüd

$$\dot{S} = \frac{I_{c1m}}{U_{bm}} = \frac{a_1 \cdot U_{b1m} + j2 \cdot a_2 \cdot U_{b1m} \cdot U_{b2m}}{U_{bm}}; \quad \dot{S} = a_1 + j2 \cdot a_2 \cdot U_{b2m}.$$

Teisiti öelduna, saime keskmise tõusu kompleksseks! Niisiis, kui baasipinge on ülaltoodud kujul, muutub keskmine tõus kompleksseks.

Nüüd jääb üle vaid tõestada, kuidas baasile võib sattuda pinge ülalmainitud kujul. Vaatleme skeemi (joon. 2.2.3). Tagasiside selles skeemis avaldub



Joon. 2.2.3

$$\dot{\beta} = \frac{U_{bm}}{U_{cm}} = -\frac{M}{L} = -\beta \quad \text{ning tagasiside ahela kaudu antav pinge baasile}$$

$$U_{b2m} = -\beta \cdot U_{c2m} = -\beta \cdot I_{c2m} \cdot Z(j2\omega).$$

Niisiis, kui esineb kollektorvoolu teine harmooniline, tekib ka sellel vastav pinge komponent. Vaatleme, millisena kandub see pinge baasile. Selleks avaldame kollektorkoormuse (võnkeringi) takistuse teisele harmoonilisele, seda kõigepealt juhtivuse kaudu

$$\frac{1}{Z(\omega)} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot L} \parallel \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C} = \frac{j \cdot \left(\omega \cdot L - \frac{1}{\omega \cdot C} \right)}{j \cdot (-j) \cdot \frac{\omega \cdot L}{\omega \cdot C}} = j \cdot \frac{2 \cdot \omega_1 \cdot L - \frac{1}{2 \cdot \omega_1 \cdot C}}{\frac{L}{C}} = j \cdot \frac{2 \cdot \rho - \frac{\rho}{2}}{\rho^2} = j \cdot \frac{3}{2} \cdot \rho.$$

Paralleelselt

Näeme, et võnkeringi takistus $Z(2 \cdot \omega) = j \cdot \frac{2}{3} \cdot \rho$ teisele harmoonilisele on kompleksne. See tulemus oli

muidugi oodatav, sest tõepoolest - võnkering on puht-aktiivne vaid resonantsagedusel, väljaspool seda muutub aga kompleksseks. Kui aga võnkeringi takistus teisele harmoonilisele on kompleksne, saamegi baasil pinge ülaltoodud kujul, kus teise harmoonilise ees on j-märk.

Niisiis, kui baasile satub teise harmoonilise pingekomponent, muutub AE keskmine tõus kompleksseks. Sellest tulenevalt aga sageduse fikseerimisvõime ei ole enam maksimaalne, ostsillaatori sagedusstabiilsus halveneb.

Ülaltoodust võib teha järgmised järeldused.

-
1. AE keskmine tõus muutub kõrgemate harmooniliste olemasolu korral kompleksseks sõltumata AE sageduslikest omadustest;
 2. Tuleb maksimaalselt maha suruda kõrgemate harmooniliste koosseis AE sisendis;
 3. Tuleb tagada töörežiim, mis minimeerib kõrgemate harmooniliste olemasolu AE väljundahelas;
 4. Tuleb stabiliseerida AE töörežiim, tagamaks muutumatu baasipinge koosseisu; iga koostise muutus taandub tõusu faasimuutuseks - seega ka sageduse muutuseks.
-

2.3. Sageduse parameetiline stabilisatsioon

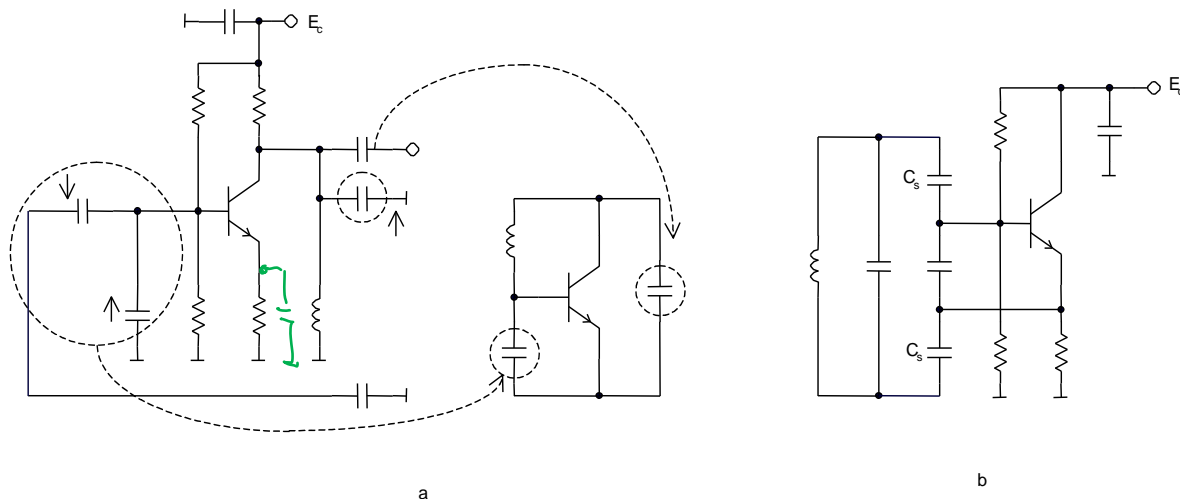
Siin vaatleme sagedusmuutusi, tingituna ostsillaatori parameetrite muutustest ja nende parameetrite muutuste ja muutuste mõju vähendamist. Märkimist väärivad siinjuures neli võtet sagedusstabiilsuse tõstmiseks:

1. Ostsillaatori skeemi valik;
2. Toidete stabiliseerimine;
3. Võnkeringi termokompensatsioon;
4. Ostsillaatori termostateerimine.

2.3.1. Sagedusstabiilsete ostsillaatorite skeemid

Põhikriteeriumiks on skeemi valikul *nõrk side* võnkesagedust määrava *resonantssüsteemi* ja *aktiivelemendi* ning resonantssüsteemi ja *ostsillaatori koormuse* vahel. Samuti tuleks silmas pidada skeemilisi võtteid kõrge võnkeringi hüve tagamiseks ning kõrgemate harmooniliste mahasurumiseks. Viimasel juhul osutuvad otstarbeteks jällegi ostsillaatorid *mahtuvusliku kolmpunkti baasil*; need skeemid sisaldavad PI tüüpi madalpääsfiltrit, tagades seega kõrgemate harmooniliste parema mahasurumise. Ostsillaatori toitepinge peab olema stabiliseeritud. Skeemielementidena tuleb kasutada kõrgstabiilsusega kondensaatoreid, induktiivsusi. Bipolaarsetest transistoridest tuleks eelistada npn transistore, millede temperatuuristabiilsus on positiivse temperatuuri korral kõrgem kui pnp transistoridel.

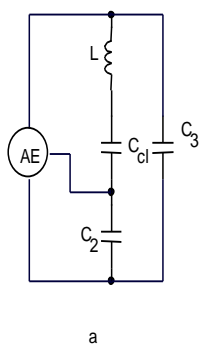
Vaatleme kasutatavaid skeemitehnilisi võtteid konkreetsete skeemide baasil. Joon. 2.3.1 toob näited **võnkeringi nõrgast sidestamisest transistoriga**.



Joon. 2.3.1.

Variant (a) annab nõrga sidestuse AE **suuremahtuvuslike paralleelsete** kondensaatoritega, mille vahelduvpinge aseskeem on toodud kõrval, (b) aga **väikesemahtuvuseliste järjestikondensaatoritega**. Seejuures esimene variant moodustab mahtuvusliku kolmpunktskeemi (Colpitts'i ostsillaatori), mis tänu kahele, transistori viikudevaheliste mahtuvustega paralleelsetele kondensaatoritele, on suhteliselt stabiilne skeem.

Joon. 2.3.2 toob näite **Clapp'i ehk järjestik-Colpitts'i** ostsillaatorite üldstruktuuri (a) ja konkreetseid skeemid (b,c,d). See on sisuliselt Colpitts'i ostsillaatori edasiarendus kõrgema sagedusstabiilsuse suunas.



$C_{\Sigma VR}$: VR kogumahtvus $us <$ kui ainult C_2, C_3 korral

sp saab suurendada $L - i.$

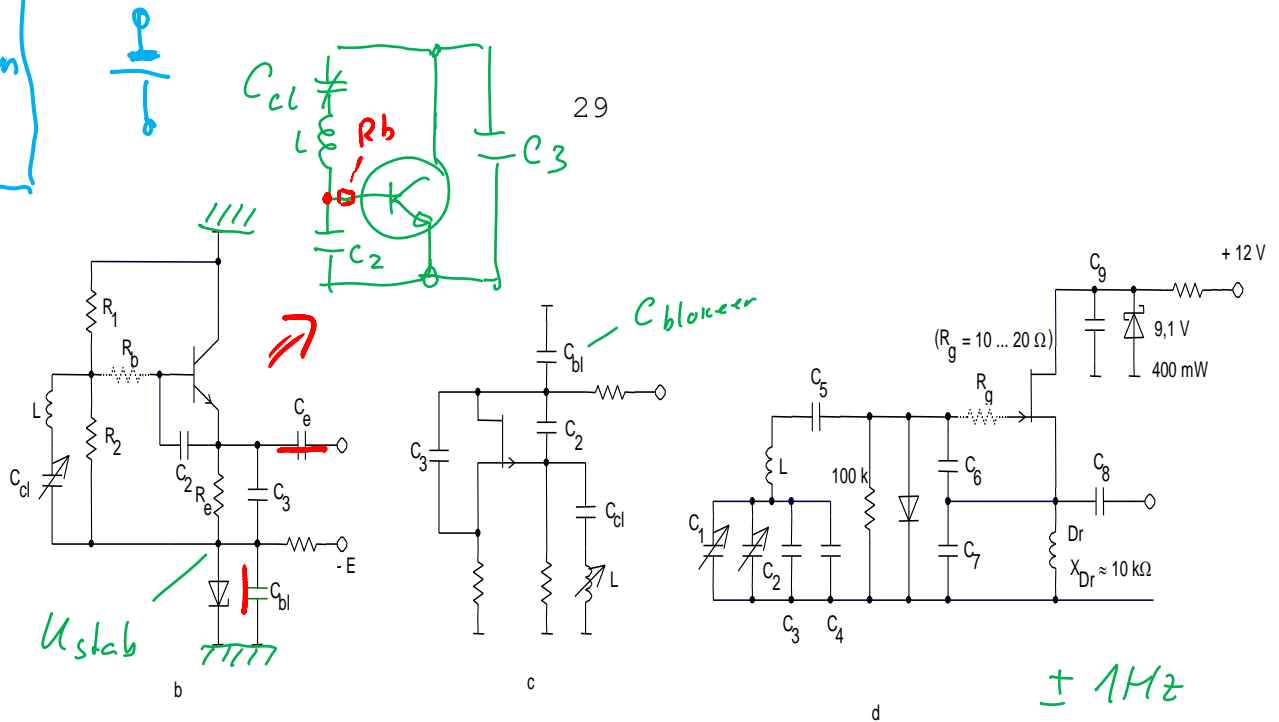
$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C_{\Sigma VR}}} \uparrow; \quad Q = \frac{\rho}{r_L} \uparrow$$

$$Q = \frac{\omega L}{r_L}$$

$C_d \Rightarrow L \uparrow$
 $f_{res} \neq var$

$f_{res} = const \Rightarrow$
 Kui $C_1; C_2 \uparrow \Rightarrow$
 $L \downarrow \wedge Q \downarrow$

Skeem



Joon. 2.3.2.

Nagu öeldud, mahtuvuslikus kolmpunktis on kaks võnkeringi kondensaatorit, mis sildavad transistori parasiitmahtuvusi. Mida suuremad on nende mahtuvused, seda vähem transistori parasiitmahtuvused (ja nende muutused) mõjutavad sagedust määrava võnkeringi resonantsagedust.

Asjal on aga ka teine külg. Nimelt, võnkeringi mahtuvuste suurendamisel võnkeringi hüve väheneb. Varasemast selgus, et võnkeringi hüve vähendamine vähendab sagedusstabiilsust - järelikult siin on oma sagedusstabiilsuse piir, mida mahtuvuste suurendamise teel enam ei paranda. Clapp'i ostsillaatoris pannakse kondensaator järjestikku induktiivsusega (tuntud on ka nn paralleel-Colpitts'i variant, kus mahtuvus pannakse induktiivsusega paralleelselt; suhteliselt madala töösageduse tõttu pole see skeem nii levinud kui järjestikvariant). See vähendab induktiivsuse mõju resonantsagedusele ning on võimalik valida nii suuremad mahtuvused kui ka induktiivsuse.

Variandis (b) on transistori kollektor maandatud. See tagab transistori parema jahutuse ning Clapp'i kondensaatori maaühenduse.

Järjestikkune takistus R_b vähendab transistori väikese sisendtakistuse sildavat mõju võnkeringile ning aitab baasiahelas maha suruda kõrgemaid harmoonilisi.

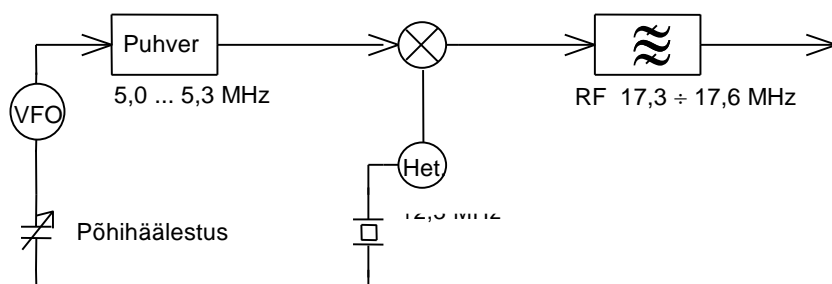
Ostsillaator väljatransistoril (c) võimaldab võnkeringiga väga nõrka sidestust. Seda seetõttu, et tema sisendtakistus on väga kõrge ja sisendmahtuvus 2...4 korda väiksem bipolaarse transistori sisendmahtuvusest.

Variant (d) tagab sagedusstabiilsuse $\pm 1\text{Hz}$ sisselülamise hetkest 2 tunni jooksul (sagedusvahemikus 1.8...2MHz).

Lisaks varemärgitud võtetele on siin kasutusel polüstürool (polystyrene) kondensaatorid, samuti võnkeringi kondensaatorite paralleelühendus. Viimane võte vähendab nende temperatuurisõltuvust neid läbivast vahelduvsignaali voolust (vool jaguneb mitme kondensaatori vahel). Toitepinge on stabiliseeritud ning valitud madalam, tagamaks veelgi väiksemaid ostsillaatorielemente läbivaid voole ja AE elektroodidevahelisi mahtuvusi mõjutavaid pingeid. Viimase mõju vähendamiseks on skeemi veel lülitatud diod, sildamaks väljatransistori sisendit. sellega saavutatakse paisupinge positiivsete poolainete tippude mahasurumine ning paisu pingemuutuse - seega ka pingest sõltuva sisendmahtuvuse muutuse ulatuse vähenemine. Sidestuskondensaator C_5 valida nii väike kui veel on võimalik võnkumiste säilitamiseks, kondensaator C_8 tuleb ka valida nii väike kui võimalik. Kõrgemate harmooniliste mahasurumiseks ning parasiitsagedustel võnkumiste vältimiseks võib kasutada paisuga järjestikku ühendatavat madalaomilist takistit. Kondensaatorid C_6 ja C_7 valitakse võrdsed, takistusega (signaalisagedusel) ca 60 oomi.

Tavaliselt saavutatakse hea sagedusstabiilsatsioon sagedustel kuni 7...10 MHz. Saavutamaks head sagedusstabiilsust kõrgematel sagedustel tuleb kasutada juba teisi

põhimõtteid - *heterodüünipõhimõtet*, sageduse kordistamist, sagedussüntesaatoreid. Vaatleme ühte heterodüüniga näidet (joon. 2.3.3).



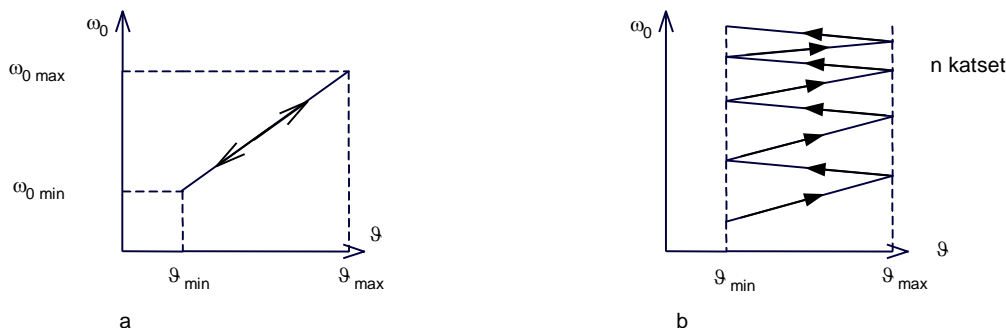
Joon. 2.3.3.

Põhiahälestus sooritatakse pingega tüüritava ostsillaatoriga, mille sagedus muundatakse üles kvartsheterodüüni abil. Sarnast süsteemi kasutatakse ka sagedusmodulaatorite kesksageduse stabiliseerimiseks; modulaatorite juures pöördume veelkord selle süsteemi juurde tagasi.

2.3.2. Võnkeringide termokompensatsioon

Ostsillaatori sagedusstabiilsuse esimeseks tagatiseks on kasutava võnkeringi etaloonsus; võnkeringi temperatuuri- kompensatsioon on põhiliseks võtteks tavaliste, poolist ja kondensaatorist koosneva võnkeringi etaloonsuse tõstmiseks.

Vaatleme võnkeringi resonantssageduse temperatuurisõltuvuse näidet (joon.2.3.4.a). Siit nähtub ühene graafik temperatuuri



Joon. 2.3.4.

mõlemasuunaliste muutuste korral (karakteristikud langevad kokku temperatuuri tõustes ja

langedes). Resonantsageduse temperatuuritegur α avaldub:
$$\alpha_{f\theta} = \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0 \Delta\theta}.$$

Võib esineda aga olukord, kus karakteristikud kokku ei lange -saame "hüplevad" karakteristikud (joon. 2.3.4. b). Seda hüplemist iseloomustatakse ebastabiilsus- või hüplemisteguriga, mis n-da katse korral avaldub järgmiselt

$$\beta_f^{(n)} = \frac{\omega_0^{(n)}_{\min} - \omega_0^{(n+1)}_{\min}}{\omega_0^{(n)}_{\min}}.$$

Pöörame tähelepanu nende karakteristikute juures tavaliselt ilmnevale tendentsile - hüplemise vähenemisele katsete arvu n suurenedes. Võnkeringides, kus selline tendents ilmneb - saab olukorda parandada võnkeringi paljude temperatuurikatsetega - kunstliku vanandamisega.

Termokompensatsioonist saab rääkida vaid juhul, kui võnkeringi hüplemistegur võrdub nulliga.

Tabelis on toodud mõnede õhksüdamikuga poolide temperatuuriparameetrid ja hüve.

L	$\alpha \cdot 10^{-6}$	$\beta \cdot 10^{-6}$	Q
Keraamilisele alusele pihustatud mähis, temperatuuri töötusega	10...20	0	80...150
Keraamilisel alusel kuumtraat - mähis	10...30	0	100...400
Mehaaniliselt eelpingestatud mähis Keraamilisel alusel	40...100	10...1000	100...400
Karkassita mähis	50...150	≈ 20000	100...600

Tabelis toodud suurused α ja β tuleb korrutada 10^{-6} -ga.

Järgnevalt avaldame resonantssageduse sageduse suhtelise muutuse võnkeringi induktiivsuse ja mahtuvuse muutuste kaudu. Kõigepealt peame silmas, et resonantsagedus on kahe muutuja - L ja C funktsioon. Seetõttu saame, et

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} = f(C, L);$$

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}} \cdot d\omega_0 = \sqrt{L \cdot C} \cdot \left(\frac{\partial \omega_0}{\partial L} \cdot dL + \frac{\partial \omega_0}{\partial C} \cdot dC \right).$$

Järgnevalt avaldame induktiivsuse ja mahtuvuse muutused

$$dL = \alpha_{L\vartheta} \cdot L \cdot d\vartheta; \quad dC = \alpha_{C\vartheta} \cdot C \cdot d\vartheta.$$

Kirjutame nüüd uuesti sageduse suhtelise muutuse:

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = \sqrt{L \cdot C} \cdot \left(\frac{\partial \omega_0}{\partial L} \cdot \alpha_{L\vartheta} \cdot L + \frac{\partial \omega_0}{\partial C} \cdot \alpha_{C\vartheta} \cdot C \right) \cdot d\vartheta.$$

Edasi asume osatuletiste lahendamisele. Saame, et

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial L} = \left[(L \cdot C)^{-\frac{1}{2}} \right] \partial L = -\frac{1}{2} \cdot (L \cdot C)^{-\frac{3}{2}} \cdot C = -\frac{1}{2} \cdot \frac{C}{\sqrt{(L \cdot C)^3}} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{C}{\sqrt{L \cdot C} \cdot L \cdot C};$$

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial C} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{L}{\sqrt{L \cdot C} \cdot L \cdot C}.$$

Lõpliku tulemuse leidmiseks kirjutame veelkord ringi sageduse muutuse avaldise, saades

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = \sqrt{L \cdot C} \cdot \left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{C}{\sqrt{L \cdot C} \cdot L \cdot C} \cdot \alpha_{L\vartheta} \cdot L - \frac{1}{2} \cdot \frac{L}{\sqrt{L \cdot C} \cdot L \cdot C} \cdot \alpha_{C\vartheta} \cdot C \right) \cdot d\vartheta;$$

Pärast teisendusi saame sageduse suhtelise muutuse kujul:

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \cdot (\alpha_{L\vartheta} + \alpha_{C\vartheta}) \cdot d\vartheta.$$

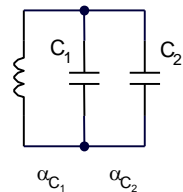
Võnkeringi termokompensatsioon ongi sulgudes oleva avaldise minimeerimine. Ideaalsel kompenseerimisel see liige võrdub nulliga: $\alpha_{L\vartheta} = -\alpha_{C\vartheta}$.

Tegelikult muidugi ideaalset kompensatsiooni ei saavutata, kui aga saavutatav kompensatsioon ei rahulda, tuleb edasiseks sagedusstabiilsuse tõstmiseks kasutada kas termostateerimist (st temperatuurimuutuste - avaldise liikme $d\vartheta$ vähendamist) või siis kvartsstabilisatsiooni.

Õhksüdamikuga poolide temperatuuritegur on tavaliselt positiivne. See tähendab, et kondensaatorite temperatuuritegur peab olema negatiivne. Keraamiliste kondensaatorite temperatuuritegurid on valmistajatehase poolt ette antud ja on märgistatud kas erivärvidega või vastavate koodidega.

Kui ei ole vajaliku temperatuuriteguriga kondensaatorit käepärast, siis on võimalik kondensaatorite paralleel- või järjestikühendusega tagada sobiv temperatuuritegur (joon 2.3.5). Paralleelühendusel üldine temperatuuritegur avaldub

$$\alpha_{Cp} = \frac{dC_p}{C_p \cdot d\vartheta} = \frac{d(C_1 + C_2)}{(C_1 + C_2) \cdot d\vartheta} = \frac{dC_1 + dC_2}{(C_1 + C_2) \cdot d\vartheta} = \frac{\alpha_{C_1} \cdot C_1 \cdot d\vartheta + \alpha_{C_2} \cdot C_2 \cdot d\vartheta}{(C_1 + C_2) \cdot d\vartheta} = \frac{\alpha_{C_1} \cdot C_1 + \alpha_{C_2} \cdot C_2}{C_1 + C_2}.$$



Joon. 2.3.5.

$$\alpha_{Cp} = \frac{\alpha_{C_1} \cdot C_1 + \alpha_{C_2} \cdot C_2}{C_1 + C_2}.$$

Järjestikühenduse korral kujuneb avaldamine mõnevõrra keerukamaks. Siin saame

$$\begin{aligned}
\alpha_{C_j} &= \frac{dC_j}{C_j \cdot d\vartheta} = \frac{d \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}}{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot d\vartheta} = \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \cdot \frac{1}{d\vartheta} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial C_1} \left(\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \right) \cdot dC_1 + \frac{\partial}{\partial C_2} \left(\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \right) \cdot dC_2 \right] = \\
&= \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \cdot \frac{1}{d\vartheta} \cdot \left[\frac{C_2 \cdot (C_1 + C_2) - C_1 \cdot C_2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot \alpha_{C_1} \cdot C_1 \cdot d\vartheta + \frac{C_1 \cdot (C_1 + C_2) - C_1 \cdot C_2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot \alpha_{C_2} \cdot C_2 \cdot d\vartheta \right] = \\
&= \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \cdot \frac{1}{d\vartheta} \cdot \left[\frac{C_2^2 \cdot C_1}{(C_1 + C_2)^2} \cdot \alpha_{C_1} \cdot d\vartheta + \frac{C_1^2 \cdot C_2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot \alpha_{C_2} \cdot d\vartheta \right] = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \cdot \alpha_{C_1} + \\
&+ \frac{C_1}{C_1 + C_2} \cdot \alpha_{C_2} = \frac{C_2 \cdot \alpha_{C_1} + C_1 \cdot \alpha_{C_2}}{C_1 + C_2};
\end{aligned}$$

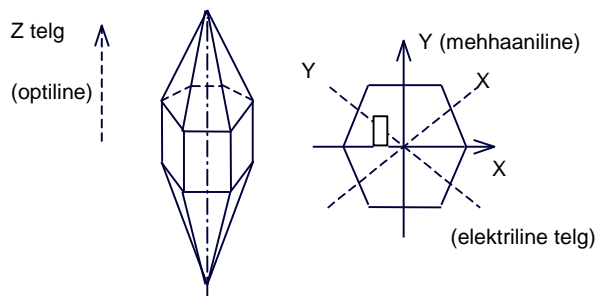
$$\alpha_{C_j} = \frac{C_2 \cdot \alpha_{C_1} + C_1 \cdot \alpha_{C_2}}{C_1 + C_2} \quad \text{vrdl:} \quad \alpha_{C_p} = \frac{\alpha_{C_1} \cdot C_1 + \alpha_{C_2} \cdot C_2}{C_1 + C_2}.$$

Lõpptulemus on kujult sarnane tulemusega paralleelühenduse korral, erinevus on vaid indeksite paigutuses.

2.4. Kvartsstabilisatsioon

2.4.1. Kvartskristall, kvartsresonaator

Looduses või kunstlikult kasvatatuna on kvartskristall ottest kuustahkse püramiidi-keskelt -prismakujuline (joon. 2.4.1).



Joon. 2.4.1.

Eristatakse optilist Z-telge, elektrilisi X-telgi ning mehaanilisi Y-telgi. Teljed määravad kristallist väljalõigatava kvartsplaadi elektrilised, mehaanilised ja temperatuuriomadused.

Niisiis, miks kasutatakse ning tänu millele on üldse võimalik kvartsplaadi kasutamine elektrilise resonaatorina?

Teatavasti on mehaanilistel resonaatoritel:

- väga kõrge hüve;
- kvartsplaat on ka väga püsivate mehaaniliste omadustega, mistõttu lisaks kõrgele hüvele on ta ka kõrge stabiilsusega.

Kuidas on aga võimalik mehaanilist resonaatorit siduda elektrilisega? See osutub

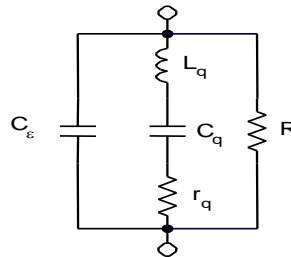
võimalikuks tänu kvartsi päri- ja pöörd-piesoeletrilisele efektile.

See tähendab, et kui:

- kvartsplaat mõjutada mehaaniliselt, tekib tema otstes elektromotoorjõud;
- kui aga rakendada emj tema otstele, kaasneb sellega plaadi mehhaaniline deformeerumine.

Seetõttu saame **mehaanilised võnkumised üle kanda elektrilisteks ja vastupidi.**

Kvartsresonaatorit iseloomustatakse järgmise aseskeemiga (joon. 2.4.2)



Joon. 2.4.2.

Kvartsplaatide võnkumised, mis toimuvad siis tänu piesoeletrilistele efektidele, iseloomustatakse **dünaamiliste parameetritega** L_q , C_q ja **kadudega** r_q . Kvartsplaatide hoidjate vahelist mahtuvust iseloomustatakse $C_ε$ -ga. On olemas ka hoidjatevaheline aktiivtakistus, kuid kuna kvarts on praktiliselt isolaator, on selle takistuse suurusjärg teraomidest ülalpool, mistõttu selle takistusega tavaliselt ei arvestata.

Nagu aseskeemilt nähtub, moodustub siin kaks resonantssagedust:

- järjestikresonants moodustub dünaamiliste elementide C_q ja L_q vahel;
- paralleelresonants induktiivsusega L_q paralleelselt olevate, omavahel järjestikkustega C_q ja $C_ε$ vahel.

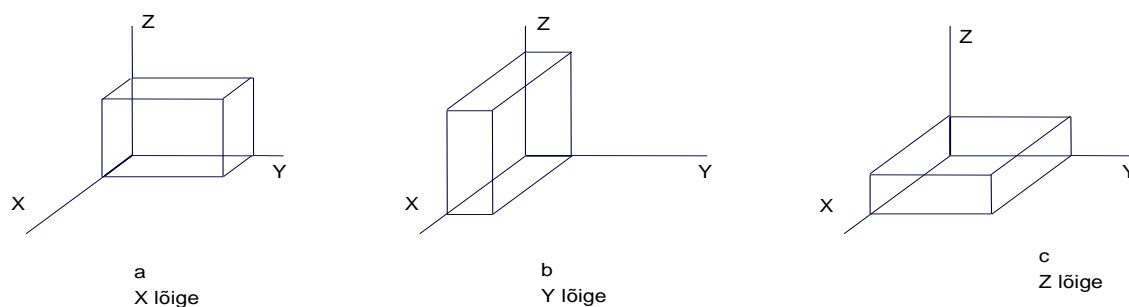
2.4.2. Võnkumised eri deformatsioonidel, kvartsi lõiked

Teadu on **neli** deformatsiooni liiki. Võnkumised võivad tekkida nende kõigi deformatsiooniliikide järgi. Need liigid annavad erinevatel sagedustel erinevaid tulemusi, kvartsresonaatori konstruktsioon tagab vajaliku deformatsiooni liigi, mille järgi võnkumised tekkivad.

Järgnev tabel annab ülevaate eri võnkumiste liikidest eri sagedusdiapsoonides.

Sagedus KHz	4...50	30...150	50...150	150...500	800...1000
Deform. liik	paine	vääne	tõmme	vääne	nihe
Võimsus mW	0,1	1,0	2,0	2,0	5...10
Sagedus MHz	10...20	10...20	20...60	50...125	
Deform. liik	nihe	nihe, 3 h	nihe, 3 h	nihe, 3 h	
Võimsus mW	2,5...5	2...4	1...2	1...2	

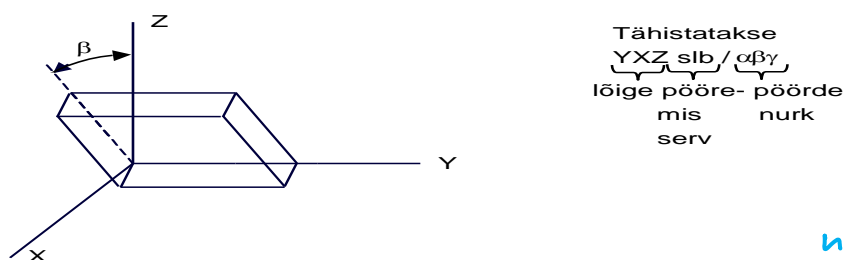
Kvartskristallist võib kvartsplaati välja lõigata mitmeti. Eristatakse X (XY), Y (YX) ja Z (ZX) lõikeid (joon. 2.4.3, a,b,c)



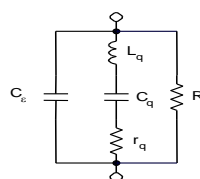
Joon. 2.4.3.

Need on otselõiked. Tavaliselt kasutatakse rohkem kaldlõikeid (joon.2.4.4).

Tähistuses näidatakse ära, millise kvartsplaadi ääre ümber on pööramine toimunud (l-pikkus, b-laius, s-paksus) -ja millise nurga võrra millisel lõikel. Nii näiteks on tuntud Y lõiked nimetustega AT Yl/+34...35°, CT Yl/□38° ja BT Yl/-48...-50°, kus on pööratud ümber plaadi pikkuse serva (joon. 2.4.4).



Joon. 2.4.4.

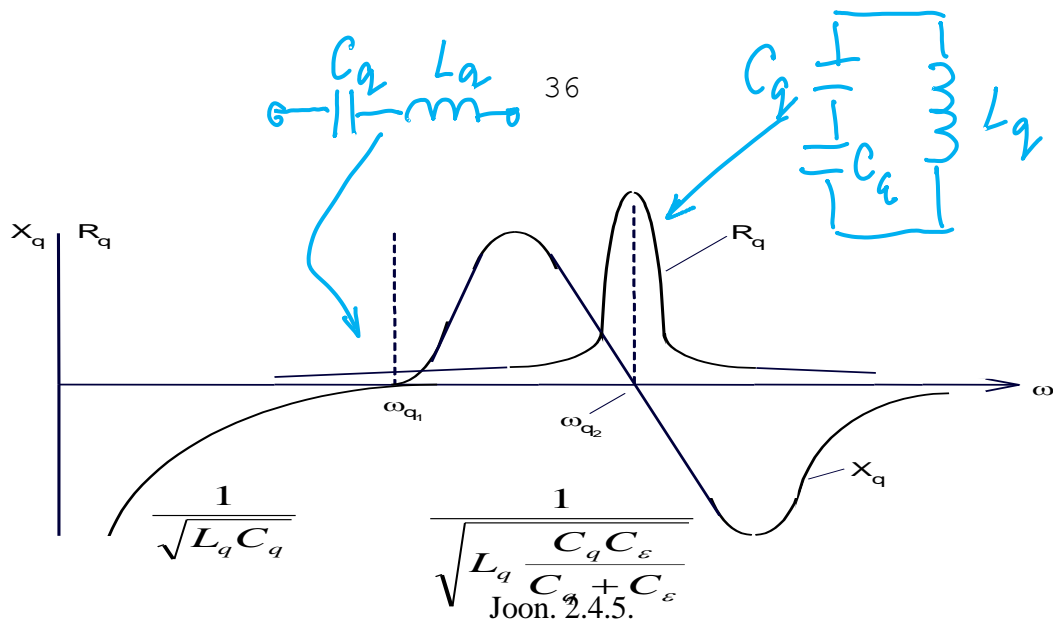


2.4.3. Kvartsresonaatori parameetrid

Avaldame kvartsresonaatori (vt joon. 2.4.2) kogutakistuse Z_q

$$Z_q = \frac{\frac{r_q}{\omega \cdot C_\varepsilon} - j \left[r_q^2 + \left(\omega \cdot L_q - \frac{1}{\omega \cdot C_q} \right) \cdot \left(\omega \cdot L_q - \frac{1}{\omega \cdot C_q} - \frac{1}{\omega \cdot C_\varepsilon} \right) \right]}{\omega \cdot C_q \cdot \left[r_q^2 + \left(\omega \cdot L_q - \frac{1}{\omega \cdot C_q} - \frac{1}{\omega \cdot C_\varepsilon} \right)^2 \right]} = R_q + jX_q$$

Vastavad *aktiiv- ja reaktiivosade sagedussõltuvused* on toodud joonisel 2.4.5.



Oluline on ka **kvartsresonaatori käitumine sõltuvana temperatuurist**. Vaatleme järjestikresonantsi temperatuurisõltuvust kvartsplaadi lõikenurgast.

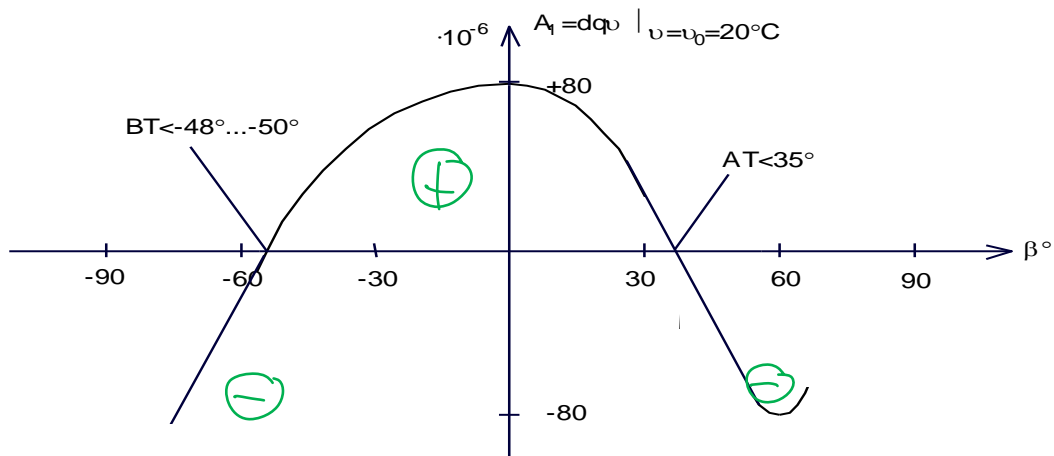
Aproksimeerime selle küllaltki hästi kokkulangevaga kolmandat järku polünoomiga

$$\omega_{q1} = \frac{1}{\sqrt{L_q \cdot C_q}} = \omega_q \cdot \left[1 + a_1 \cdot (\vartheta - \vartheta_0) + a_2 \cdot (\vartheta - \vartheta_0)^2 + a_3 \cdot (\vartheta - \vartheta_0)^3 \right]$$

Võttes siit temperatuuri järgi tuletise, saame resonantssageduse temperatuuriteguri

$$\alpha_{q,\vartheta} = \frac{\partial \omega_{q1}}{\partial \vartheta} = a_1 + 2 \cdot a_2 \cdot (\vartheta - \vartheta_0) + 3 \cdot a_3 \cdot (\vartheta - \vartheta_0)^2$$

Eeldame nüüd, et lähte- ja jooksev keskkonnatemperatuur on võrdsed. Siis muutuvad sulgudes olevad avaldised nulliks ja jääb järgi liige a_1 . Teisiti öeldes, temperatuuride võrdsuse korral temperatuuritegur on määratud teguriga a_1 . Tegur a_1 sõltub kvartsplaadi lõikenurgast, vastav sõltuvus on toodud joon. 2.4.6.



Joon. 2.4.6.

Sealt on näha, et on olemas nii **positiivse** kui ka **negatiivse märgiga temperatuuritegurid** - järelikult peab olema ka (ligikaudu) **nulline temperatuuritegur**.

Sellisteks lõigetekks ongi lõiked AT ja BT. Tuleb aga rõhutada, et nulline temperatuuritegur on vaid siis, kui keskkonna temperatuur võrdub lähtetemperatuuriga - +20°C. Kõrvalekaldumisel sellest tekivad kohe temperatuuriteguri avaldises täiendavad liikmed, mis viivad nullist erinevale temperatuuritegurile.

Vaatleme veel lõigete AT ja BT ülejäänud koefitsientide väärtusi hindamaks temperatuuriteguri nullist erinevate temperatuuride vahe korral:

Koefitsient	AT	BT	Kordaja	Ühik
a_1	0	0	10^{-6}	$1/K$
a_2	0,4	-40	10^{-9}	$1/K^2$
a_3	109,5	-128	10^{-12}	$1/K^3$
J – res. sagedus	1662/s	2550/s		KHz/mm

K - Kelvini kraadid; s - kvartspilaadi paksus mm.

Huvipakkuvaks osutub ka tabel kvartsresonaatori parameetritega; toome siin jällegi resonaatorite näited AT ja BT lõigete varal:

Lõige	C pF	C_q pF	L_q mH	r_q Ω	r_0 M Ω	Q	f_{q1} KHz
AT	12,6	0,00273	3000	141	10,5	75000	556
BT	46,2	0,0212	37	3,6	1,3	365000	5580

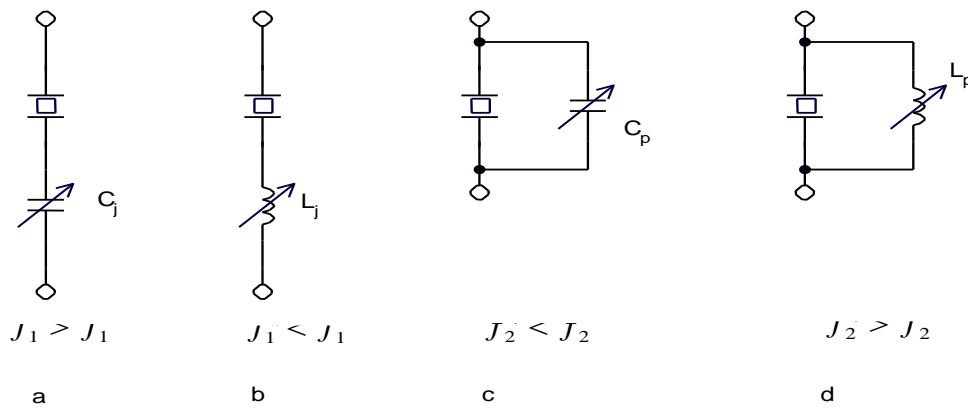
AT resonaatori mõõtmed on 3*13*33 mm, BT - 0.44*25*25.5 mm.

Vaatleme viimasest tabelist kvartsresonaatoreile iseloomulikke parameetrite väärtusi. Nimelt - **väga väikest dünaamilist mahtuvust ja suurt dünaamilist induktiivsust.**

Siit tuleneb kaks iseärasust :

- **kõrge lainetakistus**
- **väga väikesed võimalused kvartsresonaatori järgihäälestuseks ja sagedusdeviatsiooniks.**

Tegelikult on viimane omadus soovitud tulemus - sagedusstabiilsus on tagatud resonaatori sisemiste parameetritega ja vähene alluvus väliste parameetritele muutustele tagabki kvartsotsillaatorite kõrge stabiilsuse. Selgitame seda joon. 2.4.7 abil. Tõepoolest, soovides kvartsotsillaatori võnkesagedust mõnevõrra muuta, tuleks kasutada resonaatoriväliseid reaktiivelemente, saades kas resonaatori järjestikresonantsageduse f_1 muutuse f_1' -ks (joonisel a,b) või paralleelresonantsageduse f_2 muutuse f_2' -ks (c,d).



Joon. 2.4.7.

2.4.4. Kvartsostsillaatorite skeemid

Kvartsostsillaatorite skeemilised lahendused võib jagada nelja rühma. Niisiis, saame kvartsostsillaatorid, kus kvartsresonaator töötab

- 1) induktiivsusega;
- 2) aktiivtakistusena (kas järjestik- või paralleelresonantsil);
- 3) sildskeemis;
- 4) kõrgematel harmoonilistel.

Rakendusotstarbe järgi võib kvartsostsillaatoreid kasutada nii püsisageduslike võnkumiste tekitamiseks kui ka kitsaribalise sagedusliku modulatsiooni tekitamiseks. Omaette valdkonnaks on kvartsostsillaatorite kasutus koht-sagedusvõrgu loomisel - sagedussüntesaatorites. Järgnevalt vaatlemegi ülalnimetatud põhimõtete skeemitehnilisi rakendusi.

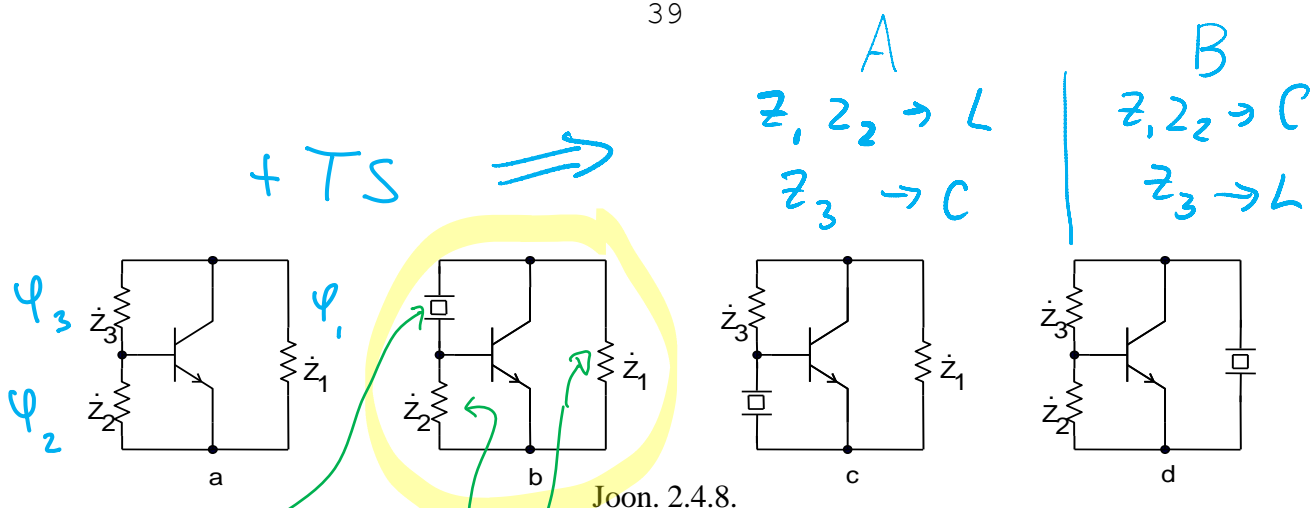
2.4.5. Ostillaator - kvartsresonaator kui induktiivsus

Teatavasti iga võnkering on resonantssagedusel aktiiv-iseloomuga, väljaspool seda aga kas induktiivse või mahtuvusliku iseloomuga. Selles alapunktis vaatleme ostsillaatoreid, kus võnkumiste faasitingimus täidetakse siis, kui kvartsresonaator omab induktiivset iseloomu.

Võib tekkida küsimus, miks on valitud just induktiivne, aga mitte mahtuvuslik iseloom. Põhjus on selles, et kvartsresonaator saab olla induktiivse iseloomuga vaid siis, kui toimuvad võnkumised (tekib dünaamiline induktiivsus); mahtuvuslik iseloom on tal tänu oma staatilisele läbivõimele ka ilma võnkumisteta olemas.

Ps – tihti on kvartsresonaatori kasutamine ostsillatoris lihtsam ja odavam – kui induktiivsuse (keritud pooli) kasutamine.

Sellised ostsillaatorid tuginevad kolmpunktostsillaatoritele (joon.2.4.8). Võttes üldistatud kolmpunktostsillaatori skeemi (a),



Joon. 2.4.8.

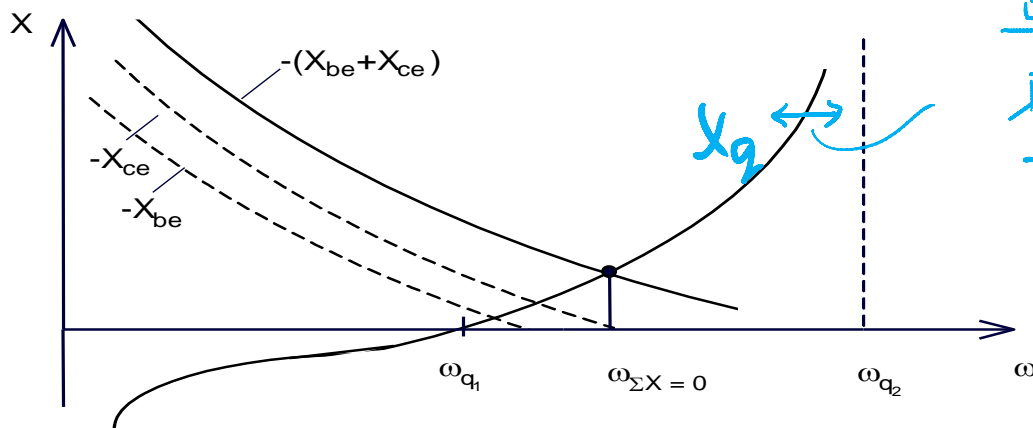
võime valida siin suvalise faasingimuse täitumist tagava lahendi (b,c,d), kus kvartsresonaatoril on induktiivsuse roll. Soovitav on seejuures kvartsresonaatori minimaalne šunteerimine aktiivelemendi poolt - seetõttu on siin variant b eelistatum. Väljatransistoriga skeemides on üldjuhul tagatud parem kvartsresonaatori ja AE sobitus ja see ei ole niivõrd kriitiline kui bipolaarsete transistoride korral.

Vaatleme faasingimuse täitumist variandis (b). faaside tasakaalu tingimusest tulenevalt saame

$$\sum X = 0: = VR \text{ resonants} + pos. TS$$

antud juhul siis: $X_{cb} = -X_{be} - X_{ce}; X_q = -X_{be} - X_{ce}.$

Vaatleme faaside sagedussõltuvusi (joon. 2.4.9). Summeerime

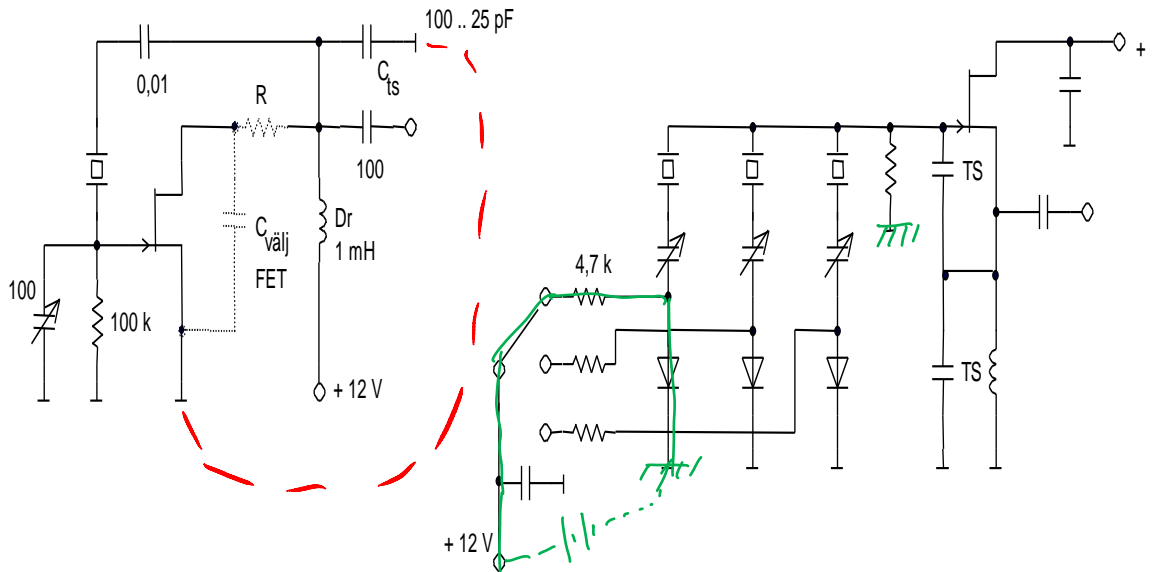


Joon. 2.4.9.

kondensaatorite reaktiivsuste sageduskarakteristikud (negatiivse märgiga) - ning seal, kus see summa võrdub kvartsresonaatori reaktiivtakistusega - saamegi faasingimuse täitumise ja võnkumised.

Toome mõned konkreetsete skeemide näited (joon. 2.4.10).

- Kõrgematel sagedustel on levinud ka Pierce'i ostsillaatorid (joon.2.4.11,a), kus kasutatakse



Joon. 2.4.11

transistorisest mahtuvuslikku tagasisidet; selle mittepiisavuse korral täiendatakse skeemi välise tagasisidestuskondensatoriga C_{ts} .

Variants (joon. 2.4.11,b) illustreerib sageduse ümberlülamise võimalust diodidega.

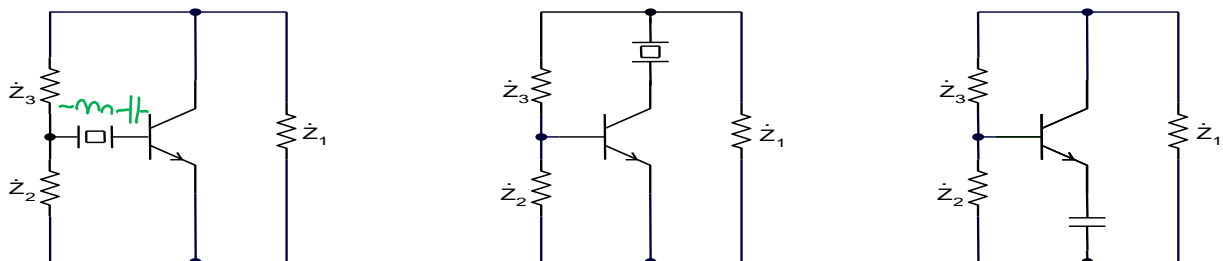
Kui sageduse järgihäälestus pole oluline, jäetakse ülaltoodud skeemidest trimmerelement välja; sagedusstabiilsus tuleb seejuures kõrgem.

2.4.6. Ostsillaator - kvartsresonaator kui aktiivtakistus

Siia alla kuuluvad ostsillaatorid, kus kvartsresonaator töötab kas järjestik - või paralleelresonantsil. Lihtsaimad näited saab tuua jällegi kolmpunktostsillaatorite baasil (joon. 2.4.12).

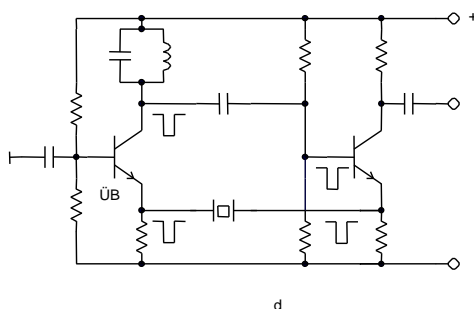
Võib valida suvalise neist skeemidest - skeemis täidetakse faasingimus vaid siis, kui kvartsresonaator omab puht aktiivset takistust - st resonantsolukorras. Amplituuditingimust saab täita toodud skeemides vaid kvartsresonaatori järjestikresonantsil. Seega võnkumised saavad tekkida ainult kvartsi järjestikresonantssagedusel.

Ostsillaatori skeemides vajalikku faasinihet võib tekitada ka kahe transistori abil (joon.2.4.13), kvartsresonaatori järjestikühenduse korral tagasisideahelas saadakse võnkumised järjestikresonantsil, paralleelühenduse korral - paralleelresonantsil.



Joon. 2.4.12.

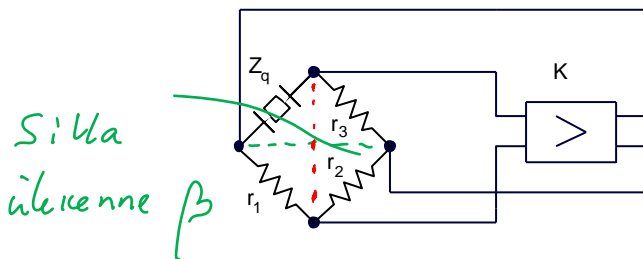
$R_{res} = r_g$ - väga väike summus (lühis)



Joon. 2.4.13.

2.4.7. Ostsillaator - kvarts sildskeemis

Võtame lähtealuseks skeemi (joon.2.4.14), kus tagasisideahelaks on sild ülekandega β ja lairibavõimendi ülekandega K . Piirdume siin ostsillaatori põhiseoste väljatoomisega (tuletusteta) ning neist tulenevate omaduste analüüsiga.



Joon. 2.4.14.

Lähtutakse ostsillaatori amplituudi ja faasi tasakaalutingimustest:

$$K \cdot \beta = 1; \quad \varphi_K + \varphi_\beta = 0; \quad 2\pi \dots$$

Silla ülekande moodul

$$\beta K \approx \frac{r_1 \cdot r_2 - R_q \cdot r_3}{(r_2 + r_3) \cdot (r_1 + R_q)}$$

Tasakaalus!

ja faasi tangens

$$\text{tg} \varphi_\beta \approx - \frac{X_q \cdot r_1 \cdot (r_2 + r_3)}{(r_1 + R_q) \cdot (r_1 \cdot r_2 - R_q \cdot r_3)}$$

- Amplituuditingimuse saame nüüd kirjutada ringi kujule:

$$\beta \cdot \frac{r_1 \cdot r_2 - r_3 \cdot R_q}{(r_2 + r_3) \cdot (r_1 + R_q)} \cdot K = 1$$

0-le
Tasakaalus
olevates
 $\beta \Rightarrow 0$ -le

$\beta \rightarrow 0$ -le $\Rightarrow K \uparrow \uparrow$ et $\beta \cdot K = 1$

- **Amplituudi püsivuse** nõude kohaselt $\frac{\partial}{\partial u}(K \cdot \beta) < 0;$

eeldades, et amplituudipiiramine saab toimuma sillas, saame

$$\frac{\partial}{\partial U} \left[\frac{r_1 \cdot r_2 - r_3 \cdot R_q}{(r_2 + r_3) \cdot (r_1 + R_q)} \right] < 0.$$

Siit tulenevalt, kui rakendada amplituudi tundliku (temperatuuri tundliku) elemendina takistust R_1 , saame amplituudi

püsivuse nõudeks $\frac{\partial r_1}{\partial U} < 0.$

Sellise negatiivse temperatuuriteguriga elemendi näitena võiks tuua termistori; kui temperatuuritundlikuks

elemendiks valida r_3 - saame sellise nõude $\frac{\partial r_3}{\partial U} > 0;$

siin vajaliku positiivse temperatuuritegur tagab näiteks miniatuurne lambike.

- **Faasitingimuse** võime kirjutada ringi faaside tangentsite kaudu, saades

$$\frac{-X_q \cdot r_1 \cdot (r_2 + r_3)}{(r_1 + R_q) \cdot (r_1 \cdot r_2 - r_3 \cdot R_q)} + \operatorname{tg} \varphi_K = 0.$$

- **Sageduspüsivus.** Kuna eeldasime, et võimendi on laiaribaline, siis on täidetud võrratus

$$\frac{\partial \varphi_K}{\partial \omega} \gg \frac{\partial \varphi_\beta}{\partial \omega},$$

mille kohaselt võime kirjutada, et sageduspüsivuse nõudeks tuleb võrratus $\frac{\partial \varphi_K}{\partial \omega} < 0.$

Ka selle nõude täitmiseks on kaks võimalust:

1) kui $r_1 \cdot r_2 - r_3 \cdot R_q > 0$ siis $\frac{\partial X_q}{\partial \omega} > 0$

ja võnkumised peavad toimuma kvartsresonaatori järjestikresonantsil;

2) kui $r_1 \cdot r_2 - r_3 \cdot R_q < 0$ siis $\frac{\partial X_q}{\partial \omega} < 0$

ja võnkumised peavad toimuma kvartsresonaatori paralleelresonantsil.

Nüüd veel sagedusstabiilsusest. On selge - mida järsem on faasikarakteristiku tuletis, seda suurem on sagedusstabiilsus, kuna samale faasiveale vastab väiksem sageduse kõrvalekalle (joon. 2.4.15.a). Nüüd vaatame silla amplituudülekanne. Seal on lugejas liige

$$r_1 \cdot r_2 - R_q \cdot r_3.$$

Sama liige on sees ka silla faasinihke tangensi avaldise nimetajas. Tuleb nii välja, et:

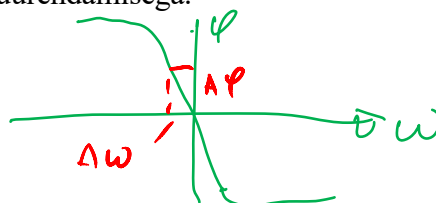
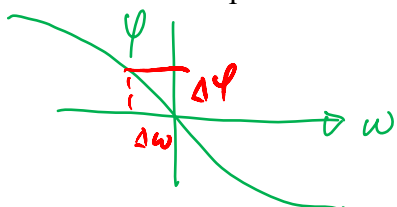
- mida väiksem on nimetaja, seda suurem on faasinurga tangens (vt lähtevallem

$$\operatorname{tg} \varphi_\beta \approx - \frac{X_q \cdot r_1 \cdot (r_2 + r_3)}{(r_1 + R_q) \cdot (r_1 \cdot r_2 - R_q \cdot r_3)}$$

$\rightarrow \beta \rightarrow 0$
 $\rightarrow \operatorname{tg} \varphi_\beta \rightarrow \infty$

- seda järsem on faasikarakteristik (väiksem sageduse kõrvalekalle).

- Nimetaja vähenemine toob aga kaasa silla amplituudülekanne vähenemise – mida tuleb siis kompenseerida võimendi võimendusteguri suurendamisega.



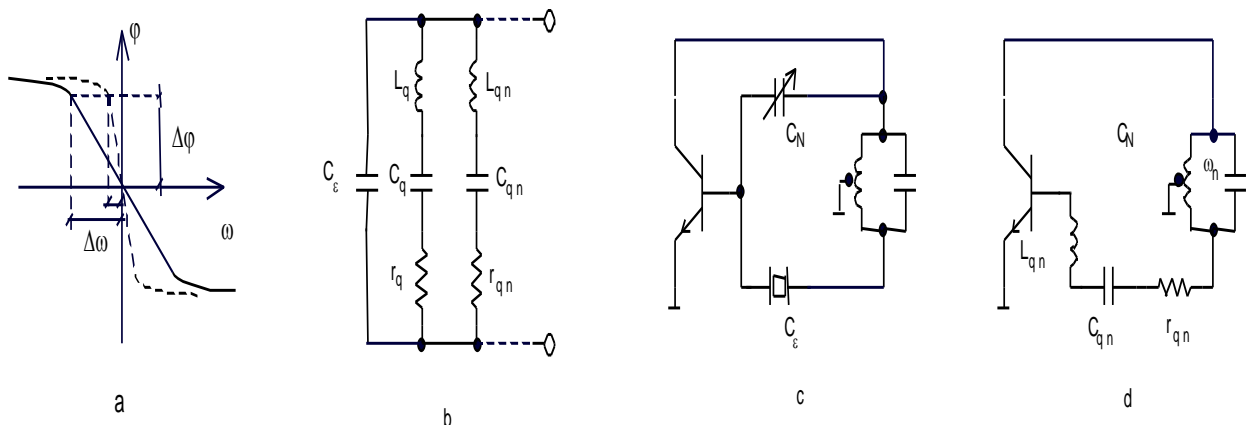
$K\beta = 1$; et lähemale silla jasekselu ∞ -

Vaatame piirijuhtu. Teatavasti on silla tasakaaluolekus silla diagonaalid lahtisidestatud – seega võrdub ülekanne nulliga. Amplituudi tasakaalu tingimusest tuleneb, et võimendi võimendustegur peab siis olema lõpmatu suur. Reaalses olukorras tähendab see, et mida suurem on võimendi võimendustegur, seda lähemal silla tasakaalutingimusele ostsillaator töötab, seda stabiilsem on ostsillaator. Piltlikult öeldes, faasikarakteristiku kalle on nagu üles võimendatud võimendi võimendusteguriga. vt 10 joon. 2.4.15a

Siit tuleneb, et mida suurem on võimendi võimendustegur, seda suurem on ostsillaatori vastupanuvõime välismõjutustele, seda stabiilsem on ostsillaatori sagedus. Muidugi ei saa ostsillaatori sagedusstabiilsus minna kõrgemaks kui seda on kvartsresonaatori sagedusstabiilsus.

2.4.8. Ostsillaator - kvartsresonaatori kõrgematel harmoonilistel

Osutub, et kvartsresonaatori askeem sisaldab lisaks senivaadeldud harudele veel harusi kõrgematel harmoonilistel (joon. 2.4.15,b). Selleks, et sundida kvartsresonaatorit võnkuma mingil



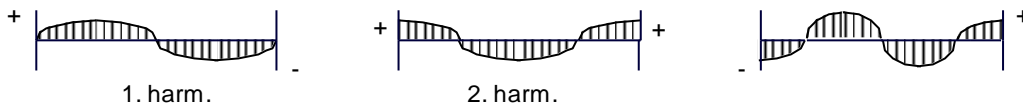
Joon. 2.4.15.

n-ndal harmoonilisel, tuleb ülejäänud harud elimineerida. Vaatleme seda ühel ostsillaatori näitel (c).

- Kõigepealt tuleb lahti saada läbivmahtuvusest C . Selleks koostame skeemi, kus pooli väljavõtte on maandatud, pooli otstel tekivad seega vastasfaasilised pinged. Reguleerides nüüd neutraliseerimiskondensaatori mahtuvuse selliseks, mille juures antakse b-e vahemikule kaks võrdset, kuid vastasfaasilist pinget (üle C_e ja C_n), saame lahti kvartsresonaatori läbivmahtuvuse C kaudu antavast tagasiside signaalist.
- Järgnevalt katsume lahti saada kvartsresonaatori põhiharmonilise ja ka ülejäänud harmooniliste harudest. Selleks häälestame võnkeringi vajalikule, n-ndale harmoonilisele ning saame järgmise ostsillaatori askeemi (d).
- Kui nüüd täidetakse amplituudingimus, (AE võimendus on suuteline kompenseerima kaotakistuse r_{qn} kaod), hakkab ostsillaator võnkuma n-ndal, harmoonilisel.

Sellisel põhimõttel võib sundida kvartsresonaatorit võnkuma 3,5,...(15...21) harmoonilisel. Mida kõrgem on aga harmoonilise kordsus, seda suurem on sellele vastav kaotakistus ja seda raskem on tagada võnkumisi just soovitud sagedusega; suurte võimendustegurite korral võnketingimus võib osutada täidetuks juba madalamal sageduskordsusel.

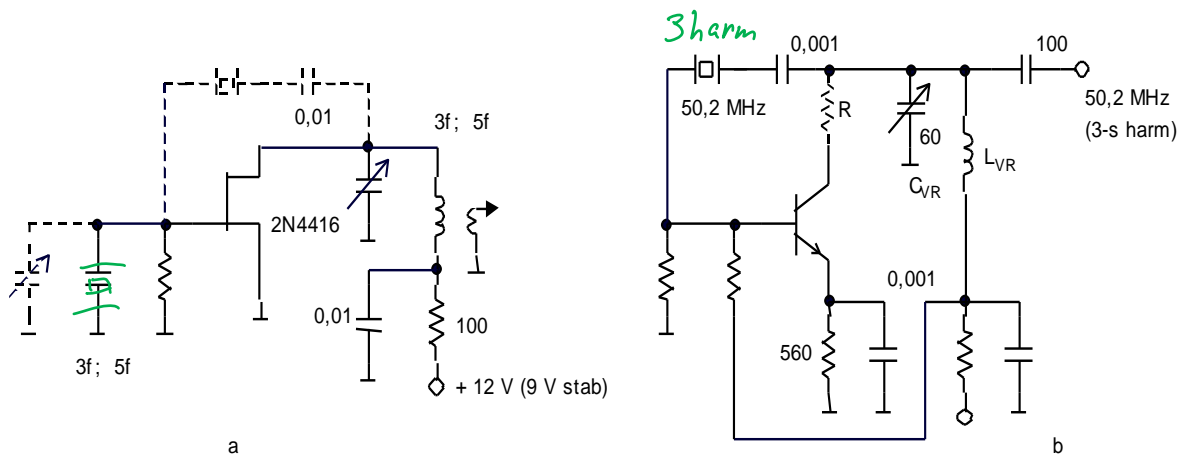
Peame siin veel silmas, et kvartsresonaator võib võnkuda vaid paaritutel üläharmoonikutel. Joon. 2.4.16 on toodud seisva laine



Joon. 2.4.16.

pildid eri sageduskordsuste korral. Võib näha, et põhi- ja kolmandal harmoonilisel tekib plaatide otstel energiavahetuseks vajalik potentsiaalide vahe. Kui seda pole, ei saa energiat ei plaati sisse anda ega ka plaadist välja võtta.

Järgnevalt vaatleme mõningaid näiteid ostsillaatoritest, kus sunnitakse kvartsresonaatorit võnkuma üläharmoonilistel (joon. 2.4.17). Esimene näide on väljatransistoril (a) pakkudes välja kaks kvartsresonaatori ühendusvõimalust, teine näide (b) on Pierce'i ostsillatoor bipolaarsel



Joon. 2.4.17.

transistoril. Võnkumised tekkivad, kui kollektorvõnkeringi resonantssagedus on mõnevõrra kõrgemal vastavast kvartsresonaatori üläharmooniku sagedusest.

2.5. Sagedussüntesaatorid

Sagedussüntesaatorid on ette nähtud sagedusstabiilse kohaliku signaalide sagedusvõrgu (või ühe signaali sageduse) loomiseks. Süntesaatorid jagunevad oma tööpõhimõtte järgi analoog- ja digitaalsüntesaatoriteks. Kasutusotstarbe järgi võiks neid liigitada kandevlaine ja moduleeritud (SM, FM või ÜKM) signaalide süntesaatoriteks.

Sagedussüntesaatoreid iseloomustatakse järgmiste parameetritega:

1. Sageduse piirkond. Võib olla mõne protsendi või dekaadide ulatuses

ümberhäälestatav. Väiksem muutus - eraldusvõime (resolution) - võib olla mõned hertsid... megahertsid. Tavaliselt valitakse 1, 10, 100, ... Hz;

2. Siirdeaeg - aeg, mis kulub üleminekuks ühelt sageduselt teisele (lock up time). Näiteks saatja-vastuvõtturežiimidele vastavate tugisageduste ümberlülitamisel on oluline ümberlülitamise kiirus;

3. Signaali puhtus. Oluliseks mürakomponendiks on faasimoonutustest tingitud faasimüra. Nii näiteks on kvartsostsillaatoril väikene, tavalisel ostsillaatoril - suur faasimüra;

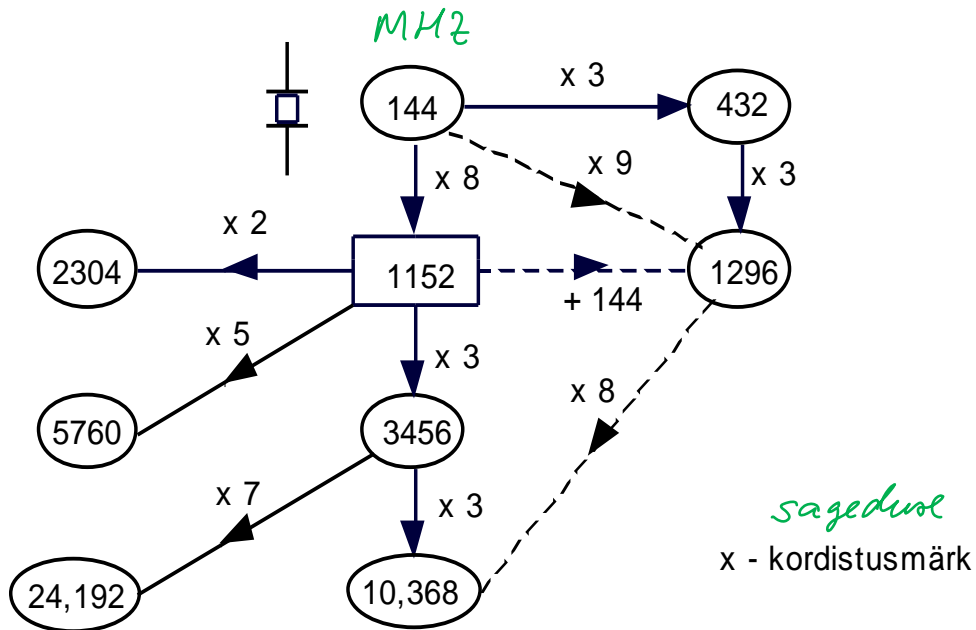
4. Sageduse täpsus;

5. Sageduse stabiilsus;

6. Võimalike erinevate sageduste hulk.

2.5.1. Analoo-sagedussüntesaatorid

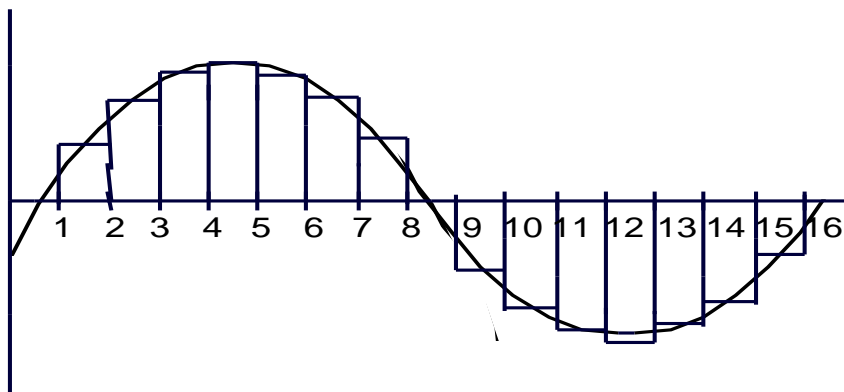
Juhtostsillaatoriks on siin kvartsostsillaator, mille väljundsignaali kordistamise ja/või segustamise abil saadakse vajalik sagedusvõrk. Analoo-sagedussüntesaatorid on rohkem levinud ÜKS *ülemises* diapraasoonis, kus digitaalskeemide kasutamine on raskendatud või võimatu. Toome ühe näite illustreerimaks analoo-sagedussüntesaatorite võimalusi (joon. 2.5.1).



Joon. 2.5.1.

2.5.2. Digitaalsed otsesed sagedussüntesaatorid

Nendes süntesaatorites sünteesitakse siinussignaali digitaalselt, diskreetsete väljavõtete reana. Vastavalt Nyquisti (venekeelses kirjanduses Kotelnikovi) teoreemile peab signaali formeerimiseks või taastamiseks diskreetide taktsagedus olema vähemalt kahekordse signaali maksimaalne sagedusega f_{\max} . Efektivsemaks signaali taktsageduse väljafiltreerimiseks ning signaali formeerimiseks (taastamiseks) võetakse tavaliselt taktsageduseks neljakordne f_{\max} . Vaatleme konkreetset näidet (joon. 2.5.2)



Joon. 2.5.2.

Siin on diskreetide arvaks $N = 16$, taktsagedus $f_t = 400$ kHz.
 Maksimaalseks sageduseks $f_{\max} = f_t/4 = 100$ kHz (iga neljas diskreet);
 Minimaalseks sageduseks $f_{\min} = f_t/N = 25$ kHz.
 Digitaalselt genereeritud signaali sagedus $f = (f_t/N) \cdot n$, kus arvestatakse iga n -ndat diskreeti.
 Kasutatud diskreetide arv $N_n = N/n$.

Nii saame $f_1 = f_{\min} = f_t/N = 25$ kHz; $f_2 = 2f_t/N = 50$ kHz;

$f_3 = 3f_t/N = 75$ kHz; $f_4 = 4f_t/N = 100$ kHz.

Vastav diskreetide rida i :

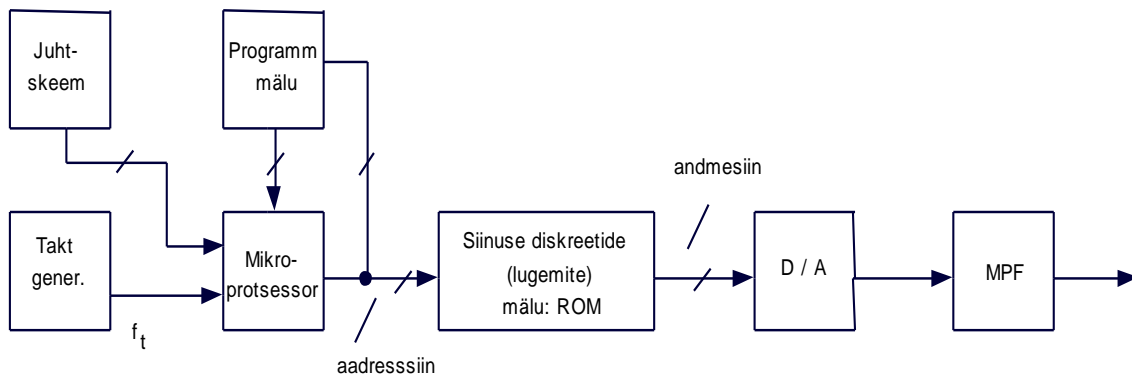
$f_1: i = 0\ 1\ 2\ 3\ 4\ 5\ 6\ 7\ 8\ 9\ 10\ 11\ 12\ 13\ 14\ 15\ 0 \dots$;

$f_2: i = 0\ 2\ 4\ 6\ 8\ 10\ 12\ 14\ 0\ 2 \dots$;

$f_3: i = 0\ 3\ 6\ 9\ 12\ 15\ 2\ 5\ 8\ 11\ 14\ 1\ 4\ 7\ 10\ 13\ 0 \dots$;

$f_4: i = 0\ 4\ 8\ 12\ 0 \dots$

Vaatleme üht otsese süntesaatori struktuuri (joon. 2.5.3).



Joon. 2.5.3.

Sünteesitava signaali (siinuse) lugemid hoitakse ROM-is ja antakse, kui mikroprotsessor annab vastava aadressi, edasi andmesiinide kaudu D/A muundurisse. Mikroprotsessor hoiab aadressi senikaua kuni soovitakse järgmist lugemist. Mikroprotsessor (MP) on kui aja loendur (faasikoguja). Perioodiliselt, $T=1/f_t$ tagant annab MP aadressiini ROM-i pesa aadressi, kust loetakse infot D/A muundurisse.

Sageduse muutmisel muutub genereeritava signaali ühe perioodi kohta tulev lugemite arv N_n . See annab hea filtreerimise, kuna väljafiltreeritav taktsagedus jääb samaks ja filter tuleb püsiribaline, mittereguleeritav.

Lugemite (numbritevahelised) intervallid antakse ette juhtskeemiga. See skeem käivitab süntesaatori, seadistab väljundageduse, moduleerimisvajaduse korral muudab lugemite intervalli FM ja SM sooritamiseks. Võib olla ka vastav programm sageduse ümberhäälestamiseks.

Moonutused ja mürad. Moonutused, tingituna D/A muunduri ebatäpsusest silutakse madalpääsfiltris, vastav suhe s/n on suurusjärgus $-70...80$ dB. Taktgeneraatori mürad on tänu kvartsgeneraatorile väga väikesed.

Vaatleme lähemalt diskretimismüra, tingituna lõplikust diskreetida arvust. Iga lugem $v(i)$ on esitatav k -astmelise kahendarvuna. Ümardamise viga noorimas järgus on

$2^{-k} \cdot x(i)$, kus $x(i)$ on arv normeeritud nivoode $+1$ ja -1 vahel. Iga väljavõte, valim (sample, vöborka) omab määratud $x(i)$ väärtuse, funktsioon $x(i)$ ise on vahemikus $-1 < x(i) < +1$ valimite hulgas ühtlaselt jaotatud. $x(i)$ vea ruutkeskmine hälve

$$\sigma(x) = \sqrt{0.5 \cdot \int_{-1}^{+1} x^2(i) dx} = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

Halvimal juhul jaotub $x(i)$ viga nii, et vea mähiskõver on ühesageduslik võnkumine. Siis kogub kogu müraenergia sellele sagedusele ja vastav suhe $s/n_{\min} = 2^n \sigma^{-1}(x)$.

Arvu N_n suurenemisel müra sagedusspekter laieneb (signaali spektrikomponentide arv suureneb) ja müra läheneb valgele mürale. Vastavalt diskreetsele Fourier'i teisendusele N_n lugemi korral läbib madalpääsfiltrit $N_n / 2$ diskreetset mürakomponenti. Nendevahelise ühtlase energia jagunemise korral saame:

$$\frac{s}{n_{\max}} = 2^n \cdot \sigma^{-1}(x) \cdot \sqrt{\frac{N_n}{2}}$$

Näiteks kui $n=10$, $N_n = 256$, saame $s/n_{\min} = 65$ dB; $s/n_{\max} = 86$ dB.

Reaalne signaal-müra suhe asetseb nende kahe hinnangu vahepeal.

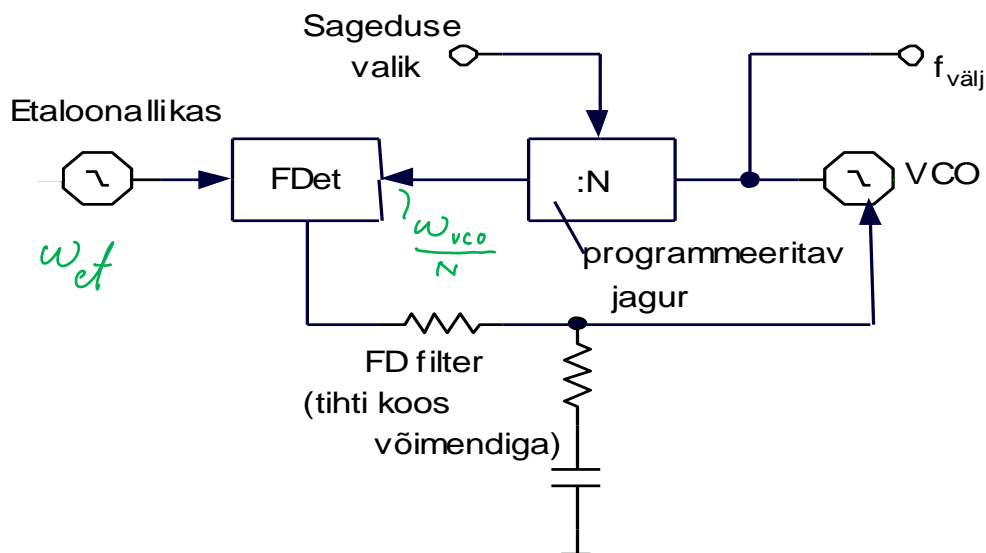
Igal juhul kehtib seaduspärasus, mille järgi diskreetide arvu N_n kasvades s/n kasvab.

Üle 70 dB signaal-müra suhet püüda saavutada pole otstarbekas, kuna A/D müratase on samas suurusjärgus; viimase parandamine aga on küllalt tülikas.

Otsene süntees leiab kasutust madalsageduslikus diapsoonis ning raadiosagedusliku diapsooni alumises osas.

2.5.3. Kaudne sagedussüntesaator

Otsesel sagedussüntesaatoril on väljundsagedus määratud vahetult ostsillaatoriga. Levinum on nn kaudne süntees - faasluuk-e. faashaardesüsteemide abil moodustatud sagedussüntesaatorid. Nad on kõrgsageduslikumad kui otsese sünteesi abil saadavad süntesaatorid. Väljundsignaal saadakse neis pingega tüüritavast ostsillaatorist (VCO), mille sagedust stabiliseeritakse faashaarde süsteemiga. Kasutusel on nii ühekordse kui ka kahekordse faashaardesüsteemidega süntesaatorid. Vaatleme kõigepealt ühekordse silmusega (single-loop) süntesaatorit (joon. 2.5.4).



Joon. 2.5.4.

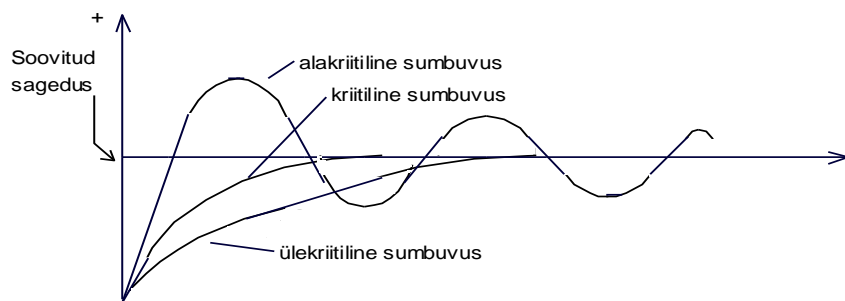
Niisiis, püütakse hoida VCO sagedust püsivana. Selleks jagatakse ostsillaatori väljundsagedus $f_{\text{välj}}$ maha täisarv M korda ja võrreldakse faasdetektoris saadud sagedust etaloonsagedusega. Faasdetektori väljundsignaal näitab + või- faasierinevust, andes oma väljundis vastavamärgilise veasignaali; kogu faashaardesüsteem on häälestatud sageduste erinevuse (veasignaali) vähendamise suunas. Lõppkokkuvõttes saamegi, et väljundsignaali sagedus on M kordne etaloonsagedus.

Vaatleme järgnevalt ülaltoodud struktuuri üksiksõlmi.

Filter. Tingituna kaudse süntesaatori tööpõhimõttest peab faaside võrdlus toimuma kiirelt, nii et väikesed, kuid järsud faasimuutused - nagu VCO faasimüra - oleks korrigeeritud. Korrigeerimine saab toimuda 1 kord etaloongeneraatori tööperioodi vältel. Seega, FD väljundis tekkiv korrigeerimine pole pidev, pigem diskreetne; diskreetide kordussagedus võrdub etaloongeneraatori töösagedusega. See sagedus peab olema filtri poolt mahasurutud, kuid sellegipoolest osa sellest signalist kandub ka filtri väljundisse. See osa, lisaks veasignaale,

võtab ka osa VCO tüürimisest, põhjustades väljundsignaalis parasitmodulatsiooni, lisakülgribade tekkimise. Analoogne efekt tekib ka etaloongeneraatori enda signaalist.

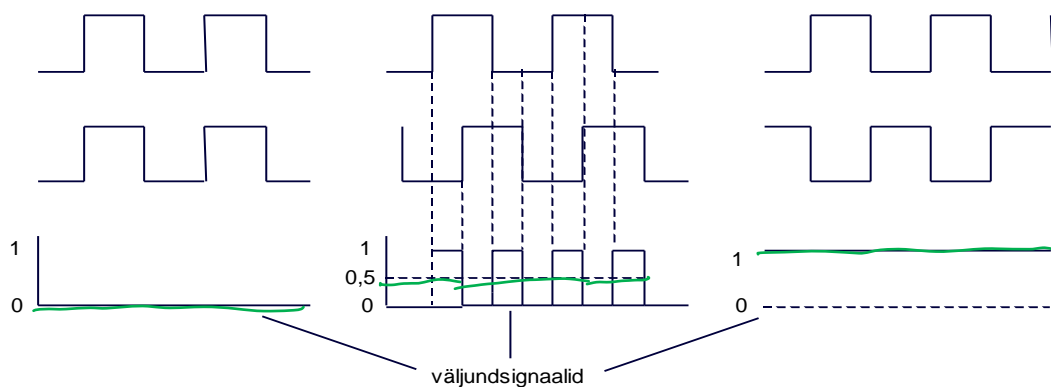
Süntesaatori siirdeprotsessid sõltuvad ka filtrist. Nii võib, sõltuvana filtri parameetritest saada erinevaid siirdeid (joon. 2.5.5). Siin on toodud siirdeprotsessid filtri erinevate sumbuvuste



Joon. 2.5.5.

korral; otstarbekas on valida filter ülekritilise sumbuvusega (dempfeerimisega).

Faasdetektor. Levinud on välistav-või (exclusive-or) detektor, mille väljundsignaalid erinevate sisendsignaalide faaside korral on toodud joonisel 2.5.6). Siit nähtub, et väljundpinge keskväärts

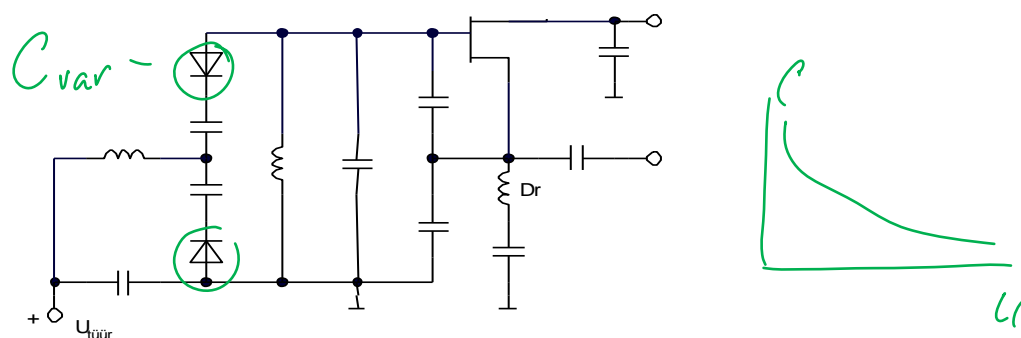


Joon.2.5.6.

sõltub faasidevahekorral ja muutub vahemikus 0 -st kuni 1 -ni. Pangem tähele ka seda, et väljundis saadakse ka kahekordse sagedusega signaal, mis hõlbustab viimase väljafiltreerimist. Skeemi puuduseks on nähtus, mille tõttu sisendsignaalide kõrgemate harmooniliste korral võib tekkida sageduse fikseerimine valel sagedusel (vahel saab seda kasutada ka tahtlikult, soovides saada väljundsignaali harmoonilistel). Kui VCO sageduste suhe on $< 2/1$ - ei ole kõrgemate harmooniliste suhte ohtu. Suurema sageduste suhte korral tuleb aga see oht likvideerida.

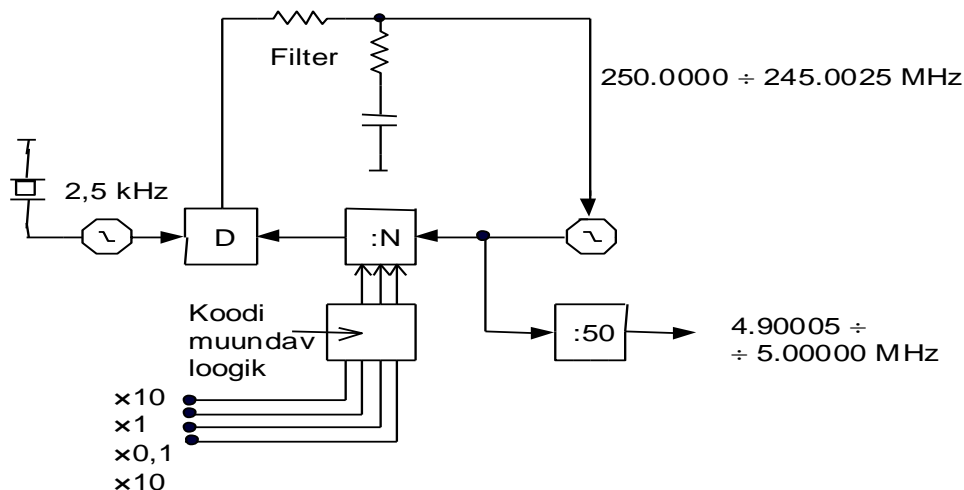
Programmeerita jagaja. Jagur realiseeritakse tavaliselt loendurite baasil. Kasutatakse nii kahend- kui ka kümnendloendureid. Esimene õigustab ennast siis, kui on tegemist mikroprotsessor-tüürimisega, teine - väliste lülititega tüürimise korral (binary coded decimal programming, BCD).

Pingega tüüritav ostsillaator (VCO) võib olla näiteks Collpitts'i ostsillaator (joon. 2.5.7).



tüürsignaal, seades sellega põhi-VCO ligikaudu õigele sagedusele. Seega saame, et jäme- ja peenhäälestuse erinevus on võrdne peenhäälestuse süntesaatori sagedusega. Teisiti öeldes, oleme saanud väljundsignaali sageduseks jäme- ja peenhäälestusosillaatori sageduse ja peenhäälestusosillaatori sageduste summa.

Et vältida probleeme kiiretoimelisusega, lahendatakse peenhäälestuse süntesaator kõrgetel sagedustel - näiteks 50 korda kõrgemal sagedusel -250 MHz-l (joon.2.5.9).



Joonis 2.5.9

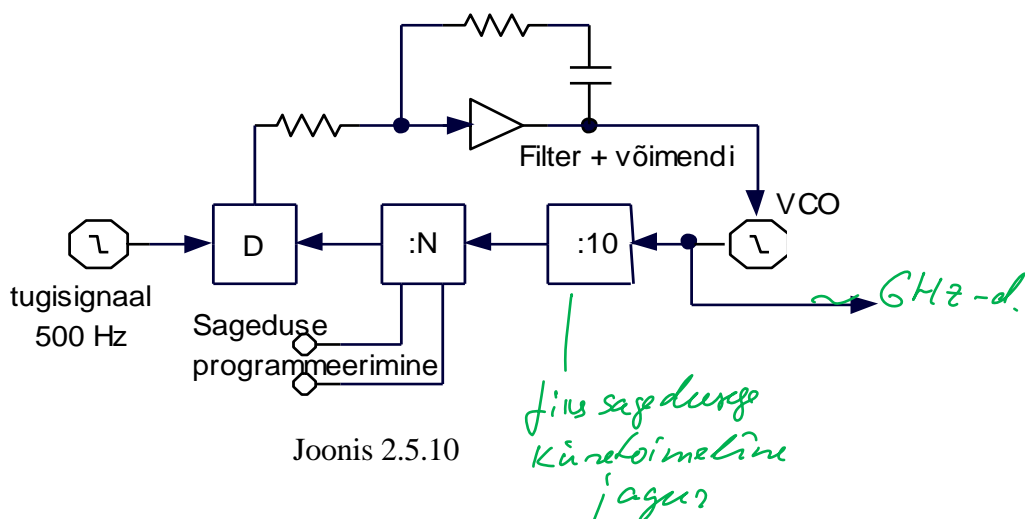
Siin töötab skeem väljundsageduse 50 kordse sagedusega, etaloonsagedus on 50 korda soovitud sageduse eraldusest (sageduse muutuse sammust, (resolution)): 2500 Hz 50Hz-se eralduse jaoks. sellise eralduse (2500 Hz) pole raske saavutada mõnemillisekundilist töökiirust. Sellega kaasneb sageduse 50 - kordsele mahajagamisele kaasneva müra mõju, samuti tugisignaalist tekkinud külgribade mõju vähenemine 33 dB võrra.

Kasutada võib suvalisi mahajagamise kordsusi, näiteks standardset 40 - le jagavat ECL (emitter-coupled) mikroskeemi. Sellisel korral töötaks VCO 200 MHz piirkonnas, tugisagedus oleks võrdne 2 kHz.

Toodud süntesaatoriga võrdväärse analoogsüntesaatori realiseerimiseks, katmaks ülalnäidatud sageduspiirides olevad amatöör-sagedusribad läheks vaja 59 kvartsresonaatorit.

2.5.4. ÜKS süntesaatorid

Digitaalsüntesaatorite sagedust piiravaks teguriks on loogikaskeemide töökiirus. Loogika piirsagedus küünib tänapäeval GHz -deni, programmeeritava sagedusjagaja piirsagedus on kardetavalt väiksem. Sellisel juhul võiks kasutada kõrgemasageduslikku püsiteturiga sagedusjagurit koos programmeeritava jaguriga. Vastava süntesaatori struktuurskeem on toodud joonisel 2.5.10.



Joonis 2.5.10

Skeemi puuduseks on asjaolu, et tugisagedust tuleb ka 10 korda vähendada, seega sageduse eraldusvõime on liiga suur. see viib töökiiruse langusele ja mürade kasvule. Nii näiteks 2 m-ses diapsoonis piisaks 5kHz-sest eraldusest, siin on vaja seda vähendada 10 korda.

Kahemooduline programmeeritav jagur võimaldab tugisagedust mitte maha jagada. Selle südamikuks on ECL-tehnikas realiseeritud mikroskeem, mis võimaldab sagedust jagada kahe suuruse (üksteisest ühe võrra erinevate) järgi; näiteks kas 10 või 11 järgi. Vastavad lahendused võimaldavad saada sagedusi üle 500 MHz.

On olemas vastavad, N/N+1 jagamisteguriga mikroskeemid, näiteks Motorola MC 145156 või MC 145152, millele tuleb lisada kahel mikroskeemil realiseeritav süntesaator. Vastavaid lahendusi kasutatakse kuni 500MHz ja ka kõrgemasageduslike süntesaatorite realiseerimiseks.