

**VILNIAUS UNIVERSITETAS**

Fizikos fakultetas  
Radiofizikos katedra

**ČESLOVAS PAVASARIS**

**PUSLAIDININKINIAI ĮTAISAI**

***VEIKIMO IR TAIKYMO PAGRINDAI***

(I dalis. Pasyvieji ir aktyvieji radiotechninių grandinių elementai)

(Antra pataisyta ir papildyta redakcija)

***Mokymo priemonė***

## PRATARMĖ

Ši mokymo priemonė yra sudaryta iš dviejų dalių: I dalis. Pasyvieji ir aktyvieji radiotechninių grandinių elementai; II dalis. Radiotechninės grandinės: pasyvios ir aktyvios. Abejos dalys yra skirtos Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto antrojo kurso studentams susipažinti su mokomojoje “Elektronikos laboratorijoje” atliekamų elektronikos bei radioelektronikos laboratorinių darbų radiotechniniais grandynais, jų pasyviųjų elementų bei aktyviųjų elementų- puslaidininkinių įtaisų ( prietaisų ) teoriniais veikimo bei taikymo pagrindais. Leidinio I- oje dalyje yra nagrinėjami tiesinių ir netiesinių bei parametrinių radiotechninių elementų ( įvairių puslaidininkinių diodų, dvipolių bei vienpolių ( lauko ) tranzistorių ) fizikiniai veikos principai, savybės įvairiuose jungimo grandinėse, elektrinių charakteristikų aprašymo būdai bei tranzistorių ( dvipolių ir vienpolių ) triukšmų fizika. Taip pat pateikti puslaidininkinių įtaisų bei elektroninių grandynų su jais teorinio modeliavimo matematiniai pagrindai.

Mokymo priemonė parašyta laikantis principo, jog skaitytojas yra išklaušęs kietojo kūno fizikos kursą ( metalų, puslaidininkinių bei dielektrikų elektrinės savybės ), arba yra susipažinęs savarankiškai, gerai žino bendrosios fizikos elektros skyrius- statikos bei dinamikos.

Ši mokymo priemonė gali būti naudinga ir kitų aukštesniųjų bei aukštųjų mokymo įstaigų studentams- bakalaurams, magistrams bei doktorantams, besidominčiais elektronika.

P. S. Pastebėjus netikslumų arba klaidų, prašome savo pastabas bei pageidavimus siųsti elektroniniu adresu: <mailto:ceslovas.pavasaris@ff.vu.lt>

Autorius

# 1. PAGRINDINAI RADIOTECHNINIŲ GRANDYŲ ELEMENTAI

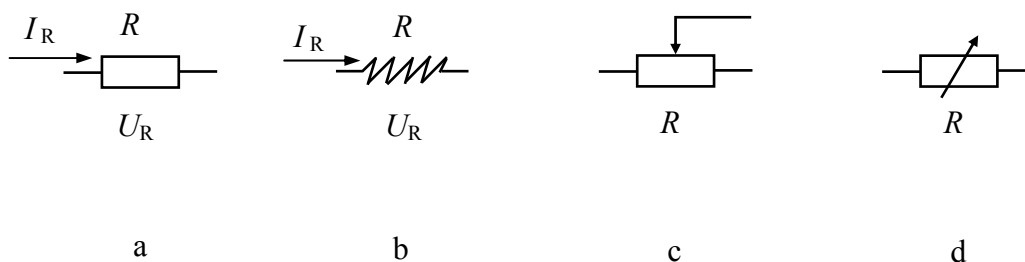
## 1.1. Pasyvieji ( tiesiniai ) elementai

*Varžos elementas*  $R$  ( varžas, rezistorius )- idealizuotas elementas, neturintis parazitinių reaktyviųjų sandų- talpos bei induktyvumo. Tokiame elemente pastoviosios įtampos  $U_R$  ( arba  $U_{R=}$  ) ir juo tekančios pastoviosios srovės  $I_R$  ( arba  $I_{R=}$  ) sąryšis yra išreiškiamas Omo dėsnio grandyno daliai:

$$U_R = I_R \cdot R = I_R / G, \quad (1.1)$$

kur:  $R$  - rezistoriaus varža;  $G = 1/R$  - laidumas arba admitansas.

Rezistorius  $R$  radiotechninių grandynų schemose gali būti pavaizduotas dviem būdais, parodytais 1.1 pav., kur: a - atitinka Europinį standartą; b- Amerikietiško standartą; c- ir d- reguliuojamos varžos rezistorius ( potenciometras ).



1.1 pav. Rezistoriaus  $R$  žymėjimas radiotechniniuose ir elektroniniuose grandynuose

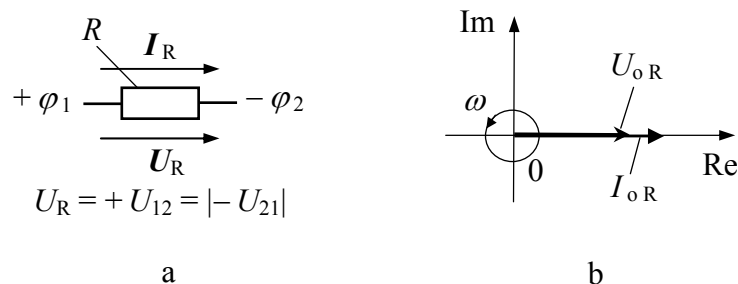
Elektros srovę  $I$  ( harmoninio signalo atveju kompleksinis dydis, kurį žymėsime pajuodintu šriftu) sudaro elementariųjų dalelių ar jų darinių, turinčių elementarų elektros krūvį  $\pm q$  ir greitį  $\mathbf{v}$ , judėjimas:  $I = \pm q \cdot n \cdot S_{\perp} \cdot \mathbf{v}$ , kur:  $n$ - krūvininkų tankis;  $S_{\perp}$ - plotas, orientuotas statmenai greičiui  $\mathbf{v}$ . Iš čia seka, jog srovė  $I$  yra vektorius. Srovės  $I$  kryptimi susitarta laikyti teigiamai įelektrintų  $+q$  dalelių judėjimo kryptį. Todėl srovės  $I$  tekėjimo kryptis yra priešinga elektronų judėjimo kryptį.

Kai rezistoriumi  $R$  teka srovė  $I_R$ , tarp jo išvadų ( gnybtų ) susidaro įtampa  $U_R$ , kurios modulis ( amplitudė ) lygus potencialų  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  skirtumui ( 1.2 pav.):

$$U_R = (\pm \varphi_1) - (\pm \varphi_2) = \pm U_{12} = \mp U_{21}. \quad (1.2)$$

kur:  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  - rezistoriaus  $R$  išvadų potencialai, pasirinkto atskaitos taško ( bazinio potencialo ) atžvilgių.

Čia reikia pastebėti, jog bendru atveju, priklausomai nuo pasirinkto atskaitos taško,



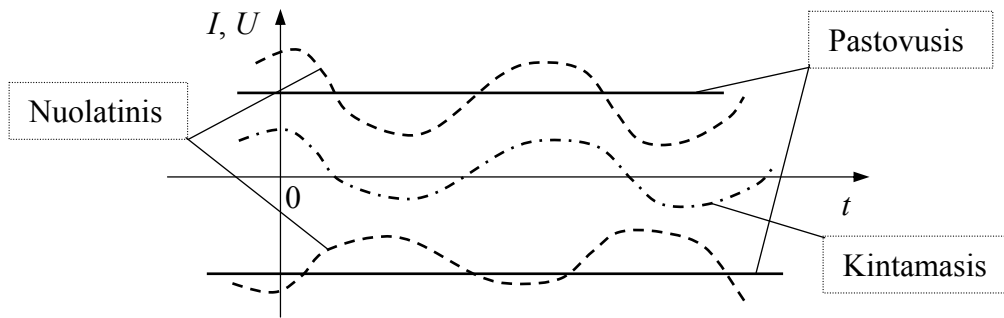
1.2 pav. Rezistoriuje  $R$  įtampos  $U_R$  ir srovės  $I_R$  vektorių kryptys, kai  $\varphi_1 > \varphi_2$  (a) bei harmoninės įtampos  $U_R$  ir srovės  $I_R$  vektorinė diagrama (b)

potencialų  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  ženklai gali būti skirtingi arba vienodi, tačiau jų skirtumo modulis  $|U_{12,21}|$  išlieka pastovus dydis.

Susitarta, jog įtampos  $U_R$  kryptis sutampa su elektrinio lauko stiprio  $E$  linijų kryptimi, t. y. nukreipta teigiamai įelektrintų dalelių judėjimo kryptimi. Todėl įtampos  $U_R$  poliaringumas “+” arba “-” rezistoriaus  $R$  gnybtuose yra vienareikšmiškai nusakytas srovės  $I_R$  krypties, ir atvirkščiai, taip, kaip yra parodyta 1.2 pav. Šis sąryšis bendru atveju nusakomas vektorių  $E$  ir  $d$  skaliarine sandauga:  $U = E \cdot d = E \cdot d \cdot \cos \varphi$ , kur:  $d$  - atstumas;  $\varphi$  - mažiausias kampas tarp vektorių  $E$  ir  $d$ . Iš čia ir (1.2) seka, jog įtampa  $U$  iš esmės yra skaliarinis dydis, turintis atitinkamą ženklą “+” arba “-”. Tačiau kintamųjų signalų grandinėse harmoninių signalų atveju įtampa  $\pm U$  yra atvaizduojama kompleksiniu dydžiu  $U$ . Todėl elektroninių grandinių grafinės analizės metuose įtampai  $U$ , kaip ir srovei  $I$ , yra taikomas vektorių įvaizdis, o tuo pačiu ir visi matematiniai veiksmai su vektoriais. Čia pastebėsime, kad įtampos  $U$  kryptis ir modulio  $U$  vertė nepriklauso nuo potencialų  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  pasirenkamo atskaitos taško.

Taigi, elektrinio lauko  $E$  potencialai  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  yra santykiniai dydžiai, t. y. priklauso dydžiu ir ženklu nuo pasirenkamo atskaitos taško. Tuo tarpu įtampa  $U_R$  (1.2) yra absoliutinis dydis ir nepriklauso nuo potencialų  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  matavimo (atskaitos) taško.

Srovė  $I$  ir įtampa  $U$  gali būti: nuolatinės, kai jų kryptys nekinta, o vertės gali kisti; pastovios, kai jų kryptys ir vertės nekinta laiko  $t$  bėgyje; kintamos, kai jų kryptys ir vertės yra laiko  $t$  funkcijos. Todėl pastoviąją srovę ir įtampą žymėsime didžiosiomis raidėmis  $I$  ir  $U$  (arba  $I_{\sim}$  ir  $U_{\sim}$ ), atitinkamai. Kintamuosius srovės ir įtampos dydžius žymėsime  $I(t)$  ir  $U(t)$  (arba  $I_{\sim}(t)$  ir  $U_{\sim}(t)$ ), atitinkamai, o jų momentines (akimirines) vertes - mažosiomis raidėmis  $i$  ir  $u$  (arba  $i(t)$  ir  $u(t)$ ), atitinkamai. Harmoninių signalų atveju, kai turime kitimą laike sinuso (sin) arba kosinuso (cos) dėsnio, naudosime vektorių bei kompleksinių dydžių žymėjimą pajuodintu šriftu-  $I$ ,  $U$ . Šiuo atveju harmoninių signalų amplitudines vertes žymėsime su indeksu “o” :  $I_o$  ir  $U_o$ . Nuolatinę srovę ir įtampą žymėsime atitinkamomis raidėmis su indeksu “≡” :  $I_{\equiv}$  ir  $U_{\equiv}$  arba  $i_{\equiv}$  ir  $u_{\equiv}$ , arba  $i_{\equiv}(t)$  ir  $u_{\equiv}(t)$ . Čia aprašytų elektrinių signalų laikinės diagramos yra parodytos 1.3 pav.



1.3 pav. Įvairių elektrinių signalų laikinės diagramos

Omo dėsnis grandyno daliai (1.1) su rezistoriumi  $R$  nuolatinės ir kintamosios harmoninės srovės  $I$  atveju yra užrašomos analogiškai:

$$u_R = R i_R = i_R / G_R, \quad U_R = R I_R = I_R / G_R, \quad (1.3)$$

kur:  $G_R = 1/R$ - rezistoriaus  $R$  laidumas (čia pastebėsime, jog pirmoji momentinių verčių išraiška tinka bet kokio signalo atveju).

Kadangi srovės  $I_R$  ir įtampos  $U_R$  kryptys varžo  $R$  elemente visada sutampa, tai momentinė galia  $p_R$  rezistoriuje yra visada teigiama ( $p_R \geq 0$ ) ir virsta Džaulio šiluma  $Q_T$ :

$$Q_T/t = p_R = i_R u_R = R i_R^2 = u_R^2/R = i_R^2/G_R = G_R u_R^2 \geq 0. \quad (1.4)$$

Srovės  $I_R$  ir įtampos  $U_R$  krypčių situacija yra pavaizduojama kompleksinėje plokštumoje  $\{\text{Re}, \text{Im}\}$  (1.2 pav. b), kurioje  $x \Rightarrow \{\text{Re}\}$ , o  $y \Rightarrow \{\text{Im}\}$ , t. y.  $\{\text{Im}\}$  ir  $\{\text{Re}\}$ -menamoji ir realioji ašys, atitinkamai. Čia pastebėsime, jog abu vektoriai  $I_R$  ir  $U_R$  sukasi kartu cikliniu dažniu  $\omega$  prieš laikrodžio rodyklės judėjimo kryptį, išlaikydami tarpusavio orientaciją.

**Induktyvumo elementas  $L$**  (indukcinė ritelė)- idealizuotas reaktyvusis elementas, kurio apvijų ominė varža  $R_L = 0$ . Tokiame elemente kintamosios momentinės įtampos  $u_L$  ir juo tekančios kintamosios momentinės srovės  $i_L$  sąryšis yra išreiškiamas taip:

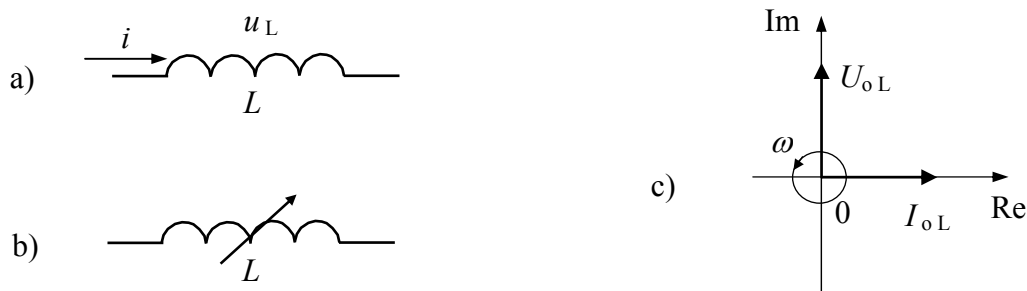
$$u_L = L (d i_L / d t), \quad (1.5)$$

kur:  $L$  - ritelės induktyvumas.

Ritelės  $L$  grafiniai simboliai yra parodyti 1.4 pav., kur: a- pastovaus induktyvumo ritelė, b- reguliuojamo induktyvumo ritelė.

Momentinė galia  $p_L$  idealioje ritelėje  $L$  yra:

$$p_L = u_L \cdot i_L = L \cdot i_L \cdot (d i_L / d t). \quad (1.6)$$



1.4 pav. Ritelės  $L$  žymėjimas elektroniniuose grandynuose (a, b) bei harmoninės įtampos  $U_L$  ir srovės  $I_L$  vektorių kryptys indukcinėje ritelėje  $L$

Iš išraiškos (1.6) seka, jog momentinė galia  $p_L$  ritelėje  $L$  gali turėti teigiamą ( $p_L \geq 0$ ) arba neigiamą ( $p_L \leq 0$ ) ženklą, t. y. gali kaupti energiją, arba ją atiduoti į grandinę, atitinkamai, tačiau idealioje ritelėje visada  $Q_T = 0$ .

Tegul tekanti per ritelę  $L$  srovė  $i_L$  kinta harmoniškai-  $i_L = I_{oL} \cdot \sin(\omega t)$ , kur:  $I_{oL}$  - amplitudinė srovės  $i_L$  vertė;  $\omega$  - ciklinis dažnis. Esant šiai prielaidai, iš (1.5) įtampa  $u_L$  ya:

$$u_L = L \{d[I_{oL} \cdot \sin(\omega t)]/dt\} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot \cos(\omega t) = U_{oL} \cdot \cos(\omega t), \quad (1.7)$$

kur:  $U_{oL} = I_{oL} \omega L$  - amplitudinė įtampos  $u_L$  vertė.

Iš (1.7) seka, jog ritelės  $L$  gnybtuose įtampa  $u_L$  pralenkia tekančią srovę  $i_L$  kampu  $\pi/2$  (arba  $90^\circ$ ). Ši situacija 1.4 pav. c yra pavaizduota kompleksinėje plokštumoje  $\{ \text{Re}, \text{Im} \}$ .

Taikant Omo dėsnį grandyno daliai su ritele  $L$ , iš (1.7) galima užrašyti:

$$U_{oL} \cdot \cos(\omega t) = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot \cos(\omega t),$$

$$U_{oL} = I_{oL} \omega L = Z_L I_{oL}, \quad (1.8)$$

kur:  $Z_L = \omega L$  - ritelės induktyvioji varža (impedansas).

Panaudoję kompleksinių skaičių matematinį formalizmą, ritelėje  $L$  kompleksinę srovę  $I_L$  užrašome taip:  $I_L = I_{oL} \cdot e^{j\varphi_i}$ , o kompleksinę įtampą-  $U_L = U_{oL} \cdot e^{j\varphi_u}$ , kur įtampos  $U_L$  fazė-  $\varphi_u = \varphi_i + \pi/2$  - įtampos ir srovės fazių sąryšis;  $j$ - menamas vienetas ( $j = (-1)^{1/2}$ ,  $j^2 = -1$ , ...);  $e = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + n^{-1})^n \cong 2,718 \dots \equiv \exp$ . Iš čia išraiškos (1.8) lygybes galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} U_L &= U_{oL} \cdot e^{j\varphi_u} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j(\varphi_i + \pi/2)} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j\varphi_i} \cdot e^{j(\pi/2)} = \\ &= U_L = j \cdot I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j\varphi_i} = j \cdot Z_L \cdot I_{oL} \cdot e^{j\varphi_i} \end{aligned} \quad (1.9)$$

nes  $e^{j(\pi/2)} = j$ .

Dydis  $Z_L = j \omega L = j Z_L$  - vadinamas kompleksine ritelės  $L$  varža (*impedansas*), o  $Z_L = \omega L$  - ritelės  $L$  impedanso modulis. Todėl Omo dėsnį grandyno daliai su ritele  $L$  harmoninio signalo atveju galima užrašyti kompleksine forma:

$$U_L = Z_L I_L = I_L / G_L, \quad (1.10)$$

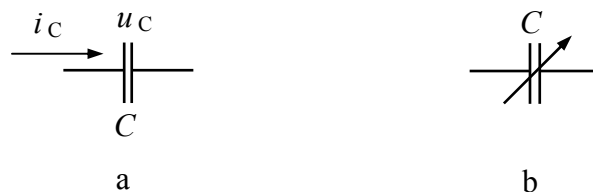
kur:  $G_L = 1/Z_L$  - ritelės  $L$  kompleksinis laidumas (*admitansas*).

**Talpos elementas  $C$**  (kondensatorius) - idealizuotas reaktyvusis elementas, kuriame nėra dielektrinių nuostolių. Tokiame elemente kintamosios momentinės srovės  $i_C$  ir kintamosios momentinės įtampos  $u_C$  sąryšis yra išreiškiamas taip:

$$i_C = C \cdot (du_C/dt), \quad (1.11)$$

kur:  $C$  - kondensatoriaus elektrinė talpa.

Kondensatoriaus  $C$  grafiniai simboliai yra parodyti 1.5 pav., kur: a- pastoviosios talpos kondensatorius, b- reguliuojamos talpos kondensatorius.



1.5 pav. Kondensatoriaus  $C$  žymėjimas elektroniniuose grandynuose: a- pastoviosios talpos kondensatorius, b- reguliuojamos talpos kondensatorius

Momentinė galia  $p_C$  idealiam kondensatoriuje  $C$  yra:

$$p_C = u_C \cdot i_C = C \cdot u_C \cdot (du_C/dt), \quad (1.12)$$

kur momentinė galia  $p_C$  gali turėti teigiamą ( $p_C \geq 0$ ) arba neigiamą ( $p_C \leq 0$ ) ženklą, t. y. gali kaupti energiją arba ją atiduoti į grandinę, atitinkamai, tačiau idealiam kondensatoriuje visada  $Q_T = 0$ .

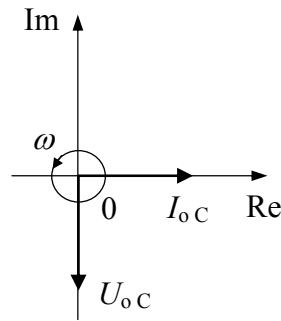
Tegul kondensatoriuje  $C$  įtampa  $u_C$  kinta harmoniškai-  $u_C = U_{oC} \cdot \sin(\omega \cdot t)$ , kur:  $U_{oC}$  - amplitudinė įtampos  $u_C$  vertė. Esant šiai prielaidai, iš (1.11) per kondensatorių  $C$  tekanti srovė  $i_C$  yra surandama taip:

$$i_C = C \cdot \{d[U_{oC} \cdot \sin(\omega t)]/dt\} = U_{oC} \cdot \omega \cdot C \cdot \cos(\omega t) = I_{oC} \cdot \cos(\omega t), \quad (1.13)$$

kur:  $I_{oC} = U_{oC} \omega C$  - srovės  $i_C$  amplitudinė vertė.

Iš (1.13) seka, jog kondensatoriaus  $C$  gnybtuose srovė  $i_C$  pralenkia įtampą  $u_C$  kampu  $\pi/2$  ( arba  $90^\circ$  ), arba įtampa  $u_C$  tokiu pat kampu atsilieka srovės  $i_C$  atžvilgiu. Ši situacija

harmoninio signalo atveju yra pavaizduojama kompleksinėje plokštumoje  $\{ \text{Re}, \text{Im} \}$  taip, kaip yra parodyta 1.6 pav.



1.6 pav. Harmoninės įtampos  $U_C$  ir srovės  $I_C$  vektorių kryptys kondensatoriuje  $C$

Iš (1.13), taikant Omo dėsnį grandyno daliai su kondensatoriumi  $C$ , galima užrašyti:

$$i_C = U_{oC} \cdot \omega \cdot C \cdot \cos(\omega t) = I_{oC} \cdot \cos(\omega t),$$

$$U_{oC} \omega C = I_{oC} \Rightarrow U_{oC} = I_{oC} / (\omega C) = Z_C I_{oC}, \quad (1.14)$$

kur:  $Z_C = 1/(\omega C)$  - kondensatoriaus talpinės varžos (impedanso  $Z_C$ ) modulis.

Panaudojus kompleksinių skaičių matematinį formalizmą, srovę  $I_C$  ir įtampą  $U_C$  kondensatoriuje  $C$  užrašome taip:  $I_C = I_{oC} \cdot e^{j\varphi_i}$  ir  $U_C = U_{oC} \cdot e^{j\varphi_u}$ , atitinkamai, kur įtampos  $U_C$  fazė-  $\varphi_u = \varphi_i - \pi/2$ , t. y. įtampos  $U_C$  ir srovės  $I_C$  fazių sąryšis. Iš čia išraiškų (1.14) lygybes galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} U_C &= U_{oC} \cdot e^{j\varphi_u} = [I_{oC} / (\omega C)] \cdot e^{j[\varphi_i - (\pi/2)]} = (I_{oC} / \omega C) \cdot e^{j\varphi_i} \cdot e^{-j(\pi/2)} = \\ &= U_C = -j \cdot [I_{oC} / (\omega C)] \cdot e^{j\varphi_i} = -j \cdot Z_C \cdot I_{oC} \cdot e^{j\varphi_i} \end{aligned} \quad (1.15)$$

nes  $e^{-j(\pi/2)} = -j$ .

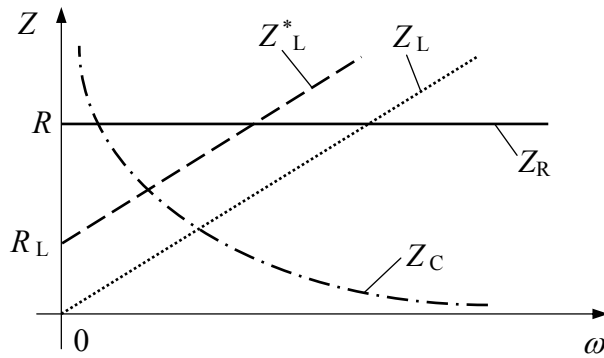
Dydis  $Z_C = -j Z_C = -j / (\omega C) \equiv 1/(j \omega C)$  - vadinamas kompleksine kondensatoriaus  $C$  varža (impedansas), o dydis  $Z_C = 1/(\omega C)$  - kondensatoriaus  $C$  impedanso modulis. Todėl harmoninio signalo atveju galima užrašyti Omo dėsnį grandyno daliai su kondensatoriumi  $C$  kompleksine forma:

$$U_C = Z_C I_C = I_C / G_C, \quad (1.16)$$

kur:  $G_C = 1/Z_C$  - kondensatoriaus  $C$  kompleksinis laidys (admitansas).

Apibendrinant tiesinių pasyviųjų elementų  $R$ ,  $L$  ir  $C$  dažnines savybes, naudinga įsiminti jų varžų  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$  modulių  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$ , atitinkami, priklausomybes nuo dažnio  $\omega$ :  $Z_R(\omega)$ ,  $Z_L(\omega)$  ir  $Z_C(\omega)$  Šios priklausomybės yra pavaizduotos 1.7 pav., kai elementai yra idealūs, t. y. jų vertės  $R$ ,  $L$  ir  $C$  nuo dažnio nepriklauso.

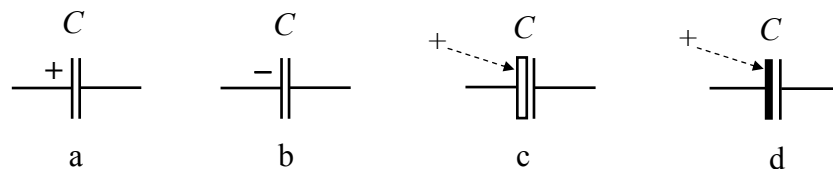




1.7 pav. Idealių pasyviųjų radiotechninių elementų  $R$ ,  $L$  ir  $C$  varžų ( impedansų )  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$  modulių  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$ , atitinkamai, priklausomybės nuo dažnio  $\omega$  ( $Z^*_L$  atitinka realią indukcinę ritelę  $L$ , kurios  $R_L > 0$ )

Realių pasyviųjų radiotechninių elementų  $R$ ,  $L$  ir  $C$  varžų ( impedansų )  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$  modulių  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$ , atitinkamai priklausomybės nuo dažnio  $\omega$  skiriasi nuo parodytų 1.7 pav. Pvz. realios indukcinės ritelės  $L$ , kurios apvijų varža  $R_L > 0$ , priklausomybę  $Z_L(\omega)$  atitinka tiesė  $Z^*_L$  (1.7 pav.). Parazitinių parametrų ( talpų, induktyvumą bei varžų ) įtaka elementų  $R$ ,  $L$  ir  $C$  varžų  $Z_R$ ,  $Z_L$  ir  $Z_C$  priklausomybėms nuo dažnio  $\omega$  yra nagrinėjama kiekvienu atskiru atveju, atliekant atitinkamus skaičiavimus.

Be jau minėto paprastojo kondensatoriaus  $C$ , elektros bei elektronikos grandynuose yra naudojami elektrolitiniai kondensatoriai, kurių grafiniai simboliai yra parodyti 1.8 pav.

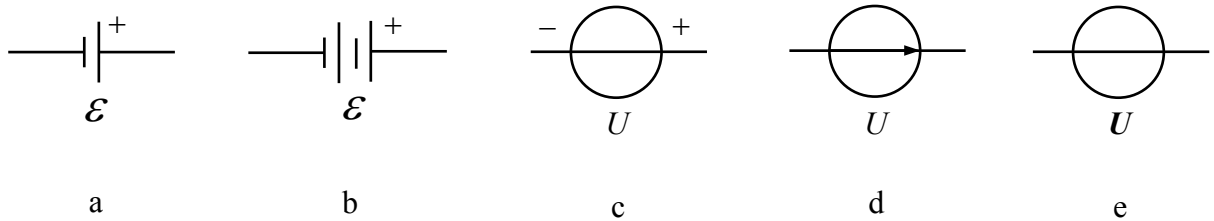


1.8 pav. Elektrolitinių kondensatorių grafiniai simboliai

Elektrolitinis kondensatorius į elektrinę grandinę yra jungiamas taip, kad jo gnybtų poliaringumas “+” ir “-” atitiktų elektrinės grandinės jungimo taškuose esančių įtampų poliaringumą pastoviajai įtampai.

**Įtampos šaltinis** - idealizuotas aktyvusis elementas, kuriame pastoviosios įtampos  $U_+$  arba kintamosios įtampos  $U_~$ , pvz.  $U = u(t) = U_0 \cdot \sin(\omega t)$  amplitudinė vertė  $U_0$  šaltinio gnybtuose nepriklauso nuo pastoviosios srovės  $I_+$  arba kintamosios srovės  $I_~$  ( arba  $i(t)$  ) stiprio jame. Tokio šaltinio vidinė varža  $R_i = 0$  ir todėl jame nėra energijos nuostolių.

Įtampos šaltinio grafiniai simboliai yra parodyti 1.9 pav., kur: a- galvaninis elementas ( $\mathcal{E}$  arba  $evj$ ); b- galvaninių elementų baterija; c- ir d- įtampos šaltiniai, realizuoti įvairiais elektriniais



1.9 pav. Įtampos šaltinio grafiniai simboliai: a ÷ d- pastovios įtampos šaltiniai, e- kintamosios, pvz. harmoninės įtampos  $U = U_0 \cdot e^{j\omega t}$  šaltinis

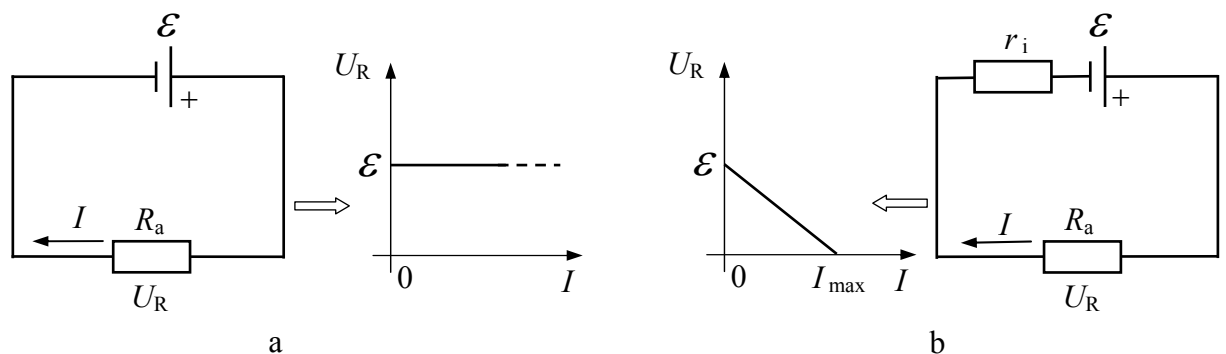
grandynais ( čia pastebėsime, jog dažnai  $evj$  ( arba  $\mathcal{E}$  ) šaltinio vidinė varža yra žymima mažąja raide-  $r_i$  ). 1.9 pav. d rodyklė įtampos šaltinio žymens apskritimo viduje rodo įtampos šaltinio vidaus elektrovaros jėgų (  $evj$  ) kuriamos vidaus srovės  $I$  kryptį- nuo “-” į “+”. Kintamosios įtampos  $U_{\sim}$  ( arba  $u(t)$  ) šaltiniuose gnybtų poliaringumai bei vidinės  $evj$  kryptis nenurodomi (1.9 pav. e).

Prie idealaus (  $r_i = 0$  ) pastoviosios įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  gnybtų prijungus išorinę apkrovą  $R_a$  (1.10 pav. a), sujungtojoje grandinėje teka pastovioji srovė  $I$  ( arba  $I_{\sim}$  ), kurios kryptis sutampa su įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  vidaus srovės kryptimi ir jos vertė yra nusakoma Omo dėsnio visam grandyniui:

$$I = \mathcal{E}/R_a. \quad (1.17)$$

Realūs įtampos šaltiniai  $\mathcal{E}$  turi vidaus varžą  $r_i > 0$ , kuri grandyne yra atvaizduojama nuosekliai sujungta su idealiu įtampos šaltiniu  $\mathcal{E}$  (1.10 pav. b) Todėl (1.17) yra užrašoma taip:

$$I = \mathcal{E}/(r_i + R_a). \quad (1.18)$$



1.10 pav. Idealaus (a) ir realaus (b) įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  pilnoji grandinė su apkrovos rezistoriumi  $R_a$  bei šalia parodytomis atitinkamomis  $U_R(I)$  voltamperinėmis charakteristikomis (VACH)

Iš (1.17) ir (1.18) bei (1.1) seka įtampos  $U_R$  rezistoriuje  $R_a$ , o tuo pačiu ir įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  gnybtuose, išraiškos:  $U_R = I \cdot R_a = \mathcal{E} = \text{const}$ - idealaus įtampos šaltinio atveju (1.10 pav. a), bei  $U_R = I \cdot R_a = [\mathcal{E}/(r_i + R_a)] \cdot R_a$ - realaus įtampos šaltinio atveju (1.10 pav. b).

Iš 1.10 pav. matome: įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  viduje srovė  $I$  teka nuo gnybto su neigiamu potencialu „-“ link gnybto su teigiamu potencialu „+“, t. y. teigiami krūvininkai  $+q$  (pvz. jonai) įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  viduje juda priešinga vidinio elektrinio lauko  $E$  jėgų linijų kryptį, o neigiami krūvininkai  $-q$  (pvz. katijonai) - ta pačia kryptimi. Šiam krūvių pernešimui reikalinga vidinė (pašalinė) jėga  $F_{\mathcal{E}}$ , kuri, pernešant teigiamą elementarųjį krūvį  $+q$ , atlieka elementarųjį darbą  $\delta A$ . Šio darbo  $\delta A$  ir krūvio  $q$  santykis yra vadinamas įtampos šaltinio elektrovaros jėga ( $evj$ ), kurią žymime raide  $\mathcal{E}$  ir yra išreiškiama taip:

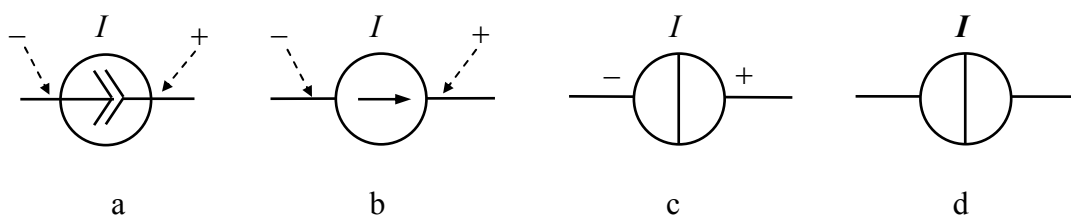
$$\mathcal{E} = \delta A / q. \quad (1.19)$$

Susitarta, jog įtampos  $\mathcal{E}$  kryptis šaltinio gnybtuose sutampa su pašalinės jėgos  $F_{\mathcal{E}}$  kryptimi. Todėl įtampos šaltinio gnybtuose įtampos  $\mathcal{E}$  kryptis sutampa su vidinės srovės  $I$  kryptimi įtampos šaltinio viduje (1.9 pav.), t. y. nukreipta nuo gnybto su neigiamu potencialu „-“ link gnybto su teigiamu potencialu „+“. Pašalinės jėgos  $F_{\mathcal{E}}$ , kuriančios įtampą  $\mathcal{E}$ , fizikinė prigimtis gali būti cheminė (galvaniniai elementai, akumulatoriai), mechaninė (elektriniai generatoriai sukami vandens, vėjo, vandens garų ir t. t.), branduolinės reakcijos ir kitokios.

Akivaizdu, kad kintamosios harmoninės įtampos šaltinio  $U$  atveju išraiškos (1.17) ir (1.18) užrašomos kompleksine forma- pastoviuosius dydžius pakeičiant atitinkamais kompleksiniais dydžiais. Kita vertus, būtina įsiminti, jog grandinėje negali būti skirtingais poliais lygiagrečiai sujungtų įtampos šaltinių  $\mathcal{E}$ , jeigu jų  $evj$  skiriasi. Įtampos šaltinių lygiagretus jungimas yra galimas tik tais pačiais poliais ir esant vienodoms  $\mathcal{E}$ , kai tuo tarpu jų vidaus varžos  $r_i$  gali būti skirtingos. Tik šiuo atveju yra išvengiami energetiniai nuostoliai tarp lygiagrečiai sujungtų įtampos šaltinių (tai įrodykite savarankiškai). Tuo tarpu grandinės šakoje nuosekliai sujungtų skirtingų įtampos šaltinių skaičius  $N$  nėra ribojamas. Šiuo atveju

ekvivalentinė įtampos vertė:  $\mathcal{E}_{\Sigma} = \sum_n^N \mathcal{E}_n$  ir vidaus varža-  $r_{i\Sigma} = \sum_n^N r_{i,n}$ , kur:  $n = 1, 2, 3, \dots, N$ .

**Srovės šaltinis** - idealizuotas aktyvusis elementas, kuriame pastoviosios srovės  $I$  ( arba  $I_{=}$  ) arba kintamosios srovės  $I_{\sim}$ , pvz. harmoninės srovės  $i(t) = I_0 \cdot \sin(\omega t)$  amplitudinės vertės  $I_0$  stipris nepriklauso nuo pastoviosios  $U$  ( arba  $U_{=}$  ) arba kintamosios  $U_{\sim}$  ( arba  $u(t)$  ) įtampos vertės jo gnybtuose. Tokio šaltinio vidinė varža  $r_i = \infty$ . Tačiau ir šiuo atveju, kaip ir idealiam įtampos šaltinyje  $\mathcal{E}$  su  $r_i = 0$ , taip pat nėra energijos nuostolių. Įtampos  $U$  arba  $U_{\sim}$  ( arba  $u(t)$  ) vertė srovės šaltinio  $I$  gnybtuose, kai jis nėra prijungtas prie išorinio grandyno, yra neapibrėžta. Srovės šaltinių  $I$  grafiniai simboliai yra parodyti 1.11 pav.



1.11 pav. Srovės šaltinių grafiniai simboliai: a ÷ c- pastovios srovės šaltiniai, d- kintamosios, pvz. harmoninės srovės  $I = I_0 \cdot e^{j\omega t}$  šaltinis

Srovės šaltinyje (1.11 pav. a, b) vidinės srovės  $I$  kryptį parodo rodyklės kryptis srovės šaltinio simbolio apskritimo viduje, arba jo gnybtų poliaringumas (1.11 pav. c)- iš gnybto su neigiamu potencialu “-” į gnybtą su teigiamu potencialu “+”. Kintamosios srovės  $I_{\sim}$  ( arba  $I$ , arba  $i(t)$  ) šaltiniuose gnybtų poliaringumai bei vidinės srovės kryptis nenurodomi (1.11 pav. d).

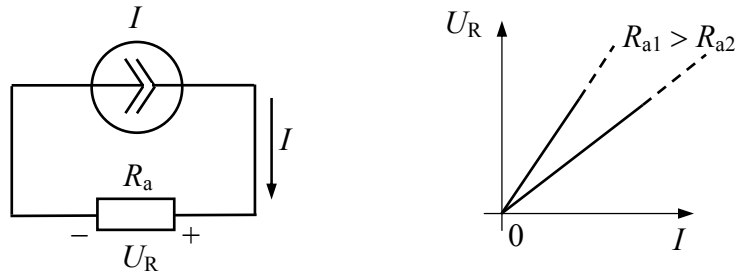
Prie idealaus pastoviosios srovės šaltinio  $I$  ( arba  $I_{=}$  ) prijungus išorinę apkrovą  $R_a$  (1.12 pav.), sujungta grandine, nepriklausomai nuo varžos  $R_a$  vertės, teka pastovioji srovė ir srovės šaltinio  $I$  gnybtuose bei apkrovoje  $R_a$  nusistovi pastovioji įtampa  $U_R$  ( arba  $U_{R=}$  ):

$$U_R = I \cdot R_a. \quad (1.20)$$

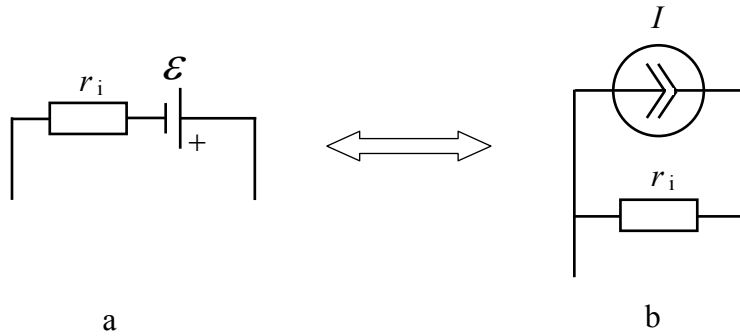
Realų pastoviosios įtampos šaltinį  $\mathcal{E}$  ( $r_i > 0$ ) galima pakeisti idealiu pastoviosios srovės šaltiniu  $I$  ( $r_i = \infty$ ) (1.13 pav.), kurio srovės  $I$  vertė yra išreiškiama taip:

$$I = \mathcal{E}/r_i. \quad (1.21)$$

Iš (1.21) matyti, jog srovės  $I$  vertė atitinka maksimalią realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  srovę  $I_{\max} = \mathcal{E}/r_i$ , esant trumpajam jungimui-  $R_a = 0$  (1.10 pav. b).



1.12 pav. Idealaus srovės šaltinio  $I$  pilnoji grandinė su apkrovos rezistoriumi  $R_a$  bei šalia parodyta atitinkama  $U_R(I)$ - VACH

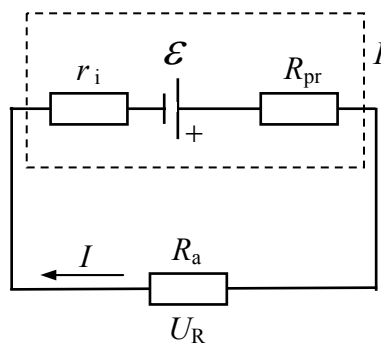


1.13 pav. Realus pastoviosios įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  ( $r_i > 0$ ) pakeitimas idealiu pastoviosios srovės šaltiniu  $I$  ( $r_i \Rightarrow \infty$ ) ir atvirkščiai

Kai nuosekliai įtampos šaltiniui  $\mathcal{E}$  yra prijungiamas papildomas išorinis rezistorius (prievaržė)  $R_{pr} \gg R_a$  (1.14 pav.), įtampos šaltinis  $\mathcal{E}$  tampa srovės šaltiniu  $I$ . Šiuo atveju srovės  $I$  vertė:

$$I = \mathcal{E} / [(r_i + R_{pr}) + R_a] \cong \mathcal{E} / R_{pr}, \quad (1.22)$$

nes dažniausiai  $R_{pr} \gg r_i$ .



1.14 pav. Realus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  pakeitimas į realų srovės šaltinį  $I$  ( $r_i + R_{pr} \neq \infty$ )

Čia būtina įsiminti, jog prievaržės  $R_{pr}$  būdu įtampos šaltinį  $\mathcal{E}$  keičiant į srovės šaltinį  $I$ , praktiškai visas tokio srovės šaltinio  $I$  atiduodamas galingumas suvartojamas prievaržėje  $R_{pr}$ . Kita vertus akivaizdu, jog kintamosios srovės, pvz. harmoninės srovės šaltinio  $I$  atveju,

anksčiau gautos išraiškos (1.20) ÷ (1.22) yra užrašomos kompleksine forma- pastoviuosius dydžius pakeičiant atitinkamais kompleksiniais dydžiais. Taip pat būtina įsiminti, jog sudėtingo grandyno šakoje, turinčioje idealų srovės šaltinį  $I$ , joje teka tik to šaltinio generuojama srovė. Iš čia seka, jog grandyno bet kurioje šakoje negali būti dvejų ir daugiau nuosekliai sujungtų srovės šaltinių. Tuo tarpu lygiagrečiai sujungtų srovės šaltinių  $I$  skaičius

$N$  nėra ribojamas ir šiuo atveju ekvivalentinė srovė:  $I_{\Sigma} = \sum_n^N I_n$ , kai ekvivalentinė vidaus varža

$r_{i\Sigma}$  išlieka be galo didelė arba tenkina šią sąlygą:  $1/r_{i\Sigma} = \sum_n^N (1/r_{i,n}) \ll R_a$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ).

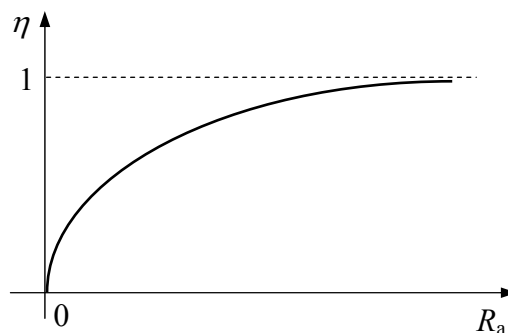
Lygiagrečiai sujungtų realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  ir apkrovos rezistoriaus  $R_a$  pilnoje grandinėje (1.10 pav. b) tekančios srovės  $I$  galingumas, išsiskiriantis apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , yra naudingas galingumas  $P_n$ , o galingumas, išsiskiriantis realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  vidinėje varžoje  $r_i$  - nuostolinis galingumas  $P_i$ . Todėl realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  atiduodamos galios naudingasis veikos koeficientas  $nvk$  ( arba  $\eta$  ) yra nusakomas taip:

$$\eta = P_n / (P_n + P_i). \quad (1.23)$$

Kadangi  $P_n = I^2 \cdot R_a$  ir  $P_i = I^2 \cdot r_i$ , tai iš čia bei (1.23) randame:

$$\eta = (I^2 R_a) / (I^2 R_a + I^2 r_i) = R_a / (R_a + r_i). \quad (1.24)$$

Iš (1.24) seka, jog apkrovos  $R_a$  varžai kintant nuo 0 iki  $\infty$ , realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  atiduodamos galios  $nvk$  kečiasi nuo 0 iki 1 (1.15 pav.).



1.15 pav. Iš (1.24) paskaičiuota realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  atiduodamos galios  $nvk$  ( arba  $\eta$  ) priklausomybė nuo apkrovos varžos  $R_a$

Gautas teisingas rezultatas (1.24) yra klaidinantis, nes be  $\eta$  vertės svarbu ir naudingojo galingumo  $P_n$  vertė, kuri turi būti kuo didesnė. Tuo tarpu iš (1.18) seka, jog didėjant  $R_a$  srovė  $I$  mažėja ir tuo pačiu keičiasi  $P_n$ . Todėl iš (1.18) ir iš žinomos  $P_n$  išraiškos užrašome:

$$P_n = I^2 \cdot R_a = [\mathcal{E}/(r_i + R_a)]^2 \cdot R_a = \mathcal{E}^2 / \{(r_i/R_a) + 1\}^2 \cdot R_a, \quad (1.25)$$

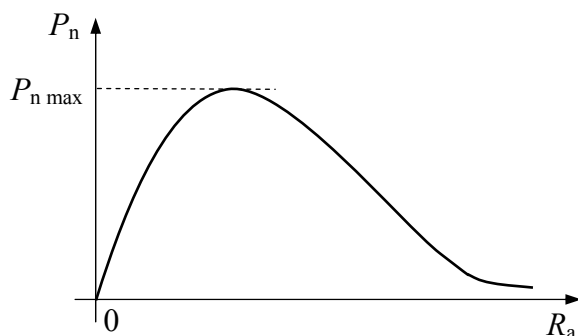
iš kur seka, jog  $R_a$  vertei artėjant prie 0 arba  $\infty$ , galingumo  $P_n$  vertė artėja prie 0. Tai rodo, jog yra tokia  $R_a$  vertė, kuriai esant  $P_n$  įgyja didžiausią (maksimalią) vertę  $P_{n \max}$  (1.16 pav.). Šiai vertei nustatyti, iš (1.25) surandame  $P_n$  išvestinę kintamojo  $R_a$  atžvilgiu ir prilyginsime ją 0:

$$\begin{aligned} [P_n(R)]' &= \{[\mathcal{E}/(r_i + R_a)]^2 R_a\}' = [\mathcal{E}/(r_i + R_a)]^2 + (2 R_a \mathcal{E})/\{(r_i + R_a)[- \mathcal{E}/(r_i + R_a)^2]\} = \\ &= [\mathcal{E}/(r_i + R_a)]^2 \cdot \{1 - [(2 R_a)/(r_i + R_a)]\} = 0. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Iš (1.26) matome, jog  $[P_n(R_a)]' = 0$  tik tuo atveju, jeigu:

$$1 - (2 R_a)/(r_i + R_a) = 0, \quad (1.27)$$

ir iš (1.27) randame, jog realus įtampos šaltinis  $\mathcal{E}$  į apkrovą  $R_a$  atiduoda didžiausią galingumą  $P_{n \max}$ , kai  $R_a = r_i$ . Šiuo atveju realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  atiduodamos galios *nvk* yra:  $\eta = 0,5$  arba 50 % (1.24).



1.16 pav. Iš (1.25) paskaičiuotos naudingos galios  $P_n$ , išsiskiriančios apkrovoje  $R_a$ , priklausomybė nuo  $R_a$  vertės

Akivaizdu, jog apkrauto išorine varža  $R_a$  realaus įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$ , turinčio vidaus varžą  $r_i > 0$ , gauta didžiausios naudingosios veikos sąlyga:  $R_a = r_i$  yra universali, t. y. ji taikoma pastoviosios, nuolatinės ir kintamosios įtampos (srovės) elektrinėms grandinėms. Iš čia seka, jog ši sąlyga harmoninio signalo atveju gali būti užrašyta ir kompleksiniams atitinkamų varžų dydžiams:  $Z_a = z_i$ . Čia pastebėsime, jog kompleksiniai dydžiai yra lygūs tik tuomet, kai yra lygūs jų realūs ir menami sandai, atitinkamai, t. y. tenkinamos šios sąlygos:  $\text{Re } Z_a = \text{Re } z_i$  ir  $\text{Im } Z_a = \text{Im } z_i$ . Kita vertus akivaizdu, jog įtampos šaltinio atiduodama galia yra suvartojama tik kompleksinės apkrovos  $Z_a$  realiajame sande  $\text{Re } Z_a$ . Todėl bendriausiu atveju, kai  $Z_a \neq z_i$ , didžiausios naudingosios veikos sąlyga yra užrašoma taip:  $\text{Re } Z_a = \text{Re } z_i$ .

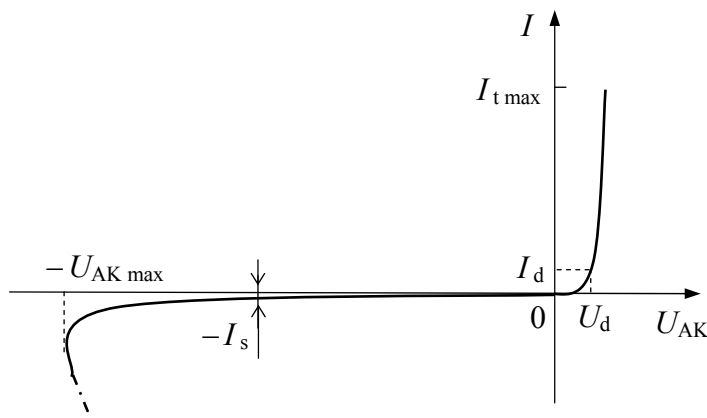
## 1.2. Netiesiniai (aktyvieji) elementai

**Diodas** (puslaidininkinis) - idealizuotas dvipolis elementas, kuris pastovią srovę  $I$  (arba  $I_{-}$ ) praleidžia tik viena kryptimi- iš anodo "A" į katodą "K", arba iš "+" į "-". Diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.17 pav. (diodo anodo "A" simbolis- trikampis gali būti nuspalvintas juodai).



1.17 pav. Pusalaidininkinio diodo grafiniai simboliai

Tipinė realaus puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACH) yra parodyta 1.18 pav., iš kurios matyti, jog, esant mažoms tiesioginės įtampos  $U_{AK} > 0$  diode vertėms, tiesioginė diodo srovė  $I_t$  santykinai staigiai didėja. Tačiau tiesioginė diodo srovė  $I_t$  negali viršyti tam tikros, didžiausios (maksimalios) vertės  $I_{t \max}$ , nes viršijus šią srovę diodas perkaista ir nepataisomai sugenda.



1.18 pav. Tipinė puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACH)

Diodo VACH eiga tiesiogine kryptimi yra nusakoma įtampa  $U_d$  diodo kontakte „A-K“, kai tiesioginė srovė  $I_t = I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$ . Germanio (Ge) dioduose įtampa  $U_d = 0,2 \div 0,4$  V, silicio (Si) dioduose-  $U_d = 0,5 \div 0,8$  V ir galio arsenido (GaAs) dioduose-  $U_d = 0,8 \div 1,2$  V.

Iš 1.18 pav. matyti, jog diodo įtampai  $U_{AK} \leq 0$  atgaline kryptimi viršijus tam tikrą didžiausią vertę-  $U_{AK \max}$  ( $U_{AK} \leq -U_{AK \max}$ ), diodo atgalinės srovės  $-I_a$  modulis pasiekia tiesioginių srovių  $I_t$  vertes ( $|I_a| \approx I_t$ ). Tačiau nevysi diodai šiomis sąlygomis veikia, nes juose įvyksta lokaliniai perkaitimai ir jie negrįžtamai sugenda. Didžiausia atgalinės įtampos  $U_{AK \max}$  vertė priklauso nuo diodo konstrukcijos bei puslaidininkinės medžiagos ir kinta ribose:  $10 \text{ V} \div 10 \text{ kV}$ .

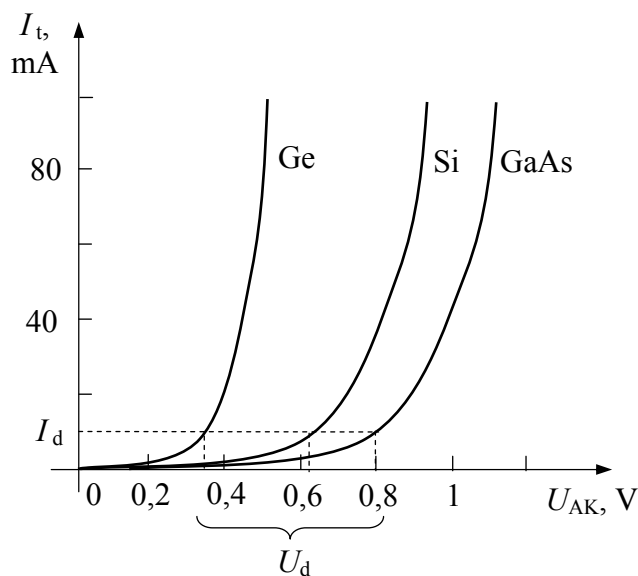


Diodo VACH, t. y. priklausomybė  $I ( U_{AK} )$  dažniausiai yra aproksimuojama eksponentine funkcija:

$$I = I_s \cdot \{ \exp [ U_{AK} / (m \cdot \varphi_T) ] - 1 \} \equiv I_s \cdot [ e^{[U_{AK} / (m \cdot \varphi_T)]} - 1 ], \quad (1.28)$$

kur:  $I_s$  - diodo atgalinės srovės  $I_a$  teorinė vertė (atgalinė soties arba šiluminė srovė) ((1.74), (1.75)), kai diodo įtampa  $U_{AK} < 0$ ;  $\varphi_T = k T / q$  - temperatūrinis koeficientas, kuris kambario temperatūroje  $T = 296$  K yra lygus 25,5 mV (  $k$  - Bolcmono konstanta);  $m$  - patikslinimo koeficientas, įskaitantis nuokrypį nuo puslaidininkinio diodo teorinio Šoklio modelio (dažniausiai  $m = 1 \div 2$ );  $\exp \Rightarrow e = 2,7182... \equiv \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + n^{-1})^n$ .

Išraiška (1.28) palyginti gerai aprašo realaus diodo VACH tik tiesiogine kryptimi ir santykinai nedidelei tiesioginei srovei-  $I_t \leq 100$  mA. Realaus diodo atgalinė srovė  $I_a$  yra žymiai didesnė už teorinę vertę  $|I_s| \ll I_d$ . Iš (1.28) paskaičiuotos germanio (Ge), silicio (Si) ir galio arsenido (GaAs) puslaidininkinių diodų VACH tiesiogine kryptimi yra parodytos 1.19 pav., kur priimta:  $I_s = 100$  nA (Ge), 100 pA (Si) ir 10 pA (GaAs);  $\varphi_T = 30$  mV;  $m = 1$ .



1.19 pav. Iš (1.28) paskaičiuotos germanio (Ge), silicio (Si) ir galio arsenido (GaAs) puslaidininkinių diodų VACH tiesiogine kryptimi

Iš 1.19 pav. matome: Ge diodo-  $U_d = 0,35$  V; Si diodo-  $U_d = 0,62$  V ir GaAs diodo-  $U_d = 0,8$  V, kas gerai sutampa su eksperimentiniais matavimais.

Iš (1.28) seka: tiesioginei diodo srovei  $I_t$  padidėjus 10 kartų ( $I_t / I_s = 10$ ), tiesioginė diodo įtampa  $U_{AK} = m \cdot \varphi_T \cdot \ln 10 = 60 \div 120$  mV. Kadangi dydžiai  $\varphi_T$  ir  $I_s$  priklauso nuo temperatūros  $T$  ( $\varphi_T = k T / q$ ), tai tiesioginė diodo įtampa  $U_{AK}$ , esant pastoviai tiesioginei srovei per jį ( $I_t = \text{const}$ ), taip pat bus funkcija nuo  $T$ . Ši priklausomybė yra nusakoma temperatūriniu įtampos koeficientu  $\alpha_T$ , kuris yra išreiškiamas santykiu:

$$\square_T = \Delta U_{AK} / \Delta T \Big|_{I_t = \text{const}} \cong -2 \text{ mV} / \text{K}. \quad (1.29)$$

Ši puslaidininkinių diodų savybė dažnai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose.

Iš diodo VACH (1.28) randame jo ominę varžą  $R_D$  pastoviai srovei ir diferencialinę varžą  $r_D$  kintamajai srovei:

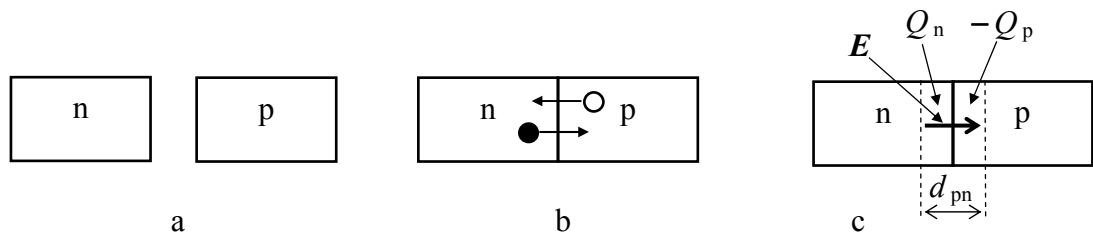
$$\left. \begin{aligned} R_D = U_{AK} / I = m \cdot \varphi_T \cdot \ln(I / I_s + 1) / I &\cong m \cdot \varphi_T \cdot \ln(I / I_s) / I \equiv \\ &\equiv U_{AK} / \{ I_s \cdot \{ \exp[U_{AK} / (m \cdot \varphi_T)] - 1 \} \}, \\ r_D = \partial U_{AK} / \partial I = m \cdot \varphi_T / (I + I_s) &\cong m \cdot \varphi_T / I. \end{aligned} \right\} (1.29a)$$

ir iš čia: kai  $U_{AK} \geq 0$ - tiesioginė kryptis, tai  $R_D \geq r_D$ , o kai  $U_{AK} < 0$ - atgalinė kryptis, tai  $r_D \geq R_D$ .

Ekspontinę priklausomybę nuo temperatūros  $T$  turi ir atgalinė diodo srovė  $I_s$  - ji padvigubėja, kai temperatūra  $T$  padidėja 10 K. Tačiau ši puslaidininkinių diodų savybė yra retai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose dėl santykinai didelio šios srovės temperatūrinio nestabilumo bei dideliu verčių išbarstymo to paties tipo dioduose.

Be pagrindinių elektrinių puslaidininkinio diodo savybių ir charakteristikų, būtina žinoti puslaidininkinio diodo fizikinius veikos principus.

Puslaidininkinis diodas yra sudarytas iš dviejų skirtingo laidumo n- ir p- puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu laiko momentu nėra sujungti (1.20 pav. a).



1.20 pav. Puslaidininkinio diodo, sudaromo iš dviejų neutralių skirtingo laidumo n- ir p- puslaidininkinių kūnų (a), vientisas darinys (b, c)

Žymenys “n” ir “p” nurodo puslaidininkinio kūno laidumo tipą: n- elektroninis, o p- skylinis laidumas. Būtina išsiminti, jog abu kūnai elektriškai neutralūs, t. y. juos sudarančių elementariųjų dalelių elektrinių krūvių  $\pm q$  suma  $\Sigma(\pm q) = Q \equiv 0$ . Sujungus puslaidininkinius kūnus (1.20 pav. b), elektronai (●) iš n- puslaidininkio difunduoja į p- puslaidininkį, o skylės (○) iš p- puslaidininkio difunduoja į n- puslaidininkį, dėl akivaizdaus atitinkamų krūvininkų tankio skirtumo:  $n_n > n_p$  ir  $p_p > p_n$ . Pertekliniai elektronai patekę į p- puslaidininkį ir perteklinės skylės patekusios į n- puslaidininkį rekombinuoją su priešingo ženklo pagrindiniais laisvaisiais krūvininkais ir to pasėkoje n- puslaidininkis įgauna teigiamą krūvį  $+Q_n$ , o p- puslaidininkis - neigiamą krūvį  $-Q_p$ . Šiame rekombinacijos procese visada galioja

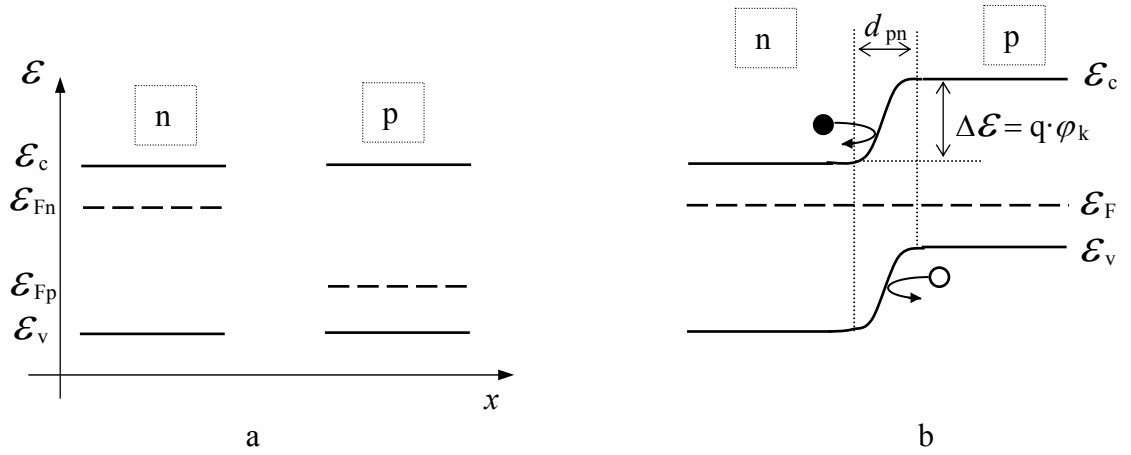
tapatybė:  $+Q_n = |-Q_p|$ , kuri reiškia krūvio neutralumo sąlygą. Todėl naujai sudarytas puslaidininkinis darinys išlieka elektriškai neutralus. Čia būtina įsiminti, jog krūvius  $+Q_n$  ir  $-Q_p$  sudaro n- ir p- puslaidininkių kristalo gardelių jonizuoti nejudrūs priemaišų atomai-donorai ( $N_d$ ) ir akceptoriai ( $N_a$ ), atitinkamai, ir būtent tie atomai, kurie yra lokalizuoti arti p-n sandūros ribos. Todėl krūviai  $+Q_n$  ir  $-Q_p$  randasi nuskurdintose, t. y. laisvųjų krūvininkų neturinčiose srityse (1.20 pav. c): n- ir p- puslaidininkiuose, atitinkamai. Nuskurdintoje p-n sandūros srityje esantys krūviai  $+Q_n$  ir  $-Q_p$  sukuria vidinį elektrinį lauką  $E$ , nukreipta iš n- puslaidininkio į p- puslaidininkį. Šis laukas  $E$  sąlygoja Kulono jėgas  $F_K$ , kurios stabdo elektronų ir skylių difuziją per p-n sandūros nuskurdintą sritį. Vykstant difuzijos procesui, laukas  $E$  didėja ir pasiekia didžiausią vidutinę vertę  $\bar{E}_{\max}$ , kuriai esant nusistovi termodinaminė pusiausvyra, t. y. elektronų ir skylių vidutinės kinetinės šiluminio judėjimo energijos  $\bar{\mathcal{E}}_k$  pokytis  $\Delta\bar{\mathcal{E}}_k = -\bar{\mathcal{E}}_k$  tampa lygus elektrinio lauko  $\bar{E}_{\max}$  sąlygotų Kulono jėgų  $F_K$  atliekamam difuzijos procesą stabdomajam darbui  $-A$ :

$$|\Delta\bar{\mathcal{E}}_k| = |A| = \bar{F}_K \cdot d_{pn} = q \cdot \bar{E}_{\max} \cdot d_{pn} = q \cdot \varphi_k, \quad (1.30)$$

kur:  $d_{pn}$  - nuskurdintos laisvaisiais krūvininkais p-n sandūros storis (1.20 pav. c);  $\varphi_k$  - kontaktinis p-n sandūros potencialas;  $\bar{F}_K$  - vidutinė Kulono jėgos vertė.

Puslaidininkių fizikoje laisvųjų krūvininkų energija  $\mathcal{E}$  yra parodoma energetinėmis diagramomis (1.21 pav.), kur:  $\mathcal{E}_c$  - laidumo energetinės juostos mažiausia energija (laidumo juostos dugnas);  $\mathcal{E}_v$  - valentinės energetinės juostos mažiausia energija (valentinės juostos lubos);  $\mathcal{E}_F$  - Fermi energijos lygmuo draustinių energijų juostoje  $\Delta\mathcal{E}_g \equiv \mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v$  ( $\mathcal{E}_{Fn}$  - Fermi lygmuo n- puslaidininkyje ir  $\mathcal{E}_{Fp}$  - p- puslaidininkyje), kur  $\mathcal{E}_g$  - draustinių energijų juostos plotis. Čia būtina įsiminti, jog elektronų energija didėja tolstant nuo laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  aukštyn, o skylių energija didėja tolstant nuo valentinės juostos lubų  $\mathcal{E}_v$  žemyn (1.21 pav. a).

1.21 pav. a pavaizduota situacija atitinka 1.20 pav. a. Sujungus n- ir p- puslaidininkius, ankščiau aprašytos difuzijos išdavoje, Fermi lygmenys  $\mathcal{E}_{Fn}$  ir  $\mathcal{E}_{Fp}$  atitinkamuose n- ir p- puslaidininkiuose tampa lygus:  $\mathcal{E}_{Fn} = \mathcal{E}_{Fp} = \mathcal{E}_F$ . Todėl nusistovėjusi energetinė p-n sandūros diagrama atitinka 1.21 pav. b parodytą diagramą. Iš čia ir (1.30) galima užrašyti:



1.21 pav. Laisvųjų krūvininkų energija  $\mathcal{E}$  neutraliuose n- ir p- puslaidininkiuose (a) (1.20 pav. a) bei tų krūvininkų energija termodinamiškai nusistovėjusiam p-n darinyje (b) (1.20 pav. c)

$$q \cdot \varphi_k = \mathcal{E}_{F_n} - \mathcal{E}_{F_p}. \quad (1.31)$$

Iš puslaidininkių fizikos žinome, jog laisvųjų elektronų tankis  $n_i$  savitojo laidumo (i- laidumo) puslaidininkio energetinėje laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  yra išreiškiamas taip:

$$n_i = N_c \cdot \exp [-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F)/(k T)], \quad (1.32)$$

o laisvųjų skylių tankis  $p_i$  energetinėje valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  - analogiškai:

$$p_i = N_v \cdot \exp [-(\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_v)/(k T)], \quad (1.33)$$

kur:  $N_c$  ir  $N_v$  - elektronų  $n_i$  ir skylių  $p_i$  būsenų efektingieji tankiai laidumo  $\mathcal{E}_c$  ir valentinėje  $\mathcal{E}_v$  juostose, atitinkamai.

Iš (1.32) ir (1.33) elektronų  $n_n$  ir skylių  $p_n$  tankių n- puslaidininkyje, bei elektronų  $n_p$  ir skylių  $p_p$  tankių p- puslaidininkyje, atitinkamai, sandaugos yra lygios:

$$n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot \exp [-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v)/(k T)] = N_c \cdot N_v \cdot \exp [-\mathcal{E}_g/(k T)], \quad (1.34)$$

kur:  $n_i$  - laisvųjų krūvininkų tankis i- laidumo puslaidininkyje, kuriam galioja fundamentali lygybė:  $n_i = p_i$ .

Iš (1.31) ÷ (1.34) randame:

$$\begin{aligned} n_n \cdot p_p &= N_c \cdot N_v \cdot \exp [-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_{F_n})/(k T)] \cdot \exp [-(\mathcal{E}_{F_p} - \mathcal{E}_v)/(k T)] = \\ &= N_c \cdot N_v \cdot \exp [-\mathcal{E}_g/(k T)] \cdot \exp [(\mathcal{E}_{F_n} - \mathcal{E}_{F_p})/(k T)] = \end{aligned}$$

$$= n_i^2 \cdot \exp[(\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp})/(kT)],$$

ir iš čia randame:

$$\varphi_k = [(kT)/q] \cdot \ln[(n_n p_p)/n_i^2]. \quad (1.35)$$

Savitojo laidumo i- puslaidininkis legiruotas atitinkamomis priemaišomis (priemaišinis puslaidininkis) įgauna atitinkamą priemaišinį laidumą:  $n_d$ , kai yra įterptos donorinės priemaišos  $N_d$  - donorų tankis ( $n_d \gg n_i$ ), ir  $p_a$ , kai yra įterptos akceptorių priemaišos  $N_a$  - akceptorių tankis ( $p_a \gg n_i$ ). Dažniausiai  $N_d \gg n_i$  ir  $N_a \gg n_i$ , todėl  $n_d \cong N_d$  ir  $n_a \cong N_a$ . Iš čia išraišką (1.35) užrašome taip:

$$\varphi_k \cong [(kT)/q] \cdot \ln[(N_d N_a)/n_i^2]. \quad (1.36)$$

Kontaktinis p-n sandūros potencialas  $\varphi_k$  sukuria potencialinį barjerą  $\Delta\mathcal{E} = q \cdot \varphi_k$ . Šis barjeras neleidžia perteklinių elektronų ( $N_d - n_n$ ) ir skylių ( $N_a - p_p$ ) difuzijos iš n- į p-sritys, ir atvirkščiai (1.21 pav. b). Per kontaktinį barjerą  $\varphi_k$  iš n- srities difunduoja tik dalis elektronų  $\Delta n_d = n_p$ , kuriuos kompensuoja dreifinė dalis  $n_p$  iš p- srities, o iš p- srities, atvirkščiai, difunduoja tik dalis skylių  $\Delta p_a = p_n$ , kurias kompensuoja dreifinė dalis  $p_n$  iš n- srities. Kadangi šalutiniams krūvininkams galioja tapatybės:  $n_p = p_n = n_i$ , tai difuzinės  $I_{\text{dif } n, p}$  ir dreifinės  $I_{\text{drf } n, p}$  srovių sandų sumos stipris  $I_{pn}$  per p-n sandūrą yra lygus nuliui:

$$I_{pn} = I_{\text{dif } n, p} + I_{\text{drf } n, p} = 0. \quad (1.36a)$$

Čia pastebėsime, jog ši sąlyga-  $I_{pn} = 0$  yra naudojama išvedant p-n sandūros nuskurdintos srities storio  $d_{pn}$  (1.20 pav. c) ir barjerinės talpos  $C_{pn}$  išraiškoms surasti. Tačiau elektroninių grandinių metodologijos prasme šiuo atveju nėra srovės grandinės- kontūro ir todėl termodinamiškai nusistovėjusios p-n sandūros nuskurdintos srities storio  $d_{pn}$  (1.20 pav. c) ir barjerinės talpos  $C_{pn}$  išraiškoms surasti, užrašysime iš bendrosios fizikos elektros skyriaus žinomas tapatybes (tame tarpe plokščiojo kondensatoriaus talpos  $C$  formulę):

$$\left. \begin{aligned} Q = Q_n = q N_d d_n S_{pn} = |-Q_p| = q N_a d_p S_{pn}, \quad d_n + d_p = d_{pn}, \\ Q = C_{pn} U_{pn} = C_{pn} (2 \varphi_k), \quad C_{pn} = \varepsilon \varepsilon_0 S_{pn}/d_{pn}, \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

kur:  $d_n$  ir  $d_p$  - nuskurdintos p-n sandūros srities storio  $d_{pn}$  sandai n- ir p- srityse, atitinkamai;  $S_{pn}$  - p-n sandūros plotas;  $\varepsilon$  - puslaidininkio santykinė dielektrinė skvarba;  $\varepsilon_0$  - vakuumo dielektrinė skvarba;  $U_{pn} = \varphi_k - (-\varphi_k) = 2 \varphi_k$  - vidinė p-n sandūros įtampa, nes krūvis  $Q$  pasiskirstęs visame storyje  $d_{pn}$ .

Iš (1.37) randame:

$$d_{pn} = [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}. \quad (1.38)$$

Iš čia seka, jog storis  $d_{pn}$  mažėja, kai didėja  $N_d$  ir  $N_a$ , ir atvirkščiai. Esant nesimetrinei p-n sandūrai, t. y., kai  $N_d \gg N_a$ , arba  $N_d \ll N_a$ , išraišką (1.38) galima užrašyti taip:

$$d_{pn} \cong [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k / (q N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a; \quad d_{pn} \cong [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k / (q N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a. \quad (1.39)$$

Šiuo atveju nuskurdinta p-n sandūros sritis randasi išimtinai mažiau priemaišomis legiruotame puslaidininkyje: p- srityje, kai  $N_d \gg N_a$ , arba n- srityje, kai  $N_d \ll N_a$ .

Istatę gautas  $d_{pn}$  išraiškas (1.38) ir (1.39) į plokščiojo kondensatoriaus talpos  $C$  formulę (1.37), randame p-n sandūros barjerinę talpą  $C_{pn}$ :

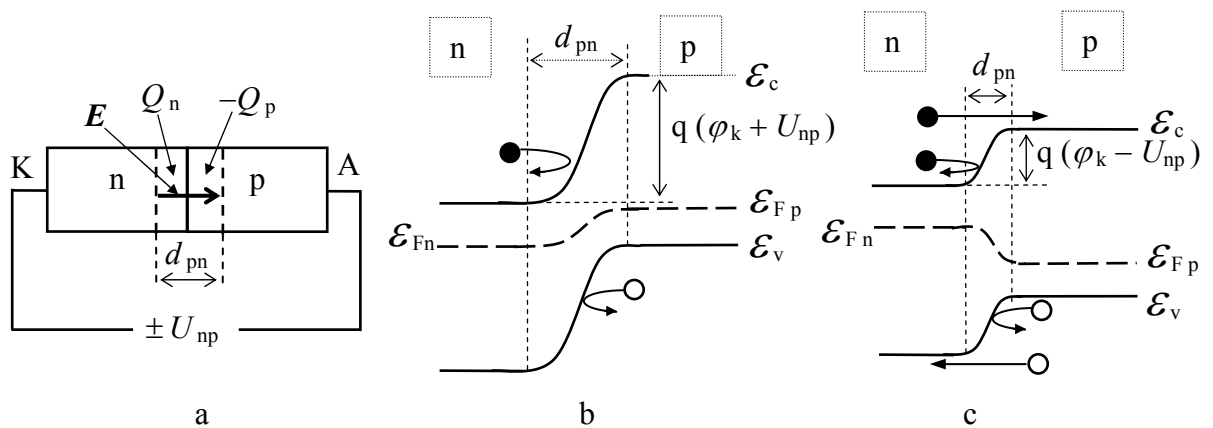
$$C_{pn} = \varepsilon \varepsilon_0 S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}. \quad (1.40)$$

Nesimetrinės p-n sandūros atveju išraišką (1.40) užrašome taip:

$$\left. \begin{aligned} C_{pn} &\cong \varepsilon \varepsilon_0 S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k / (q N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a, \\ C_{pn} &\cong \varepsilon \varepsilon_0 S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k / (q N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a. \end{aligned} \right\} \quad (1.41)$$

Išraiškomis (1.40) ir (1.41) aprašoma p-n sandūros talpa  $C_{pn}$  yra vadinama barjerine talpa, tuo nurodant jos fizikinę prigimtį.

Jeigu prie p-n sandūros n- ir p- sričių prijungsimė išorinę įtampą  $U_{np}$  (1.22 pav. a), tai ši įtampa bus išimtinai pridėta prie nuskurdinto sluoksnio  $d_{pn}$ . Taip yra todėl, jog nuskurdinto sluoksnio varža  $R_{pn}$  yra nepalyginamai didesnė už likusių neutralių n- ir p- sričių varžas  $R_n$  ir  $R_p$ , atitinkamai, nes juose yra daug laisvųjų krūvininkų. Priklausomai nuo pridėtos įtampos  $U_{np}$  poliaringumo, jos sukurtas elektrinis laukas  $E_U$  didins arba mažins vidinį lauką  $E$ . To pasėkoje keisis p-n sandūros barjero aukštis  $\Delta E$  (1.22 pav. b, c), nuskurdinto sluoksnio storis  $d_{pn}$  ir barjerinė talpa  $C_{pn}$ .



1.22 pav. Išorinės įtampos  $U_{np}$  (a) poveikis laisvųjų krūvininkų energijai  $\mathcal{E}$  termodinamiškai nusistovėjusiam p-n darinyje: b-  $U_{np} > 0$  (atgalinė kryptis), c-  $U_{np} < 0$  (tiesioginė kryptis)

Akivaizdu, jog priklausomybėms  $d_{pn}(U_{np})$  ir  $C_{pn}(U_{np})$  nusakyti užtenka išraiškose (1.38) ÷ (1.41) prie kontaktinio p-n sandūros potencialo  $\varphi_k$  pridėti arba atimti išorinės įtampos vertę  $U_{np}$ :

$$\left. \begin{aligned} d_{pn} &= [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np}) (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}, \\ d_{pn} &\cong [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np})/(q N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a, \\ d_{pn} &\cong [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np})/(q N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a, \end{aligned} \right\} (1.42)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{pn} &= \varepsilon \varepsilon_o S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np}) (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}, \\ C_{pn} &= \varepsilon \varepsilon_o S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np})/(q N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a, \\ C_{pn} &= \varepsilon \varepsilon_o S_{pn} / [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k \pm U_{np})/(q N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a. \end{aligned} \right\} (1.43)$$

Barjerinės talpos  $C_{pn}$  išraiškas (1.43) galima užrašyti ir taip:

$$\begin{aligned} C_{pn} &= \varepsilon \varepsilon_o S_{pn} / \{ [2 \varepsilon \varepsilon_o \varphi_k (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2} [\varphi_k / (\varphi_k \pm U_{np})]^{1/2} \} = \\ &= C_{pn0} [\varphi_k / (\varphi_k \pm U_{np})]^{1/2}, \end{aligned} (1.44)$$

kur:  $C_{pn0} = \varepsilon \varepsilon_o S_{pn} / \{ 2 \varepsilon \varepsilon_o \varphi_k (1/N_d + 1/N_a)/q \}^{1/2}$  - p-n sandūros barjerinė talpa, kai pridėta išorinė įtampa  $U_{np} = 0$ .

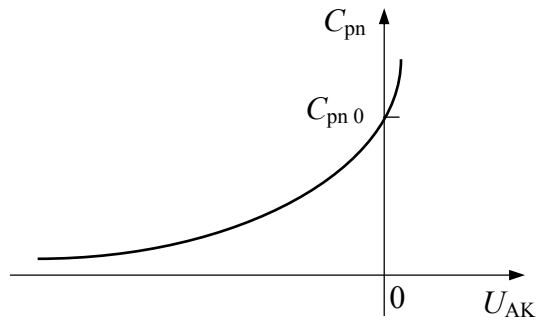
Gauta p-n sandūros barjerinės talpos išraiška (1.44) gerai aprašo  $C_{pn}$  priklausomybę nuo pridėtos įtampos  $U_{np} \geq 0$ , t. y. atgaline kryptimi. Tuo tarpu tiesiogine kryptimi, kai įtampa  $U_{np} < 0$ , ši išraiška nėra taikoma.

Ankščiau, aprašant diodo VACH (1.29), naudojome įtampą  $U_{AK}$ , pridėta prie diodo anodo „A“ ir katodo „K“. Akivaizdu, jog diode anodas „A“ yra p- sritis, o katodas „K“ - n- sritis (1.22 pav. a). Todėl  $U_{AK} = -U_{np}$  ir, esant pridėjai išorinei įtampai  $U_{AK}$  atgaline kryptimi, išraišką (1.44) galima užrašyti taip:

$$C_{pn} = C_{pn0} [\varphi_k / (\varphi_k + |U_{AK}|)]^{1/2}. (1.45)$$

Iš (1.45) paskaičiuota barjerinės talpos  $C_{pn}$  priklausomybė nuo atgalinės įtampos  $-U_{AK}$  yra parodyta 1.23 pav.

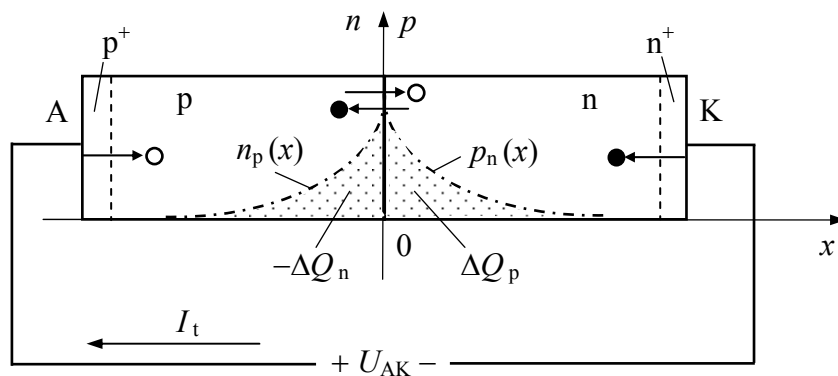
Kai įtampa  $U_{AK} > 0$ , diode p-n sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi ir didėjant  $U_{AK}$ , barjeras  $\Delta \mathcal{E} = q (\varphi_k - U_{np})$  mažėja (1.22 pav. c) artėdamas į nulį (čia pastebėsime būtiną aproksimacijos sąlygą:  $|U_{np}| \leq \varphi_k$ ). To pasėkoje elektronai ir skylės laisvai difunduoja per p-n sandūrą, sudarydami difuzinę tiesioginę srovę  $I_t$  (1.18 pav.). Šiuo atveju diode p-n sandūros



1.23 pav. Iš (1.45) paskaičiuota barjerinės talpos  $C_{pn}$  priklausomybė nuo atgalinės diodo įtampos –  $U_{AK}$

diferencialinė varža  $r_{pn} = \Delta U_{AK} / \Delta I_t$  yra labai maža ir šuntuoja barjerinę talpą  $C_{pn}$ . Todėl išraiška (1.45) nėra taikoma skaičiuojant p-n sandūros barjerinę talpą  $C_{pn}$  tiesiogine kryptimi.

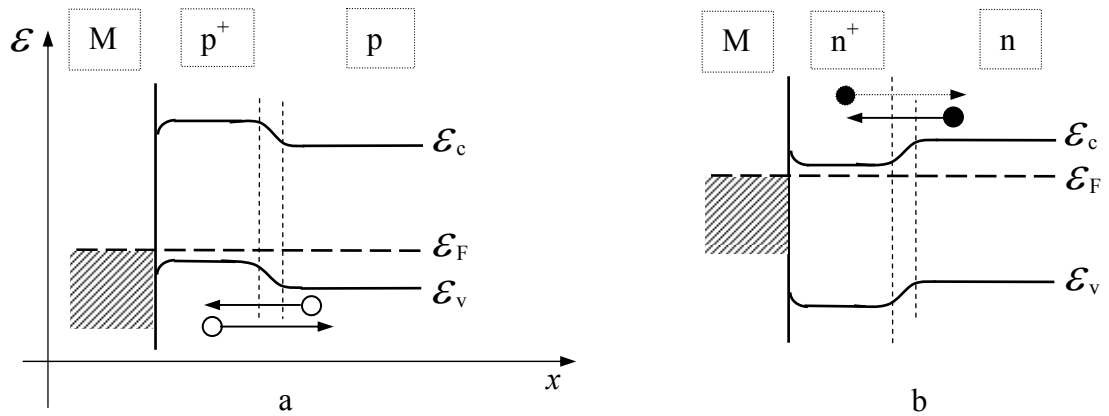
Nagrinėjant diodo impulsines bei dažnines savybes puslaidininkinių įtaisų fizikoje yra taikoma p-n sandūros difuzinės talpos sąvoka. Diodo p-n sandūros difuzinė talpa  $C_{pn}$  d atvaizduoja šalutinių krūvininkų  $p_n$  ir  $n_p$  kaupimo efektą n- ir p- srityse, atitinkamai, kai per diodą teka tiesioginė srovė  $I_t$ . Iš n- srities į p- sritį difundavę elektronai  $n$  juda p- srities ominio kontakto (anodo „A“) link ir pakeliui p- srityje rekombinuoja su pagrindiniais krūvininkais- skylėmis  $p$  (1.24 pav.). To pasekoje p- srityje nusistovi šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio  $n_p$  pasiskirstymas  $n_p(x)$ , o n- srityje, analogiškai, nusistovi šalutinių krūvininkų (skylių) tankio  $p_n$  pasiskirstymas  $p_n(x)$ , kas yra parodyta 1.24 pav.



1.24 pav. Termodinaminėje pusiausvyroje nusistovėjęs šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio  $n_p$  pasiskirstymas  $n_p(x)$  p- srityje bei analogiškai nusistovėjęs šalutinių krūvininkų (skylių) tankio  $p_n$  pasiskirstymas  $p_n(x)$  n- srityje

Anodo „A“ ir katodo „K“ ominiai kontaktai yra padaryti taip, kad tarp puslaidininkio ir kontaktų metalo nebūtų kontaktinio barjero ( $\varphi_k \cong 0$ ). Tuo tikslu kontaktinės n- ir p- puslaidininkio sritys yra stipriai legiruotos atitinkamomis priemaišomis  $N_d$  ir  $N_a$ . Stipriai legiruotos ominių kontaktų sritys 1.24 pav. yra pavaizduotos papildomomis  $n^+$ - ir  $p^+$ - sritimis. Ominių kontaktų energetinės diagramos yra parodytos 1.25 pav. Kadangi p- ir n- sritys turi





1.25 pav. Stipriai legiruotų puslaidininkių ominių kontaktų sričių energetinės diagramos

išlikti elektriškai neutraliomis, tai kiekvienu laiko momentu  $t$  iš ominių kontaktų „A“ ir „K“ į atitinkamas puslaidininkio sritis yra injektuojama tiek pat skylių ir elektronų, kiek ir per p-n sandūrą difuzijos būdu į jas patenka elektronų ir skylių (1.24 pav.). Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, jog metalai („M“) turi išimtinai elektroninį  $n$  laidumą. Todėl skylės  $p$  injekcija iš anodo „A“ reiškia elektrono  $n$  ekstrakciją iš  $p^+$  srities į ominio kontakto metalą „M“.

Akivaizdu, kad  $n$ - srityje nusistovėjęs injektuotų skylių  $p_n$  krūvio kiekis  $\Delta Q_p$  yra lygus  $p$ - srityje nusistovėjusiam injektuotų elektronų  $n_p$  krūvio kiekiui  $|\Delta Q_n|$ :  $\Delta Q_p = |\Delta Q_n| \equiv \Delta Q$ . Todėl p-n sandūros difuzinė talpa  $C_{pn d}$  yra užrašoma taip:

$$C_{pn d} = \Delta Q / U_{AK}. \quad (1.46)$$

Injektuotas krūvis  $\Delta Q \cong I_t \cdot \tau_{ef}$  ir išraišką (1.46) galima užrašyti taip:

$$C_{pn d} \cong (I_t \cdot \tau_{ef}) / U_{AK} = \tau_{ef} / R_{pn} = \tau_{ef} \cdot G_{pn}, \quad (1.47)$$

kur:  $\tau_{ef}$  - šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė;  $R_{pn} = U_{AK} / I_t$  - p-n sandūros varža nuolatinei srovei ir  $G_{pn} = 1/R_{pn}$  - laidumas pastoviai srovei.

Iš (1.28) ir (1.47) galima surasti: kai  $\tau_{ef} = 5 \mu s$  ir  $I_t = 10 mA$ , difuzinė p-n sandūros talpa  $C_{pn d} = 2 \mu F$ . Iš čia seka, jog p-n sandūros difuzinė talpa keliomis eilėmis didesnė už barjerinę talpą  $C_{pn}$  ( $C_{pn d} \gg C_{pn}$ ). Tuo tarpu įjungus p-n sandūrą atgaline kryptimi, atvirkščiai, diodo barjerinė talpa  $C_{pn}$  yra keliomis eilėmis didesnė už diodo difuzinę talpą  $C_{pn d}$  ( $C_{pn} \gg C_{pn d}$ ), nes atgalinė srovė  $I_a \cong 0$ . Todėl būtina įsiminti, jog atgaline kryptimi diodas turi tik barjerinę talpą  $C_{pn}$ , o tiesiogine kryptimi - tik difuzinę talpą  $C_{pn d}$ .

Šiuo metu, panaudojant p-n sandūros savybes, yra sukurta didelė puslaidininkinių diodų įvairovė.

1. **Lyginantysis diodas**- skirtas kintamosios srovės  $I_{\sim}$  ( arba  $I$  ) arba kintamosios įtampos  $U_{\sim}$  ( arba  $U$  ) keitimui į išlygintą pulsuojančią ( nuolatinę ) srovę  $i_{\cong}$  ( arba  $I_{\cong}$  ) arba į išlygintą pulsuojančią ( nuolatinę ) įtampą  $u_{\cong}$  ( arba  $U_{\cong}$  ).

Lyginančiojo diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$  - didžiausioji ( maksimali ) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$  - didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant užduotai atgalinei įtampai  $U_{AK} < 0$ ;

$U_d$  - įtampa diode, esant užduotai tiesioginei pastoviajai srovei  $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$ ;

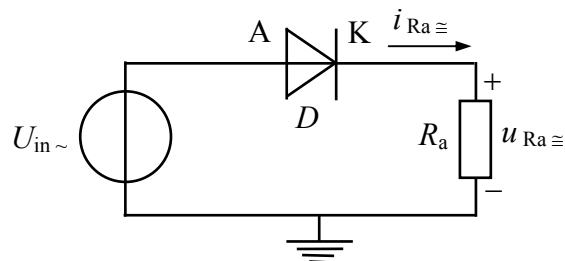
$U_{AK \max}$  - didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei

$$I_a = 0,1 \cdot I_d;$$

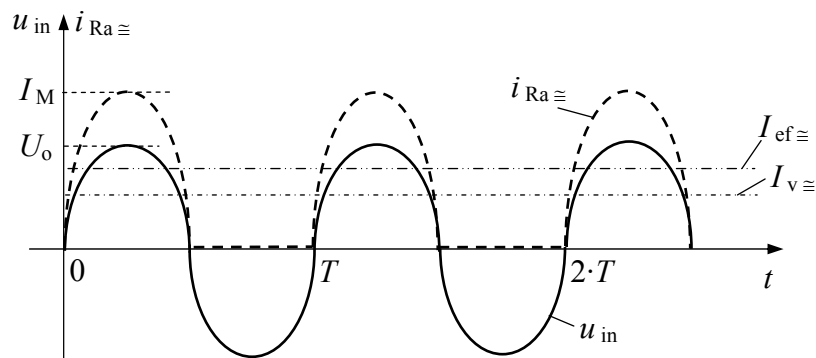
$f_{\max}$  - didžiausias ( maksimalus ) kintamosios srovės  $I_{\sim}$  dažnis, kuriam esant išlyginta pulsuojanti ( nuolatinė ) srovė  $I_{\cong} = 0,9 \cdot I_{\cong}^* |_{f_{\max}}$ , kur  $I_{\cong}^*$ , kai  $f = 50$  Hz.

Siekiant kuo didesnių  $I_{t \max}$  verčių, lyginantieji diodai turi plokščią p-n sandūrą. Todėl jų barjerinė talpa  $C_{pn}$  yra santykinai didelė- dešimtys ir šimtai pF, ko pasėkoje lyginančiųjų diodų veikia apribota žemais ir vidutiniais dažniais-  $f_{\max} \leq 100$  kHz.

Vienpusė kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinė su puslaidininkiniu diodu D yra parodyta 1.26 pav. Šios grandinės veikai paaiškinti, 1.27 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$ , pvz. harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega \cdot t)$  ir išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos.



1.26 pav. Vienpusė kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinė su puslaidininkiniu diodu D



1.27 pav. Vienpusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės (1.26 pav.) įėjimo kintamosios harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega \cdot t)$  ir išlygintos srovės  $i_{Ra \cong}(t)$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos

Iš 1.27 pav. matome: įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$  gnybtuose veikiant teigiamam harmoninės įtampos  $u_{in}(t)$  pusperiodžiui ( $\Delta t_+ = 0 \div T/2$ ;  $T \div 3 \cdot (T/2)$ ; ir t. t.), diodas D praleidžia srovę ir apkrovos rezistoriumi  $R_a$  tais laiko trukmės  $\Delta t_+$  tarpais teka išlyginta vienakryptė pulsuojanči srovė  $i_{Ra \cong} = u_{in} / (R_i + R_{Dt} + R_a) \cong u_{in} / R_a$ , savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą  $u_{in}$ . Kai įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$  gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos pusperiodis ( $\Delta t_- = T/2 \div T$ ;  $3 \cdot (T/2) \div 2T$ ; ir t. t.), diodas D srovės nepraleidžia ir apkrovoje  $R_a$  tais laiko trukmės  $\Delta t_-$  tarpais srovė  $i_{Ra \cong} = I_s \cong 0$ . Taigi, vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje teka vienakryptė pulsuojanči išlyginta srovė  $i_{Ra \cong}$ , kurios amplitudė  $I_M = U_o / (R_i + R_{Dt} + R_a) \cong U_o / R_a$ , kai yra tenkinama sąlyga:  $R_i + R_{Dt} \ll R_a$ , kur:  $R_i$  ir  $R_{Dt}$  - įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$  vidaus varža bei atidaryto diodo D varža, atitinkamai. Pulsuojančios įtampos  $u_{Ra \cong}$  rezistoriuje  $R_a$  amplitudė  $U_M \cong U_o$ .

Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje vidutinė išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$  vertė  $I_{v \cong}$  yra:

$$I_{v \cong} = \left[ \int_0^{T/2} i_{\cong}(t) \cdot dt \right] / T = \left[ \int_0^{T/2} I_M \cdot \sin(\omega t) \cdot dt \right] / T = T I_M / (\pi T) = I_M / \pi \cong 0,32 \cdot I_M, \quad (1.48)$$

kur apibrėžtinis integralas skliaustuose išreiškia sinusoidės pusperiodžio plotą  $I \cdot t$  vienetais.

Vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje  $R_a$  efektinė išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$  vertė  $I_{ef \cong}$  yra:

$$I_{ef \cong} = \left\{ \left[ \int_0^{T/2} i_{\cong}^2(t) \cdot dt \right] / T \right\}^{1/2} = \left\{ \left[ \int_0^{T/2} [I_M \cdot \sin(\omega t)]^2 \cdot dt \right] / T \right\}^{1/2} = [(I_M/2)^2]^{1/2} = I_M/2, \quad (1.49)$$

vidutinė išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra \cong}$  rezistoriuje  $R_a$  vertė  $U_{v \cong}$  yra:

$$U_{v \cong} = I_{v \cong} R_a = U_M / \pi \cong 0,32 \cdot U_o, \quad (1.50)$$

efektinė išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra \cong}$  rezistoriuje  $R_a$  vertė  $U_{ef \cong}$  yra:

$$U_{ef \cong} = I_{ef \cong} R_a = I_M R_a / 2 = U_M / 2 \cong U_o / 2, \quad (1.51)$$

ir vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje  $R_a$  suvartojama vidutinė galia  $P_a$ :

$$P_a = I_{ef \cong} U_{ef \cong} = (I_M/2) \cdot (U_M/2) \cong (I_M U_o) / 4, \quad (1.52)$$

t. y. dvigubai mažesnė už galią, kuri išsiskirtų apkrovoje  $R_a$  harmoninio signalo atveju (likusi pusė vidutinės galios yra diodo D atspindima atgal į įėjimo įtampos šaltinį  $U_{in \sim}$ ).

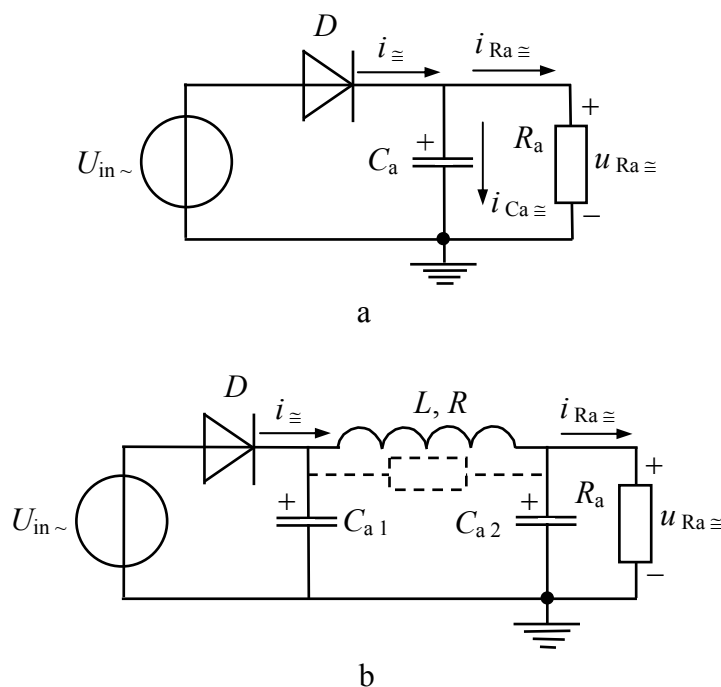
Kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės (1.26 pav.) efektyvumas yra nusakomas išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  pulsacijos koeficientu  $\delta$  :

$$\delta = \Delta I / I_M \cong \Delta U / U_M, \quad (1.53)$$

kur:  $\Delta I$  ir  $\Delta U$  - išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  arba įtampos  $u_{Ra} \cong$  pulsavimo amplitudė, atitinkamai.

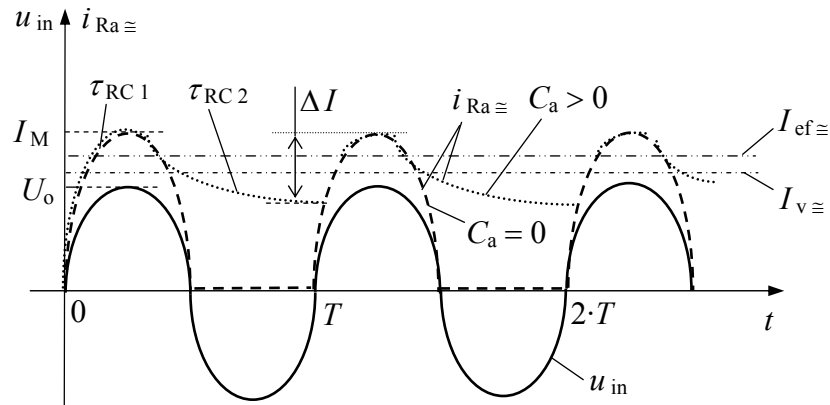
Vienpusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinėje (1.26 pav.) išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  arba įtampos  $u_{Ra} \cong$  pulsavimo amplitudė yra lygi  $I_M$  arba  $U_M$ , atitinkamai. Todėl šios grandinės pulsacijos koeficientas  $\delta = \Delta I / I_M = \Delta U / U_M = I_M / I_M = U_M / U_M = 1$ , nes nėra kondensatoriaus  $C_a = 0$ .

Išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  pulsacijai  $\delta$  sumažinti, lygiagrečiai apkrovos rezistoriui  $R_a$  yra jungiamas kondensatorius  $C_a$  (1.28 pav. a). Šios grandinės veikai paaiškinti, 1.29 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega t)$  ir išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra} \cong$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos.



1.28 pav. Vienpusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės su išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  pulsaciją  $\delta$  mažinančiu kondensatoriumi  $C_a$  (a) bei su žemų dažnių  $CL(R)C$  filtro grandine (b)

Iš 1.29 pav. matyti: įjungus kintamosios įėjimo įtampos šaltinį  $U_{in} \sim$ , laiko trukmės tarpu  $\Delta t_1 = 0 \div T/4$  srovė  $i_{Ra} \cong$  apkrovoje  $R_a$  didėja iki amplitudinės vertės  $I_M$ , savo pavidalu pakartodama įėjimo harmoninę įtampą  $u_{in}(t)$ . Per laiko trukmę  $\Delta t_1$  yra įkraunamas kondensatorius  $C_a$  iki įtampos  $U_{Ca0} = U_{Ra0} = I_M \cdot R_a$ . Šis įkrovimo procesas vyksta su laiko trukmės konstanta  $\tau_{RC1}$ , kurios vertė yra apspręsta varžų  $R_i$  ir  $R_{Dt}$  bei apkrovos varžos  $R_a$  :



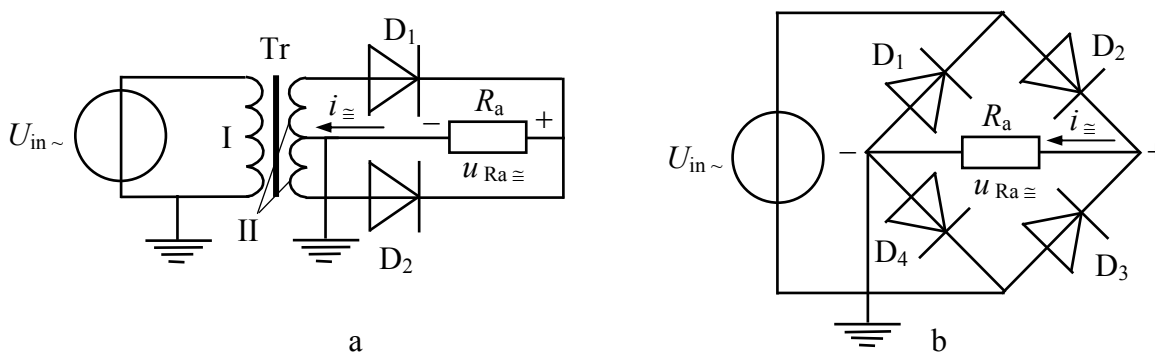
1.29 pav. Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.28 pav. a) įėjimo kintamosios harmoninės įtampos  $u(t) = U_0 \cdot \sin(\omega t)$  ir išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra}$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos

$\tau_{RC1} = \{[(R_i + R_{Dt}) R_a] / (R_i + R_{Dt} + R_a)\} \cdot C_a$ . Sekančiu laiko trukmės tarpu  $\Delta t_2 = T/4 \div T$ , įėjimo įtampa  $u_{in}$  toliau kinta sinusiniu dėsnio, o išlyginta srovė  $i_{Ra}$ , tekanti apkrovėje  $R_a$ , yra apspręsta įtampos  $U_{Ca}(t)$  kitimo įkrautame kondensatoriuje  $C_a$ . Per laiko trukmę  $\Delta t_2$  kondensatorius  $C_a$  išsikrauna per rezistorių  $R_a$  ir todėl srovė  $i_{Ra}$  beveik eksponentiškai mažėja su laiko trukmės konstanta  $\tau_{RC2} = \{[(R_i + R_{Da}) R_a] / (R_i + R_{Da} + R_a)\} \cdot C_a$ , kur:  $R_{Da}$  - uždaryto diodo  $D$  varža. Kadangi  $R_{Da} \gg R_{Dt}$ , tai  $\tau_{RC2} \gg \tau_{RC1}$ , kas ir lemia 1.29 pav. parodytų laikinių diagramų pavidalą. Toliau, kai  $t > T$ , šis procesas kartojasi ir per apkrovą  $R_a$  teka vienakryptė pulsuojanti išlyginta srovė  $i_{Ra}$  (1.29 pav.). Dėl kondensatoriaus  $C_a$  poveikio, pulsacijos koeficientas  $\delta = \Delta I / I_M < 1$ , t. y. sumažėja, nes  $\Delta I < I_M$ . Taip pat padidėja išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra}$  parametrai  $I_{ef}$  ir  $I_v$ , kurie savo vertėmis priartėja prie  $I_M$  vertės. Čia pastebėsime, jog srovės  $i_{Ca}(t)$  kondensatoriuje  $C_a$  kitimo pobūdis skiriasi nuo srovės  $i_{Ra}(t)$  rezistoriuje  $R_a$  kitimo pobūdžio. Todėl pravartu tai išsiaiškinti savarankiškai, žinant anksčiau pateiktą išraišką (1.11).

Vietoje kondensatoriaus  $C_a$  įjungus  $CLC$ - filtrą (1.28 pav. b), koeficientas  $\delta$  dar labiau sumažėja ( $\delta \ll 1$ ), nes šis žemų dažnių filtras atspindi atgal į įėjimo įtampos šaltinį  $U_{in}$  ~ aukštesnių įėjimo dažnio  $\omega$  harmonikų  $\omega_n \geq 2 \cdot \omega$  sandus, kurie atsiranda dėl diodo  $D$  stipriai netiesinės veikos. Čia būtina pastebėti, jog šiuo atveju vidutinė  $U_v$  (1.50) ir efektinė  $U_{ef}$  (1.51) išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra}$  rezistoriuje  $R_a$  vertės tampa lygios ir priartėja prie  $U_M$  vertės, t. y. turime apytiksles tapatybes:  $U_v \cong U_{ef} \cong U_M \cong U_0$ , kai  $\delta \ll 1$ . Kita vertus, dažnai vietoje  $CLC$ - filtro (1.28 pav. b) yra naudojamas  $CRC$ - filtras, kuriame ritelė  $L$  yra pakeičiama nedidelės varžos rezistoriumi  $R \leq 300 \Omega$  (šiuo atveju vienpusės kintamosios

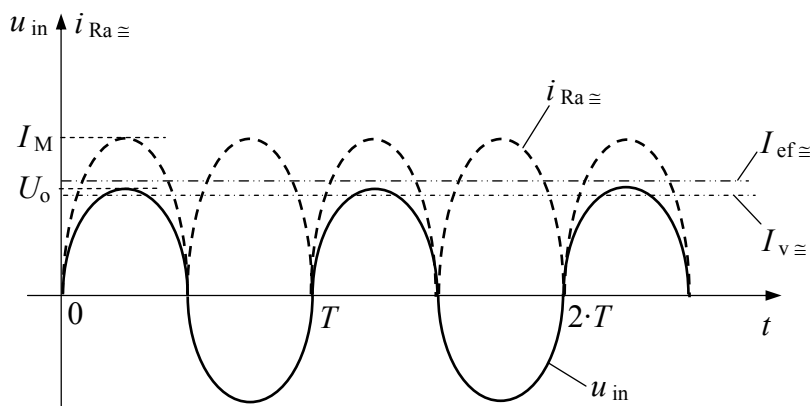
srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės veiką bei pagrindinius parametrus išsinagrinėkite savarankiškai ).

Anksčiau parodėme (1.52), kad vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės atveju (1.26 pav., 1.28 pav.), apkrovos rezistoriuje  $R_a$  yra suvartojama tik pusė galimos įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$  atiduodamos galios. Todėl yra naudojami dvipusiai kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandynai, kurių transformatorinis ir netransformatorinis variantai yra parodyti 1.30 pav. a ir b, atitinkamai.



1.30 pav. Dvipusiai kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandynai:  
a- transformatorinis ir b- netransformatorinis variantai

1.30 pav. parodytų grandynų veikai paaiškinti, 1.31 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$ , pvz. harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega t)$  ir išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos.



1.31 pav. Kintamosios įėjimo harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega t)$  ir išlygintos srovės  $i_{Ra \cong}$ , tekančios 1.30 pav. parodytų grandynų apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos

Iš 1.31 pav. matome: įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in \sim}$  gnybtuose veikiant teigiamam harmoninės įtampos pusperiodžiui ( $\Delta t_+ \Rightarrow 0 \div T/2$ ), transformatoriniame variante (1.30 pav. a) diodas  $D_1$  praleidžia srovę ir apkrovos rezistoriumi  $R_a$  tuo laiko trukmės  $\Delta t_+$  tarpu teka išlyginta srovė  $i_{Ra \cong} = u_{in} / R_a$ , savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą  $u_{in}(t)$ . Tuo tarpu

diodas  $D_2$  srovės nepraleidžia. Taip yra todėl, jog transformatoriaus  $Tr$  antrinė apvija (II) turi du kartus daugiau vijų už pirminę apviją (I) ir antrinė apvija yra padaryta su vidurio atšaka. Akivaizdu, jog transformatoriaus antrinė apvija (II) gali turėti daugiau arba mažiau vijų už pirminę apviją (I), t. y. įtampą didinantis arba mažinantis transformatorius, atitinkamai. Kai įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos pusperiodis ( $\Delta t_- \Rightarrow T/2 \div T$ ), diodas  $D_1$  srovės nepraleidžia, o diodas  $D_2$  srovę praleidžia ir apkrovoje  $R_a$  tuo laiko trukmės  $\Delta t_-$  tarpu teka tos pačios krypties išlyginta srovė  $i_{Ra \cong} = u_{in} / R_a$ , savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą  $u_{in}(t)$ . Toliau, kai  $t > T$ , šis procesas kartojasi ir dvipusio kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandyno apkrovoje  $R_a$  teka pulsuojanči vienakryptė išlyginta srovė  $i_{Ra \cong}$ , kurios pulsacijų dažnis  $\omega_{\cong} = 2 \cdot \omega$ . Taigi, dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandyno apkrovoje  $R_a$  teka vienakryptė pulsuojanči išlyginta srovė  $i_{Ra \cong}$ , kurios amplitudė  $I_M \cong U_M / R_a$ , kai  $R_a \gg R_i^*$  - transformatoriaus  $Tr$  antrinės apvijos (II) ir diodų  $D_{1,2}$  arba įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  ir diodų  $D_{1,2}$  atstojamoji vidaus varža. Esant šiai sąlygai pulsuojančios išlygintos įtampos  $u_{Ra \cong}$  rezistoriuje  $R_a$  amplitudė  $U_M \cong U_o$ , o pulsacijos dažnis  $\omega_{\cong}$  yra dvigubai didesnis už įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  harmoninio signalo dažnį  $\omega$ .

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje  $R_a$  vidutinė išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$  vertė  $I_v =$  yra:

$$I_v \cong = 2 \left[ \int_0^{T/2} i_{\cong}(t) \cdot dt \right] / T = 2 \left[ \int_0^{T/2} I_M \cdot \sin(\omega t) \cdot dt \right] / T = (2 T I_M) / (\pi T) = (2 I_M) / \pi \cong 0,64 \cdot I_M, \quad (1.54)$$

t. y. dvigubai didesnė už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.26 pav.) gaunamą  $I_v =$  vertę (1.48).

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje  $R_a$  efektinė išlygintos pulsuojančios srovės  $i_{Ra \cong}$  vertė  $I_{ef \cong}$  yra:

$$\begin{aligned} I_{ef \cong} &= \left\{ 2 \int_0^{T/2} i_{Ra \cong}^2(t) \cdot dt \right\}^{1/2} = \left\{ 2 \int_0^{T/2} [I_M \cdot \sin(\omega t)]^2 \cdot dt \right\}^{1/2} = \\ &= I_{ef \cong} = [2 \cdot (I_M/2)^2]^{1/2} = I_M / \sqrt{2}, \end{aligned} \quad (1.55)$$

t. y.  $\sqrt{2}$  kartų daugiau už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.26 pav.) gaunamą  $I_{ef \cong}$  vertę (1.49).

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje  $R_a$  vidutinė išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra \cong}$  rezistoriuje  $R_a$  vertė  $U_v =$  yra:

$$U_v \cong = I_v \cong R_a = (2 \cdot U_M) / \pi \cong 0,64 \cdot U_o, \quad (1.55)$$

ir efektinė išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra} \cong$  rezistoriuje  $R_a$  vertė  $U_{ef} \cong$  yra:

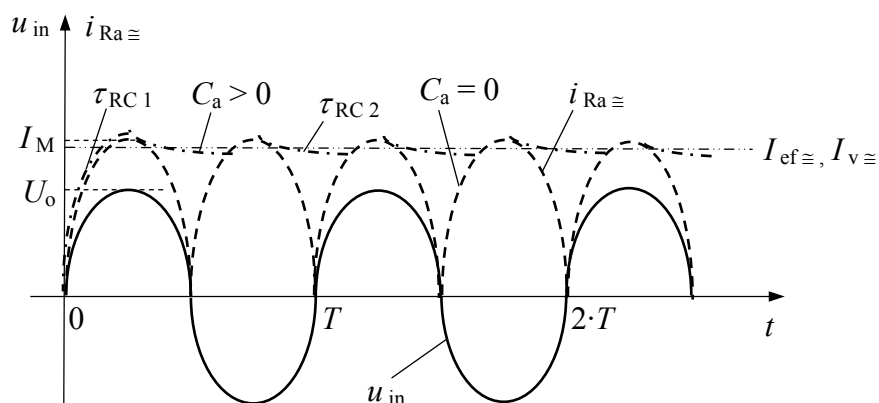
$$U_{ef} \cong = I_{ef} \cong R_a = (I_M \cdot R_a) / 2 = U_M / \sqrt{2} \cong U_o / \sqrt{2}. \quad (1.56)$$

Dvipusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje  $R_a$  suvartojama vidutinė galia  $P_a$  :

$$P_a = I_{ef} \cong U_{ef} \cong = (I_M / \sqrt{2}) \cdot (U_M / \sqrt{2}) = (I_M \cdot U_M) / 2 \cong (I_M \cdot U_o) / 2, \quad (1.57)$$

t. y. dvigubai didesnė už galią (1.52), kuri išsiskiria vienusio srovės ( įtampos ) lygintuvo apkrovoje  $R_a$  (1.26 pav.). Todėl dvipusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje  $R_a$  yra suvartojama visa įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  atiduodama galia.

Dvipusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės (1.30 pav.) apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , kaip ir vienusiame srovės ( įtampos ) lygintuve (1.26 pav.), išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  pulsacijos koeficientas  $\delta = \Delta I / I_M = I_M / I_M = 1$ , nes  $C_a = 0$ . Tačiau ir šiuo atveju, įjungus lygiagrečiai rezistoriui  $R_a$  kondensatorių  $C_a > 0$ , arba dar geriau: *CLC*- arba *CRC*- filtrus, pulsacijos koeficientas  $\delta \ll 1$  ir išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$  parametrai  $I_{ef} \cong \approx I_v \cong \approx I_M$  (1.32 pav.), nes kondensatoriaus  $C_a$  arba *CLC*-, arba *CRC*- filtrų veika tokia pat, kaip ir anksčiau aprašytame vienusiame srovės ( įtampos ) lygintuve (1.28 pav.). Čia taip pat būtina įsiminti, jog ir šiuo atveju, kai  $\delta \ll 1$ , vidutinė  $U_v \cong$  (1.55) ir efektinė  $U_{ef} \cong$  (1.56) išlygintos pulsuojančios įtampos  $u_{Ra} \cong (t)$  rezistoriuje  $R_a$  vertės tampa lygios ir priartėja prie  $U_M$  vertės, t. y. turime tapatybes:  $U_v \cong \cong U_{ef} \cong \cong U_M \cong U_o$ .



1.32 pav. Dvipusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinių, parodytų 1.30 pav., įėjimo kintamosios harmoninės įtampos  $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega t)$  ir išlygintos srovės  $i_{Ra} \cong$ , tekančios apkrovos rezistoriuje  $R_a$ , laikinės diagramos

Iš įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  gnybtų veikiant teigiamam harmoninės įtampos  $u_{in}$  pusperiodžiui (  $\Delta t_+ \Rightarrow 0 \div T/2$  ), netransformatoriniame dvipusės kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinės variante (1.30 pav. b) diodai  $D_2$  ir  $D_4$  praleidžia srovę, o diodai



$D_1$  ir  $D_3$  srovės nepraleidžia. Todėl apkrovos rezistoriumi  $R_a$  tuo laiko trukmės  $\Delta t_+$  tarpu teka išlyginta pulsuojanti srovė  $i_{Ra} \cong u_{in}/R_a$ , savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą  $u_{in}(t)$  (1.31 pav.). Kai įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos  $u_{in}$  pusperiodis ( $\Delta t_- \Rightarrow T/2 \div T$ ), diodai  $D_1$  ir  $D_2$  srovės nepraleidžia, o diodai  $D_3$  ir  $D_4$  srovę praleidžia, ko pasekoje apkrovos rezistoriumi  $R_a$  tuo laiko trukmės  $\Delta t_-$  tarpu teka tos pačios krypties išlyginta pulsuojanti srovė  $i_{Ra} \cong u_{in}/R_a$ , savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą  $u_{in}(t)$ . Toliau, kai  $t > T$ , šis procesas kartojasi ir per apkrovą  $R_a$  teka pulsuojanti vienakryptė išlyginta srovė  $i_{Ra} \cong$ , kurios pulsacijų dažnis  $\omega \cong = 2 \cdot \omega$  (1.31 pav.), o visi kiti srovė  $i_{Ra} \cong$  parametrai yra aprašyti anksčiau ((1.54) ÷ (1.57)).

Akivaizdu, jog srovės (įtampos) lyginimo diodų tiltas (1.30 pav. b) prie įėjimo įtampos šaltinio  $U_{in} \sim$  gnybtų gali būti prijungiamas per transformatorių: aukštinanti, žeminanti arba nekeičianti įėjimo įtampos  $u_{in}$ . Būtina įsiminti, jog srovės (įtampos) lyginimo grandinėje nuosekliai lyginančiajam diodui  $D$  negali būti įjungto kondensatoriaus, nes tokiu atveju išlygintos srovės  $i \cong$  vidutinė vertė  $I_{v \cong} = 0$ . Kita vertus, būtina atkreipti dėmesį į tai, jog netransformatoriniame dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės variante (1.30 pav. b), įėjimo grandinė-įėjimo įtampos  $U_{in} \sim$  šaltinis negali turėti bendros „žemės“ su apkrova  $R_a$ , kai tuo tarpu transformatoriniame dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės variante (1.30 pav. a) šis reikalavimas nėra būtinas.

**2. Detektorinis diodas-** skirtas moduluotos amplitudės (AM) aukšto ir didesnio dažnio įėjimo signalo  $u_{in} \sim = U_o(t) \cdot \sin(\omega_N t)$  keitimui (detekcijai) į išlygintą pulsuojančią srovę  $i \cong$ , atitinkančią moduluojančio signalo  $U_o(t)$  kitimą, arba keitimui į išlygintą srovę  $I \cong$ , kai aukšto ir didesnio dažnio įėjimo signalas  $u_{in} \sim$  nėra moduluotas ( $U_o(t) = \text{const}$ ), kur:  $\omega_N$  - signalo  $u_{in} \sim$  nešlio dažnis.

Detektorinio diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$  - didžiausioji (maksimali) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$  - didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant užduotai atgalinei įtampai  $U_{AK} < 0$ ;

$U_d$  - įtampa diode, esant užduotai tiesioginei pastoviajai srovei  $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$ ;

$U_{AK \max}$  - didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei

$$I_a = 0,1 \cdot I_d;$$

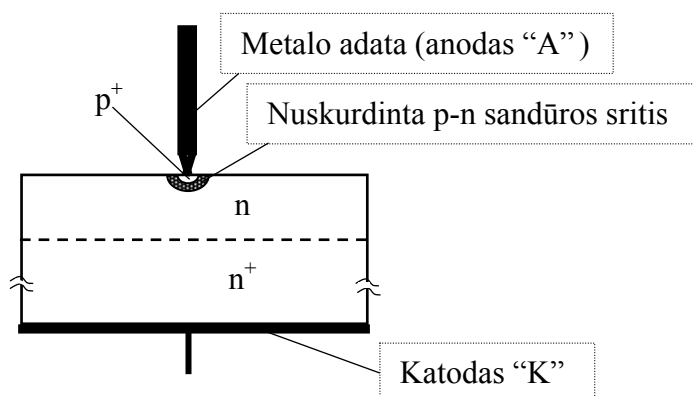
$f_{\max}$  - didžiausias (maksimalus) kintamosios įėjimo srovės  $I \sim$  dažnis, kuriam esant

$$\text{išlyginta nuolatinė srovė } I \cong = 0,9 \cdot I_{\cong}^* |_{f_{\max}}, \text{ kur } I_{\cong}^*, \text{ kai } f = 50 \text{ Hz};$$

$C_{pn0}$  - barjerinė talpa, kai įtampa diode yra lygi nuliui ( $U_{AK} = 0$ ).

Pagrindinis detektorinio diodo skirtumas nuo lyginančiojo diodo yra maža p-n sandūros barjerinė talpa  $C_{pn0} \leq 1$  pF. Todėl detektorinio diodo p-n sandūra yra padaryta taškinės konstrukcijos, nes tai leidžia žymiai sumažinti p-n sandūros plotą  $S_{pn}$  (1.40).

Taškinis detektorinis diodas yra padarytas taip, kaip yra parodyta 1.33 pav. Iš čia parodytos konstrukcijos matome, jog taškinis detektorinis diodas yra sudarytas iš metalinės adatos, kurios smaigalys yra prispaustas prie n- puslaidininkio plokštelės paviršiaus.



1.33 pav. Taškinio detektorinio diodo konstrukcija

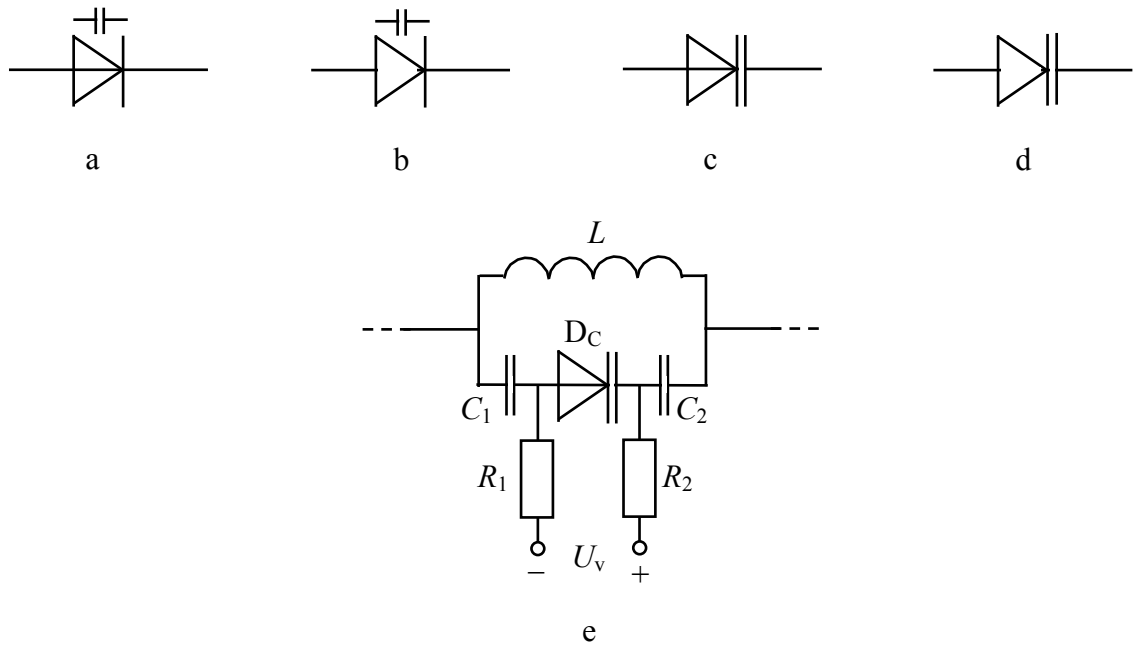
Taškinės konstrukcijos detektorinio diodo gamybos proceso metu per adatos ir n- puslaidininkio kontaktą yra praleidžiamas santykinai trumpas ir pakankamai stiprios srovės impulsas, kurio metu kontaktinė sritis įkaista iki lydimosi temperatūros ir susiformuoja labai mažo ploto  $p^+$ - sritis, ko pasekoje yra gaunama stabili taškinė p-n sandūra.

Akivaizdu, jog detektorinių diodų didžiausios įtampos ir srovės vertės yra daug kartų mažesnės už lyginančiųjų diodų atitinkamus parametrus. Tačiau dėl mažos barjerinės talpos  $C_{pn}$  taškinė detektorinių diodų didžiausias veikos dažnis  $f_{max}$  siekia dešimtis GHz ir daugiau.

Detektorinio diodo jungimo grandinė atitinka lyginančiojo diodo jungimo grandinę, parodytą 1.28 pav. a. Esminis skirtumas tarp šių grandinių yra tame, jog detektorinės grandinės atveju kondensatoriaus  $C_a$  talpa yra parenkama iš sąlygos:  $1/(\omega_M \cdot C_a) \geq (5 \div 10) \cdot R_a$ , kur:  $\omega_M$  - moduluojančiojo signalo dažnis, kuris įprastai yra daug mažesnis už nešlio dažnį  $\omega_N \gg \omega_M$ , todėl parinkta iš ankstesnės sąlygos  $C_a$  vertė automatiškai tenkina ir šią sąlygą:  $1/(\omega_N \cdot C_a) \ll R_a$ , ko pasekoje apkrovoje  $R_a$  nėra signalo nešlio sando.

**3. Varikapas-** kintamosios talpos puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė paskirtis yra įtampa valdomas kintamosios talpos kondensatorius. Varikapo grafiniai simboliai yra parodyti 1.34 pav. a ÷ d.

Iš dviejų puslaidininkinio diodo p-n sandūros talpų, varikape yra naudojama barjerinė talpa  $C_{pn}$ , nes difuzinė talpa  $C_{pn,d}$ , tekant tiesioginiai srovei  $I_t$  per diodą, yra šuntuojama maža p-n sandūros omine varža  $R_{pn}$  ir tokio kondensatoriaus kokybė  $Q_c$  taip pat yra maža. Kita vertus, difuzinė talpa  $C_{pn,d}$  priklauso nuo dažnio, kas yra nepageidautinas reiškinys. Taigi, iš



1.34 pav. Varikapo grafiniai simboliai (a ÷ d) ir jo jungimas būdas į rezonansinį LC- kontūrą (e)

viso to kas čia yra pasakyta seka, jog varikapas į elektrines grandines turi būti jungiamas taip, kad jo talpos valdymo grandinė neturėtų įtakos kitoms elektroninio įtaiso grandinės dalims. Pvz., kai varikapas yra naudojamas LC- kontūro rezonansinio dažnio  $f_0 = 1/[2 \pi (L C)^{1/2}]$  keitimui elektroniniu būdu, būtina užtikrinti, kad varikapo valdymo grandinė nešuntuotų LC- kontūro ir tuo užtikrintu pakankamai didelę jo kokybę. Šias sąlygas tenkinanti grandinė yra parodyta 1.34 pav. e. Šioje grandinėje kondensatorių  $C_1$  ir  $C_2$  talpos yra parenkamos daug didesnės už varikapo  $D_C$  didžiausią talpos vertę  $C_{max} \ll C_{1, 2}$ , o prievaržių  $R_{1, 2}$  varžos yra parenkamos kuo didesnių verčių- 100 kΩ ÷ 1 MΩ.

Varikapo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$  - didžiausioji ( maksimali ) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$  - didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant užduotai atgalinei įtampai  $U_{AK} < 0$ ;

$U_d$  - įtampa diode, esant užduotai tiesioginei pastoviajai srovei  $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$ ;

$U_{AK \max}$  - didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei

$$I_a = 0,1 \cdot I_d;$$

$C_{max} \approx C_{pn 0}$  - didžiausioji varikapo talpa, esant minimaliai užduotai atgalinei įtampai

$$-1 \text{ V} < U_{AK \min} < 0;$$

$C_{min}$  - mažiausioji ( minimali ) varikapo talpa, esant maksimaliai užduotai atgalinei

$$\text{įtampai} - U_{AK \max} ;$$

$k_C = C_{max} / C_{min}$  - barjerinės talpos kitimo koeficientas;

$Q_{Cv}$  - varikapo vardinė kokybė, esant užduotam dažnių diapazonui  $\Delta f$ ;

$M$  - laipsnio rodiklis barjerinės talpos  $C_{pn}$  priklausomybėje nuo atgalinės įtampos  $-U_{AK}$  (1.45):

Varikapo pagrindinių parametru sistemoje laipsnio rodiklis  $M$  barjerinės talpos  $C_{pn}$  priklausomybėje (1.45) nuo atgalinės įtampos  $-U_{AK}$  yra įskaitomas taip:

$$C_{pn} = C_{pn0} [\varphi_k / (\varphi_k + |U_{AK}|)]^M, \quad (1.58)$$

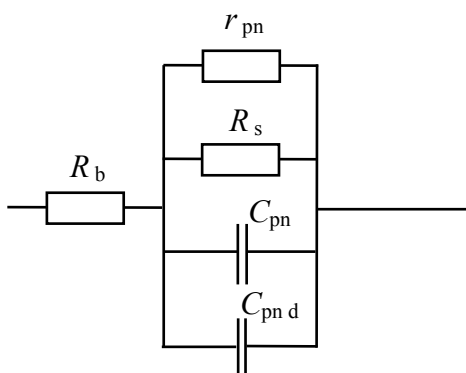
kur:  $M = 1/2$  - staigiajai p-n sandūrai ir  $M = 1/3$  - tolydžiajai p-n sandūrai.

Varikapo kokybė  $Q_C$ , kaip ir bet kurio kito kondensatoriaus, yra nusakoma talpos  $C$  elemento kompleksinės varžos  $Z_C$  reaktyvinės  $\text{Im } Z_C = Z_{im}$  ir aktyvinės  $\text{Re } Z_C = Z_{re}$  sandų santykiu:

$$Q_C = Z_{im} / Z_{re} \equiv \text{tg } \delta, \quad (1.59)$$

kur:  $\delta$  - nuostolių kampas.

Kompleksinę p-n sandūros varžą  $Z_{pn} = Z_{re} + j Z_{im}$  surasime pasitelkę p-n sandūros ekvivalentinę grandinę kintamajai srovei, kuri yra parodyta 1.35 pav.



1.35 pav. Diodo p-n sandūros ekvivalentinę grandinę kintamajai srovei

grandinėje, be jau žinomų dydžių- barjerinės  $C_{pn}$  bei difuzinės  $C_{pnd}$  talpų yra įvesti papildomi parametrai:  $r_{pn}$  - p-n sandūrą šuntuojanti difuzinė varža,  $R_b$  - ominių kontaktų ir diodo bazės varža;  $R_s$  - nuotėkio varža, susijusi su atgaline sotes srove  $I_s$  (1.28). Priimta diodo baze vadinti mažiau legiruotą p-n sandūros sritį, pvz., taškinio diodo atveju (1.33 pav.) bazė yra n- puslaidininkio plokštelė.

Varikapas elektronikos grandinėse yra visada įjungtas atgaline kryptimi. Todėl galioja sąlyga:  $C_{pnd} \ll C_{pn}$  ir difuzinę varikapo talpą  $C_{pnd}$  galima atmesti. Lygiagrečiai sujungtų rezistorių  $r_{pn}$  ir  $R_s$  bendrą varžą pažymėsime dydžiu  $R^* = r_{pn} R_s / (r_{pn} + R_s)$ . Iš čia kompleksinę varikapo p-n sandūros varžą (impedansą)  $Z_{pn}$  galima išreikšti taip:

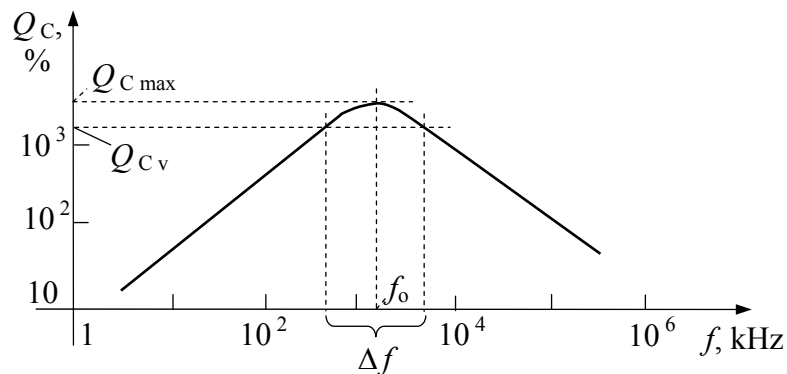
$$Z_{pn} = R_b + [R^*/(j \omega C_{pn})]/[R^* + 1/(j \omega C_{pn})] =$$

$$= R_b + R^*/[(\omega C_{pn} R^*)^2 + 1] - j \{(\omega C_{pn} R^{*2})/[(\omega C_{pn} R^*)^2 + 1]\}. \quad (1.60)$$

Iš (1.59) ir (1.60) gauname:

$$Q_C = \omega C_{pn} R^{*2}/\{R_b [1 + (R^* \omega C_{pn})^2] + R^*\}. \quad (1.61)$$

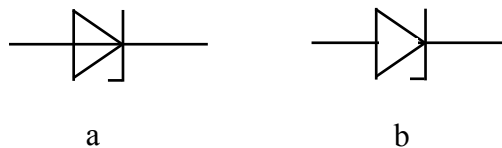
Tipinė varikapo kokybės  $Q_C$  priklausomybė nuo dažnio  $f = \omega/(2\pi)$  yra parodyta 1.36 pav., iš kur matyti, jog  $Q_C$  maksimumas randasi dažnių diapazone  $\Delta f = 1 \div 10$  MHz.



1.36 pav. Tipinė varikapo kokybės  $Q_C$  priklausomybė nuo dažnio  $f = \omega/(2\pi)$

Pagrindinės varikapo taikymo elektronikoje sritys: elektroninis *RLC*- bei *CRC*-kontūrų rezonansinio dažnio  $f_0$  keitimas; aukšto dažnio signalų stiprinimas ir generacija (parametriniai diodai); dažnių dauginimas ir t. t. Dažniausiai  $\Delta f \leq f_0 \pm 0,1 f_0$ .

**4. Stabilitronas**- puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė paskirtis yra įtampos stabilizacija (pastovinimas). Stabilitrono grafiniai simboliai yra parodyti 1.37 pav.

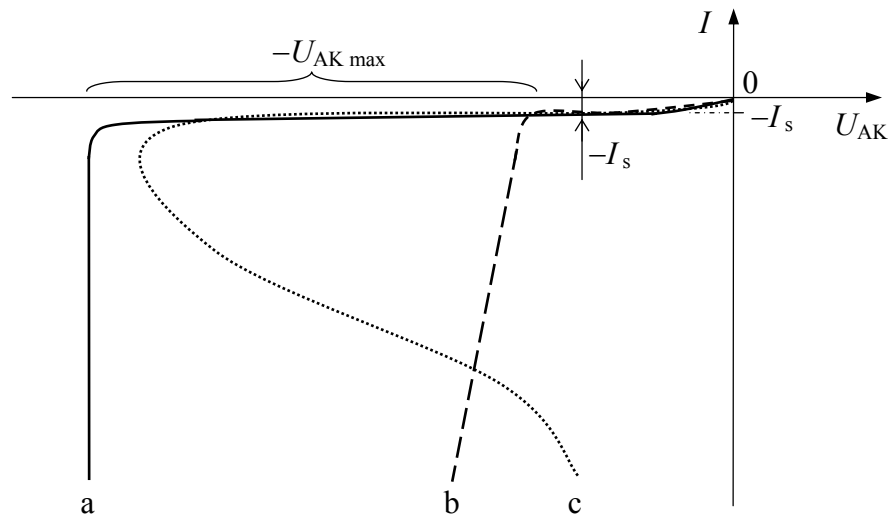


1.37 pav. Stabilitrono grafiniai simboliai

Iš diodo VACH (1.18 pav.) matyti, jog įtampai stabilizuoti gali būti panaudota tiesioginė- difuzinė VACH dalis. Tačiau šiuo atveju stabilizuotos įtampos vertė yra apibrėžta įtampos  $U_d$  galimomis vertėmis, kurios įvairioms puslaidininkinėms medžiagoms randasi diapazone:  $\Delta U_d = 0,3 \div 1,2$  V. Akivaizdu, kad elektronikoje to aiškiai nepakanka, todėl įtampos stabilizacijai yra naudojama atgalinė diodo- dreifinė VACH sritis. Tačiau ankščiau minėjome, jog paprasti puslaidininkiniai diodai šiomis sąlygomis neveikia, nes atgalinei

įtampai  $-U_{AK}$  pasiekus  $-U_{AK \max}$  vertę, įvyksta atgalinis pramušimas (1.18 pav.), kurio metu diodo p-n sandūroje įvyksta lokaliniai perkaitimai ir jie negrižtamai sugenda. Todėl, gaminant stabilitronus, taikomos specialios priemonės, tikslu išvengti šiluminio pamušimo atgalinėje diodo VACH srityje.

1.38 pav. yra parodytos galimos p-n sandūros atgalinio pramušimo tipinės VACH, kai atgalinė įtampa  $|U_{AK}|$  viršija atgalinę pramušimo įtampą  $|U_{AK \max}| \Rightarrow |U_{AK}| > |U_{AK \max}|$ .

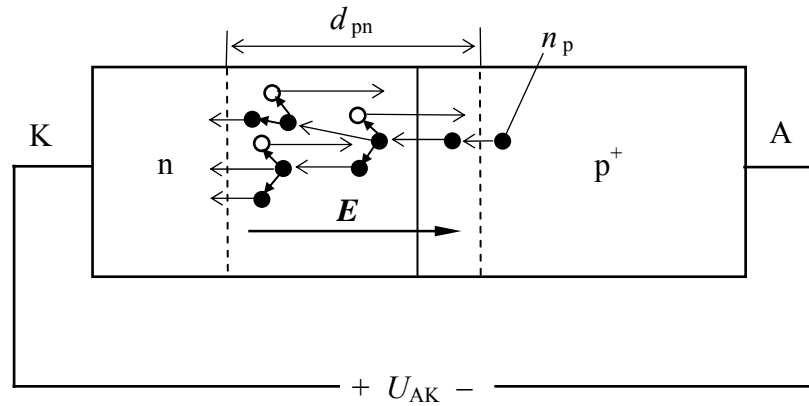


1.38 pav. Galimos p-n sandūros atgalinio pramušimo tipinės VACH, kai yra tenkinama sąlyga:  $|U_{AK}| > |U_{AK \max}|$

Iš 1.38 pav. matome, jog pramušimo metu atgalinė p-n sandūros srovė  $-I_a \cong \text{const}$ , kai  $|U_{AK}| < |U_{AK \max}|$ , o kai  $|U_{AK}| \geq |U_{AK \max}|$  atgalinės sotes srovės  $-I_s$  modulio vertės labai staigiai didėja ir šį didėjimą nusako skirtingi fizikiniai vyksmai p-n sandūroje.

**Griūtinis pramušimas**- staigus krūvininkų skaičiaus nuskurdintoje p-n sandūros srityje didėjimas stipriame elektriniame lauke  $E$  (1.38 pav. a). 1.39 pav. yra parodyta atgaline kryptimi įjungtos p-n sandūros nuskurdinta sritis ir krūvininkų generacijos procesas stipriame elektriniame lauke  $E$ .

Didėjant atgalinės įtampos  $-U_{AK}$  moduliui  $|U_{AK}|$ , nuskurdintos srities storis  $d_{pn}$  taip pat didėja (1.41). Kol įtampa  $|U_{AK}| < |U_{AK \max}|$ , per p-n sandūrą teka nedidelė atgalinė sotes srovė  $-I_s$  (1.28), kurią nusako šalutinių krūvininkų- elektronų  $n_p$  ir skylių  $p_n$  tankiai (1.34). Tegul  $n_p \gg p_n$ , Todėl šiuo atveju atgalinę sotes srovę  $-I_s$  sudarys išimtinai elektronų srautas iš p- srities į n- sritį. Kadangi esant pastoviai aplinkos temperatūrai  $T = \text{const}$  elektronų tankis  $n_p = \text{const}$ , tai, didėjant įtampai  $|U_{AK}| \leq |U_{AK \max}|$ , atgalinė sotes srovė



1.39 pav. Krūvininkų skaičiaus nuskurdintoje p-n sandūros srityje didėjimo procesas griūtinio (lavininio) pramušimo metu

$I_s \cong \text{const}$ . Tačiau šio vyksmo metu p-n sandūros nuskurdintoje srityje didėja elektrinio lauko  $E$  stipris ir tuo pačiu didėja elektronų dreifinis greitis  $v_{n \text{ drf}}$  bei jų kinetinė energija  $\mathcal{E}_k$ . Kai  $U_{AK} \cong U_{AK \text{ max}}$ , elektrono kinetinė energija  $\mathcal{E}_k$  pasiekia pakankamą vertę puslaidininkio medžiagos gardelės atomui jonizuoti ir jonizacijos vyksme yra generuojama krūvininkų pora – elektronas (●) ir skylė (○). Šiam vyksmui yra būtina sąlyga:  $d_{pn} > l_n$  – elektronų laisvojo lėkio ilgis. Jonizacijos procese atsiradęs antrinis elektronas kartu su pirmuoju elektronu yra toliau greitunami elektrinio lauko  $E$  ir jie kartu jonizuoja jau du gardelės atomus, ir t. t. Jeigu yra tenkinama sąlyga:  $d_{pn} > l_p$  – skylių laisvojo lėkio ilgis, jonizacijos procese atsiradusios skylės elektrinio lauko  $E$  yra greitamos priešinga kryptimi ir jos taip pat jonizuoja gardelės atomus, tuo sukurdamos papildomų krūvininkų poras. Šie krūvininkai, savo ruožtu, generuoja kitas krūvininkų poras, ir t. t. Tokiu būdu nuskurdintoje p-n sandūros srityje vyksta griūtinis (lavininis) krūvininkų skaičiaus didėjimas, iššaukiantis staigų atgalinės srovės –  $I_a$  modulio didėjimą ( $|I_a| \gg |I_s|$ ). Šio vyksmo metu atgalinė įtampa –  $U_{AK}$  diode praktiškai išlieka pastovi, t. y.  $U_{AK} \cong U_{AK \text{ max}} \cong \text{const}$ , nes veikia teigiamas grįžtamasis rišis tarp atgalinės srovės –  $I_a$  ir atgalinės įtampos –  $U_{AK}$ . Šis teigiamas grįžtamasis rišis užtikrina pastovią krūvininkų generaciją nuskurdintoje p-n sandūros srityje ir veikia taip. Tegul p-n sandūros pramušimo metu diodo atgalinės įtampos –  $U_{AK}$  modulis  $|U_{AK}|$  truputi sumažėja, t. y. tenkina nelygybę:  $|U_{AK}| \leq |U_{AK \text{ max}}|$ . Tokiu atveju akimirksniu išnyksta griūtinis pramušimas ir padidėja p-n sandūros varža  $R_{pn}$ , nes sumažėja laisvųjų krūvininkų tankis nuskurdintoje p-n sandūros srityje. Todėl atgalinės įtampos –  $U_{AK}$  modulis  $|U_{AK}|$  diode vėl padidėja ir atsistato nelygybę-  $|U_{AK}| \geq |U_{AK \text{ max}}|$ , ko pasėkoje griūtinis pramušimas vyksta toliau. Kita vertus, tegul p-n sandūros pramušimo metu diodo atgalinės įtampos –  $U_{AK}$  modulis  $|U_{AK}|$  truputi padidėja-

$|U_{AK}| \geq |U_{AK \max}|$ . Šiuo atveju p-n sandūros varža  $R_{pn}$  sumažėja, nes padidėja laisvųjų krūvininkų tankis nuskurdintoje p-n sandūros srityje. Todėl įtampos –  $U_{AK}$  modulis  $|U_{AK}|$  diode taip pat sumažėja-  $|U_{AK}| \leq |U_{AK \max}|$  ir todėl griūtinis pramušimas akimirksniu išnyksta. Toliau procesai kartojasi jau aprašytu būdu, t. y. vyksta savireguliacijos reiškinys. Taigi, p-n sandūros griūtinio pramušimo metu atgalinės įtampos modulis diodo kontaktuose tenkina šią sąlygą:  $|U_{AK}| \cong |U_{AK \max}| \cong \text{const} = |U_p|$  - vadinama pastovinio (stabilizacijos) įtampa.

Akivaizdu, kad skylės  $p_n$  iš n- srities taip pat gali patekti į nuskurdintą p-n sritį ir čia, jau aprašytu būdu, sukelia griūtinį krūvininkų porų skaičiaus staigų didėjimą.

Diodo p-n sandūros griūtiniam pramušimui aprašyti yra naudojama empirinė išraiška:

$$M = I_a / I_s = [1 - (U_{AK} / U_p)^c]^{-1}, \quad (1.62)$$

kur:  $M$ - griūties didėjimo faktorius;  $c$ - laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkinės medžiagos ( $c = 2 \div 6$ ) (čia pastebėsime, jog turi būti tenkinama sąlyga:  $U_{AK} \leq U_p$ ).

Iš (1.62) seka: kai  $U_{AK} \Rightarrow U_p$ , griūties didėjimo faktorius  $M \Rightarrow \infty$ . Pastovinio įtampa  $U_p$  priklauso nuo diodo bazės (1.39 pav. ją atitinka n- sritis) savitosios varžos  $\rho_b$  taip:

$$U_p = a \cdot \rho_b^m, \quad (1.63)$$

kur koeficientas  $a$  ir laipsnio rodiklis  $m$  priklauso nuo puslaidininkio medžiagos ir laisvųjų krūvininkų tipo: skylės ar elektronai.

Empirinėse išraiškose (1.62) ir (1.63) dydžių  $c$ ,  $a$  ir  $m$  duomenys, leidžiantys paskaičiuoti pastovinio įtampą  $U_p$ , pateikti 1-oje lentelėje. Kadangi  $\rho_b \sim 1/N_{d,a}$ , tai įtampa  $U_p$  tuo didesnė, kuo mažiau atitinkamomis priemaišomis yra legiruota diodo bazė. Iš 1-os lentelės seka, kad griūtinio pramušimo metu stabilitronų pastovinio įtampa  $U_p = 7 \div 200$  V.

1 lentelė

Puslaidininkio medžiaga	Diodo bazės laidumo tipas	$c$	$a$	$m$
Germanis (Ge)	Elektroninis (n-)	3	83	0,6
	Skylinis (p-)	5	52	0,6
Silicis (Si)	Elektroninis (n-)	5	86	0,65
	Skylinis (p-)	3	23	0,75

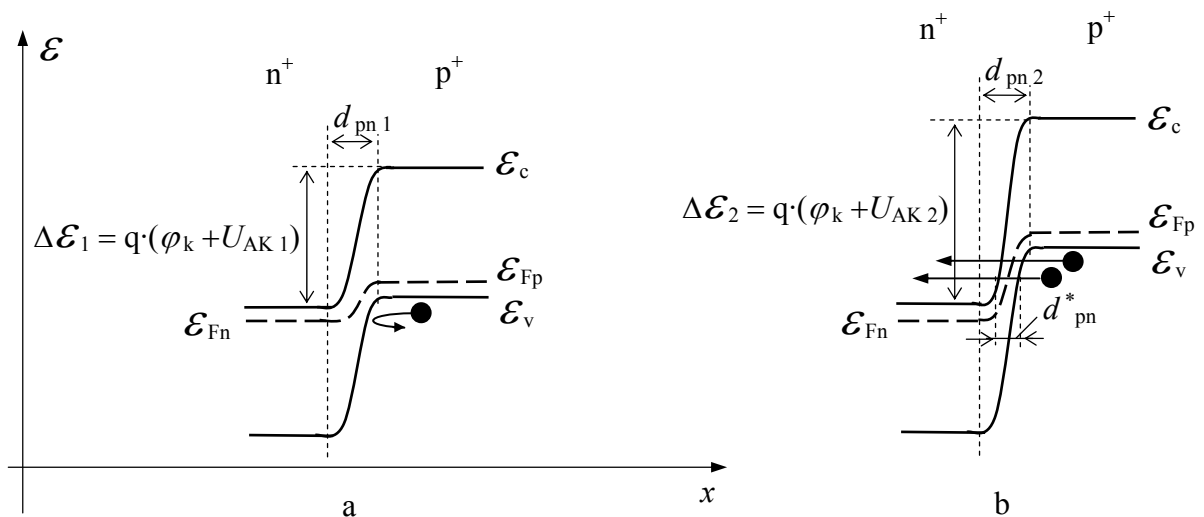
Diodo (stabilitrono) griūtinio pramušimo metu iš (1.62) galima paskaičiuoti p-n sandūros diferencialinę varžą  $r_p$  įtampos pastovinio srityje kintamajai srovei:

$$r_p = \Delta U_{AK} / \Delta I_a = [U_{AK} / (c I_a)] \cdot [1 - (U_{AK} / U_p)^c] / (U_{AK} / U_p)^c. \quad (1.64)$$



Iš (1.64) randame: kai, pvz.,  $U_p = 100 \text{ V}$ ,  $I_a = 10 \text{ mA}$ ,  $c = 3$  ir  $U_{AK}/U_p = 0,99$ , tai tokio diodo (stabilitrono) diferencialinė varža  $r_p \cong 100 \Omega$ .

**Tunelinis pramušimas**- staigus atgalinės srovės  $-I_a$  per p-n sandūrą didėjimas, dėl tunelinio efekto (1.38 pav. b), kai  $d_{pn} < l_{n,p}$ . Esant šiai sąlygai, laisvieji krūvininkai, pralėkdami nuskurdintą p-n sandūros sritį, nespėja įgyti pakankamą kinetinę energiją  $\mathcal{E}_k$ , būtiną puslaidininkio medžiagos gardelių atomų jonizacijos veikai atlikti. Tačiau, esant pakankamai stipriam n- ir p- sričių legiravimui atitinkamomis priemaisomis-  $N_d$  ir  $N_a$ , p-n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{pn}$  yra gana siauras (1.38). Todėl krūvininkai, neturėdami pakankamos kinetinės energijos  $\mathcal{E}_k$  barjerui  $\Delta\mathcal{E}$  įveikti ( $\mathcal{E}_k < \Delta\mathcal{E}$ ), gali tuneliuoti per uždarytą p-n sandūrą, t. y. atgaline kryptimi. Ši situacija yra pavaizduota 1.40 pav., kur yra parodytos atgaline kryptimi įjungtos stipriai legiruotos p-n sandūros energetinės diagramos, esant atgalinei įtampai  $|U_{AK1}| < |U_p|$  (a) ir  $|U_{AK2}| \geq |U_p|$  (b).



1.40 pav. Atgaline kryptimi įjungtos stipriai legiruotos p-n sandūros energetinės diagramos, kai atgalinė įtampa: a-  $|U_{AK1}| < |U_p|$ ; b-  $|U_{AK2}| \geq |U_p|$

Iš 1.40 pav. a matome: kai  $|U_{AK}| \leq |U_p|$ , valentiniai ryšio elektronai  $p^+$ - srityje, kurių judėjimą valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  aprašome skylėmis, negali tuneliuoti į laidumo juostą  $\mathcal{E}_c$ , esančią  $n^+$ - srityje, nes prie pat jos dugno nėra laisvų energetinių lygmenų elektronams. Todėl, mažėjant atgalinei įtampai  $-U_{AK}$  iki pastovinio įtampos  $-U_p$ , per diodą teka beveik pastovi maža atgalinė srovė  $-I_s$ . (1.28). Kai  $|U_{AK}| \geq |U_p|$  (1.40 pav. b),  $p^+$ - srityje valentinės juostos lubos  $\mathcal{E}_v$  pakyla pakankamai virš laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$ , esančio  $n^+$ - srityje, ir todėl valentiniams elektronams  $p^+$ - srityje atsiranda laisvi energetiniai lygmenys laidumo

juostoje  $\mathcal{E}_c$ , esančioje  $n^+$ - srityje. Iš čia seka, kad elektronų tuneliavimo tikimybė žymiai išauga ir todėl teka stipri atgalinė tunelinė srovė  $-I_{ta} \ll -I_s$ .

Iš kvantinės mechanikos žinome, jog laisvos dalelės tuneliavimo tikimybė  $\psi$  per stačiakampį potencialinį barjerą  $\Delta\mathcal{E}$  yra apskaičiuojama taip:

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp(-\Psi \cdot d \cdot \Delta\mathcal{E}^{1/2}), \quad (1.65)$$

kur:  $\psi_0$  ir  $\Psi$  - pastovus daugikliai;  $d$  - barjero plotis;  $\Delta\mathcal{E}$  - barjero energetinis aukštis.

Iš 1.40 pav. b staigiai p-n sandūrai formulę (1.65) užrašome taip:

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp(-\Psi \cdot d_{pn}^* \cdot \mathcal{E}_g^{1/2}), \quad (1.66)$$

iš kurios matome, kad per uždarytą p-n sandūrą, t. y. atgaline kryptimi, krūvininkų tuneliavimo tikimybė didėja, mažėjant p-n sandūros nuskurdintos srities persiklojančios dalies storiui  $d_{pn}^*$  ir puslaidininkinės medžiagos draustinės energijos juostos pločiui  $\mathcal{E}_g$ , kur:  $d_{pn}^*$  - atstumas tarp persiklojančių energetinių laidumo  $\mathcal{E}_c$  ir valentinės  $\mathcal{E}_v$  juostų  $n^+$ - ir  $p^+$ - srityse, atitinkamai. Kai diodo atgalinė įtampa  $|U_{AK}| \gg \phi_k$ , galima užrašyti:

$$d_{pn}^* = d_{pn} \cdot \mathcal{E}_g / (q \cdot |U_{AK}|) = \mathcal{E}_g / (q \cdot E_{pn}), \quad (1.67)$$

kur:  $E_{pn} = U_{AK} / d_{pn}$  - elektrinio lauko stipris nuskurdintoje p-n sandūros srityje.

Iš (1.41) seka:  $d_{pn} \sim (U_{AK})^{1/2}$ . Todėl iš (1.41), (1.66) ir (1.67) galima užrašyti:

$$\psi \approx \psi_0 \cdot \exp[-\Psi \cdot \mathcal{E}_g^{3/2} / (q \cdot E_{pn})] = \psi_0 \cdot \exp[-\Psi_0 \cdot \mathcal{E}_g^{3/2} / (U_{AK})^{1/2}], \quad (1.68)$$

kur:  $\Psi_0 = \{ \Psi \cdot [\varepsilon \varepsilon_0 (1/N_d + 1/N_a)]^{1/2} \} / q^{3/2}$ .

Akivaizdu, kad p-n sandūros atgalinė tunelinė srovė  $-I_{ta}$  yra proporcinga tuneliavimo tikimybei  $\psi$  ir todėl galima užrašyti:

$$I_{ta} \approx \psi \cdot S_{pn} = \psi_0 \cdot S_{pn} \cdot \exp[-\Psi_0 \cdot \mathcal{E}_g^{3/2} / U_{AK}^{1/2}]. \quad (1.69)$$

Iš (1.69) seka: tunelinis pramušimas galimas tik p-n sandūroje su santykinai stipriai legiruotomis  $n^+$ - ir  $p^+$ - sritimis (1.40 pav.). Pastovinio įtampa  $U_p$  yra nustatoma iš sąlygos:  $U_p = U_{AK}$ , kuriai esant atgalinė p-n sandūros tunelinė srovė  $-I_{ta} = -10 \cdot I_s$ . Kita vertus, gauta išraiška (1.69) nėra tiksli, nes elektrinio lauko stiprio  $E_{pn}$  kitimas p-n sandūroje nėra stačiakampio formos- jis yra artimas trikampio arba lanko pavidalams. Todėl tunelinio

pramušimo metu pastovinio įtampai  $U_p$  apskaičiuoti yra naudojamos tikslesnės- empirinės formulės:

$$\text{a) germanio (Ge) p-n sandūrai- } U_p = 99 \cdot \rho_n + 48 \cdot \rho_p, \quad (1.70)$$

$$\text{b) silicio (Si) p-n sandūrai- } U_p = 39 \cdot \rho_n + 8 \cdot \rho_p, \quad (1.71)$$

kur:  $\rho_p$  ir  $\rho_n$  - p-n sandūros atitinkamų  $p^+$  - ir  $n^+$  - sričių savitosios varžos.

Iš (1.69) galima apskaičiuoti diodo diferencialinę varžą  $r_d$  tunelinio pramušimo srityje:

$$r_d \approx \Delta U_{AK} / \Delta I_{ta} = 2 U_p^{3/2} / (\Psi_0 \mathcal{E}_g^{3/2} I_a) = U_p^{3/2} / (a I_{ta}), \quad (1.72)$$

kur:  $a = 2 / (\Psi_0 \mathcal{E}_g^{3/2})$ .

Iš formulės (1.72) seka: diodo diferencialinė varža  $r_d$  mažėja, didėjant atgalinei tunelinei srovei  $-I_{ta}$ .

Stabilitronų, veikiančių p-n sandūros tunelinio pramušimo būdu (*Zenerio diodų*), pastovinio (stabilizacijos) įtampa  $U_p = 0,3 \div 7$  V.

**Šiluminis pramušimas**- staigus atgalinės srovės  $-I_a$  per p-n sandūrą didėjimas dėl šiluminio efekto (1.38 pav. c). Čia iš karto pastebėsime, kad šiluminio pramušimo metu puslaidininkinis diodas yra negrįžtamai sugadinamas. Todėl visų tipų dioduose yra imamas specialių priemonių, tikslu išvengti šiluminio pramušimo.

Atgaline kryptimi įjungtos p-n sandūros šiluminis pramušimas yra susijęs su šilumos  $Q_T$  išsiskyrimu p-n sandūroje, tekant atgalinei srovei  $-I_s$  (1.28), kai atgalinė įtampa tenkina sąlygą:  $-U_{AK} < -U_p$  - griūtinio arba tunelinio pramušimo pastovinio įtampa. Šiuo atveju p-n sandūroje išsklaidoma galia  $P_{pn}$ :

$$P_{pn} = I_s \cdot U_{AK}. \quad (1.73)$$

Iš puslaidininkių fizikos žinome, jog p-n sandūros atgalinė srovė  $-I_s$  yra:

$$I_s = q \cdot (D_{p(n)} \cdot p_n / L_{p(n)} + D_{n(p)} \cdot n_p / L_{n(p)}) \cdot S_{pn}, \quad (1.74)$$

kur:  $D_{p(n)}$  ir  $D_{n(p)}$  - skylių ir elektronų difuzijos koeficientai n- arba p- srityse, atitinkamai;  $L_{p(n)}$  ir  $L_{n(p)}$  - skylių ir elektronų difuzijos nuotoliai n- arba p- srityse, atitinkamai (čia pastebėsime, jog šių parametrų vertės skylėms ir elektronams bendru atveju priklauso nuo puslaidininkio laidumo tipo ir išraiška (1.74) galioja tik esant silpniems laukams  $E$ , kai galioja Einšteino sąryšis:  $D_{p,n(n,p)} / \mu_{p,n(n,p)} = k T / q$ ).

Iš (1.34) ir (1.74) galima užrašyti:

$$I_s = q n_i^2 [D_{p(n)}/(n_n L_{p(n)}) + D_{n(p)}/(p_p L_{n(p)})] \cdot S_{pn} = I^* \cdot \exp[-\mathcal{E}_g/(k T)], \quad (1.75)$$

kur:  $I^* = q N_c N_v (D_{p(n)}/n_n L_{p(n)} + D_{n(p)}/p_p L_{n(p)}) \cdot S_{pn}$ .

Iš (1.75) seka: atgalinės soties srovės  $-I_s$  modulis didėja, didėjant p-n sandūros temperatūrai  $T$ . Todėl, esant  $U_{AK} = \text{const}$ , dėl išsklaidomos galios  $P_{pn}$  (1.73) didėjanti p-n sandūros temperatūra  $T$ , didina atgalinę soties srovę  $|I_s|$ , o tai, savo ruožtu, didina galią  $P_{pn}$ , ir t. t. To pasėkoje veikia teigiamas grįžtamasis ryšis tarp atgalinės soties srovės  $-I_s$  vertės ir p-n sandūros temperatūros  $T$ . Jeigu p-n sandūra nespėja į aplinką atiduoti šilumos  $Q_T$  pertekliaus, ji labai greitai perkaista ir šiluminio pramušimo metu išsilydo- diodas sudega.

Iš (1.73) ir (1.75) randame galios  $P_{pn}$  išvestinę temperatūros  $T$  atžvilgiu:

$$dP_{pn}/dT = I_s U_{AK} \mathcal{E}_g/(k T^2). \quad (1.76)$$

Aušinama p-n sandūra į aplinką (aušinimo radiatorių) atiduoda galią  $P_o$ :

$$P_o = (T - T_k)/R_T, \quad (1.77)$$

kur:  $T_k$  - diodo korpuso (radiatoriaus) temperatūra;  $R_T$  - šiluminė aušinimo konstrukcijos varža.

Iš (1.77) randame galios  $P_o$  išvestinę atžvilgiu temperatūros  $T$ :

$$dP_o/dT = 1/R_T. \quad (1.78)$$

Akivaizdu, jog šiluminis pramušimas įvyksta, kai:

$$dP_{pn}/dT > dP_o/dT \Rightarrow I_s U_{AK} \mathcal{E}_g/(k T^2) > 1/R_T. \quad (1.79)$$

Iš (1.79) užrašome puslaidininkinio diodo stabilios veikos sąlygą:

$$|I_s| < k T^2/(U_{AK} \mathcal{E}_g R_T). \quad (1.80)$$

Gauta sąlyga (1.80) gerai tenkinama puslaidininkiams su didele  $\mathcal{E}_g$  verte, pvz. silicio (Si) diodams. Germanio (Ge) dioduose atgalinės soties srovės  $-I_s$  modulis žymiai didesnis, todėl nelygybės sąlyga (1.80) gali pasikeisti į priešingą nelygybę ir įvyks šiluminis pramušimas. Dėl šios priežasties germanio dioduose būtina užtikrinti kuo didesnę šilumos atidavimą į aplinką- įmanomai mažiausią šiluminės varžos  $R_T$  vertę. Kita vertus, griūtiniuose ir tuneliniuose stabilitronuose būtina užtikrinti atgalinės srovės  $-I_a$  stiprio ribojimą pramušimo srityje-  $|I_a| < |I_{a \max}|$ . Šią sąlygą galima realizuoti nuosekliai diodui įjungus srovę ribojanti rezistorių  $R_{pr}$  (prievaržę), nes priešingu atveju gali įvykti šiluminis pramušimas.

Iš 1.38 pav. c matome, jog p-n sandūros šiluminio pramušimo metu diodo atgalinėje VACH atsiranda sritis, kurioje diferencialinę varžą  $r_d = \partial U_p / \partial I_a < 0$ , t. y.  $r_d$  tampa neigiama:  $-r_d$ . Tačiau šio efekto naudingai pritaikyti, pvz. parametriniuose įrenginiuose, praktiškai neįmanoma dėl šio reiškinių nestabilumo.

Stabilitrono pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$  - maksimali tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \min}$  - minimali atgalinė pastovioji srovė, kuriai esant prasideda įtampos pastovinimas (stabilizavimas);

$I_{a \max}$  - maksimali atgalinė pastovioji srovė įtampos pastovinimo srityje;

$U_p$  - stabilizacijos (pastovinimo) įtampa;

$r_{dv} = \partial U_p / \partial I_a$  - vardinė diferencialinė varža įtampos pastovinimo srityje;

$R_{stv} = U_p / I_a$  - vardinė statinė varža įtampos pastovinimo srityje;

$\xi_{rv} = r_{dv} / R_{stv}$  - vardinis kokybės koeficientas;

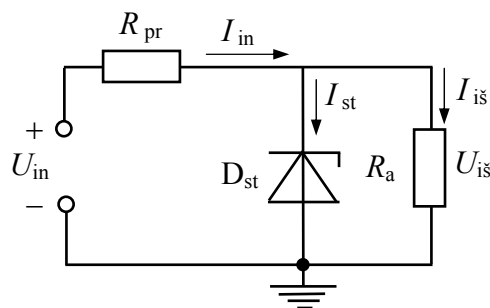
$\xi_T = \partial U_p / (U_p \cdot \partial T)$  - įtampos stabilizacijos temperatūrinis koeficientas.

Stabilitrono vardinis (nominalusis) kokybės koeficientas  $\xi_{rv}$ :

$$\xi_{rv} = r_{dv} / R_{stv} = (\partial U_p / U_p) / (\partial I_a / I_a), \quad (1.81)$$

iš kur seka: įtampos stabilizacijos srityje koeficientas  $\xi_{rv}$  parodo santykinį pastovinimo įtampos  $U_p$  padidėjimą  $\partial U_p$ , esant užduotam santykiniam atgalinės srovės padidėjimui  $\partial I_a / I_a$ . Akivaizdu, kad stabilitrono kokybės koeficientas  $\xi_{rv}$  turi būti kuo mažesnis.

Pagrindinė stabilitrono taikymo elektronikoje paskirtis yra pastoviosios įtampos stabilizacija atitinkamuose grandyno taškuose. Plačiausiai taikoma įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu  $D_{st}$  yra parodyta 1.41 pav.



1.41 pav. Plačiausiai taikoma įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu  $D_{st}$

Ši nuolatinės įtampos pastovinimo (stabilizacijos) grandinė veikia taip.

Didėjant įėjimo pastoviajai įtampai  $U_{in}$ , didėja įėjimo pastovioji srovė  $I_{in}$  ir tuo pačiu jos sandai: pastovioji srovė  $I_{st}$  per stabilitroną  $D_{st}$  ir pastovioji srovė  $I_{iš}$  per apkrovos rezistorių  $R_a$ . Nagrinėjamai grandinei galima užrašyti šias akivaizdžias lygybes:

$$\left. \begin{aligned} I_{in} &= U_{in} / [R_{pr} + R_{st} R_a / (R_{st} + R_a)] = I_{st} + I_{iš}, \\ U_{iš} &= I_{iš} \cdot R_a = I_{st} \cdot R_D, \end{aligned} \right\} \quad (1.82)$$

kur:  $R_D$  - stabilitrono  $D_{st}$  varža pastoviajai srovei.

Iš (1.82) randame:

$$U_{iš} = U_{in} \cdot \{R_D R_a / [R_{pr} (R_D + R_a) + R_D R_a]\}. \quad (1.83)$$

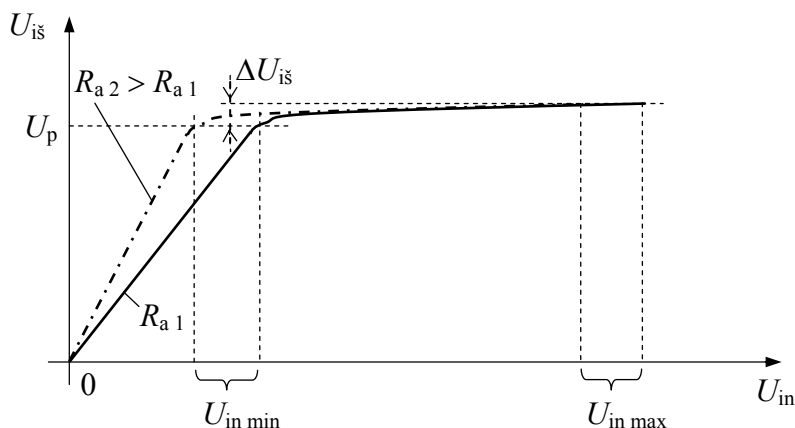
Iš (1.83) matome: didėjant  $U_{in}$ , apkrovos rezistoriuje  $R_a$  išėjimo įtampa  $U_{iš}$  didėja tiesiškai. Tačiau ši priklausomybė yra stebima tol, kol srovės stipris  $I_{st} \leq I_{a \min}$ . Kai įėjimo įtampa  $U_{in}$  pasiekia vertę  $U_{in \min}$ , srovė  $I_{st} \geq I_{a \min}$  ir įtampa stabilitrone  $D_{st}$  nebedidėja. Todėl išėjimo įtampa  $U_{iš} \cong U_p \cong \text{const}$ . Toliau didėjant įėjimo įtampai  $U_{in} \geq U_{in \min}$ , išėjimo įtampa  $U_{iš}$  išlieka beveik pastovi ir visas įėjimo įtampos  $U_{in}$  padidėjimas  $\Delta U_{in}$  yra srovę ribojančiame rezistoriuje  $R_{pr}$  (prievaržėje), o įėjimo srovės  $I_{in}$  perteklius  $\Delta I_{in}$  teka per stabilitroną  $D_{st}$ . Akivaizdu, kad įėjimo įtampa  $U_{in}$  gali didėti tik iki  $U_{in \max}$ , kuriai esant srovė  $I_{st} \cong I_{a \max}$ . Iš čia galima užrašyti srovę ribojančio rezistoriaus  $R_{pr}$  varžai būtiną sąlygą:

$$U_{in \max} \leq [I_{a \max} + (U_p / R_a)] \cdot R_{pr}, \quad (1.84)$$

ir iš čia:

$$R_{pr} \geq U_{in \max} / [I_{a \max} + (U_p / R_a)]. \quad (1.85)$$

1.42 pav. yra parodyta grafinė išėjimo įtampos  $U_{iš}$  priklausomybė nuo pastoviosios įėjimo įtampos  $U_{in}$ .



1.42 pav. Įtampos pastovinio grandinės su stabilitronu  $D_{st}$  (1.41 pav.) išėjimo įtampos  $U_{iš}$  priklausomybė nuo pastoviosios įėjimo įtampos  $U_{in}$

Analogiškai išraiškai (1.84), galima užrašyti:

$$U_{in\ min} \geq [I_{a\ min} + (U_p/R_a)] \cdot R_{pr}, \quad (1.86)$$

ir iš čia bei (1.84) randame įėjimo įtampos  $U_{in}$  kitimo sritį  $\Delta U_{in}$ , kurioje išėjimo įtampa  $U_{is}$  tenkina pastovinio sąlygą-  $U_{is} \cong U_p \cong \text{const}$ :

$$\Delta U_{in} = U_{in\ max} - U_{in\ min} = R_{pr} \cdot (I_{a\ max} - I_{a\ min}). \quad (1.87)$$

Iš (1.87) seka: įtampą stabilizuojančios grandinės su stabilitronu  $D_{st}$  įėjimo įtampų  $U_{in}$  veikos diapazonas  $\Delta U_{in}$  didėja, didinant srovę ribojančio rezistoriaus  $R_{pr}$  varžą. Kita vertus, įėjimo įtampų  $U_{in}$  veikos diapazonas  $\Delta U_{in}$  nepriklauso nuo apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžos. Tačiau rezistoriaus  $R_a$  varžos įtaka matyti iš (1.83), kurią galima perrašyti sekančiai:

$$U_{is} = U_{in} \cdot \{R_D / \{R_{pr} \cdot [(R_D/R_a) + 1] + R_D\}\}, \quad (1.88)$$

iš kur seka: didėjant rezistoriaus  $R_a$  varžai, tiesinės priklausomybės  $U_{is}(U_{in})$  srities polinkio kampas taip pat didėja (1.42 pav. brūkšniuota-taškinė linija) ir tuo pačiu mažėja įtampa  $U_{in\ min}$  (1.86) bei įtampa  $U_{in\ max}$  (1.84), tačiau taip, kad  $\Delta U_{in} \cong \text{const}$  (1.87).

Įtampą stabilizuojančios grandinės, parodytos 1.41 pav., kokybė yra nusakoma įvedus išėjimo įtampos  $U_{is}$  pastovinio koeficientą  $k_U = \Delta U_{in} / \Delta U_{is}$ , kuris, įskaitant (1.88), gali būti užrašytas taip:

$$k_U = \Delta U_{in} / \Delta U_{is} = R_{pr} \cdot (I_{a\ max} - I_{a\ min}) / \Delta U_{is} = R_{pr} / r_d, \quad (1.89)$$

iš kur seka, jog  $k_U$  didėja, didinant ribojančią varžą  $R_{pr}$ .

Akivaizdu, jog įtampos pastovinio koeficientas  $k_U$  turi būti kuo didesnis, kai tuo tarpu stabilitrono kokybės koeficientas  $\xi_{rv}$  (1.81) turi būti kuo mažesnis, t. y. šiuos koeficientus sieja atvirkštinė proporcinė priklausomybė:  $k_U \sim 1/\xi_{rv}$ .

Įtampą stabilizuojančios grandinės su stabilitronu  $D_{st}$  (1.41 pav.) naudingasis veikos koeficientas  $\eta$  yra užrašomas taip:

$$\eta = P_n / P = (I_{is} U_p) / (I_{in} U_{in}) = (U_p^2 / R_a) / \{U_{in}^2 / \{R_{pr} + [R_D R_a / (R_D + R_a)]\}\} = \left. \begin{aligned} &= (U_p^2 / U_{in}^2) \cdot \{(R_{pr} / R_a) + [R_D / (R_D + R_a)]\}, \end{aligned} \right\} \quad (1.90)$$

kur:  $P_n$  - naudingas galingumas, suvartojamas apkrovoje  $R_a$ ;  $P$  - visas galingumas, paimamas iš įtampos šaltinio  $U_{in}$ .

Iš (1.90) seka, jog  $\eta$  didėja, didėjant  $R_{pr}$ . Kita vertus, koeficientas  $\eta$  taip pat stipriai priklauso ir nuo santykio  $U_p / U_{in}$ . Todėl pageidautina, kad nuolatinė įėjimo įtampa  $U_{in}$  kuo mažiau viršytų stabilizavimo įtampą  $U_p$ . Tačiau čia būtina atkreipti dėmesį į tai, kad įėjimo

įtampa  $U_{in}$  turi tenkinti sąlygą:  $U_{in} \geq U_{in \min}$  (1.42 pav.), kuri priklauso nuo varžų  $R_{pr}$  ir  $R_a$  santykio (varžinis įtampos daliklis) ir gali būti išreikšta taip:  $U_{in} \geq U_p \cdot (R_a + R_{pr}) / R_a$ . Todėl iš čia seka, jog anksčiau padaryta išvada dėl koeficiento  $\eta$  priklausomybės pobūdžio nuo varžos  $R_{pr}$  yra klaidinanti, nes didėjant  $R_{pr}$ , didėja įtampos  $U_{in}$  vertė, kuri yra būtina įtampos stabilizavimo grandinės (1.41 pav.) veikai palaikyti. Todėl naudingojo veikos koeficiento  $\eta$  išraišką (1.90) perrašome taip:

$$\eta \leq [R_a^2 / (R_{pr} + R_a)^2] \cdot \{(R_{pr} / R_a) + [R_D / (R_D + R_a)]\}, \quad (1.91)$$

iš kur seka: didėjant prievaržės  $R_{pr}$  vertei, įtampos stabilizavimo grandinės su stabilitronu  $D_{st}$  (1.41 pav.) naudingasis veikos koeficientas  $\eta$  mažėja. Taip yra todėl, kad šiuo atveju vis didesnė įėjimo įtampos  $U_{in}$  šaltinio atiduodama galia išsiskiria srovę ribojančioje varžoje  $R_{pr}$ .

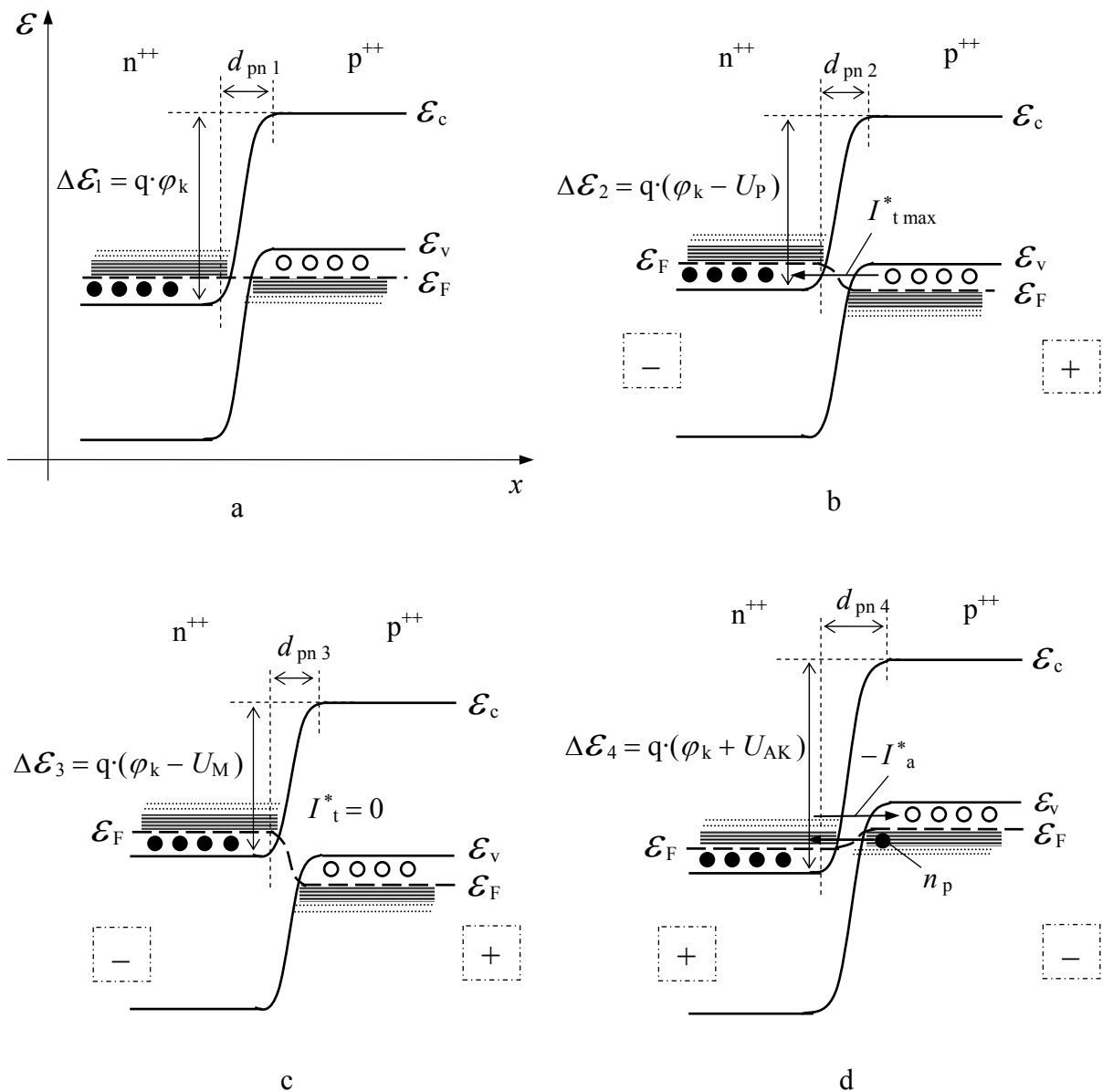
**5. Tunelinis diodas**- puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė yra raidės N pavidalo tiesioginė (tunelinė-difuzinė) VACH, kurioje yra sritis su neigiama diferencialine varža:  $r_{(-)} < 0$ . Pagrindinės tunelinio diodo taikymo sritys yra: elektrinių virpesių generavimas bei stiprinimas, dažnio dauginimas, labai mažos fronto trukmės ( $\Delta t = t_r = 10 \div 30$  ps) įtampos šuolių formavimas ir t. t.. Tunelinio diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.43 pav.



1.43 pav. Tunelinio diodo grafiniai simboliai

Tunelinio diodo veika pagrįsta laisvųjų krūvininkų tuneliavimu per p-n sandūros potencialinį barjerą  $\Delta \mathcal{E}$ . Anksčiau, aprašant diodo tunelinį pramušimą, buvo nusakytos sąlygos, kurioms esant vyksta krūvininkų tuneliavimas per p-n sandūrą. Kad tuneliavimas vyktų abejomis kryptimis, p-n sandūros p- ir n- sritys yra labai stipriai legiruojamos atitinkamomis priemaišomis, iki jos tampa išsigimusiaisiais puslaidininkiais. Labai stiprų legiravimą nurodome simboliais:  $n^{++}$  - ir  $p^{++}$ -. Labai stipraus legiravimo išdavoje  $n^{++} \gg n_i$  bei  $p^{++} \gg p_i$  ir todėl šiuose p-n sandūros srityse energetiniai Fermi lygmenys  $\mathcal{E}_{F_n}$  ir  $\mathcal{E}_{F_p}$ , atitinkamai, randasi laidumo  $\mathcal{E}_c$  bei valentinėje  $\mathcal{E}_v$  energetinėse juostose, atitinkamai. Kai įtampa diode  $U_{AK} = 0$ , p-n sandūros energetinė diagrama yra pavaizduota 1.44 pav. a. Iš čia matome, kad virš Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$  laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  ir žemiau Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$





1.44 pav. Tunelinio diodo p-n sandūros energetinės diagramos, esant įvairioms pridėtos įtampos  $U_{AK}$  vertėms: a-  $U_{AK} = 0$ , b-  $U_{AK} = U_P$  (tiesioginė kryptis), c-  $U_{AK} = U_M$  (tiesioginė kryptis), d-  $U_{AK} < 0$  (atgalinė kryptis)

valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  nėra laisvų elektronų ir skylių, atitinkamai. Todėl tiesioginė tunelinė srovė  $I_t^*$  per p-n sandūrą neteka ( $I_t^* = 0$ ). Prie p-n sandūros prijungus įtampą  $U_{AK} > 0$  tiesiogine kryptimi ir ją didinant (1.44 pav. b), p-n sandūros barjeras  $\Delta\mathcal{E}$  mažėja ir todėl laidumo  $\mathcal{E}_c$  bei valentinė  $\mathcal{E}_v$  juostos, esančios  $n^{++}$ - ir  $p^{++}$ - srityse, atitinkamai, vis mažiau persikloja. To pasekoje vis didesnė laisvais elektronais užpildyta sritis laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$ , esančioje  $n^{++}$ - srityje, atsiduria prieš laisvomis skylėmis užpildytą sritį valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$ , esančioje  $p^{++}$ - srityje. Todėl teka vis didesnė tiesioginė tunelinė srovė  $I_t^* > 0$ . Toliau

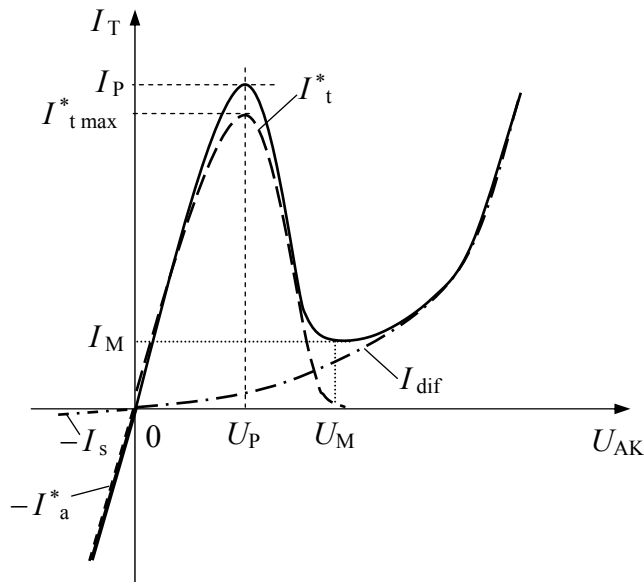
didinant tiesioginę įtampą  $U_{AK} > 0$ , laisvais elektronais ir laisvomis skylėmis užpildytos sritys persikloja pilnai (1.44 pav. b) ir tiesioginė tunelinė srovė  $I_t^*$  pasiekia didžiausią (maksimalią) vertę-  $I_{t \max}^*$ . Šios situacijos įtampa  $U_{AK} = U_P$ . Dar toliau didinant tiesioginę įtampą  $U_{AK} > U_P$ , laisvais elektronais ir laisvomis skylėmis užpildytų sričių persiklojimas mažėja ir šis persiklojimas artėja prie nulio. To pasėkoje tiesioginė tunelinė srovė  $I_t^*$  taip pat mažėja ir artėja prie nulio-  $I_t^* \Rightarrow 0$ . Kai pridėta tiesioginė įtampa  $U_{AK} = U_M > U_P$  (1.44 pav. c), tiesioginė tunelinė srovė  $I_t^* \cong 0$ , nes laidumo energetinės juostos dugnas  $\mathcal{E}_v$ , esantis  $n^{++}$ -sirtyje, susilygina su valentinės energetinės juostos lubomis  $\mathcal{E}_v$ , esančiomis  $p^{++}$ -sirtyje. Prie p-n sandūros pridėjus įtampą  $U_{AK} < 0$  atgaline kryptimi ir didinant jos modulį (1.44 pav. d), p-n sandūros barjeras  $\Delta\mathcal{E}$  didėja ir laidumo  $\mathcal{E}_c$  bei valentinė  $\mathcal{E}_v$  juostos, esančios  $n^{++}$ - ir  $p^{++}$ -sirtyse, atitinkamai, vis daugiau persikloja. To pasėkoje vis didesnė laisvais šalutiniais krūvininkais-elektronais  $n_p$  užpildyta sritis valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$ , esančioje  $p^{++}$ -puslaidininkyje, atsiduria prieš laisvais elektronais neužpildytą sritį laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$ , esančioje  $n^{++}$ -puslaidininkyje. Todėl teka vis didesnė atgalinė tunelinė srovė  $-I_a^*$ , kuri gali didėti iki maksimalios vertės  $-I_{a \max}^*$ . Viršijus šią vertę tunelinis diodas perkaista ir yra negrįžtamai sugadinamas- diodas sudega.

Akivaizdu, kai diodas yra įjungtas tiesiogine kryptimi, kartu su tiesiogine tuneline srove  $I_t^*$  per tunelinio diodo p-n sandūrą teka difuzinė srovė  $I_{dif}$  (1.28), o kai diodas yra įjungtas atgaline kryptimi, kartu su atgaline tuneline srove  $I_a^*$  per tunelinio diodo p-n sandūrą teka dreifinė srovė  $I_{drf}$  (1.75). Todėl tunelinio diodo VACH srovės  $I_T$  yra:

$$\text{a) tiesiogine kryptimi-} \quad I_{Tt} = I_t^* + I_{dif},$$

$$\text{b) atgaline kryptimi-} \quad I_{Ta} = I_a^* + I_{drf} = I_a^* + I_s.$$

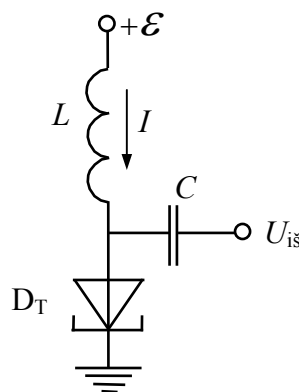
Tunelinio diodo srovės priklausomybė  $I_T(U_{AK})$ - VACH, bei ją sudarančių sandų  $I_t^*(U_{AK})$  ir  $I_{dif,s}(U_{AK})$  atitinkamos VACH yra parodytos 1.45 pav. Iš 1.45 pav. matome, kad tiesioginė tunelinio diodo VACH primena raidę N. Todėl sakome, kad tunelinis diodas turi N-pavidalo VACH. Kai tiesioginė įtampa  $U_{AK}$  yra diapazone:  $U_P < U_{AK} < U_M$ , tai tunelinio diodo tiesioginė VACH turi neigiamos diferencialinės varžos  $-r_{dt}$  sritį:  $r_{dt} = \partial U_{AK} / \partial I_{tt} < 0$ . Todėl šioje tunelinio diodo tiesioginės VACH srityje veikia teigiamas grįžtamasis ryšis tarp įtampos  $U_{AK}$  pokyčio  $\partial U_{AK}$  ir tunelinio diodo p-n sandūros ominės varžos  $R_{pnt}$  pokyčio  $\partial R_{pnt}$ . Šis teigiamas grįžtamasis ryšis pasireiškia tuo, jog įtampai  $U_{AK}$  padidėjus dydžiu  $\partial U_{AK}$ ,



1.45 pav. Tunelinio diodo srovės priklausomybė  $I_T(U_{AK})$ - VACH, bei ją sudarančių sandų  $I_{t,a}^*(U_{AK})$  ir  $I_{dif,s}(U_{AK})$  atitinkamos VACH

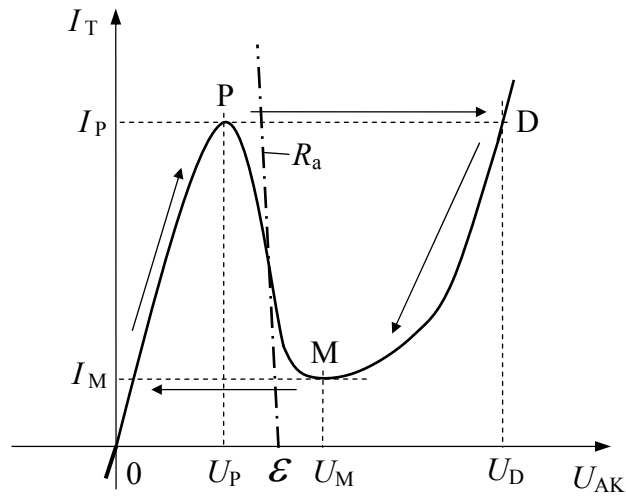
tiesioginė tunelinio diodo srovė  $I_{Tt}$  sumažėja dydžiu  $-\partial I_{Tt}$  ir to pasėkoje padidėja p-n sandūros varža  $R_{pnt}$  pastoviajai srovei:  $R_{pnt} = (U_{AK} + \partial U_{AK}) / (I_{Tt} - \partial I_{Tt})$ . To pasėkoje įtampa  $U_{AK}$  dar labiau padidėja, ir t. t. Ši tunelinio diodo ir kitų puslaidininkinių įtaisų su N-pavidalo VACH savybė leidžia juos taikyti elektrinių virpesių generavimo, stiprinimo, labai trumpo įtampos šuolio formavimo įrenginiuose, ir t. t.. Be to, labai spartus tunelinio diodo persijungimas tiesioginėje VACH iš tunelinės į difuzinę sritį ( persijungimo laiko trukmė  $\Delta t = 10 \div 30$  ps ) taikomas ypač sparčiosiose impulsinėse schemose, dažnio dauginimo elektroniniuose įtaisuose, ir t. t.

Viena iš galimų elektrinių virpesių generatoriaus grandinių su tuneliniu diodu  $D_T$  yra parodyta 1.46 pav.

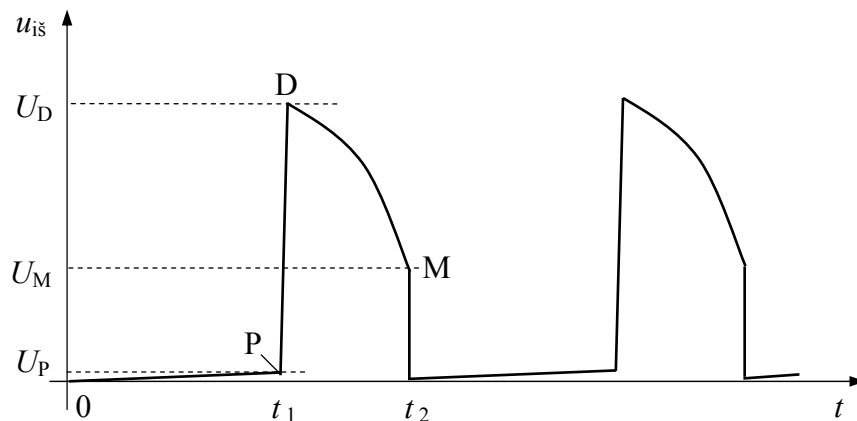


1.46 pav. Viena iš galimų elektrinių virpesių generatoriaus grandinių su tuneliniu diodu  $D_T$

1.46 pav. parodyto tunelinio generatoriaus veikai paaiškinti, 1.47 pav. a yra parodyta tunelinio diodo VACH ir joje nubrėžta apkrovos tiesė  $R_a$ , o 1.47 pav. b- elektrinių virpesių grandinės išėjime  $U_{i\delta}$  generuojamų virpesių laikinės diagramos  $u_{i\delta}(t)$ .



a



b

1.47 pav. Tunelinio diodo VACH ir joje nubrėžta apkrovos tiesė  $R_a$  (a), leidžianti paaiškinti 1.46 pav. parodyto tunelinio generatoriaus veiką (b- generuojamų virpesių  $u_{i\delta}$  grandinės išėjime  $U_{i\delta}$  laikinės diagramos)

Laiko momentu  $t = 0$  įjungus maitinimo įtampos šaltinį  $\mathcal{E}$  (1.46 pav.), visa šio šaltinio įtampa yra indukcinėje ritelėje  $L$  ir todėl  $u_{i\delta} \cong 0$  (1.47 pav. b). Kai  $t > 0$  ir laikui toliau didėjant srovė  $I$  per ritelę  $L$  ir tunelinį diodą  $D_T$  santykinai lėtai ir beveik tiesiškai didėja, nes tunelinio diodo  $D_T$  veikos taškas slenka tuneline VACH šaka aukšty- iš taško „0“ į tašką „P“, dėl ko didėja ir  $u_{i\delta}$ . Laiko momentu  $t_1$  srovė  $I \cong I_P$  (1.47 pav. a) ir  $u_{i\delta} \cong U_P$ . Šio proceso trukmė  $t_1$  yra apspręsta laiko trukmės konstantos  $\tau_{RL1} = L / (R_i + R_L + R_{0-P})$ , kur:  $R_i$  - įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  vidaus varža,  $R_L$  - ritelės  $L$  apvijų varža,  $R_{0-P}$  - tunelinio diodo  $D_T$  VACH tunelinės šakos „O-P“ (1.47 pav. a) vidutinė varža pastoviajai srovei. Kadangi paminėtos varžos yra

santykiškai mažos ( jų suma neviršija kelių dešimčių omų ), tai laiko trukmės konstanta  $\tau_{RL1}$  yra santykiškai didelė- mikrosekundžių eilės. Laiko momentu  $t_1$  srovė  $I_{Tt}$  tuneliniame diode  $D_T$  viršija vertę  $I_P$  ir tunelinis diodas  $D_T$  labai greitai persijungia iš VACH taško “P” į tašką “D” (1.47 pav. a), t. y. iš tunelinės į difuzinę VACH sritį. Tuo pačiu įtampa  $u_{i\delta}$  labai greitai padidėja nuo  $U_P$  iki  $U_D$  ir laiko momentu  $t_1$  yra stebimas suformuoto impulsinio signalo priekinis frontas (1.47 pav. b), kurio didėjimo ( kilimo ) trukmė  $t_r$  yra apspręsta tik tunelinio diodo  $D_T$  parametru ( trukmė  $t_r$  yra nanosekundžių ir mažiau eilės ). Akivaizdu, kad šio fronto formavimo metu grandinėje tekanti srovė  $I \cong I_P$  ir negali greitai pakisti dėl ritelės  $L$  induktyvumo. Toliau bėgant laikui  $t > t_1$ , tunelinio diodo  $D_T$  veikos taškas slenka difuzine VACH šaka žemyn- iš taško „D“ į tašką „M“, ko pasėkoje grandinėje tekanti srovė  $I$  santykiškai lėtai mažėja ir laiko momentu  $t = t_2$  srovė  $I \cong I_M$  (1.47 pav. a), o įtampa  $u_{i\delta} \cong U_M$  (1.47 pav. b). Šio proceso trukmė  $t_2 - t_1$  yra apspręsta kitokios vertės laiko trukmės konstantos  $\tau_{RL2} = L / (R_i + R_L + R_{D-M})$ , kur  $R_{D-M}$  - tunelinio diodo  $D_T$  VACH difuzinės šakos “D-M” (1.47 pav. a) vidutinė varža pastoviajai srovei. Kadangi vidutinė varža  $R_{D-M} > R_{0-P}$ , tai  $\tau_{RL2} < \tau_{RL1}$  ir suformuoto impulso trukmė  $t_2 - t_1$  taip pat yra mikrosekundžių eilės. Laiko momentu  $t_2$  srovė  $I_{Tt}$  tuneliniame diode  $D_T$  įgyja vertę, mažesnę už  $I_M$  ir todėl tunelinis diodas  $D_T$  labai greitai persijungia iš VACH taško “M” į tašką “0” (1.47 pav. a), t. y. iš difuzinės į tunelinę VACH sritį. To pasėkoje įtampa  $u_{i\delta}$  labai greitai dar labiau sumažėja nuo vertės  $U_M$  iki  $u_{i\delta} \cong 0$  ir yra stebimas suformuoto impulsinio signalo užpakalinis frontas (1.47 pav. b), kurio mažėjimo ( kritimo ) trukmė  $t_f$  yra apspręsta tik tunelinio diodo  $D_T$  parametru ( trukmė  $t_f$  taip pat yra nanosekundžių ir mažiau eilės ). Akivaizdu, kad ir šiuo atveju užpakalinio fronto formavimo metu grandinėje tekanti srovė  $I \cong I_M$  ir ji negali greitai pakisti dėl ritelės  $L$  induktyvumo. Toliau, kaip ir pradiniu laiko momentu  $t = 0$ , aprašytas schemos veikos procesas kartojasi ir tunelinio generatoriaus (1.46 pav.) išėjime  $U_{i\delta}$  yra stebimi relaksaciniai virpesiai  $u_{i\delta}$  impulsinių signalų pavidalu, kurių pasikartojimo periodas  $T = t_2$ , o suformuotų impulsų trukmė  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Šios laiko trukmės priklauso išimtinai nuo indukcinės ritelės  $L$  induktyvumo. Induktyvumui  $L$  didėjant, trukmės  $T$  ir  $\Delta t$  taip pat didėja. Mažinant ritelės  $L$  induktyvumą galima pasiekti situaciją, kai įtampa  $U_{AK}$  tuneliniame diode  $D_T$  bus ribose:  $U_P \leq U_{AK} \leq U_M$ . Esant šiai sąlygai, bus stebimi beveik sinusinio ( kosinusinio ) pavidalo virpesiai, t. y. tunelinis relaksatorius taps harmoninių virpesių generatoriumi. Pabaigai pastebėsime, jog tunelinio generatoriaus (1.46 pav.) išėjime įjungtas kondensatorius  $C$  atlieka skiriamąjį kondensatoriaus paskirtį- panaikina tunelinio diodo  $D_T$  šuntavimą apkrovos varža  $R_a$  pastoviajai srovei.

Tunelinio diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{Tt \max}$  - maksimali tiesioginė pastovioji difuzinė srovė;

$I_{T a \max}$  - maksimali atgalinė pastovioji tunelinė srovė;

$I_P$  - slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė VACH pike;

$I_M$  - slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė VACH minimume;

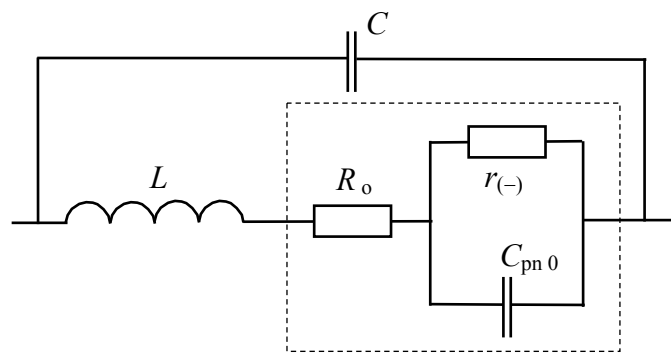
$U_P$  - VACH piko įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė  $I_{Tt} = I_P$ ;

$U_M$  - VACH minimumo įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė  $I_{Tt} = I_M$ ;

$f_{\max}$  - maksimalus harmoninių virpesių generacijos dažnis;

$C_{pn0}$  - barjerinė talpa, kai įtampa tuneliniame diode lygi nuliui ( $U_{AK} = 0$ ).

Dažnis  $f_{\max}$  priklauso nuo tunelinio diodo parametru ir gali būti įvertintas iš jo ekvivalentinės schemos, kuri yra parodyta 1.48 pav.



1.48 pav. Tunelinio diodo ekvivalentinė schema

1.48 pav. parodytoje tunelinio diodo ekvivalentinėje schemoje punktyru apvesti grandinės elementai aprašo tunelinio diodo vidinius parametrus, kur naujai įvesti parametrai:  $R_o$  - tunelinės p-n sandūros labai stipriai legiruotų sričių  $n^{++}$ - ir  $p^{++}$ - bei jų ominių kontaktų bendra varža;  $L$  ir  $C$  - tunelinio diodo korpuso induktyvumas ir talpa, atitinkamai, t. y. išoriniai (parazitiniai) tunelinio diodo parametrai. Analogiškai anksčiau išnagrinėto varikapo atveju (1.60), tunelinio diodo ekvivalentinės grandinės vidinei daliai (1.48 pav.) užrašysime p-n sandūros kompleksinės vidinės varžos  $Z_{pn}^*$  išraišką:

$$\begin{aligned} Z_{pn}^* &= R_o + \{[-r_{(-)}/(j \omega C_{pn})]/[-r_{(-)} + 1/(j \omega C_{pn})]\} = \\ &= \{R_o - |r_{(-)}|/[(\omega r_{(-)} C_{pn})^2 + 1]\} - j \cdot \{(\omega C_{pn} r_{(-)}^2)/[(\omega r_{(-)} C_{pn})^2 + 1]\}. \end{aligned} \quad (1.92)$$

Iš (1.92) matome: tunelinio diodo VACH neigiamos diferencialinės varžos  $r_{(-)}$  srityje tunelinis diodas gali generuoti tik tuo atveju, kai realioji  $Z_{pn}^*$  dalis išlieka neigiama visame generuojamų dažnių  $\omega_{\min} \div \omega_{\max}$  diapazone. Kai dažnis  $\omega \Rightarrow 0$ , iš (1.92) gauname  $\text{Re } Z_{pn}^*$  išraišką:  $\text{Re } Z_{pn}^* = R_o - |r_{(-)}|$  ir iš čia turime tuneliniam diodui būtiną generacijos sąlygą:

$$|r_{(-)}| \geq R_o. \quad (1.93)$$

Kai yra tenkinama sąlyga (1.93), iš išraiškos (1.92) matome: didėjant dažniui  $\omega$ , vertė  $\operatorname{Re} Z_{pn}^*$  išlieka neigiama ir artėja prie nulio. Iš čia bei (1.92) užrašome sąlygą, leidžiančią paskaičiuoti tunelinio diodo maksimalių generacijos dažnį  $f_{\max} = \omega_{\max} / (2\pi)$ :

$$R_o - |r_{(-)}| / [(2\pi f_{\max} r_{(-)} C_{pn})^2 + 1] = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$f_{\max} = [(|r_{(-)}| / R_o) - 1]^{1/2} / (2\pi |r_{(-)}| C_{pn}). \quad (1.94)$$

Dėl tunelinio diodo korpuso parazitinių  $L$  ir  $C$  parametrų (1.48 pav.), realių tunelinių diodų dažnis  $f_{\max}$  yra visada mažesnis už iš (1.94) paskaičiuotą vertę. Be to, didelę įtaką turi p-n sandūros barjerinė talpa  $C_{pn}$ , kuri, dėl labai stipraus  $n^{++}$ - ir  $p^{++}$ - sričių legiravimo, yra gana didelė (1.40):  $C_{pn} = 10 \div 50$  pF ir daugiau. Todėl tunelinių diodų maksimalus generacijos dažnis  $f_{\max}$  įprastai neviršija 1 GHz. Čia reikia pastebėti, jog parodytos 1.46 pav. generatoriaus schemos su tuneliniu diodu  $D_T$  apkrovos varža  $R_a$  (1.47 pav. a) yra tunelinio diodo varža  $R_o$  ( $R_o = R_a$ ). Kita vertus, ši parazitinė tunelinio diodo varža  $R_o$  gali būti nuosekliai sujungta su apkrovos varža  $R_a$ , o taip pat į apkrovos grandinę reikia įskaityti pastoviosios maitinimo įtampos šaltinio  $\mathcal{E}$  (1.46 pav.) vidaus varžą  $R_i$ . Tokiu atveju tuneliniam diodui būtina generacijos sąlyga (1.93) yra užrašoma taip:

$$|r_{(-)}| \geq R_i + R_o + R_a. \quad (1.95)$$

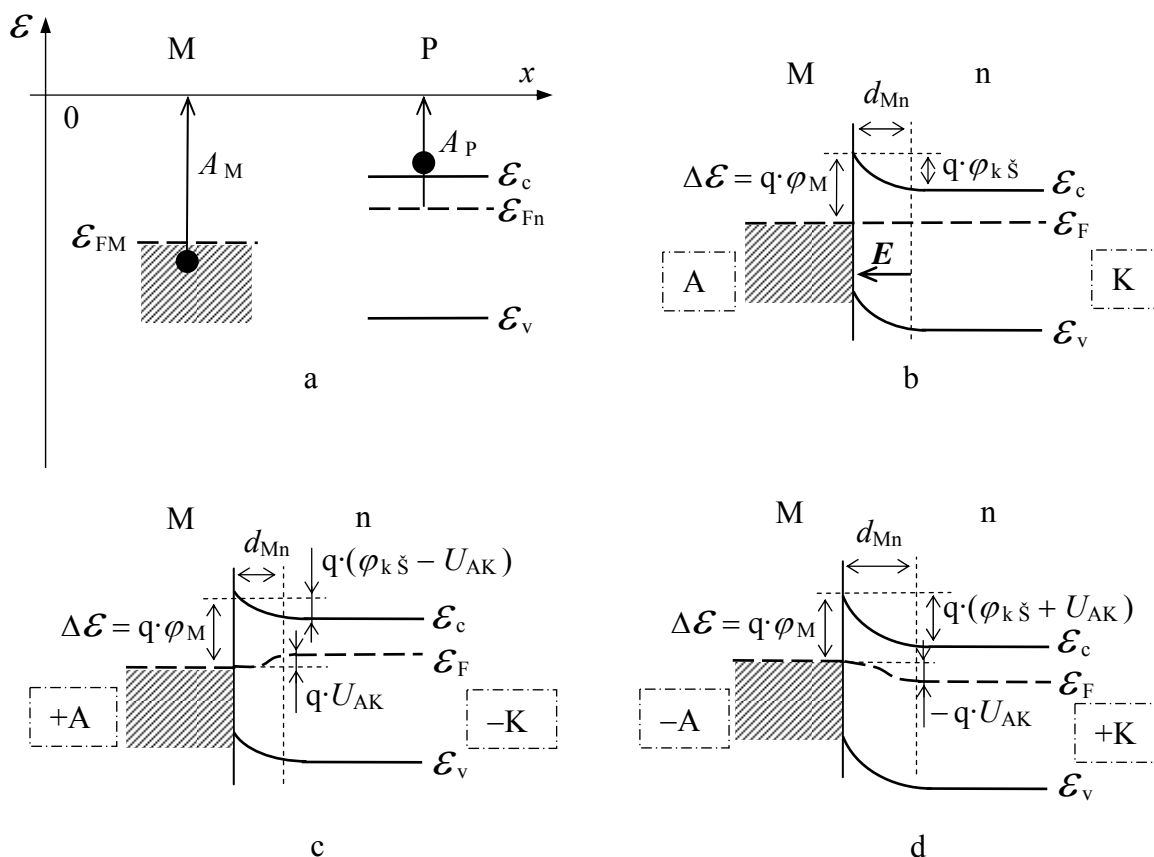
**6. Šotkio diodas**- puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė yra tame, jog tekant srovei tiesiogine kryptimi  nėra šalutinių krūvininkų injekcijos. Todėl Šotkio diodas neturi difuzinės talpos:  $C_{Mnd} \cong 0$ . Šotkio diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.49 pav.



1.49 pav. Šotkio diodo grafiniai simboliai

Šotkio diodo veika yra pagrįsta kontakto tarp puslaidininkio (P) ir metalo (M) savybėmis. Anksčiau aprašėme omini kontaktą (1.25 pav.), kuris yra padarytas taip, jog neturėtų diodo savybių- praleistų pastoviąją srovę abejomis kryptimis. Kad metalo-puslaidininkio (M-P) kontaktas įgautų diodo savybes, naudojamas metalas (M) su didesniu elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbu  $A_M$ , palyginus su elektronų termodinaminio

išlaisvinimo darbu  $A_P$  iš n- puslaidininkio (P) (1.50 pav. a) (čia pastebėsime, jog elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbas yra matuojamas nuo medžiagos Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$ ).



1.50 pav. Elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbu  $A_M$  ir  $A_P$  iš neutralaus metalo (M) bei iš neutralaus n- puslaidininkio (P), atitinkamai, energetinės diagramos (a) ir Šotkio diodo M-n sandūros energetinės diagramos, esant įvairioms pridėtos įtampos  $U_{AK}$  vertėms: b-  $U_{AK} = 0$ , c-  $U_{AK} > 0$  (tiesioginė kryptis), d-  $U_{AK} < 0$  (atgalinė kryptis)

Iš 1.50 pav. a matyti: suglaudus metalą (M) su n- puslaidininkiu (P), kai yra tenkinama sąlyga:  $A_M > A_P$ , pradžioje elektronų srautas iš n- puslaidininkio (P) yra didesnis už elektronų srautą iš metalo (M). Todėl kontakto metalas (M) yra įkraunamas neigiamu krūviu  $-Q_M$ , o n- puslaidininkis (P)- teigiamu krūviu  $+Q_P$ , ir visada:  $|-Q_M| = Q_P$ . To pasekoje atsiranda vidinis elektrinis laukas  $E$  ir kontaktinis potencialas  $|\varphi_{k\check{s}}| > 0$ , kurie didėja tol, kol elektronų srautai iš metalo (M) ir n- puslaidininkio (P) susilygina. Todėl Fermi lygmuo metale tenkina sąlygą:  $\mathcal{E}_{FM} = \mathcal{E}_{Fn} = \mathcal{E}_F$ , t. y. susilygina su Fermi lygmeniu  $\mathcal{E}_{Fn}$  n- puslaidininkyje ir nusistovi termodinaminė pusiausvyra (1.50 pav. b). Akivaizdu, kad Šotkio diodo anodas “A” yra metalas (M), o katodas “K”- n- puslaidininkis (P).

Šotkio M-n sandūros kontaktinis potencialas  $\varphi_{k\check{s}}$ , analogiškai p-n sandūrai (1.30), yra užrašomas taip:



$$\varphi_{k\check{s}} = (A_M - A_P)/q. \quad (1.96)$$

Į Šotkio M-n sandūrą galima žiūrėti kaip į nesimetrinę p<sup>+</sup>-n sandūrą. Todėl anksčiau gautą išraišką (1.35) galima pritaikyti Šotkio M-n sandūros kontaktinio potencialo  $\varphi_{k\check{s}}$  įvertinimui:

$$\begin{aligned} \varphi_{k\check{s}} &= (k T/q) \cdot \ln(n_n p_p / n_i^2) = (k T/q) \cdot \ln[(n_n p_p)/(n_p p_p)] = \\ &= \varphi_{k\check{s}} = (k T/q) \cdot \ln(n_n / n_p) \cong (k T/q) \cdot \ln(n_n / n_M), \end{aligned} \quad (1.97)$$

kur:  $n_M$  - laisvųjų elektronų tankis Šotkio M-n sandūros kontakto metale (M).

Iš akivaizdžios nelygybės  $n_M \gg n_n$  seka: nuskurdinta Šotkio sandūros sritis randasi išimtinai n- puslaidininkyje (P) (1.50 pav. b) ir jos storis  $d_{Mn}$ , analogiškai išraiškai (1.39), yra užrašomas taip:

$$d_{Mn} \cong [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_{k\check{s}} / (q N_d)]^{1/2}, \quad (1.98)$$

o Šotkio diodo M-n sandūros barjerinė talpa  $C_{Mn}$ , analogiškai (1.40), yra išreiškiama taip:

$$C_{Mn} = \varepsilon \varepsilon_0 S_{Mn} / [2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_{k\check{s}} / (q N_d)]^{1/2}, \quad (1.99)$$

kur:  $S_{Mn}$  - Šotkio M-n sandūros plotas.

Išnagrinėsime Šotkio M-n sandūros VACH. Tuo tikslu, pažiūrėję į p-n sandūros energetines diagramas 1.21 pav. ir 1.22 pav., prisimename, jog, pridėjus įtampą  $U_{AK} > 0$  tiesioginę kryptimi, Fermi lygmuo  $\mathcal{E}_{Fn}$  n- puslaidininkyje pakyla aukšty n atžvilgiu Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$  termodinaminės pusiausvyros būsenoje. Ir atvirkščiai, kai  $U_{AK} < 0$ , t. y. atgaline kryptimi, Fermi lygmuo  $\mathcal{E}_{Fn}$  n- puslaidininkyje nusileidžia žemyn. Kadangi puslaidininkio varža yra didesnė už metalo, tai pridėta įtampa  $U_{AK}$  yra išimtinai n- puslaidininkyje arba jo nuskurdintoje srityje. Tai iliustruoja 1.50 pav. c ir d parodytos Šotkio M-n sandūros energetinės diagramos, kai Šotkio sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi ( $U_{AK} > 0$ ) ir atgaline kryptimi ( $U_{AK} < 0$ ), atitinkamai. Kita vertus, iš elektros kurso žinome, jog metalo kūnui esant elektriniame lauke  $\mathbf{E}$ , to kūno viduje nusistovi elektrinis laukas  $\mathbf{E}_M = 0$ . Todėl prie Šotkio diodo prijungtos įtampos  $U_{AK}$  kuriamas papildomas elektrinis laukas praktiškai neveikia elektronų Šotkio M-n sandūros metale (M).

Elektronų šiluminės emisijos sąlygotos srovės tankis  $j_M$  iš metalo (M) į vakuumą nusakomas Ričiardsono formule:

$$j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp[-A_M / (k T)], \quad (1.100)$$

kur:  $R = 4 \pi q m_n^* k^2 / h^3$  - Ričardsono konstanta ( $m_n^*$  - efektyvioji elektrono masė;  $h$  - Planko konstanta;  $k$  - Bolcmono konstanta).

Šotkio M-n sandūros atveju elektronai iš metalo (M) į puslaidininkį (P) gali patekti tik įveikę potencialinį barjerą  $\Delta \mathcal{E} = q \cdot \varphi_M$  (1.50 pav. a, b), kuris yra užrašomas taip:

$$\Delta \mathcal{E} = q \varphi_M = A_M - A_P - \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_{Fn}. \quad (1.101)$$

Todėl, analogiškai išraiškai (1.100), srovės tankį  $j_M$  užrašome taip:

$$j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \varphi_M / (k T)], \quad (1.102)$$

kur potencialinis barjeras  $q \cdot \varphi_M$  nepriklauso nuo pridėtos įtampos  $U_{AK}$ .

Termodinaminės pusiausvyros atveju, kai  $U_{AK} = 0$ , srovės tankis  $j_M = j_P$  - srovės tankis iš n- puslaidininkio (P) į metalą (M) ir yra išreiškiamas analogiškai:

$$j_P = R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \varphi_M / (k T)],$$

kur potencialinis barjeras  $q \cdot \varphi_M$  jau priklauso nuo pridėtos įtampos  $U_{AK}$  ir todėl:

$$j_P = R \cdot T^2 \cdot \exp\{-q [\varphi_M - (\pm U_{AK})] / (k T)\}, \quad (1.103)$$

kur įtampa  $U_{AK}$  įstatoma su savo ženklų: “+” tiesioginės ir “-” atgalinės krypties atveju, atitinkamai.

Iš (1.102) ir (1.103) randame visą srovės tankį  $j_{\check{s}}$  per Šotkio M-n sandūrą:

$$\begin{aligned} j_{\check{s}} = j_P - j_M &= R \cdot T^2 \cdot \exp\{-q [\varphi_M - (\pm U_{AK})] / (k T)\} - R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \varphi_M / (k T)] = \\ &= j_{\check{s}s} \cdot \{\exp[q U_{AK} / (k T)] - 1\}, \end{aligned} \quad (1.104)$$

kur:  $j_{\check{s}s} = R T^2 \cdot \exp[-q \varphi_M / (k T)]$  - Šotkio diodo atgalinės srovės srovės tankio teorinė vertė.

Padauginę srovės tankį  $j_{\check{s}}$  iš Šotkio M-n sandūros ploto  $S_{Mn}$ , gausime Šotkio diodo srovės  $I_{\check{s}}$  priklausomybę nuo įtampos  $U_{AK}$ :

$$I_{\check{s}} = I_{\check{s}s} \cdot \{\exp[q U_{AK} / (k T)] - 1\} = I_{\check{s}s} \cdot [\exp(U_{AK} / \varphi_T) - 1], \quad (1.105)$$

kuri yra analogiška p-n sandūros (puslaidininkinio diodo) išraiškai (1.28).

Taigi, prie Šotkio M-n sandūros prijungus įtampą  $U_{AK} > 0$  tiesiogine kryptimi, srovė  $I_P$  iš n- puslaidininkio (P) viršija srovę  $I_M$  iš metalo (M) ir per Šotkio diodą teka tiesioginė srovė  $I_{\check{s}t} > 0$ . Šią srovę sudaro nesukompensuotų elektronų srauto dalis iš n- puslaidininkio (P) į metalą (M). Iš 1.50 pav. c matome, jog judančių iš n- puslaidininkio elektronų energija yra didesnė už elektronų energiją metale. Todėl šis reiškinys yra vadinamas “karštųjų”

elektronų injekcija. Kita vertus, elektronai yra pagrindiniai krūvininkai metale ir iš čia seka: Šotkio diode nėra šalutinių krūvininkų kaupimo efekto ir tuo pačiu- difuzinės talpos. Dėl šios savybės Šotkio diodai veikia labai plačiame dažnių diapazone ( iki kelių dešimčių GHz ir daugiau ) bei turi labai trumpas persijungimo iš tiesioginės į atgalinę kryptis trukmes ( $< 1$  ns).

Prie Šotkio M-n sandūros prijungus įtampą  $U_{AK} < 0$  atgaline kryptimi (1.50 pav. d), srovė  $I_P$  iš n- puslaidininkio (P) pasidaro mažesnė už srovę  $I_M$  iš metalo (M) ir per Šotkio diodą teka labai maža atgalinė srovė-  $I_{\check{s} s} < I_s$ , kuri, didėjant  $|U_{AK}|$ , išlika beveik pastovios vertės. Iš 1.50 pav. d matome, jog, esant pakankamai didelėms atgalinės įtampos  $|U_{AK}|$  vertėms, n- puslaidininkyje (P) laidumo juostos dugno energetinis lygmuo  $\mathcal{E}_c$  gali nusileisti žemiau Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$  metale (M). Todėl laidumo elektronai iš n- puslaidininkio, esant pakankamai mažam  $d_{Mn}$  (1.98), gali tuneliuoti į metalą ir sukelti žymų atgalinės srovės  $-I_{\check{s} s}$  modulio padidėjimą bei stiprią jos priklausomybę nuo įtampos  $-U_{AK}$  atgaline kryptimi.

Realių Šotkio diodų VACH šiek tiek skiriasi nuo teoriškai apskaičiuotų iš (1.105), nes sandūroje tarp metalo (M) ir n- puslaidininkio (P) susidaro labai plonas tarpinis dielektriko sluoksnis. Todėl praktikoje yra taikoma empirinė išraiška:

$$I_{\check{s}} = I_{\check{s} s}^* \cdot \{ \exp [U_{AK} / (m^* \cdot \varphi_T)] - 1 \}, \quad (1.106)$$

kur:  $I_{\check{s} s}^*$  ir  $m^* = 1 \div 1,5$  - nustatomi iš eksperimento.

Šotkio diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{\check{s} t \max}$  - maksimali tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{\check{s} a \max}$  - maksimali atgalinė pastovioji srovė;

$U_{\check{s} d}$  - įtampa diode, esant užduotai tiesioginei pastoviajai srovei  $I_{\check{s} d} = 0,1 \cdot I_{\check{s} t \max}$ ;

$U_{\check{s} \max}$  - maksimali atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei

$$I_{\check{s} a} = 0,1 \cdot I_{\check{s} d};$$

$f_{\check{s} \max}$  - maksimalus veikos dažnis;

$C_{Mn0}$  - barjerinė talpa, kai įtampa Šotkio diode lygi nuliui ( $U_{AK} = 0$ ).

Pagrindinė Šotkio diodų taikymo elektronikoje paskirtis yra įvairiai moduluotų labai aukšto dažnio signalų detekcija, nes jų  $f_{\check{s} \max}$  siekia dešimtis ir šimtus GHz. Taip pat Šotkio M-n sandūra plačiai taikoma dvipolių ( bipoliarinių ) tranzistorių charakteristikų gerinimui, tuo tikslu šuntuojant jo atitinkamas p-n sandūras: kolektoriaus arba ( ir ) emiterio, bei šuntuojant kolektoriaus-emiterio išvadus ( kontaktus). Šis būdas leidžia žymiai sumažinti stipriai įsotinto dvipolio tranzistoriaus išjungimo trukmę  $t_s$ , kas yra svarbu sparčiuose loginių

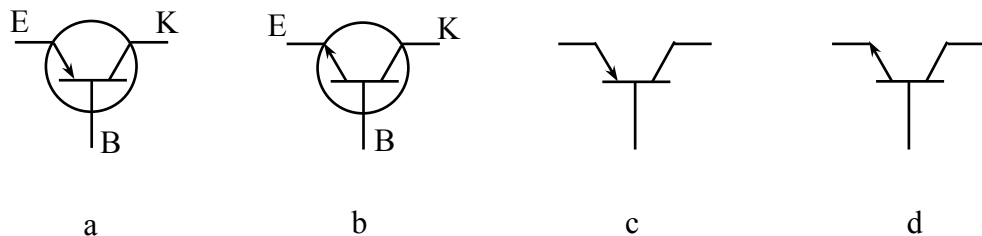
operacijų schemose bei įvairiuose impulsiniuose įrenginiuose, kuriuose tranzistorius yra perjungiamas iš atkirtos į soties veiką ir atvirkščiai.

Čia pastebėsime, jog kai kada Šotkio diodo žymėjimo simbolis (1.49 pav.) yra naudojamas žymėti dvipusiam stabilitronui, t. y. tokiam puslaidininkiniam įtaisui, kuris atitinka priešingomis kryptimis nuosekliai sujungtus du stabilitronus. Taigi, toks puslaidininkinis įtaisas įjungtas į elektroninę grandinę stabilizuoja (pastovina) įtampą abejomis kryptimis, kai įtampos  $\pm U$  vertė grandinėje viršiją pramušimo (pastovinimo) įtampą  $U_p$  ((1.62), (1.63)):  $|\pm U| > U_p$ .

### 1.3 Aktyvieji elementai - tranzistoriai (tiesinė veika)

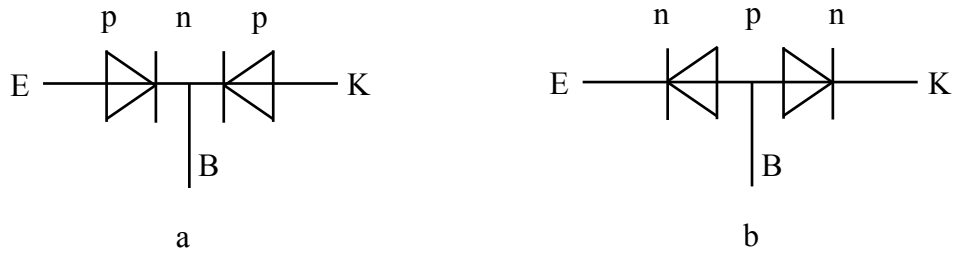
#### 1.3.1 Dvipolis (bipoliarinis) tranzistorius

*Dvipolis (bipoliarinis) tranzistorius*- puslaidininkinis įtaisas, kurio pagrindinė paskirtis- stiprinti kintamųjų elektrinių signalų galią:  $p = u \cdot i > 1$ . Kita esminė paskirtis- pastoviosios įtampos arba (ir) srovės keitimas į kintamąją įtampą arba (ir) srovę, atitinkamai. Dvipolio tranzistoriaus (toliau tekste- tranzistorius) grafiniai simboliai yra parodyti 1.51 pav., kur: a ir b atitinka Europinį standartą, o c ir d - Amerikietiškaį standartą.



1.51 pav. Dvipolio tranzistoriaus grafiniai simboliai: a- ir b- Europinis standartas; c- ir d - Amerikietiškais standartas

1.51 pav. tranzistoriaus išvadai pažymėti taip: B- bazė, E- emiteris, K- kolektorius. Emiterio išvado (kontakto) rodyklės kryptis atžvilgiu bazės ženklo parodo tiesioginės srovės kryptį emityje ir tuo pačiu tranzistoriaus laidumo tipą: į bazę- p-n-p (1.51 pav. a, c), nuo bazės- n-p-n (1.51 pav. b, d). Simboliai p-n-p arba n-p-n, kaip ir diodo atveju (1.20 pav.), nurodo puslaidininkių, iš kurių yra padarytas tranzistorius, laidumo tipą. Iš 1.51 pav. matome, jog tranzistorius turi trys puslaidininkinius sluoksnius, tarp kurių yra dvi p-n sandūros. Todėl į šį darinį galima žiūrėti kaip į nuosekliai sujungtų dviejų diodų jungtį, kurios ekvivalentinė schema yra pavaizduota 1.52 pav.

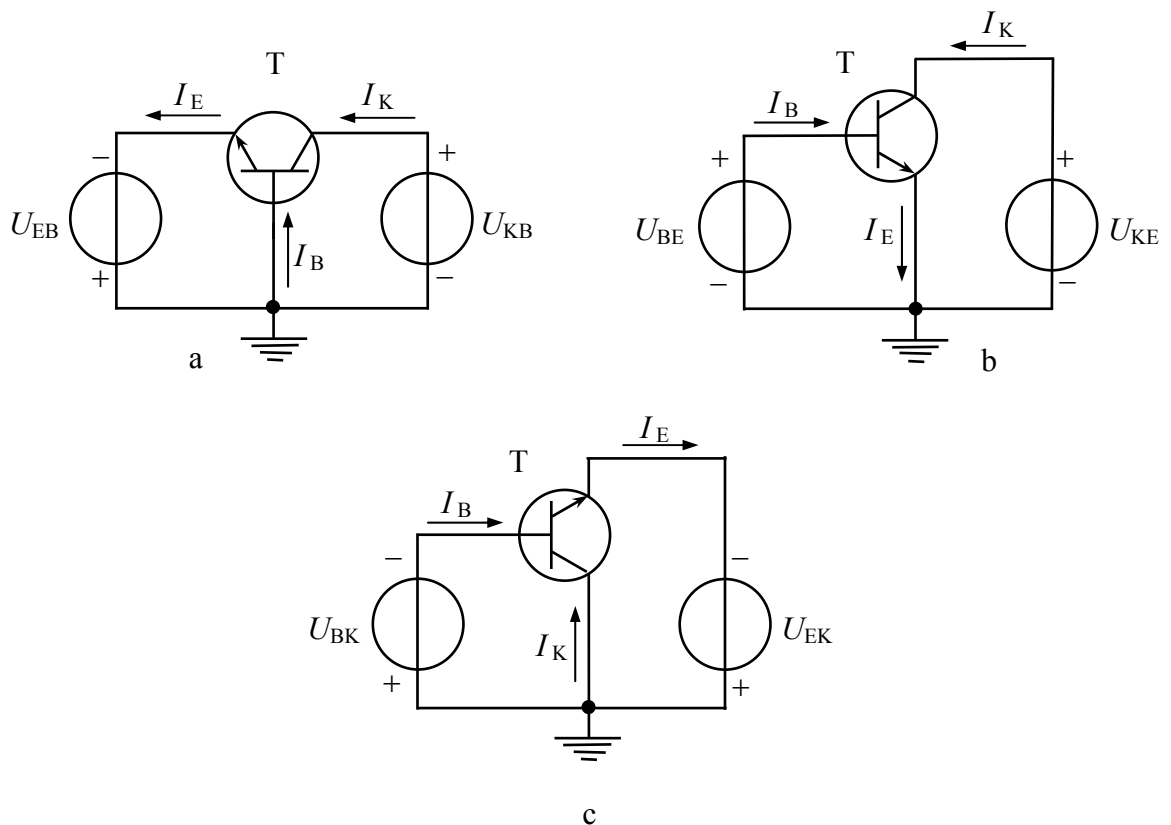


1.52 pav. Dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema: a- n-p-n laidumo; b- p-n-p laidumo

Čia būtina išsiminti, jog du nuosekliai sujungti diodai neturi tranzistoriui būdingų savybių, nes tokia grandinė signalų nestiprina. Diodinis tranzistoriaus ekvivalentas leidžia vaizdžiau suprasti įtampų poliaringumo ir tekančių srovių verčių sąryšį tranzistoriaus išvaduose. Kita vertus, diodinis tranzistoriaus ekvivalentas taip pat yra dažnai naudojamas teoriniuose tranzistoriaus matematinio modeliavimo metoduose.

Pagrindinėms tranzistoriaus elektrinėms savybėms ir charakteristikoms išsiaiškinti nagrinėsime n-p-n tranzistorių, nes p-n-p tranzistoriaus atveju skirsis tik įtampų poliaringumai ir srovių kryptys jo atitinkamuose išvaduose.

1.53 pav. yra parodytos trys tranzistoriaus jungimo grandinės: a- bendros bazės (BB); b- bendro emiterio (BE) ir c- bendro kolektoriaus (BK).



1.53 pav. Trys dvipolio tranzistoriaus jungimo grandinės: a- bendros bazės (BB); b- bendro emiterio (BE) ir c- bendro kolektoriaus (BK)

1.53 pav. taip pat yra parodyti atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių  $U$  ( arba  $U_{\pm}$  ) jungimo poliaringumai ir tekančių pastoviųjų srovių  $I$  ( arba  $I_{\pm}$  ) kryptys tranzistoriaus T išvaduose. Įtampų šaltinių  $U_{ij}$  ir srovių  $I_j$  indeksai “ $i$ ”, “ $j$ ” atitinka tranzistoriaus T išvadų pavadinimus ( $i, j \Rightarrow E, B, K$ ).

1.53 pav. parodyti įtampų šaltinių poliaringumai ir srovių kryptys atitinka normalią n-p-n tranzistoriaus T veiką- kolektoriaus p-n sandūra įjungta atgaline, o emiterio p-n sandūra- tiesiogine kryptimis. Palyginę šias grandines su tranzistoriaus ekvivalentine grandine 1.52 pav., taip pat matome: visose tranzistoriaus jungimo schemose bazės-emiterio p-n sandūra įjungta tiesiogine kryptimi, o bazės-kolektoriaus p-n sandūra - atgaline kryptimi.

Pagrindinė tranzistoriaus savybė yra jo kolektoriaus srovės  $I_K$  priklausomybė nuo srovės  $I_B$  bazėje arba srovės  $I_E$  emiteryje. Šios priklausomybės nuo  $I_B$  arba  $I_E$  yra nusakomos taip:

$$I_K = \beta_o I_B, \quad I_K = \alpha_o I_E, \quad (1.107)$$

kur:  $\beta_o = I_K / I_B$  - pastoviosios bazės srovės  $I_B$  stiprinimo koeficientas;  $\alpha_o = I_K / I_E$  - pastoviosios emiterio srovės  $I_E$  perdavimo koeficientas.

Visose tranzistoriaus jungimo schemose (1.53 pav.) galioja srovių balanso lygtis:

$$I_{E=} = I_{K=} + I_{B=}, \quad I_{E\sim} = I_{K\sim} + I_{B\sim}, \quad \mathbf{I_E} = \mathbf{I_K} + \mathbf{I_B}. \quad (1.108)$$

**Bendros bazės schemeje** (BB) (1.53 pav. a) tranzistoriaus įėjimo srovė yra emiterio srovė  $I_E$ , o išėjimo- kolektoriaus srovė  $I_K$ . Todėl šiai grandinei yra įvedamas pastoviosios emiterio srovės  $I_E$  perdavimo koeficientas  $\alpha_o$ :

$$\alpha_o = I_K / I_E. \quad (1.109)$$

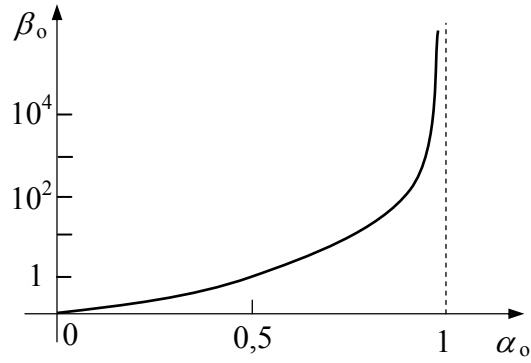
Iš (1.107) ÷ (1.109) gauname koeficientų  $\alpha_o$  ir  $\beta_o$  sąryšius:

$$\beta_o = \alpha_o / (1 - \alpha_o), \quad (1.110)$$

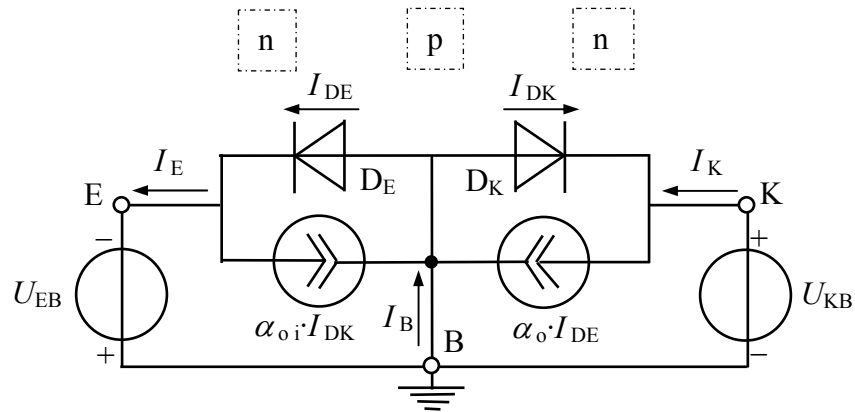
$$\alpha_o = \beta_o / (\beta_o + 1). \quad (1.111)$$

Kadangi koeficientai  $\alpha_o$  ir  $\beta_o$  negali būti neigiami ( $\alpha_o > 0, \beta_o > 0$ ), tai iš (1.110) ir (1.111) seka nelygybės:  $\alpha_o \leq 1$ , o  $\beta_o > 0$  ir, kai  $\alpha_o \Rightarrow 1$ , koeficientas  $\beta_o \Rightarrow \infty$  (1.54 pav.).

Panaudojus tranzistoriaus diodinį ekvivalentą (1.52 pav.), bendros bazės grandinė (1.53 pav. a) yra modeliuojama Eberso-Molo ekvivalentine schema (1.55 pav.). Šioje grandinėje tranzistoriaus aktyvioji veiką yra modeliuojama ekvivalentiniais srovės šaltiniais  $\alpha_o \cdot I_{DE}$  ir  $\alpha_{oi} \cdot I_{DK}$ , kurie yra valdomi tekančių per idealius diodus srovių  $I_{DE}$  ir  $I_{DK}$ , atitinkamai. Analogiškai (1.28), srovės  $I_{DE}$  ir  $I_{DK}$  yra užrašomos taip:



1.54 pav. Dvipolio tranzistoriaus koeficientų  $\alpha_o$  ir  $\beta_o$  (1.110) sąryšio kreivė



1.55 pav. Dvipolio n-p-n tranzistoriaus Eberso-Molo ekvivalentine schema bendros bazės jungimo schemoje

$$I_{DE} = I_{DEs} [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1], \quad \text{kai } U_{BK} = 0, \quad (1.112)$$

$$I_{DK} = I_{DKs} [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \quad \text{kai } U_{BE} = 0, \quad (1.113)$$

kur:  $I_{DEs}$  ir  $I_{DKs}$  - atgalinės atitinkamų idealių diodų soties srovės, esant trumpajam jungimui kitoje p-n sandūroje: kolektoriaus-bazės arba emiterio-bazės, atitinkamai.

Taikant pirmąją Kirchhofo taisyklę, tranzistoriaus išvadų E, K ir B mazguose (1.55 pav.) srovių  $I_E$ ,  $I_{DE}$ ,  $I_K$ ,  $I_{DK}$  bei  $I_B$  vertėms, atitinkamai, galima užrašyti:

$$E \Rightarrow -I_E + I_{DE} - \alpha_{oi} I_{DK} = 0, \quad (1.114)$$

$$K \Rightarrow I_K + I_{DK} - \alpha_o I_{DE} = 0, \quad (1.115)$$

$$B \Rightarrow I_B + \alpha_{oi} I_{DK} + \alpha_o I_{DE} - I_{DE} - I_{DK} = 0, \quad (1.116)$$

kur:  $\alpha_{oi} = I_{Ei}/I_{Ki}$  - kolektoriaus srovės perdavimo koeficientas inversiniame tranzistoriaus jungime, kai bendros bazės schemoje (1.53 pav.) emiteris sukeičiamas vietomis su kolektoriumi, t. y. šiuo atveju kolektoriaus p-n sandūra įjungta tiesiogine, o emiterio p-n sandūra- atgaline kryptimis.

Iš lygčių sistemos (1.112) ÷ (1.116) randame srovių  $I_E$ ,  $I_K$  ir  $I_B$  priklausomybes nuo įtampų  $U_{BE}$  ir  $U_{KB}$  tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus p-n sandūrose, atitinkamai:

$$\left. \begin{aligned} I_E &= a_{11} [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{12} [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \\ I_K &= a_{21} [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{22} [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \\ I_B &= a_{31} [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{32} [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \end{aligned} \right\} (1.117)$$

kur parametrai  $a_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ):

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= I_{DEs}, & a_{12} &= -\alpha_{oi} I_{DKs}, & a_{21} &= \alpha_o I_{DEs}, \\ a_{22} &= -I_{DKs}, & a_{31} &= (1 - \alpha_o) I_{DEs}, & a_{32} &= (1 - \alpha_{oi}) I_{DKs}. \end{aligned} \right\} (1.118)$$

Išraiškose (1.117) įtampos  $U_{BE}$  ir  $U_{BK}$  yra įrašomos su savo ženklu- „+“ tiesiogine kryptimi ir „-“ užtvarine kryptimi.

Lygtys (1.117) su koeficientais (1.118), išreikštais per keturis tranzistoriaus parametrus-  $\alpha_o$ ,  $\alpha_{oi}$ ,  $I_{DEs}$  ir  $I_{DKs}$ , vadinamos Eberso-Molo lygtimis, kurias aprašo tranzistoriaus VACH.

Tranzistoriaus veikai nusakyti bendros bazės grandinėje (1.53 pav. a) yra naudojamos:

įėjimo VACH-  $I_E(U_{EB})$ , esant užduotai įtampai  $U_{KB} = \text{const}$ ;

išėjimo VACH-  $I_K(U_{KB})$ , esant užduotai srovei  $I_E = \text{const}$ ;

perdavimo charakteristika-  $I_K(U_{EB})$ , esant užduotai įtampai  $U_{KB} = \text{const}$ .

1.56 pav. yra parodytos iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos tranzistoriaus įėjimo VACH (a), išėjimo VACH (b) ir perdavimo charakteristika (c) bendros bazės schemeje.

Iš įėjimo VACH (1.56 pav. a) ir perdavimo charakteristikos (1.56 pav. c) matome, jog jos turi eksponentinės funkcijos pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos dideliu tikslumu aprašomos panašia aproksimacija:

$$I_E = I_{DEs}(T, U_{KB})/\exp(U_{EB}/\varphi_T), \quad (1.119)$$

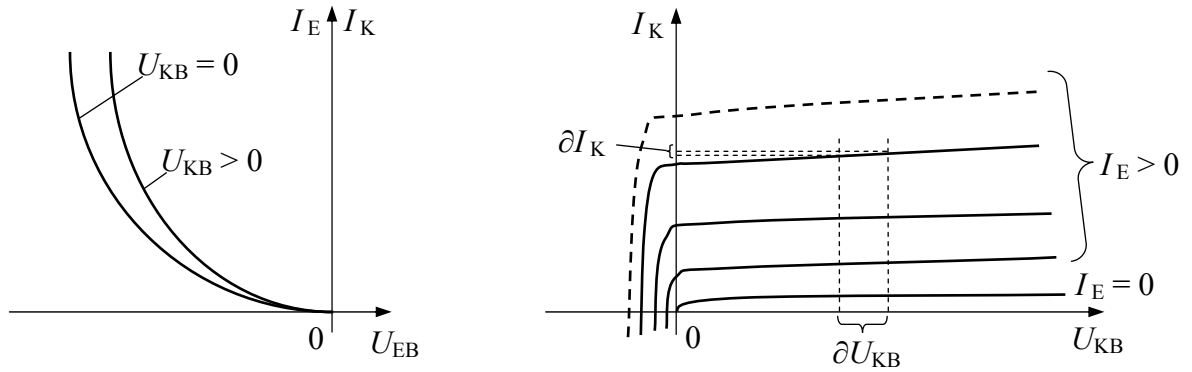
$$I_K = I_{DKs}(T, U_{KB})/\exp(U_{EB}/\varphi_T), \quad (1.120)$$

kur priimta  $m = 1$ , o atgalinės sotes srovės  $I_{DEs}$  ir  $I_{DKs}$  yra funkcijos nuo  $T$  ir  $U_{KB}$  (čia įtampa  $U_{EB}$  yra įrašoma su atitinkamu ženklu- „+“ arba „-“).

Bendros bazės schemeje iš perdavimo charakteristikos  $I_K(U_{EB})$  kintamojo signalo atveju kolektoriaus kintamosios srovės  $I_K \sim$  priklausomybė nuo emiterio kintamosios įtampos  $U_{EB} \sim$  yra nusakoma diferencialiniu statumu  $S_b$  :

$$S_b = [I_K(U_{EB})]' \Big|_{U_{EB}} = I_{K\sim}/U_{EB\sim}, \quad \text{kai } U_{KB} = \text{const}. \quad (1.121)$$





1.56 pav. Iš (1.117) ir (1.118) paskaičiuotos n-p-n tranzistoriaus įėjimo  $I_E(U_{EB})$  bei perdavimo  $I_K(U_{EB})$  charakteristikų VACH (a) ir išėjimo VACH (b) bendros bazės schemoje

Iš (1.120) ir (1.121) randame:

$$S_b = -I_{DKs}(T, U_{KB}) / [\varphi_T \exp(U_{EB}/\varphi_T)], \quad (1.122)$$

kur ženklas “-” rodo, jog pokytis  $\partial I_K > 0$ , kai  $\partial U_{EB} < 0$ .

Į gautą išraišką (1.122) įstatę (1.120), randame:

$$|S_b| = I_K / \varphi_T, \quad (1.123)$$

ir iš čia matome: tranzistoriaus statusas  $S_b$  nepriklauso nuo jo parametrų ir yra funkcija tik nuo kolektoriaus pastoviosios srovės  $I_K$  ir temperatūros  $T$ , nes  $\varphi_T = k T/q$ .

Nagrinėjant bendros bazės schemoje tranzistoriaus įėjimo grandinę, kaip įėjimo įtampos šaltinio  $U_{EB}$  apkrovą, yra įvedama tranzistoriaus įėjimo varža  $R_{EBb}$  pastoviai srovei ir diferencialinė tranzistoriaus įėjimo varža  $r_{EBb}$  kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{EBb} &= |U_{EB}| / I_E, \\ r_{EBb} &= \partial U_{EB} / \partial I_E = U_{EB\sim} / I_{E\sim}, \quad \text{kai } U_{KB} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (1.124)$$

Iš (1.119), (1.121) ir (1.124) randame:

$$\left. \begin{aligned} R_{EBb} &= |U_{EB}| \exp(U_{EB}/\varphi_T) / I_{DEs}, \\ r_{EBb} &= (U_{EB\sim} / I_{K\sim}) / (I_{E\sim} / I_{K\sim}) = \alpha / S_b = \alpha \varphi_T / I_K, \end{aligned} \right\} \quad (1.125)$$

kur:  $\alpha$  - diferencialinis emiterio kintamosios srovės  $I_{E\sim}$  perdavimo koeficientas bendros bazės schemoje:

$$\alpha = \partial I_K / \partial I_E = I_{K\sim} / I_{E\sim}, \quad \text{kai } U_{KB} = \text{const.} \quad (1.126)$$

Iš (1.125) randame:  $r_{EBb} = 25 \Omega$ , kai  $\alpha = 0,98$ ,  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$  ir  $I_K = 1 \text{ mA}$ ;  $R_{EBb} = 176 \Omega$ , kai  $I_{DEs} = 10^{-3} \text{ mA}$  ir  $U_{EB} = -176 \text{ mV}$ , kuriai esant, srovė  $I_K = 1 \text{ mA}$  (1.120).

Gauti rezultatai parodo: bendros bazės jungimo schemoje tranzistoriaus įėjimo varža pastoviai bei kintamajai srovėms yra labai maža- neviršija kelių šimtų omų.

Nagrinėjant bendros bazės schemoje tranzistoriaus išėjimo grandinę, kaip kintamosios įtampos šaltinio  $U_{KB}$  apkrovą, yra įvedama diferencialinė tranzistoriaus išėjimo varža  $r_{KBb}$ :

$$r_{KBb} = \partial U_{KB} / \partial I_K = U_{KB} / I_K, \quad \text{kai } I_E = \text{const.} \quad (1.127)$$

Iš (1.117) ir (1.127) randame:

$$\partial I_E / \partial U = a_{11} [\exp(U_{BE} / \varphi_T)] / \varphi_T + a_{12} [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / \varphi_T \equiv 0,$$

$$\partial I_K / \partial U = a_{21} [\exp(U_{BE} / \varphi_T)] / \varphi_T + a_{22} [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / \varphi_T,$$

ir iš čia bei (1.118) gauname:

$$\partial I_K / \partial U_{KB} = -I_{DKs} (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / \varphi_T,$$

ir gautą išraišką įstatę į (1.127), bei pakeitę  $U_{BK} \Rightarrow -U_{KB}$  ir  $-I_{DKs} \Rightarrow$  jos moduliui, gauname:

$$r_{KBb} = \varphi_T \exp(U_{KB} / \varphi_T) / [(1 - \alpha_o \alpha_{oi}) I_{DKs}]. \quad (1.128)$$

Iš (1.128) randame: kai  $\alpha_o = 0,98$ ,  $\alpha_{oi} = 0,5$ ,  $\varphi_T = 25,5$  mV,  $I_{DKs} = 10^{-3}$  mA ir įtampa  $U_{KB} = 0,1$  V, tranzistoriaus diferencialinė varža  $r_{KBb} = 2,5 \cdot 10^6 \Omega = 2,5$  M $\Omega$ . Taigi matome, kad esant kolektoriaus įtampai  $U_{KB} > 0$ , bendros bazės schemoje normaliai įjungto tranzistoriaus išėjimo varža  $r_{KBb} \gg r_{EBb}$  ir, didėjant  $U_{KB} > 0$ , sparčiai artėja prie  $\infty$ . Todėl gauti rezultatai parodo, jog bendros bazės jungimo schemoje tranzistoriaus išėjimo varža  $r_{KBb}$  kintamajai srovei yra labai didelė- viršija kelias dešimtys ir daugiau megaomų. Kita vertus, kai įtampa  $U_{KB} < 0$  (1.56 pav. b), varža  $r_{KBb} \Rightarrow 0$ , nes tranzistorius yra įsotintas ir jo emiterio bei kolektoriaus p-n sandūros yra atidarytos- įjungtos tiesiogine kryptimi.

Nagrinėjant bendros bazės schemoje tranzistoriaus išėjimo grandinę kaip maitinimo pastoviosios įtampos šaltinio  $U_{KB}$  apkrovą, yra įvedama tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{KBb}$  pastoviai srovei:

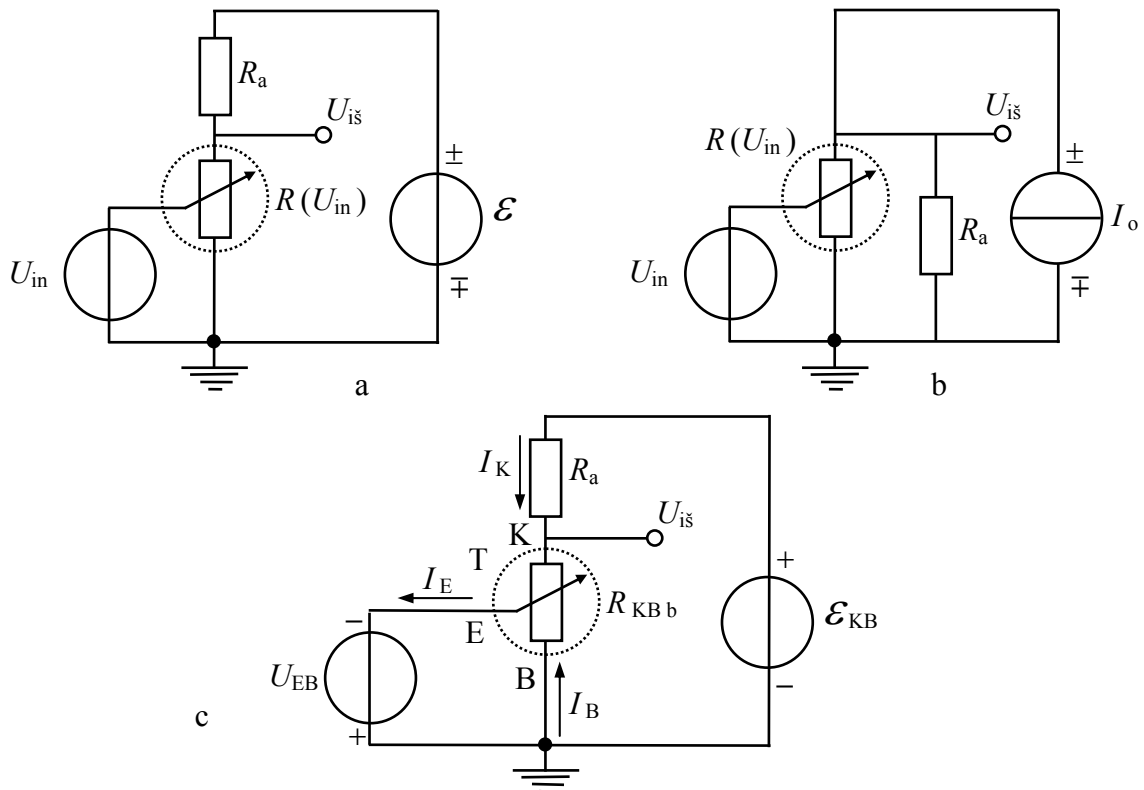
$$R_{KBb} = |U_{KB}| / I_K, \quad (1.129)$$

ir iš čia bei (1.120) gauname:

$$R_{KBb} = |U_{KB}| \exp(U_{EB} / \varphi_T) / I_{DKs}. \quad (1.130)$$

Iš gautos išraiškos (1.130) seka: esant fiksuotai įtampai  $U_{KB} = \text{const} > 0$ , tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{KBb}$  yra funkcija nuo įėjimo įtampos  $U_{EB}$  ir kinta nuo labai didelės vertės-  $R_{KBb} = |U_{KB}| / I_{DKs} = 100$  k $\Omega \div 1$  M $\Omega$  ir daugiau, kai  $U_{EB} = 0$ , iki labai mažų verčių-  $R_{KBb} = 10 \div 10^{-3} \Omega$ , kai  $U_{EB} < 0$ . Iš čia seka, jog iš esmės tranzistorius yra įėjimo įtampa  $U_{EB}$

arba  $U_{EB} \sim$  valdomas rezistorius-  $R_{KBb}$  ( $U_{EB}, U_{EB} \sim$ ). Todėl tranzistoriaus aktyviają veiką galima nagrinėti elektroninėse grandinėse jį pakeitus elektriškai valdomu kintamosios varžos rezistoriumi (potenciometru)  $R(U_{in})$ . Čia pastebėsime, jog kintamosios varžos  $R(U_{in})$  jungimo grandinių yra du galimi variantai: 1) kai išėjimo grandinė yra sudaryta su pastoviosios maitinimo įtampos šaltinių  $\mathcal{E}$ , kas atitinka valdomą rezistorinį įtampos daliklį (1.57 pav. a); 2) kai išėjimo grandinė yra sudaryta su pastoviosios maitinimo srovės šaltinių  $I_o$ , kas atitinka valdomą rezistorinį srovės perskirstymo (perjungimo) daliklį (1.57 pav. b).



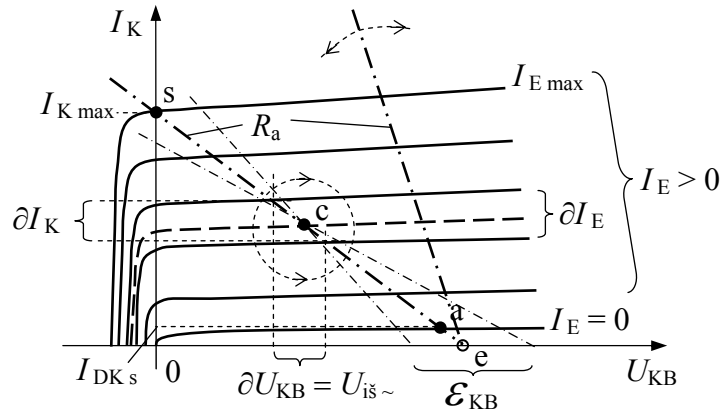
1.57 pav. Elektriškai valdomos varžos  $R(U_{in})$  du jungimo būdai (a, b) ir bendros bazės grandinė su n-p-n tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{KBb}$  (c)

Išnagrinėsime 1.57 pav. c parodytos bendros bazės grandinės su n-p-n tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{KBb}(U_{EB}, U_{EB} \sim)$  veiką. Tuo tikslu pasinaudosime išėjimo VACH (1.56 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (1.58 pav.).

Taikant Omo dėsnį visai išėjimo grandinei (1.57 pav.), apkrovos  $R_a$  tiesė (brūkšniuota-taškinė linija 1.58 pav.) BB schemoje yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_K = I_{K \max} - |U_{KB}|/R_a, \quad (1.131)$$

kur:  $I_{K \max} = |\mathcal{E}_{KB}|/R_a$ - didžiausia kolektoriaus srovė aktyviosios veikos srityje, kai  $U_{KB} \geq 0$ , ir iš čia išraišką (1.131) galima užrašyti taip:



1.58 pav. Bendros bazės grandinės (1.57 pav.) su n-p-n tranzistoriaus T išėjimo VACH (1.56 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė

$$I_K = (|\mathcal{E}_{KB}| - |U_{KB}|)/R_a. \quad (1.132)$$

Išėjimo pastoviajai įtampai  $U_{i_s}$  tranzistoriaus T kolektoriaus išvade K (1.57 pav.) paskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsniumi visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma-  $\mathcal{E}_{KB} = U_{R_K} + U_{i_s}$  :

$$\begin{aligned} U_{i_s} &= \mathcal{E}_{KB} - U_{R_K} = \mathcal{E}_{KB} - (I_K R_a) = \mathcal{E}_{KB} - [\mathcal{E}_{KB} R_a / (R_a + R_{KBb})] = \\ &= U_{i_s} = \mathcal{E}_{KB} R_{KBb} / (R_a + R_{KBb}), \end{aligned} \quad (1.133)$$

ir iš čia bei (1.130), padarę pakeitimą  $U_{KB} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB}$ , randame:

$$|U_{i_s}| = \mathcal{E}_{KB}^2 / [I_{DKs} R_a / \exp(U_{EB} / \varphi_T) + |\mathcal{E}_{KB}|]. \quad (1.134)$$

Iš (1.133) ir (1.134) seka, jog BB schemoje tranzistorius T su apkrovos rezistoriumi  $R_a$  iš esmės yra įėjimo įtampa  $U_{in} = U_{EB}$  valdomas rezistorinis ( varžinis ) įtampos daliklis, dalinantis maitinimo įtampą  $\mathcal{E}_{KB}$ . Taigi, iš (1.134) matome: kai  $U_{EB} = 0$ , išėjimo įtampa  $U_{i_s} \cong \mathcal{E}_{KB}$ , nes  $I_{DKs} \cdot R_a \ll \mathcal{E}_{KB}$ . Šiuo atveju tranzistorius T yra uždarytas ir jo veikos taškas randasi išėjimo VACH kreivės  $I_E = 0$  ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taške "a" - *atkirtos taške* (1.58 pav.). Kai įėjimo įtampa  $U_{EB} < 0$  ir savo moduliui didėja, emiterio srovė  $I_E > 0$  ir taip pat didėja. Todėl tranzistoriaus T veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiesė aukštyn, o išėjimo įtampa  $U_{i_s}$  mažėja ir artėja prie nulio (1.134). Taigi, išėjimo įtampos  $U_{i_s}$  pokytis  $\Delta U_{i_s} < 0$  ir savo ženklu sutampa su įėjimo įtampos  $U_{EB}$  pokyčiu  $\Delta U_{EB} < 0$ . Iš čia seka, kad bendros bazės schemoje išėjimo įtampos  $U_{i_s}$  pokyčio  $\Delta U_{i_s}$  fazė  $\varphi_{i_s}$  sutampa su įėjimo įtampos  $U_{in}$  pokyčio  $\Delta U_{in} = \Delta U_{EB}$  faze  $\varphi_{in} \equiv \varphi_{i_s}$ . Kai  $I_E = I_{E \max}$ , tranzistoriaus T veikos taškas randasi

taške “s” - *soties taške* (1.58 pav.) ir  $U_{is} = 0$ . Toliau didėjant srovei  $I_E > I_{E \max}$ , tranzistoriaus veikos taškas patenka į soties sritį ( $U_{KB} \leq 0$ ) ir tranzistorius įsisotina, t. y. jo kolektoriaus p-n sandūra taip pat atsidaro ir  $U_{is} < 0$ .

Įėjimo įtampa  $U_{EB}$  yra atidarytos emiterio-bazės p-n sandūros įtampa, ir įvairioms puslaidininkinėms medžiagoms  $U_{EB} \leq 1$  V (1.19 pav.). Taigi akivaizdu, jog tranzistorius bendros bazės schemoje stiprina pastoviąją įtampa, nes kolektoriaus grandinės maitinimo šaltinio įtampa  $\mathcal{E}_{KB}$  siekia dešimtis ir šimtus voltų. Šiai tranzistoriaus savybei bendros bazės grandinėje nusakyti yra įvedamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{Ub}$ :

$$K_{Ub} = U_{is}/U_{in} \approx \mathcal{E}_{KB}/1 \text{ V}, \quad (1.135)$$

kur:  $U_{in} = U_{EB}$  - pastovioji įėjimo įtampa.

Iš (1.133) ir (1.134) seka: kai  $U_{in} = U_{EB} = \text{const}$ , bendros bazės schemoje pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{Ub}$  didėja, didėjant maitinimo šaltinio įtampai  $\mathcal{E}_{KB}$  ir mažėjant apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžai. Koeficiento  $K_{Ub}$  priklausomybė nuo varžos  $R_a$  akivaizdžiai seka iš rezistorinio įtampos daliklio veikos, nes mažėjant varžai  $R_a$ , mažėja dalinimo koeficientas ir  $U_{is} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB}$ .

Akivaizdu, kad tranzistorius T bendros bazės schemoje stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą  $U_{in \sim}$ . Todėl šiai tranzistoriaus savybei bendros bazės grandinėje nusakyti yra įvedamas diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{ub}$ :

$$K_{ub} = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{is \sim} / U_{in \sim}, \quad \text{kai } I_E = \text{const}, \quad (1.136)$$

kur:  $U_{is \sim}$  - kintamoji įtampa išėjime „ $U_{is}$ “ (1.57 pav.), o sąlyga  $I_E = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos taško vietą jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške “c” (1.58 pav.).

Iš (1.136) ir (1.134), žinodami, jog  $U_{EB \sim} = U_{in \sim}$ , randame:

$$K_{ub} = R_a \mathcal{E}_{KB}^2 I_{DKs} / \{ \varphi_T [ I_{DKs} R_a / \exp(U_{EB} / \varphi_T) + |\mathcal{E}_{KB}| ]^2 \cdot \exp(U_{EB} / \varphi_T) \},$$

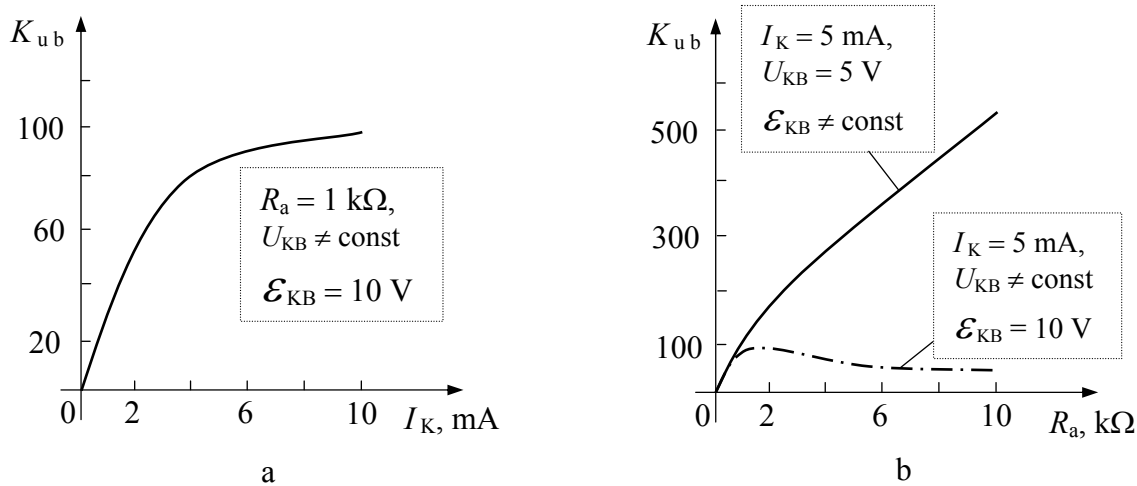
iš kur, pasinaudoję (1.120) bei (1.123), gauname:

$$K_{ub} = \mathcal{E}_{KB}^2 I_K R_a / [ \varphi_T ( I_K R_a + |\mathcal{E}_{KB}| )^2 ] = |S_b| R_a \mathcal{E}_{KB}^2 / ( I_K R_a + |\mathcal{E}_{KB}| )^2, \quad (1.137)$$

kur:  $I_K$  - pastovioji kolektoriaus srovė tranzistoriaus veikos taške, pvz. taške “c” (1.58 pav.).

Iš 1.58 pav. matome: kai įtampą  $\mathcal{E}_{KB}$  ir varžą  $R_a$  yra didinamos taip, jog būtų išlaikomos sąlygos:  $U_{in \sim} = \text{const}$ , o tuo pačiu ir  $I_{E \sim} = \text{const}$ , esant  $I_K = \text{const}$ , apkrovos tiesė

$R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką “c” ir to pasėkoje didėja  $\partial U_{i\bar{s}} = U_{i\bar{s}} \sim$ , o tuo pačiu ir  $K_{u\ b}$ . Esant toms pačioms sąlygoms, mažinant  $\mathcal{E}_{KB}$  ir  $R_a$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką “c” ir to pasėkoje mažėja  $U_{i\bar{s}} \sim$ , o tuo pačiu ir  $K_{u\ b}$ . Akivaizdu, kad pastovioji srovė  $I_K$  išraiškoje (1.137) turi tenkinti sąlygą:  $0 \leq I_K \leq I_{K\ max}$ . Pvz., esant šioms vertėms:  $\varphi_T = 25,5\ mV$ ,  $\mathcal{E}_{KB} = 10\ V$  ir  $R_a = 1\ k\Omega$ , gauname vertę  $I_{K\ max} = 10\ mA$ . Taigi, į išraišką (1.137) įstatome vertę  $I_K = 5\ mA$  ir randame, jog koeficientas  $K_{u\ b} = 87,1$ . Esant šioms sąlygoms, 1.59 pav. a yra parodyta iš (1.137) paskaičiuota  $K_{u\ b}$  priklausomybė nuo pastoviosios srovės  $I_K$ , o 1.59 pav. b- nuo varžos  $R_a$ , kai  $\mathcal{E}_{KB}$  vertei yra tenkinama ši sąlyga:  $\mathcal{E}_{KB} = I_K \cdot R_a + U_{KB}$ , t. y.  $\mathcal{E}_{KB}$  vertė yra perskaičiuojama taip, kad apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką “c” (1.58 pav.), kuriame  $I_K = 5\ mA$  ir  $U_{KB} = 5\ V$  (1.59 pav. b- ištisinė kreivė) ir priklausomybė  $K_{u\ b}(R_a)$ , kai  $\mathcal{E}_{KB} = 10\ V$  ir  $I_K = 5\ mA$  (1.59 pav. b- brūkšniuota-taškinė kreivė), kas atitinka apkrovos tiesės  $R_a$  sukimąsi prieš laikrodžio rodyklę apie įtampos  $\mathcal{E}_{KB}$  vertės tašką “e” (1.58 pav.). Čia stebimas  $K_{u\ b}(R_a)$  mažėjimas yra sąlygotas tranzistoriaus išsotrinimo, nes  $U_{KB} \leq 0$  (1.58 pav.), ir ši tranzistoriaus veikos sritis nėra taikoma tiesinėse elektroninėse sistemose.



1.59 pav. Iš (1.137) paskaičiuota  $K_{u\ b}$  priklausomybė nuo pastoviosios srovės  $I_K$  (a) ir nuo  $R_a$  (b), kai tranzistorius yra įjungtas bendros bazės schemeje (1.57 pav.)

Taigi parodėme, jog tranzistorius bendros bazės (BB) schemeje (1.57 pav.) stiprina įtampą ( $K_{U\ b, u\ b} \gg 1$ ) ir nestiprina srovės ( $\alpha_o \leq 1$ ). Šioje jungimo grandinėje tranzistoriaus įėjimo varža  $R_{EB\ b}$  nuolatinei ir  $r_{EB\ b}$  kintamajai srovėms yra maža, o išėjimo diferencialinė varža  $r_{KB\ b}$  - labai didelė. Tuo tarpu išėjimo varža  $R_{KB\ b}$  nuolatinei srovei yra funkcija nuo emiterio įtampos  $U_{EB}$  (1.130) ir kinta nuo labai mažų verčių-  $0,1 \div 1\ \Omega$ , iki labai didelių

verčių-  $10 \div 100 \text{ M}\Omega$ , t. y. tranzistorius elgiasi kaip pastoviaja įėjimo įtampa  $U_{in =}$  arba kintamąja įėjimo įtampa  $U_{in \sim}$  elektriškai valdomas kintamasis rezistorius-  $R_{KB b}(U_{in =}, U_{in \sim})$ .

Kadangi tranzistorius bendros bazės (BB) schemoje stiprina įtampą ir nestiprina srovės, surasime galios stiprinimo koeficientus:  $K_{p b}$  - nuolatinei srovei ir  $K_{p b}$  - kintamajai srovei:

$$K_{p b} = P_{i\dot{s}}/P_{in}, \quad K_{p b} = P_{i\dot{s} \sim}/P_{in \sim}, \quad (1.138)$$

kur:  $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$ ,  $P_{i\dot{s}} = I_{i\dot{s}} \cdot |U_{i\dot{s}}|$ ,  $P_{in \sim} = I_{in \sim} \cdot U_{in \sim}$ ,  $P_{i\dot{s} \sim} = I_{i\dot{s} \sim} \cdot U_{i\dot{s} \sim}$ .

Kadangi  $I_{i\dot{s}} = I_K$  ir  $I_{in} = I_E$ , tai, pasinaudoję (1.109) ir (1.135), randame:

$$K_{p b} = \alpha_o \cdot K_{U b}, \quad (1.139)$$

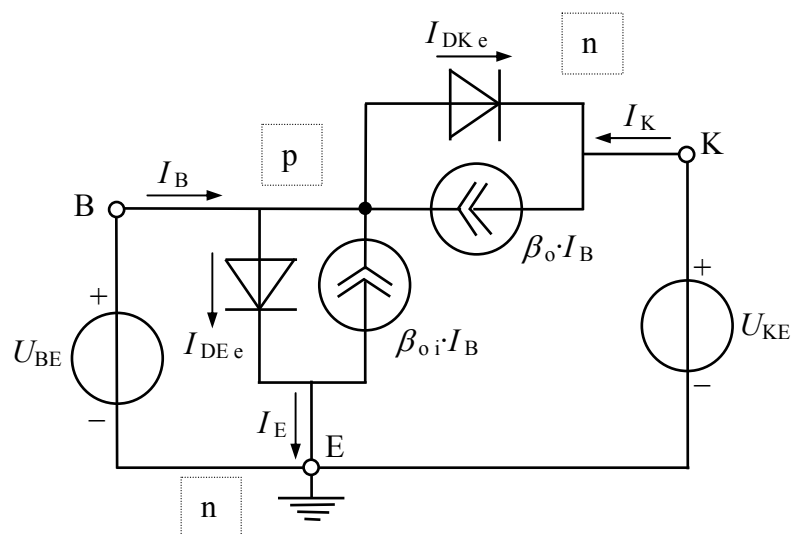
iš kur seka, jog koeficientas  $K_{p b}$  yra truputi mažesnis už  $K_{U b}$ , nes  $\alpha_o \leq 1$ , tačiau išlieka daug daugiau už 1 ( $K_{p b} \gg 1$ ).

Analogiškai, iš (1.126) ir (1.136), gauname:

$$K_{p b} = \alpha K_{u b}, \quad (1.140)$$

iš kur taip pat seka, jog  $K_{p b}$  yra truputi mažesnis už  $K_{u b}$ , nes  $\alpha \leq 1$ , tačiau vis tiek  $K_{p b} \gg 1$ .

**Bendro emiterio schemoje** (BE) (1.53 pav. b) įėjimo srovė yra bazės srovė  $I_B$ , o išėjimo- kolektoriaus srovė  $I_K$ . Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu (1.52 pav.), yra modeliuojama Eberso-Molo ekvivalentine schema, parodyta 1.60 pav., kur įvestas naujas parametras  $\beta_{oi} = \alpha_{oi} / (1 - \alpha_{oi})$ - tranzistoriaus bazės pastoviosios srovės perdavimo koeficientas inversinio jungimo atveju, kai kolektorius ir emiteris sukeisti vietomis, t. y. šiuo atveju kolektoriaus p-n sandūra įjungta tiesiogine, o emiterio p-n sandūra- atgaline kryptimis ir valdomi srovės šaltiniai išreikšti per bazės srovę  $I_B$ .



1.60 pav. Dvipolio n-p-n tranzistoriaus Eberso-Molo ekvivalentine schema bendro emiterio (BE) jungimo schemoje

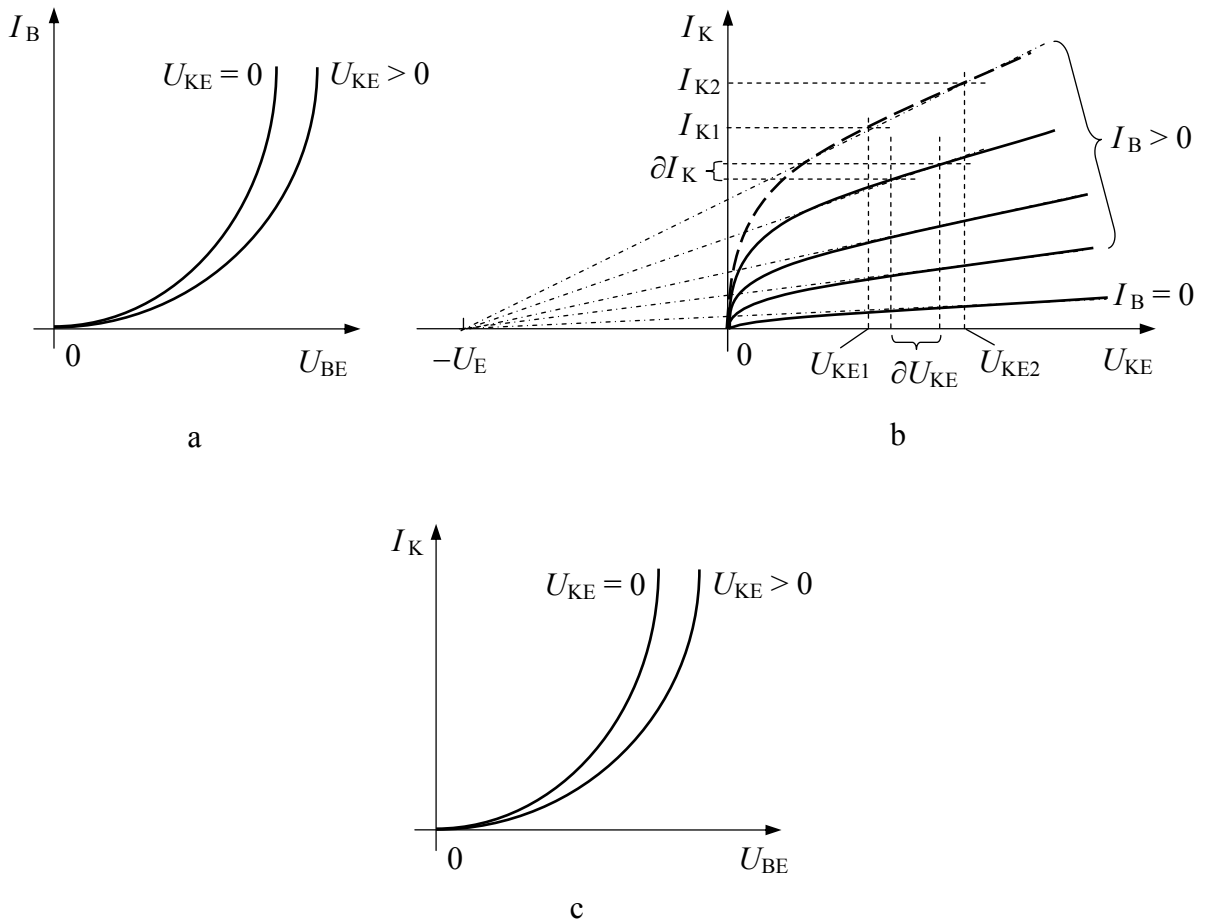
Tranzistoriaus T veikai nusakyti bendro emiterio grandinėje (1.53 pav. b) yra naudojamos:

įėjimo VACH-  $I_B(U_{BE})$ , esant užduotai  $U_{KE} = \text{const}$ ;

išėjimo VACH-  $I_K(U_{KE})$ , esant užduotai  $I_B = \text{const}$ ;

perdavimo charakteristika-  $I_K(U_{BE})$ , esant užduotai  $U_{KE} = \text{const}$ .

1.61 pav. yra parodytos iš (1.117) ir (1.118) paskaičiuotos tranzistoriaus įėjimo VACH (a), išėjimo VACH (b) ir perdavimo charakteristika (c) BE jungimo schemoje.



1.61 pav. Bendro emiterio grandinės (1.60 pav.) su n-p-n tranzistoriaus T įėjimo VACH (a), išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiese (b) ir perdavimo charakteristika (c)

Iš įėjimo VACH (1.61 pav. a) ir perdavimo charakteristikos (1.61 pav. c) matome, jog jos turi eksponentinės funkcijos pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos dideliu tikslumu aprašomos panašia aproksimacija:

$$\left. \begin{aligned} I_B &= I_{B_s}(T, U_{KE}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \\ I_K &= I_{K_{es}}(T, U_{KE}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \end{aligned} \right\} \quad (1.141)$$

kur priimta  $m = 1$ , o atgalinės srovės  $I_{B_s}$  ir  $I_{K_{es}}$  yra funkcijos nuo  $U_{KE}$  ir  $T$ .



Bazės atgalinė srovė  $I_{B_s}$  bendro emiterio schemoje yra matuojama esant trumpajam jungimui tarp kolektoriaus ir emiterio ( $U_{KE} = 0$ ). Todėl išraiškoje (1.141) atgalinė bazės srovė  $I_{B_s}$  per emiterio p-n sandūrą nėra ta pati, kaip bendros bazės schemoje (1.55 pav.):  $I_{B_s} \neq I_{DE_s}$  (1.119). Akivaizdu, kad dalis atgalinės srovės  $I_{DE_s}$  per emiterio p-n sandūrą teka į kolektorių-  $I_{DK_s}$ , ir todėl, pasinaudojus (1.108) ÷ (1.110), galima užrašyti:

$$I_{B_s} = I_{DE_s} - I_{DK_s} = I_{DE_s} - \alpha_o I_{DE_s} = (1 - \alpha_o) I_{DE_s} \approx I_{DE_s} / \beta_o. \quad (1.142)$$

Atgalinė srovė  $I_{K_{e_s}}$  (1.141) tarp kolektoriaus ir emiterio BE schemoje, kai bazės srovė  $I_B = 0$ , taip pat skiriasi nuo  $I_{DK_s}$  (1.120), nes srovė  $I_{K_{e_s}}$  teka per du nuosekliai sujungtus diodus (1.60 pav.). Iš (1.108) ir (1.109) randame:

$$I_B = I_E - I_K = I_E - (I_{DK_s} + \alpha_o I_E) = I_E (1 - \alpha_o) - I_{DK_s},$$

ir iš čia, kai  $I_B = 0$ , gauname:

$$I_E = I_{DK_s} / (1 - \alpha_o),$$

ir, pasinaudoję akivaizdžia tapatybe  $I_E = I_{K_{e_s}}$ , randame galutinę išraišką:

$$I_{K_{e_s}} = I_{DK_s} / (1 - \alpha_o) \approx \beta_o I_{DK_s}. \quad (1.143)$$

Bendro emiterio schemoje iš perdavimo charakteristikos  $I_K(U_{BE})$  kintamojo signalo atveju kolektoriaus kintamosios srovės  $I_{K_{\sim}}$  priklausomybė nuo kintamosios įtampos  $U_{BE_{\sim}}$  yra nusakoma diferencialiniu statumu  $S_e$ :

$$S_e = [I_K(U_{BE})]'_{U_{BE}} = I_{K_{\sim}} / U_{BE_{\sim}}, \quad \text{kai } U_{KE} = \text{const.} \quad (1.144)$$

Iš (1.141) ir (1.144) randame:

$$S_e = I_{K_{e_s}}(T, U_{KE}) \cdot [\exp(U_{BE} / \varphi_T)] / \varphi_T, \quad (1.145)$$

kur įstatę išraišką (1.141), gauname:

$$S_e = I_K / \varphi_T, \quad (1.146)$$

iš kur seka svarbi išvada:  $S_e = S_b = S$  (1.123)- tranzistoriaus statumas  $S$  nepriklauso nuo jo jungimo schemos ir yra funkcija tik nuo pastoviosios kolektoriaus srovės  $I_K$  ir temperatūros  $T$ , nes  $\varphi_T = k \cdot T / q$ .

Bendro emiterio (BE) grandinėje (1.53 pav. b), analogiškai BB schemai, aprašant tranzistoriaus įėjimo grandinę, kaip įėjimo įtampos šaltinio  $U_{BE}$  apkrovą, yra įvedama įėjimo varža  $R_{BE_e}$  pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{BE_e}$  kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{BEe} &= |U_{BE}|/I_B, \\ r_{BEe} &= \partial U_{BE}/\partial I_B = U_{BE\sim}/I_{B\sim}, \quad \text{kai } U_{KE} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (1.147)$$

Iš (1.141) ir (1.144) ÷ (1.147) randame:

$$\left. \begin{aligned} R_{BEe} &= |U_{BE}|/[I_{Bs} \exp(U_{BE}/\varphi_T)], \\ r_{BEe} &= (U_{BE\sim}/I_{K\sim}) (I_{K\sim}/I_{B\sim}) = \beta/S_e = \beta \varphi_T/I_K, \end{aligned} \right\} \quad (1.148)$$

kur:  $\beta$  - diferencialinis kintamosios bazės srovės  $I_{B\sim}$  perdavimo koeficientas bendro emiterio schemoje:

$$\beta = \partial I_K/\partial I_B = I_{K\sim}/I_{B\sim}, \quad \text{kai } U_{KE} = \text{const.} \quad (1.149)$$

Iš (1.148) randame:  $r_{BEe} = 1,25 \text{ k}\Omega$ , kai  $\beta = 49$  ( $\alpha = 0,98$ ),  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$  ir  $I_K = 1 \text{ mA}$ ;  $R_{BEe} = 176 \text{ k}\Omega$ , kai  $I_{Bs} = 10^{-6} \text{ mA}$ ,  $I_{K_{es}} = 10^{-3} \text{ mA}$  (1.143) ir  $U_{BE} = 176 \text{ mV}$ , kuriai esant srovė  $I_K = 1 \text{ mA}$ . Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais bendros bazės schemoje (1.125), matome, jog bendro emiterio schemoje tranzistoriaus įėjimo varžos yra daug didesnės:  $r_{BEe} = \beta r_{EBb}$ , o  $R_{BEe} = R_{EBb} I_{DEs}/I_{Bs}$ , nes  $I_{DEs} \gg I_{Bs}$  (1.142).

Aprašant bendro emiterio schemoje tranzistoriaus išėjimo grandinę, kaip kintamosios įtampos šaltinio  $U_{KE\sim}$  apkrovą, yra įvedama diferencialinė išėjimo varža  $r_{KEe}$ :

$$r_{KEe} = \partial U_{KE}/\partial I_K = U_{KE\sim}/I_{K\sim}, \quad \text{kai } I_B = \text{const.} \quad (1.150)$$

Iš (1.117) ir (1.150) randame:

$$\begin{aligned} \partial I_K/\partial U &= a_{21} [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{22} [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T, \\ \partial I_B/\partial U &= a_{31} [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{32} [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T \equiv 0, \end{aligned}$$

ir iš čia bei (1.118) gauname:

$$\partial I_K/\partial U_{KE} = -I_{DKs} (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/[\varphi_T (1 - \alpha_o)],$$

o šią išraišką įstatę į (1.150), bei pakeitę  $U_{BK} \Rightarrow -U_{KB}$  ir  $-I_{DKs}$  - jos moduliui, gauname:

$$r_{KEe} = \varphi_T (1 - \alpha_o) \exp(U_{KB}/\varphi_T)/[(1 - \alpha_o \alpha_{oi}) I_{DKs}]. \quad (1.151)$$

Akivaizdu, jog įtampa  $U_{KB} = U_{KE} - U_{BE}$  (1.60 pav.) ir, įstatę tai į (1.151), bei pasinaudoję išraiškomis (1.141) ir (1.143), randame:

$$r_{KEe} = \varphi_T \exp(U_{KE}/\varphi_T)/[(1 - \alpha_o \alpha_{oi}) I_K] \cong U_E/I_K, \quad (1.152)$$

kur apytikslė lygybė yra parašyta panaudojus tranzistoriaus Erlio įtampos modulio vertę (1.61 pav. b), esant sąlygai:  $U_{KB} > 0$ .

Iš (1.152) paskaičiuojame: kai  $\alpha_o = 0,98$ ,  $\alpha_{oi} = 0,5$ ,  $\varphi_T = 25,5$  mV,  $I_K = 1$  mA ir  $U_{KE} = 0,3$  V, diferencialinė varža  $r_{KEe} = 129 \cdot 10^3 \Omega = 129$  k $\Omega$ . Matome, jog bendro emiterio schemoje normaliai įjungto tranzistoriaus varža  $r_{KEe} < r_{KBb}$  (1.128). Be to  $r_{KEe}$  priklauso ir nuo  $I_K$ , t. y. diferencialinė varža  $r_{KEe}$  mažėja, didėjant pastoviajai srovei  $I_K$  (1.61 pav. b). Ši priklausomybė yra vadinama *Erlio efektu* ir yra nusakoma *Erlio įtampa*  $U_E$ . Šios įtampos vietą išėjimo VACH įtampų  $U_{KE}$  ašyje yra surandama taip, kaip yra parodyta 1.61 pav. b. Iš ten parodytų pažymėjimų, Erlio įtampą  $U_E$  galima paskaičiuoti taip:

$$|U_E| = (I_{K1} U_{KE2} - I_{K2} U_{KE1}) / (I_{K2} - I_{K1}). \quad (1.153)$$

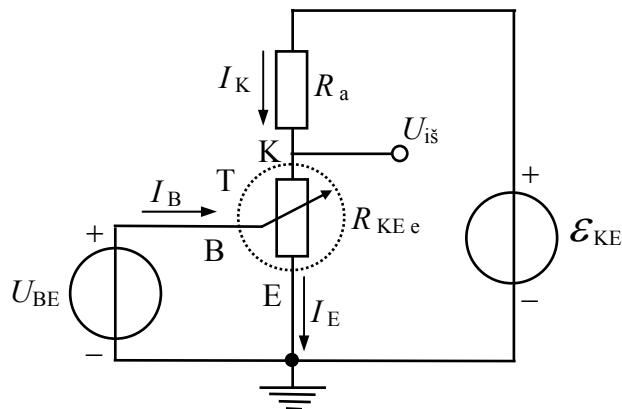
Bendro emiterio (BE) jungimo schemoje tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{KEe}$  nuolatinei srovei yra:

$$R_{KEe} = |U_{KE}| / I_K, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.154)$$

ir iš čia bei (1.154), randame:

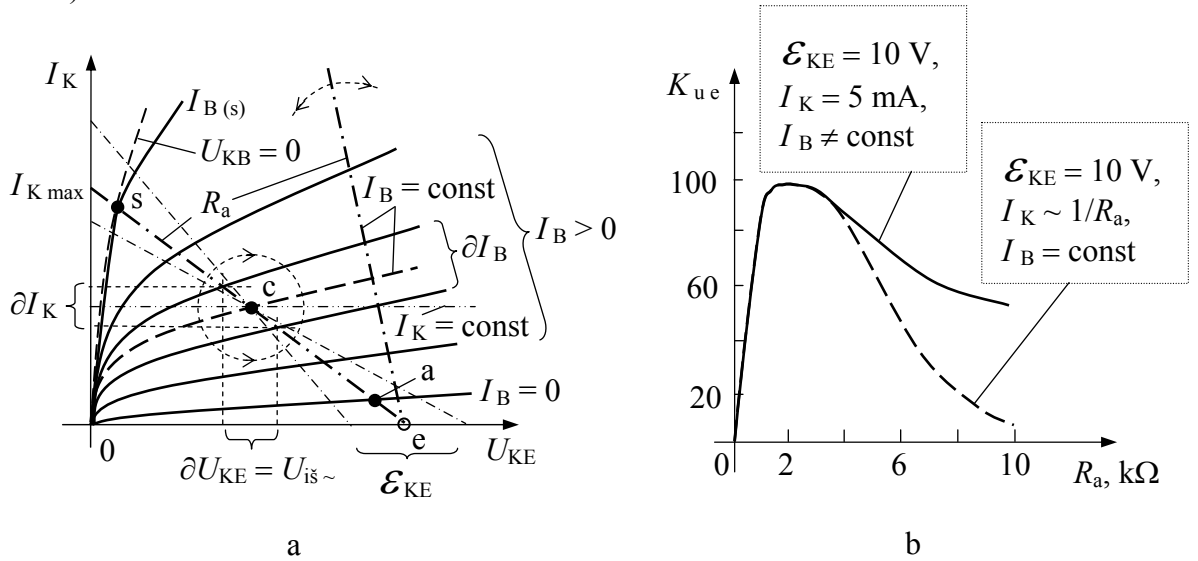
$$R_{KEe} = |U_{KE}| / [I_{K_{es}} \exp(U_{BE} / \varphi_T)]. \quad (1.155)$$

Esant fiksuotai įtampai  $U_{KE} = \text{const} > 0$ , išėjimo varža  $R_{KEe}$  yra funkcija nuo įėjimo įtampos  $U_{BE}$  ir kinta nuo santykinai didelės vertės-  $R_{KEe} = U_{KE} / I_{K_{es}} = 1 \div 100$  M $\Omega$ , kai  $U_{BE} = 0$ , iki labai mažų verčių-  $R_{KEe} = 10 \div 10^{-2}$   $\Omega$ , kai  $U_{BE} > 0$ . Iš čia seka, jog bendro emiterio jungimo schemoje iš esmės tranzistorius T taip pat yra pastoviaja įėjimo įtampa  $U_{in=}$  arba kintamąja įėjimo įtampa  $U_{in \sim}$  elektriškai valdomas rezistorius-  $R_{KEe}(U_{in=}, U_{in \sim})$  ir ši ekvivalentinė grandinė yra parodyta 1.62 pav.



1.62 pav. Bendro emiterio (BE) grandinė su n-p-n tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{KEe}$

Išnagrinėsime 1.62 pav. parodytos bendro emiterio grandinės su tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{KEe}$  ( $U_{in}$ ,  $U_{in} \sim$ ) veiką. Tuo tikslu pasinaudosime išėjimo VACH (1.61 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (brūkšninė-taškinė linija 1.63 pav. a).



1.63 pav. BE schemoje (1.62 pav.) įjungto n-p-n tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (a) bei iš (1.162) paskaičiuotos priklausomybės  $K_{ue}(R_a)$  (b)

Apkrovos  $R_a$  tiesė BE schemoje yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_K = I_{K \max} - |U_{KE}|/R_a, \quad (1.156)$$

kur:  $I_{K \max} = |E_{KE}|/R_a$ , ir iš čia (1.156) galima užrašyti taip:

$$I_K = (|E_{KE}| - |U_{KE}|)/R_a. \quad (1.157)$$

Išėjimo pastoviajai įtampai  $U_{i\tilde{s}}$  tranzistoriaus T kolektoriaus K išvade (1.62 pav.) paskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsnio visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų

suma-  $E_{KE} = U_{R_K} + U_{i\tilde{s}}$ :

$$\begin{aligned} U_{i\tilde{s}} &= E_{KE} - U_{R_K} = E_{KE} - (I_K R_a) = E_{KE} - [E_{KE} R_a / (R_a + R_{KEe})] = \\ &= E_{KE} R_{KEe} / (R_a + R_{KEe}), \end{aligned} \quad (1.158)$$

kur iš (1.155) įstatę  $R_{KEe}$  ir pakeitę  $U_{KE} \Rightarrow E_{KE}$ , randame:

$$|U_{i\tilde{s}}| = E_{KE}^2 / \{ [I_{Ks} R_a \exp(U_{BE}/\varphi_T)] + |E_{KE}| \}. \quad (1.159)$$

Iš (1.158) ir (1.159) seka: ir BE schemoje tranzistorius T su apkrovos rezistoriumi  $R_a$  yra iš esmės įėjimo įtampa  $U_{in} = U_{BE}$  arba  $U_{in} \sim U_{BE} \sim$  valdomas rezistorinis daliklis, dalinantis maitinimo įtampą  $\mathcal{E}_{KE}$ . Taigi, iš (1.159) matome: kai  $U_{BE} = 0$ , išėjimo įtampa  $U_{is} \cong \mathcal{E}_{KE}$ , nes įtampa  $I_{K e s} \cdot R_a \ll \mathcal{E}_{KE}$ . Šiuo atveju tranzistorius T yra uždarytas ir jo veikos taškas randasi išėjimo VACH kreivės  $I_B = 0$  ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taške “a” - atkirtos taške (1.63 pav. a). Kai įėjimo įtampa  $U_{BE} > 0$  ir didėja, bazės srovė  $I_B > 0$  taip pat didėja. Todėl tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiese aukštyn, o išėjimo įtampa  $U_{is}$  mažėja ir artėja prie nulio (1.159). Taigi, išėjimo įtampos  $U_{is}$  pokytis  $\Delta U_{is} < 0$  ir savo ženklu yra priešingas įėjimo įtampos  $U_{in}$  pokyčiui  $\Delta U_{in} = \Delta U_{BE} > 0$ . Iš čia seka, jog bendro emiterio schemoje išėjimo įtampos  $U_{is}$  pokyčio  $\Delta U_{is}$  fazė  $\varphi_{is}$  yra pasukta  $-180^\circ$  atžvilgiu įėjimo įtampos  $U_{in}$  pokyčio  $\Delta U_{in}$  fazės  $\varphi_{in}$  ( $\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = -180^\circ = -\pi$ ). Kai  $I_B = I_{B(s)}$ , tranzistoriaus T veikos taškas randasi taške “s” - soties taške (1.63 pav. a), kur išėjimo įtampa  $U_{is}$  yra ribose:  $1\text{ V} > U_{is} > 0$ . Šiame tranzistoriaus veikos taške įtampa  $U_{KB} = 0$ , kai tuo tarpu įtampa  $U_{KE} > 0$ . Ši tranzistoriaus soties sąlyga išėjimo VACH (1.63 pav. a) yra parodyta brūkšniuota kreive “ $U_{KB} = 0$ ”. Toliau didinant bazės srovę  $I_B > I_{B(s)}$ , tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiese aukštyn ir patenka už soties taško “s”, t. y. patenka į soties sritį, kurioje įtampa  $U_{KB} < 0$ , kai tuo tarpu  $U_{KE} > 0$ , t. y. išlieka teigiama. Todėl kolektoriaus-bazės p-n sandūra atsidaro, ko pasėkoje tranzistorius yra sotinamas, t. y. tranzistoriaus bazėje ir kolektoriuje kaupiasi pertekliniai šalutiniai krūvininkai, kurie yra injektuojami iš kolektoriaus į bazę ir atvirkščiai. Tačiau soties veikoje tranzistoriaus išėjimo įtampa  $U_{is} > 0$ , t. y. išlieka teigiama, bet santykinai mažų verčių:  $0,02 \div 0,1\text{ V}$ .

Normalioje veikoje bendro emiterio (BE) schemoje tranzistoriaus pastovioji įėjimo įtampa  $U_{BE}$  yra atidarytos emiterio-bazės p-n sandūros įtampa, kuri įvairioms puslaidininkinėms medžiagoms tenkina sąlygą:  $U_{BE} \leq 1\text{ V}$  (1.19 pav.). Todėl akivaizdu, jog tranzistorius BE schemoje tai pat stiprina pastoviąją įtampa, nes kolektoriaus grandinės maitinimo šaltinio įtampa  $\mathcal{E}_{KE}$  siekia dešimtis ir šimtus voltų. Šiai tranzistoriaus savybei BE schemoje nusakyti yra įvedamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{U e}$ :

$$K_{U e} = U_{is}/U_{in} \approx \mathcal{E}_{KE}/1\text{ V}, \quad (1.160)$$

kur:  $U_{in} = U_{BE}$  - pastovioji įėjimo įtampa.

Iš (1.158) ir (1.159) seka: kai  $U_{in} = \text{const}$ , BE schemoje koeficientas  $K_{U e}$  didėja, didėjant įtampai  $\mathcal{E}_{KE}$  ir mažėjant apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžai. Ši koeficiento  $K_{U e}$

priklausomybė nuo varžos  $R_a$  akivaizdžiai seka iš rezistorinio įtampos daliklio veikos, nes mažėjant varžai  $R_a$ , mažėja dalinimo koeficientas ir išėjimo pastovioji įtampa  $U_{i\tilde{}} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB}$ .

Akivaizdu, jog tranzistorius bendro emiterio schemeje stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą  $U_{in\tilde{}}$ . Todėl yra įvedamas diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{ue}$ :

$$K_{ue} = \partial U_{i\tilde{}} / \partial U_{in\tilde{}} = U_{i\tilde{}} / U_{in\tilde{}}, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.161)$$

kur:  $U_{i\tilde{}}$  - kintamoji įtampa išėjime „ $U_{i\tilde{}}$ “ (1.62 pav.), o sąlyga  $I_B = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos taško vietą jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške „c“ (1.63 pav. a).

Iš (1.161) ir (1.159), žinodami, jog  $U_{BE\tilde{}} = U_{in\tilde{}}$ , randame:

$$K_{ue} = R_a \mathcal{E}_{KE}^2 I_{K\tilde{}} \exp(U_{BE}/\varphi_T) / \{ \varphi_T [I_{K\tilde{}} R_a \exp(U_{BE}/\varphi_T) + \mathcal{E}_{KE}]^2 \},$$

iš kur, pasinaudoję išraiška (1.141) ir (1.146), gauname:

$$K_{ue} = \mathcal{E}_{KE}^2 I_K R_a / [\varphi_T (I_K R_a + \mathcal{E}_{KE})^2] = S_e R_a \mathcal{E}_{KE}^2 / (I_K R_a + \mathcal{E}_{KE})^2, \quad (1.162)$$

kur:  $I_K$  - pastovioji kolektoriaus srovė tranzistoriaus veikos taške, pvz. taške „c“ (1.63 pav. a).

Palyginę (1.162) ir (1.137), matome, jog  $K_{ue} = K_{ub}$ , nes  $S_e = |S_b|$ . Čia pastebėsime, jog išraiška (1.162) yra apytikslė, nes BE schemeje  $I_K \neq \text{const}$ , kai  $I_B = \text{const}$  (1.63 pav. a). Iš 1.63 pav. a matome: didinant  $\mathcal{E}_{KE}$  ir  $R_a$  taip, jog būtų išlaikomos sąlygos:  $U_{in\tilde{}} = \text{const}$ , o tuo pačiu ir  $\partial I_B = \text{const}$  bei  $I_K = \text{const}$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“. Dėl to didėja  $\partial U_{i\tilde{}} = U_{i\tilde{}}$ , o tuo pačiu ir  $K_{ue}$ . Akivaizdu, jog pastovioji srovė  $I_K$  išraiškoje (1.162) turi tenkinti sąlygą:  $0 \leq I_K \leq I_{K\max}$ . Pvz., esant šioms vertėms:  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$ ,  $\mathcal{E}_{KE} = 10 \text{ V}$  ir  $R_a = 1 \text{ k}\Omega$ , gauname vertę  $I_{K\max} = 10 \text{ mA}$ . Taigi, į išraišką (1.162) įstatę vertę  $I_K = 5 \text{ mA}$ , randame:  $K_{ue} = 87,1$ . Esant šioms sąlygoms, kaip ir bendros bazės (BB) schemeje, 1.59 pav., a ir b parodytos priklausomybės  $K_{ub}(I_K, R_a)$  atitinka iš (1.162) paskaičiuotą  $K_{ue}$  priklausomybę nuo  $I_K$  BE schemeje, kai maitinimo įtampa  $\mathcal{E}_{KE} = I_K R_a + U_{KE}$ , t. y.  $\mathcal{E}_{KE}$  vertė yra perskaičiuojama taip, kad apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“, kuriame kolektoriaus srovė  $I_K = 5 \text{ mA}$  ir  $U_{KE} = 5 \text{ V}$ , bei priklausomybę  $K_{ue}(R_a)$ , kai įtampa  $\mathcal{E}_{KE} = 10 \text{ V}$  ir srovė  $I_K = \text{const}$  (1.63 pav. b- ištisinė kreivė). Šiuo atveju didėjant  $R_a$ , koeficientas  $K_{ue}$  taip pat didėja ir, pasiekęs maksimumą, toliau mažėja. Ši koeficiento  $K_{ue}$  priklausomybė nuo  $R_a$  yra paaiškinama tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių  $I_B = \text{const}$  šeimoje nubrėžtos apkrovos  $R_a$  tiesės (1.63 pav. a) elgesiu, kintant varžai  $R_a$ . Tegul tranzistoriaus veikos taškas yra taške „c“.

Didėjant varžai  $R_a \geq 0$  ir esant sąlygoms:  $U_{in\sim} = U_{BE\sim} = \text{const}$  ir  $\partial I_B = \text{const}$  bei  $\mathcal{E}_{KE} = \text{const}$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie įtampos  $\mathcal{E}_{KB}$  vertės tašką “e” (1.63 pav. a). Dėl to didėja  $\partial U_{KE} = U_{is\sim}$  ir tuo pačiu didėja  $K_{ue}$  (1.63 pav. b). Kita vertus, tuo pačiu metu tranzistoriaus veikos taškas iš pozicijos “c” apkrovos tiesė  $R_a$  slenka veikos taško “s” kryptimi, nes palaikome  $I_K = \text{const}$ . Taigi, tranzistoriaus veikos taškas patenka į pradinę išėjimo VACH kreivių  $I_B = \text{const}$  sritį, kurioje atstumas tarp gretimų  $I_{B1}(U_{KE})$  ir  $I_{B2}(U_{KE})$  kreivių, esant  $\partial I_B = |I_{B1} - I_{B2}| = \text{const}$ , mažėja. Todėl toliau didėjant  $R_a$  pokytis  $\partial U_{KE}$  pradeda mažėti ir tuo pačiu mažėja  $K_{ue}$ . Kita vertus, rezistoriaus  $R_a$  varžai pasiekus pakankamai dideles vertes, tranzistoriaus veikos taškas kerta soties liniją  $U_{KB} = 0$  (1.63 pav. a brūkšniuota kreivė) ir tranzistorius įsisotina, ko pasėkoje  $K_{ue} \Rightarrow 0$ . Kai  $R_a \Rightarrow 0$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie įtampos  $\mathcal{E}_{KB}$  vertės tašką “e” ir todėl pokytis  $\partial U_{KE} = U_{is\sim}$  taip pat mažėja ir  $K_{ue} \Rightarrow 0$ . Čia pastebėsime, jog esant sąlygai  $I_B = \text{const}$ , srovė  $I_K \neq \text{const}$ , kai  $R_a$  kinta. Todėl išraiškoje (1.162) reikia įskaityti  $I_K$  kitimą, kintant varžai  $R_a$  ( $I_K \sim 1/R_a$ ) ir esant šiai sąlygai paskaičiuota priklausomybė  $K_{ue}(R_a)$  yra parodyta 1.63 pav. b- brūkšniuota kreivė. Taigi, parodėme, jog tranzistorius BE schemoje (1.53 pav. b), kaip ir BB schemoje (1.53 pav. a), stiprina įtampą ( $K_{Ue, ue} \gg 1$ ) ir, skirtingai nuo BB schemas, stiprina srovę ( $\beta_o \gg 1$ ). BE jungimo grandinėje tranzistoriaus įėjimo varža  $R_{BEe}$  nuolatinei ir  $r_{BEe}$  kintamajai srovėms yra didelė, o išėjimo diferencialinė varža  $r_{KEe}$  - taip pat didelė. Tuo tarpu išėjimo varža  $R_{KEe}$  pastoviai srovei yra funkcija nuo įėjimo įtampos  $U_{in\sim} = U_{BE\sim}$  (1.155) ir kinta nuo labai mažų verčių-  $0,01 \div 1 \Omega$ , iki labai didelių verčių-  $10 \div 100 M\Omega$ , t. y. tranzistorius elgiasi kaip įtampa valdomas kintamasis rezistorius-  $R_{KEe}(U_{in\sim}, U_{in\sim})$ .

Parodėme, jog bendro emiterio (BE) schemoje tranzistorius stiprina ir įtampą ir srovę. Todėl surasime tranzistoriaus galios stiprinimo koeficientus bendro emiterio jungimo schemoje-  $K_{Pe}$  - nuolatinei srovei ir  $K_{pe}$  - kintamajai srovei:

$$K_{Pe} = P_{is}/P_{in}, \quad K_{pe} = P_{is\sim}/P_{in\sim}, \quad (1.163)$$

kur:  $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$ ,  $P_{is} = I_{is} \cdot |U_{is}|$ ,  $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$ ,  $P_{is\sim} = I_{is\sim} \cdot U_{is\sim}$ .

Bendro emiterio schemoje  $I_{is} = I_K$  ir  $I_{in} = I_B$ , todėl iš (1.107), (1.150), (1.160) ir (1.161) randame:

$$K_{Pe} = \beta_o \cdot K_{Ue}, \quad (1.164)$$

iš kur seka:  $K_{Pe}$  yra žymiai didesnis už  $K_{pb}$  (1.139), nes  $\beta_o \gg \alpha_o$ , ir tuo pačiu yra daug daugiau už 1 ( $K_{Pe} \gg 1$ ), ir analogiškai kintamojo signalo atveju gauname:

$$K_{pe} = \beta \cdot K_{ue} \gg 1 \text{ ir } K_{pe} \gg K_{pb}. \quad (1.165)$$

**Bendro kolektoriaus schemoje** (BK) (1.53 pav. c) įėjimo srovė yra  $I_B$ , o išėjimo-  $I_E$ . Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu (1.52 pav.), yra modeliuojama tokia pačia Eberso-Molo ekvivalentine schema, kaip ir bendro emiterio grandinė, kuri yra parodyta 1.64 pav. a, tik šiuo atveju bazinė nulinė įtampa yra kolektoriuje ( $\varphi_K = 0$ ).

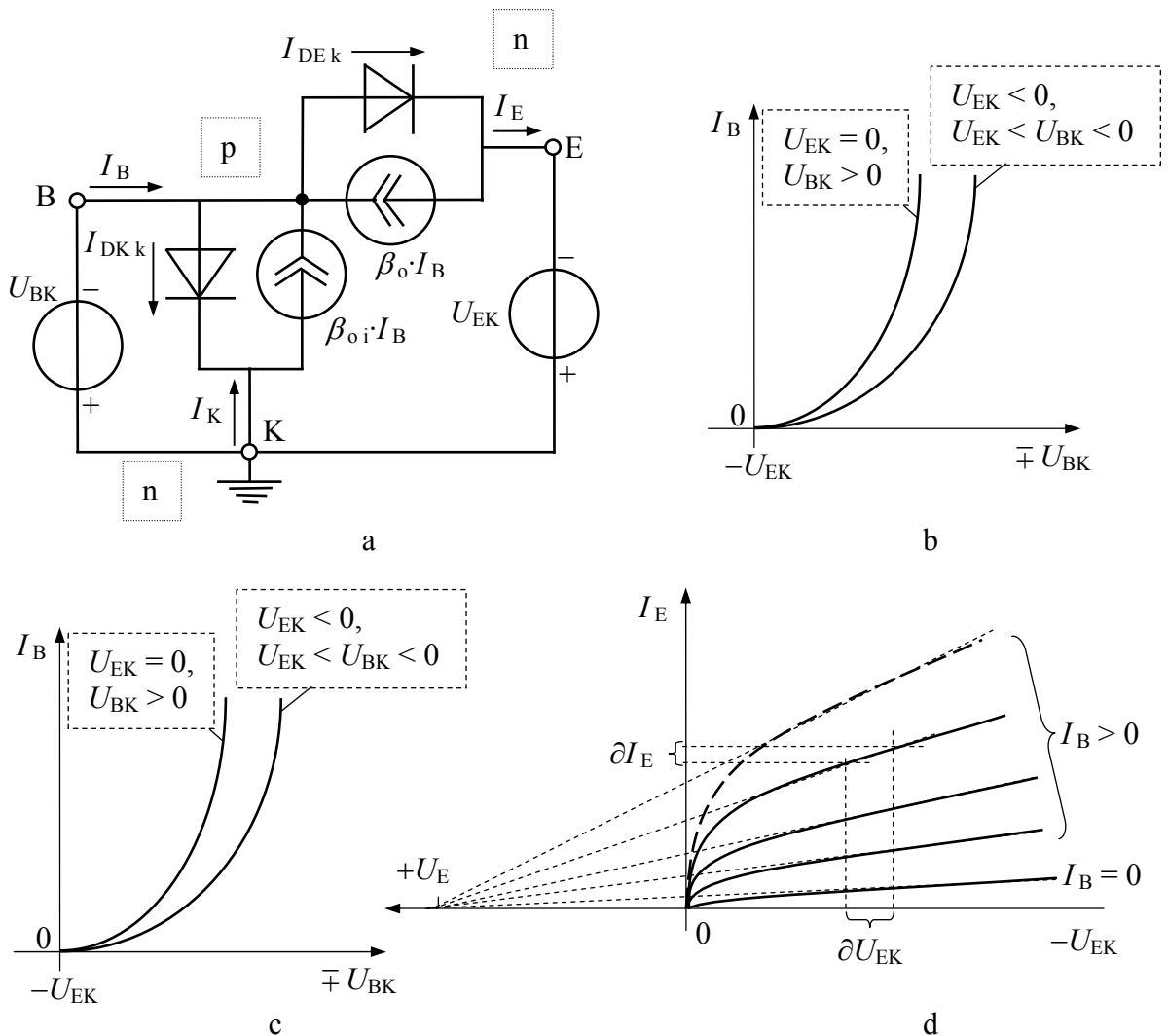
Bendro kolektoriaus grandinėje (1.53 pav. c) tranzistoriaus veikai nusakyti yra naudojamos:

įėjimo VACH-  $I_B(U_{BK})$ , esant užduotai  $U_{EK} = \text{const}$ , kai  $|U_{BK}| \leq |U_{EK}|$ ;

išėjimo VACH-  $I_E(U_{EK})$ , esant užduotai  $I_B = \text{const}$ ;

perdavimo charakteristika-  $I_E(U_{BK})$ , esant užduotai įtampai  $U_{EK} = \text{const}$ , kai  $|U_{BK}| \leq |U_{EK}|$ .

1.64 pav. yra parodytos iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos BK schemoje (1.53 pav. c) įjungto tranzistoriaus įėjimo VACH (a), išėjimo VACH (b) ir perdavimo charakteristika (c).



1.64 pav. Bendro kolektoriaus grandinės (1.60 pav.) ekvivalentinė schema (a) su n-p-n tranzistoriaus T įėjimo VACH (b), perdavimo charakteristika (c) ir išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (b)



Palyginę 1.64 pav. su 1.61 pav., matome, kad tranzistoriaus VACH bendro kolektoriaus schemoje praktiškai nesiskiria nuo jo VACH bendro emiterio grandinėje. Iš įėjimo VACH (1.64 pav. a) ir perdavimo charakteristikos (1.64 pav. c) matome: jos turi eksponentinės funkcijos pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos dideliu tikslumu yra aprašomos panašia aproksimacija:

$$I_B = I_{B_s}(T, U_{EK}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \quad \text{kur } U_{BE} = U_{BK} - U_{EK}, \quad (1.166)$$

$$I_E = I_{K_{es}}(T, U_{EK}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \quad \text{kur } U_{BE} = U_{BK} - U_{EK}, \quad (1.167)$$

kur priimta  $m = 1$  ir atgalinės sotes srovės  $I_{B_s}$  ir  $I_{K_{es}}$  yra aprašytos išraiškomis (1.142) bei (1.143), atitinkamai, o įtampos  $U_{BE}$ ,  $U_{BK}$  ir  $U_{EK}$  yra įrašomos su savo ženklu- “+” arba “-”.

Bendro kolektoriaus schemoje iš perdavimo charakteristikos  $I_E(U_{BK})$  kintamojo signalo atveju emiterio kintamosios srovės  $I_{E \sim}$  priklausomybė nuo kintamosios įtampos  $U_{BK \sim}$  yra nusakoma diferencialiniu statumu  $S_k$ :

$$S_k = [I_E(U_{BK})]'_{U_{BK}} = I_{E \sim} / U_{BK \sim}, \quad \text{kai } U_{EK} = \text{const.} \quad (1.168)$$

Iš (1.167) ir (1.168) randame:

$$S_k = I_{K_{es}}(T, U_{EK}) [\exp(U_{BE}/\varphi_T)] / \varphi_T, \quad (1.169)$$

kur įstatę išraišką (1.167), gauname:

$$S_k = I_E / \varphi_T, \quad (1.170)$$

iš kur taip pat seka:  $S_k \cong S_e = S_b = S$  (1.123), nes  $I_E \cong I_K$ , ir matome, jog tranzistoriaus statusas  $S$  nepriklauso nuo jo parametrų bei jungimo schemos, ir yra funkcija tik nuo kolektoriaus pastoviosios srovės  $I_K$  arba  $I_E$ , bei temperatūros  $T$ .

Bendro kolektoriaus schemoje nagrinėjant tranzistoriaus įėjimo grandinę, kaip įėjimo įtampos šaltinio  $U_{BK}$  apkrovą, yra įvedama įėjimo varža  $R_{B_k}$  nuolatinei srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{B_k}$  kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{B_k} &= |U_{BK} / I_B, \\ r_{B_k} &= \partial U_{BK} / \partial I_B = U_{BK \sim} / I_{B \sim}, \end{aligned} \right\} \quad \text{kai } U_{EK} = \text{const.} \quad (1.171)$$

Iš (1.166) ir (1.168) ÷ (1.171), žinodami, jog  $U_{BE \sim} = U_{BK \sim} - U_{EK \sim}$  ir  $I_B \cong I_E / \beta_o$ , bei  $I_{B \sim} \cong I_{E \sim} / \beta$ , randame:

$$\begin{aligned}
R_{Bk} &= |U_{BE} + U_{EK}|/I_B = |U_{BE}|/[I_{Bs} \exp(U_{BE}/\varphi_T)] + |U_{EK}|/I_B \cong \\
&\cong R_{Bk} \cong R_{BEe} + \beta_o |U_{EK}|/I_E, \\
r_{Bk} &= (U_{BK} \sim / I_{B \sim}) \cdot (I_{E \sim} / I_{E \sim}) \cong \beta / S_k = \beta \varphi_T / I_E.
\end{aligned}
\quad \left. \vphantom{\begin{aligned} R_{Bk} \\ \cong R_{Bk} \\ r_{Bk} \end{aligned}} \right\} (1.172)$$

Iš (1.172) randame:  $r_{Bk} = 1,25 \text{ k}\Omega$ , kai  $\beta = 49$  ( $\alpha = 0,98$ ),  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$  ir  $I_E = 1 \text{ mA}$ ;  $R_{Bk} = 176 \text{ k}\Omega + 490 \text{ k}\Omega = 666 \text{ k}\Omega$ , kai  $I_{Bs} = 10^{-6} \text{ mA}$  ir  $U_{BE} = 176 \text{ mV}$ , kuriai esant  $I_B = 20 \text{ }\mu\text{A}$ , kai  $U_{EK} = -10 \text{ V}$ . Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais bendro emiterio schemoje (1.149), matome, jog bendro kolektoriaus schemoje tranzistoriaus įėjimo diferencialinė varža yra tokia pat-  $r_{Bk} \cong r_{BEe}$ , nes  $I_E \cong I_K$  ir emiterio grandinėje nėra apkrovos rezistoriaus  $R_a$  (1.53 pav. c). Tačiau  $R_{Bk} > R_{BEe}$ .

Bendro kolektoriaus schemoje nagrinėjant tranzistoriaus išėjimo grandinę, kaip kintamosios įtampos šaltinio  $U_{EK \sim}$  apkrovą, yra įvedama diferencialinė išėjimo varža  $r_{EKk}$ :

$$r_{EKk} = \partial U_{EK} / \partial I_E = U_{EK \sim} / I_{E \sim}, \quad \text{kai } I_B = \text{const.} \quad (1.173)$$

Iš (1.117) randame:

$$\begin{aligned}
\partial I_E / \partial U &= a_{11} [\exp(U_{BE} / \varphi_T)] / \varphi_T + a_{12} [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / \varphi_T, \\
\partial I_B / \partial U &= a_{31} [\exp(U_{BE} / \varphi_T)] / \varphi_T + a_{32} [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / \varphi_T \equiv 0,
\end{aligned}$$

ir iš čia bei (1.118), žinodami, kad  $U_{EK} = U_{BK} - U_{BE}$ , gauname:

$$\partial I_E / \partial U_{EK} = -I_{Ks} (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) [\exp(U_{BK} / \varphi_T)] / [\varphi_T (1 - \alpha_o)],$$

ir šią išraišką įstatę į (1.173), bei pakeitę  $-I_{Ks}$  jos moduliui, gauname:

$$r_{EKk} = \varphi_T (1 - \alpha_o) / [\exp(U_{BK} / \varphi_T) (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) I_{Ks}]. \quad (1.174)$$

Gautoje išraiškoje (1.174) padarę pakeitimą-  $U_{BK} = U_{EK} + U_{BE}$  (1.60 pav.), bei pasinaudoję išraiškomis (1.143) ir (1.167), randame:

$$r_{EKk} = \varphi_T / [\exp(U_{EK} / \varphi_T) \cdot (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) \cdot I_E]. \quad (1.175)$$

Iš (1.175) randame: kai  $\alpha_o = 0,98$ ,  $\alpha_{oi} = 0,5$ ,  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$ ,  $I_E = 1 \text{ mA}$  ir  $U_{EK} = -0,3 \text{ V}$ , diferencialinė varža  $r_{EKk} = 129 \cdot 10^3 \text{ }\Omega = 129 \text{ k}\Omega$ , kai  $I_B = \text{const}$ , kas atitinka srovės šaltinio sąlygą bazės grandinėje. Iš čia seka: bendro kolektoriaus schemoje normaliai įjungto tranzistoriaus varža  $r_{EKk} \cong r_{KEe}$  (1.153), t. y. tokios pat vertės, kaip ir bendro emiterio jungimo schemoje, nes  $I_E \cong I_K$ . Be to varža  $r_{EKk}$ , kaip ir  $r_{KEe}$ , priklauso nuo  $I_E$  (arba  $I_K$ )- didėjant pastoviai srovei  $I_E$ , varža  $r_{EKk}$  mažėja (1.64 pav. b), kas yra susiję su Erlio efektu.

BK jungimo schemoje tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{EKk}$  pastoviai srovei yra:

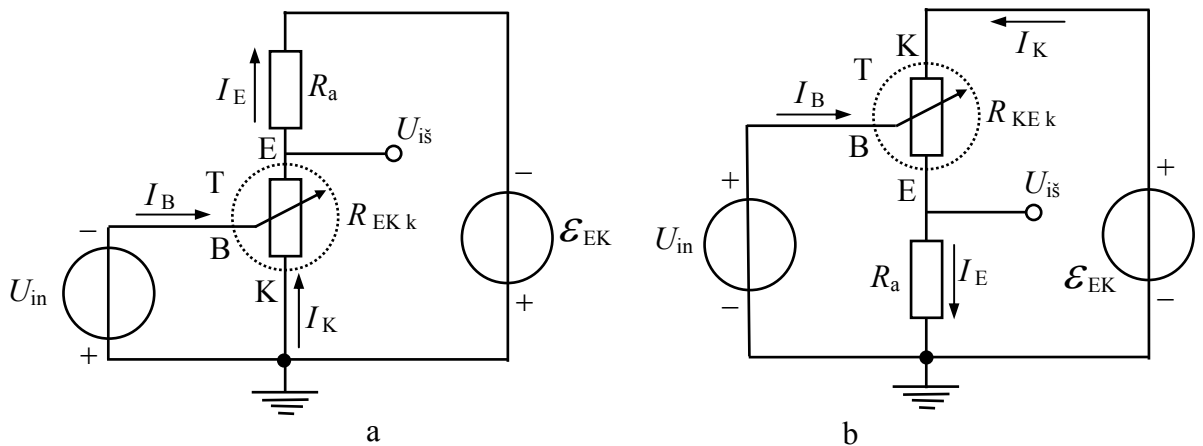
$$R_{EKk} = |U_{EK}|/I_E, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.176)$$

ir iš (1.167) bei (1.176), gauname:

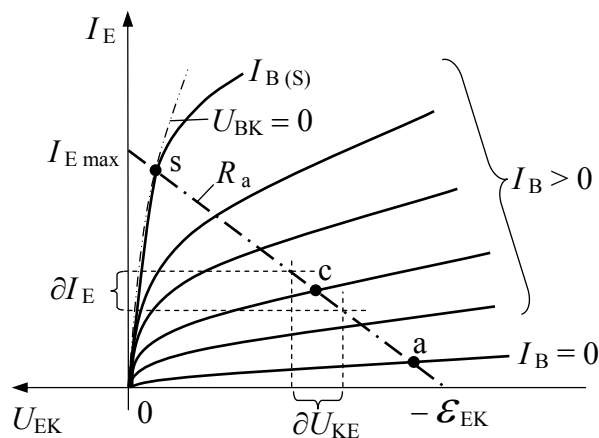
$$R_{EKk} = |U_{EK}|/[I_{K e s} \exp(U_{BE}/\varphi_T)]. \quad (1.177)$$

Palyginę (1.177) ir (1.155), matome:  $R_{EKk} = R_{KEe}$ , kai  $I_B = \text{const}$ . Taigi, esant fiksuotai  $I_B$  ir įtampai  $U_{EK} = \text{const} < 0$ , BK grandinėje tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{EKk}$  taip pat yra funkcija nuo įėjimo įtampos  $U_{in} = U_{BK}$  ir kinta nuo labai didelės vertės-  $0,1 \div 1 \text{ M}\Omega$ , kai  $U_{BK} = U_{EK}$ , kas atitinka  $U_{BE} = 0$ , iki labai mažų verčių-  $10 \div 10^{-3} \Omega$ , kai  $-U_{BK} > -U_{EK}$ , kas atitinka  $U_{BE} > 0$ . Iš čia seka, jog iš esmės tranzistorius BK jungimo schemoje taip pat yra įėjimo įtampa  $U_{in} =$  arba  $U_{in} \sim$  valdomas rezistorius-  $R_{EKk}(U_{in}, U_{in} \sim)$  (1.65 pav.).

Išnagrinėsime 1.65 pav. a parodytos BK grandinės su n-p-n tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{EKk}(U_{in}, U_{in} \sim)$  veiką. Tuo tikslu pasinaudosime išėjimo VACH (1.64 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (1.66 pav.).



1.65 pav. Bendro kolektoriaus (BK) grandinė (a) bei emiterinio kartotuvo (EK) grandinė (b) su n-p-n tranzistoriaus T elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu  $R_{EKk}$  ir  $R_{KEk}$ , atitinkamai ( $R_{EKk} = R_{KEk}$ )



1.66 pav. BK schemoje (1.65 pav.) įjungto n-p-n tranzistoriaus T išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (brūkšninė-taškinė linija)

Apkrovos  $R_a$  tiesė yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_E = I_{E \max} - |U_{EK}|/R_a, \quad (1.178)$$

kur:  $I_{E \max} = |\mathcal{E}_{EK}|/R_a$  ir (1.178) galima užrašyti taip:

$$I_E = (|\mathcal{E}_{EK}| - |U_{EK}|)/R_a. \quad (1.179)$$

Tranzistoriaus T emiterio E (1.65 pav. a) išvade išėjimo pastoviajai įtampai  $U_{i\text{š}}$  paskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsnio visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma-  $\mathcal{E}_{EK} = U_{R_{EKk}} + U_{Ra} = U_{i\text{š}} + U_{Ra}$  :

$$\begin{aligned} U_{i\text{š}} &= \mathcal{E}_{EK} - U_{Ra} = \mathcal{E}_{EK} - I_E R_a = \mathcal{E}_{EK} - \mathcal{E}_{EK} R_a / (R_a + R_{EKk}) = \\ &= U_{i\text{š}} = \mathcal{E}_{EK} R_{EKk} / (R_a + R_{EKk}), \end{aligned} \quad (1.180)$$

kur įstatę  $R_{EKk}$  iš (1.177), kai  $I_B = \text{const}$ , ir pakeitę  $U_{EK} \Rightarrow \mathcal{E}_{EK}$ , randame:

$$|U_{i\text{š}}| = \mathcal{E}_{EK}^2 / [I_{K e s} R_a \exp(U_{BE}/\varphi_T) + |\mathcal{E}_{EK}|]. \quad (1.181)$$

Iš (1.180) seka, jog bendro kolektoriaus grandinėje tranzistorius taip pat iš esmės yra įtampa  $U_{BK} = U_{in}$  valdomas rezistorinis nuolatinės maitinimo įtampos  $\mathcal{E}_{EK}$  daliklis. Iš (1.181) matome: kai  $U_{BE} = 0$ , kas atitinka  $U_{in} = U_{BK} = \mathcal{E}_{EK}$ , nes  $U_{BE} = U_{in} - \mathcal{E}_{EK} = 0$ , išėjimo įtampa  $U_{i\text{š}} \cong \mathcal{E}_{EK}$ , nes  $I_{K e s} \cdot R_a \ll |\mathcal{E}_{KE}|$  ir šiuo atveju tranzistorius T yra uždarytas. Todėl jo veikos taškas randasi išėjimo VACH kreivės  $I_B = 0$  ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taške “a” - atkirtos taške (1.66 pav.). Kai įtampa  $U_{BE} > 0$  ir didėja (tai atitinka  $|-U_{in}| < |-\mathcal{E}_{EK}|$ ), bazės srovė  $I_B > 0$  ir taip pat didėja. Todėl tranzistoriaus T veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiesė aukštyn, o išėjimo įtampos modulis  $|U_{i\text{š}}|$  tuo metu mažėja ir artėja prie 0 (1.181). Taigi, išėjimo įtampos  $U_{i\text{š}}$  pokytis  $\Delta U_{i\text{š}} > 0$  savo ženklų sutampa su įėjimo įtampos  $U_{in}$  pokyčio  $\Delta U_{in} > 0$  ženklų. Todėl BK grandinė nekeičia išėjimo įtampos  $U_{i\text{š}}$  pokyčio  $\Delta U_{i\text{š}}$  fazės  $\varphi_{i\text{š}}$  atžvilgiu įėjimo įtampos  $U_{in}$  pokyčio  $\Delta U_{in}$  fazės  $\varphi_{in}$  ( $\Delta\varphi = \varphi_{i\text{š}} - \varphi_{in} = 0$ ). Kai  $I_B = I_{B(s)}$ , tranzistoriaus veikos taškas randasi taške “s” - soties taške (1.66 pav.) ir išėjimo įtampa  $U_{i\text{š}} \leq 0$ , nes  $\exp(U_{BE}/\varphi_T) \Rightarrow \infty$  (1.181). Šiame veikos taške įtampa  $U_{BK} = 0$ , nes įtampos  $U_{BE} > 0$  didėjimas yra gaunamas mažinant įėjimo įtampos modulį  $|U_{in}| = |U_{BK}| = 0$ . Ši tranzistoriaus T soties sąlyga išėjimo VACH taip pat yra parodyta brūkšniuota-taškine kreive- “ $U_{BK} = 0$ ” (1.66 pav.). Toliau didinant bazės srovę  $I_B > I_{B(s)}$ , tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiesė aukštyn ir patenka už soties taško “s”, kur įtampa  $U_{BK} < 0$  ir

kolektoriaus-bazės p-n sandūra atsidaro. Todėl tranzistorius yra sotinamas- jame kaupiasi pertekliniai šalutiniai krūvininkai. Tačiau tranzistoriui esant soties veikoje, BK schemoje, kaip ir BE grandinėje, išėjimo įtampa  $U_{i\text{š}}$  išlieka nelygi nuliui-  $U_{i\text{š}} \leq 0$  (BE grandinėje-  $U_{i\text{š}} \geq 0$  (1.63 pav. a)).

BK schemoje emiterio grandinėje įjungus apkrovą  $R_a$  (1.65 pav. a), emiterio-bazės p-n sandūros įtampą  $U_{BE}$  su įėjimo įtampa  $U_{in}$  ir išėjimo įtampa  $U_{i\text{š}}$  sieja akivaizdus sąryšis:

$$U_{BE} = U_{in} - U_{i\text{š}}, \quad (1.182)$$

kur įtampos  $U_{in}$  ir  $U_{i\text{š}}$  yra įrašomos su savo ženklu, šio atveju su ženklu „-“.

Nagrinėjamu atveju, aprašant BK schemoje tranzistoriaus T įėjimo grandinę, kaip įtampos šaltinio  $U_{in}$  apkrovą, esant apkrovai  $R_a$  išėjime, yra įvedama įėjimo varža  $R_{Bk}^*$  pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{Bk}^*$  kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{Bk}^* &= |U_{in} / I_B, \\ r_{Bk}^* &= \partial U_{in} / \partial I_B = U_{in} / I_B, \quad \text{kai } U_{EK} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (1.183)$$

Pasinaudoję išraiškomis (1.149), (1.167) ir (1.181), iš (1.182) ir (1.183) randame:

$$\begin{aligned} R_{Bk}^* &= R_{BEe} + \mathcal{E}_{EK}^2 / [I_{Ks} R_a \exp(U_{BE} / \varphi_T) + |\mathcal{E}_{EK}|] I_B = \\ &= R_{BEe} + \mathcal{E}_{EK}^2 / (I_E R_a + |\mathcal{E}_{EK}|) I_B \cong \\ &\cong R_{Bk}^* \cong R_{BEe} + \beta_o \mathcal{E}_{EK}^2 / (I_E R_a + |\mathcal{E}_{EK}|) I_E, \end{aligned} \quad (1.184)$$

kur yra padarytas pakeitimas-  $I_B \cong I_E / \beta_o$  (1.107), nes  $I_E \cong I_K$ .

Analogiškai randame:

$$\begin{aligned} r_{Bk}^* &= U_{BE} / I_B + U_{i\text{š}} / I_B \cong \\ &\cong r_{Bk}^* \cong r_{BEe} + \beta_o R_a \mathcal{E}_{EK}^2 / (I_E R_a + |\mathcal{E}_{EK}|)^2. \end{aligned} \quad (1.185)$$

Palyginę gautas išraiškas (1.184) ir (1.185) su (1.172), matome, jog įjungus apkrovos rezistorių  $R_a$ , BK schemos įėjimo varža nuolatinei srovei  $R_{Bk}^* \cong R_{Bk}$ , o kintamajai srovei-  $r_{Bk}^* > r_{Bk}$ , t. y. padidėja.

Iš (1.184) ir (1.185) randame:  $r_{Bk}^* = 1,25 \text{ k}\Omega + 4,8 \text{ k}\Omega = 6,05 \text{ k}\Omega$ , kai  $\beta = 49$  ( $\alpha = 0,98$ ),  $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$ ,  $\mathcal{E}_{EK} = -10 \text{ V}$ ,  $I_K = 1 \text{ mA}$  ir  $R_a = 100 \Omega$ ; varža  $R_{Bk}^* = 176 \text{ k}\Omega + 485 \text{ k}\Omega = 661 \text{ k}\Omega$ , kai  $I_{Bs} = 10^{-6} \text{ mA}$  ir  $U_{BE} = 176 \text{ mV}$ , kuriai esant  $I_B = 20 \mu\text{A}$ . Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais BE schemoje (1.149), matome, jog BK grandinės įėjimo

diferencialinė varža  $r_{Bk}^*$  ir įėjimo varža  $R_{Bk}^*$  pastoviai srovei yra kelis kartus didesnės už atitinkamas varžas BE grandinėje ( $r_{Bk}^* > r_{BEe}$  ir  $R_{Bk}^* \gg R_{BEe}$ ).

BK schemoje (1.65 pav. a) tranzistoriaus T pastoviosios įtampos perdavimo koeficientas  $K_{Uk}$ :

$$K_{Uk} = U_{i\tilde{s}}/U_{in}, \quad (1.186)$$

ir iš čia, pasinaudoję išraiška (1.182), randame:

$$K_{Uk} = (U_{in} - U_{BE})/U_{in} = 1 - U_{BE}/U_{in} \leq 1. \quad (1.187)$$

Iš (1.187) seka:  $K_{Uk} \leq 1$ , nes  $U_{in} \geq U_{BE}$  ir galioja nelygybė-  $0 \leq U_{BE}/U_{in} \leq 1$ .

Bendro kolektoriaus schemoje (1.65 pav.) tranzistoriaus T diferencialinis įtampos perdavimo koeficientas  $K_{uk}$ :

$$K_{uk} = \partial U_{i\tilde{s}}/\partial U_{in} = U_{i\tilde{s}\sim}/U_{in\sim}, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.188)$$

kur sąlyga:  $I_B = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos tašką jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške "c" (1.66 pav.).

Iš (1.188), žinodami, jog  $U_{i\tilde{s}\sim} = U_{in\sim} - U_{BE\sim}$ , ir pasinaudoję išraiškomis (1.148) bei (1.183), randame:

$$\begin{aligned} K_{uk} &= (U_{in\sim} - U_{BE\sim})/U_{in\sim} = 1 - (U_{BE\sim}/U_{in\sim}) \cdot (I_{B\sim}/I_{B\sim}) = \\ &= K_{uk} = 1 - r_{BEe}/r_{Bk}^* \leq 1. \end{aligned} \quad (1.189)$$

Iš (1.189) seka:  $K_{uk} \leq 1$ , nes  $r_{BEe} < r_{Bk}^*$  ir santykis  $r_{BEe}/r_{Bk}^* < 1$ .

Taigi parodėme, jog tranzistorius BK schemoje (1.53 pav. c), skirtingai nuo BB bei BE schemų (1.53 pav. a, b), nestiprina įtampos ( $K_{Uk, uk} \leq 1$ ). Tačiau, skirtingai nuo BB schemas, tranzistorius BK schemoje stiprina srovę ( $I_E \approx \beta_o I_B$ , kur  $\beta_o \gg 1$ ). BK schemoje, esant apkrovos rezistoriui  $R_a$  emiterio grandinėje, tranzistoriaus įėjimo varža pastoviai  $R_{Bk}^*$  ir kintamajai  $r_{Bk}^*$  srovėms yra labai didelė, o išėjimo diferencialinė varža  $r_{EKk}$  (1.173)- didelė, kai  $I_B(U_{EK}) = \text{const}$ , kas atitinka srovės šaltinio sąlygą bazės grandinėje. Kai įėjimo grandinėje yra įjungtas įtampos šaltinis  $U_{in}$  (1.65 pav. a), tai šiuo atveju  $r_{EKk}$  yra šuntuojama atidarytos emiterinės p-n sandūros santykinai maža varža  $r_{EB}$  ir todėl BK schemas išėjimo diferencialinė varža yra maža. Tuo tarpu išėjimo varža  $R_{EKk}$  pastoviai srovei visais atvejais yra funkcija nuo  $U_{BE}$  (1.177) ir kinta nuo labai mažų verčių-  $0,01 \div 1 \Omega$  ( $U_{BE} > 0$ ), iki labai didelių verčių-  $10 \div 100 M\Omega$  ( $U_{BE} = 0$ ), t. y. tranzistorius ir šiuo atveju elgiasi kaip įėjimo įtampa  $U_{in=}$  bei  $U_{in\sim}$  elektriškai valdomas kintamasis rezistorius.

Parodėme, jog tranzistorius bendro kolektoriaus schemoje stiprina srovę ir nestiprina įtampos. Todėl surasime galios stiprinimo koeficientus:  $K_{pk}$  - pastoviajai srovei ir  $K_{pk}$  - kintamajai srovei:

$$K_{pk} = P_{i\dot{s}}/P_{in}, \quad K_{pk} = P_{i\dot{s}\sim}/P_{in\sim}, \quad (1.190)$$

kur:  $P_{in} = I_{in} \cdot U_{in}$ ,  $P_{i\dot{s}} = I_{i\dot{s}} \cdot U_{i\dot{s}}$ ,  $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$ ,  $P_{i\dot{s}\sim} = I_{i\dot{s}\sim} \cdot U_{i\dot{s}\sim}$ .

Iš (1.190), padarę pakeitimus:  $I_{i\dot{s}} = I_E$ ,  $I_{in} = I_B$  ir  $I_E/I_B \approx \beta_o$ , bei pasinaudoję išraiška (1.186), randame:

$$K_{pk} \approx \beta_o K_{uk}, \quad (1.191)$$

iš kur seka:  $K_{pk} \gg 1$ , nes  $\beta_o \gg 1$ , nežiūrint fakto, jog  $K_{uk} \leq 1$ . Be to  $K_{pk} \approx K_{pb}$  (1.139).

Analogiškai gauname:

$$K_{pk} \approx \beta K_{uk}, \quad (1.192)$$

iš kur taip pat seka:  $K_{pk} \gg 1$ , nes  $\beta \gg 1$ , nežiūrint fakto, jog  $K_{uk} \leq 1$ . Be to  $K_{pk} \approx K_{pb}$  (1.140).

Bendro kolektoriaus grandinė (1.65 pav. a) yra retai naudojama, nes įėjimo grandinėje būtina užtikrinti pakankamai didelę užtvarinę įtampą  $|U_{BK}|$ :  $1 \div 5 \text{ V} < |U_{BK}| < |\mathcal{E}_{EK}|$  bei BK schemos išėjimo diferencialinė varža labai stipriai priklauso nuo varžos įėjimo grandinėje. Todėl dažniausiai yra naudojama šios grandinės modifikuotas variantas, kuriame apkrovos rezistorius  $R_a$  emiterio grandinėje yra įžemintas (1.65 pav. b), o pastovioji maitinimo įtampa  $-\mathcal{E}_{EK} \rightarrow +\mathcal{E}_{KE}$  yra prijungta prie kolektoriaus (analogiškai BB ir BE grandinėms). Toks BK grandinės jungimo variantas yra vadinamas *emiteriniu kartotuvu* (EK), kurio savybes pilnai atitinka išnagrinėtos bendro kolektoriaus (BK) grandinės savybes, kai  $I_B(U_{EK}) = \text{const}$ , kas atitinka srovės šaltinio sąlygą ( $r_i = \infty$ ) bazės grandinėje. Kai  $I_B(U_{EK}) \neq \text{const}$ , tai išėjimo parametrai priklauso nuo šaltinio  $U_{in}$  parametrų- vidaus varžos  $r_i$  bazės grandinėje bei atidarytos emiterio-bazės p-n sandūros savybių. Dėl šių priežasčių EK išėjimo diferencialinė varža  $r_{Eek}$  - santykinai maža:  $0,01 \div 1 \text{ k}\Omega$ .

Taigi, parodėme, jog visose jungimo schemose tranzistorius žymiai stiprina įėjimo signalo galią ir šis stiprinimas yra didžiausias BE schemoje.

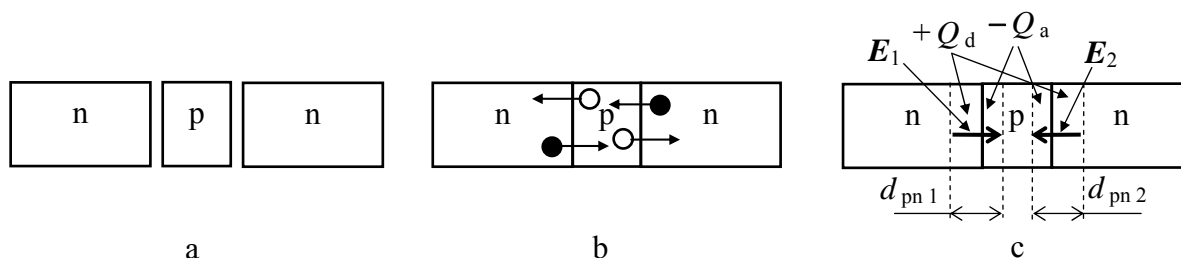
Pagrindinės dvipolio tranzistoriaus žemadažnės ( $\omega \leq 10 \text{ MHz}$ ) elektrinių savybių palyginamosios vertės įvairiose išnagrinėtuose jungimo būduose yra pateiktos 2-oje lentelėje.

Tranzistoriaus jungimo būdas	Tranzistoriaus įėjimo diferencialinė varža	Tranzistoriaus išėjimo diferencialinė varža	Stiprinimas: srovės//įtampos galios	Srovė, įtampa: įėjime//išėjime
Bendros bazės (BB)	labai maža: $10 \div 300 \Omega$	labai didelė: $100 \text{ k}\Omega \div 10 \text{ M}\Omega$	$\leq 1 // \gg 1$ didelis	$I_E, U_{EB} // I_K, U_{KB}$
Bendro emiterio (BE)	didelė: $10 \div 100 \text{ k}\Omega$	vidutinė: $100 \div 10^3 \text{ k}\Omega$	$\gg 1 // \gg 1$ labai didelis	$I_B, U_{BE} // I_K, U_{KE}$
Bendro kolektoriaus (BK), emiterinio kartotuvo (EK)	labai didelė: $100 \text{ k}\Omega \div 10 \text{ M}\Omega$	vidutinė: $100 \div 10^3 \text{ k}\Omega$ , kai $I_B = \text{const}$ ; maža: $0,01 \div 1 \text{ k}\Omega$ , kai $I_B \neq \text{const}$	$\gg 1 // \leq 1$ didelis	$I_B, U_{BK} // I_E, U_{EK}$

### 1.3.1.1 Dvipolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai

Analogiškai puslaidininkinio diodo atvejui, be pagrindinių elektrinių dvipolio tranzistoriaus savybių būtina žinoti jo fizikinius veikos principus.

Dvipolis tranzistorius yra sudarytas iš trijų, pvz. “n-”, “p-” ir “n-” laidumo puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu laiko momentu nėra sujungti (1.67 pav. a).



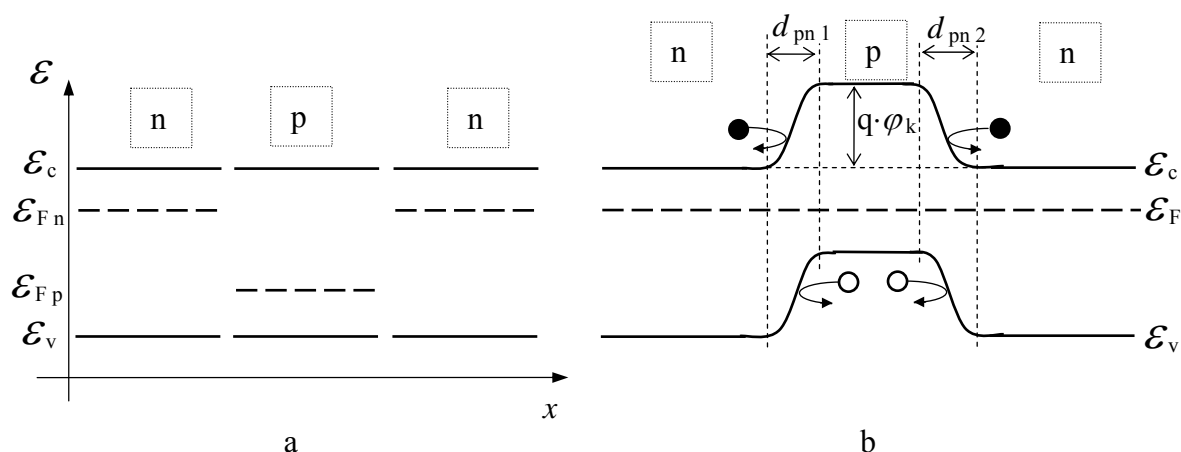
1.67 pav. Dvipolio tranzistoriaus, sudaromo iš trijų skirtingo laidumo neutralių puslaidininkinių kūnų (a), vientisas darinys (b, c)

Būtina išsiminti, jog visi trys kūnai yra elektriškai neutralūs, t. y. juos sudarančių elementariųjų dalelių elektrinių krūvių  $\pm q$  suma  $\Sigma(\pm q) = Q = 0$ . Sujungus kūnus (1.67 pav. b), elektronai (●) iš n- puslaidininkinių difunduoja į p- puslaidininkį, o skylės (○) iš p- puslaidininkio difunduoja į n- puslaidininkius. Elektronai p- puslaidininkyje ir skylės n- puslaidininkiuose rekombinuoja su priešingo ženklo pagrindiniais laisvaisiais krūvininkais ir to pasėkoje n- puslaidininkiai įgauna teigiamą krūvį  $+Q_d$ , o p- puslaidininkis, atvirkščiai, įgauna neigiamą krūvį  $-Q_a$ , ir visada galioja lygybė:  $|+Q_d| = |-Q_a|$ . Todėl naujai sudarytas n-p-n puslaidininkinis darinys išlieka elektriškai neutralūs. Būtina išsiminti, jog krūvius  $+Q_d$  ir  $-Q_a$  sudaro n- ir p- puslaidininkinių medžiagos gardelių jonizuoti nejudrus priemaišų atomai: donoriai (d) ir akceptoriai (a), atitinkamai. Be to, jonizuoti donoriai ir akceptoriai yra lokalizuoti arti p-n sandūrų metalurginės ribos, t. y. randasi nuskurdintoje laisvais



krūvininkais srityse (1.67 pav. c), kurių storis-  $d_{pn}$  ( bendru atveju skirtingas ). Krūviai  $+Q_d$  ir  $-Q_a$  nuskurdintose p-n sandūrų srityse sukuria vidinius elektrinius laukus  $E_1$  ir  $E_2$ , nukreiptus iš n- puslaidininkio į p- puslaidininkį. Šie elektriniai laukai sąlygoja Kulonines jėgas  $F_{K1}$  ir  $F_{K2}$ , atitinkami, kurių poveikyje yra stabdoma elektronų ir skylių difuziją per p-n sandūras. Vykstant difuzijos procesui, laukai  $E_1$  ir  $E_2$  didėja, o tuo pačiu didėja ir atitinkamos Kuloninės jėgos  $F_{K1}$  ir  $F_{K2}$ , ko pasėkoje nusistovi termodinaminė pusiausvyra, kurios metu yra įgaunamos didžiausios laukų  $E_1$  ir  $E_2$  vidutinės vertės  $\bar{E}_{1\max}$  ir  $\bar{E}_{2\max}$ , atitinkami. Kitaip tariant, tai įvyksta tada, kai elektronų ir skylių vidutinės kinetinės šiluminio judėjimo energijos  $\bar{\mathcal{E}}_k$  pokytis  $\Delta\bar{\mathcal{E}}_k = -\bar{\mathcal{E}}_k$  tampa lygus elektrinių laukų  $\bar{E}_{1,2\max}$  sąlygotų Kuloninių jėgų  $\bar{F}_{K1,2\max}$  atliekamam stabdomajam darbui  $-A$  (1.30). Taigi, aprašyto proceso išdavoje turime n-p-n puslaidininkinį darinį su dviem p-n sandūromis, kurios gali būti atvaizduotos jau anksčiau aprašyta dviejų priešpriešiais sujungtų diodų ekvivalentine schema (1.52 pav.).

Laisvųjų krūvininkų vidutinė energija  $\mathcal{E}$  atskiruose elektriškai neutraliuose n-, p- ir n- puslaidininkiniuose kūnuose (1.67 pav. a) yra parodyta energetinėmis diagramomis 1.68 pav. a, o jų n-p-n darinyje (1.67 pav. c)- energetinėmis diagramomis 1.68 pav. b, atitinkamai.



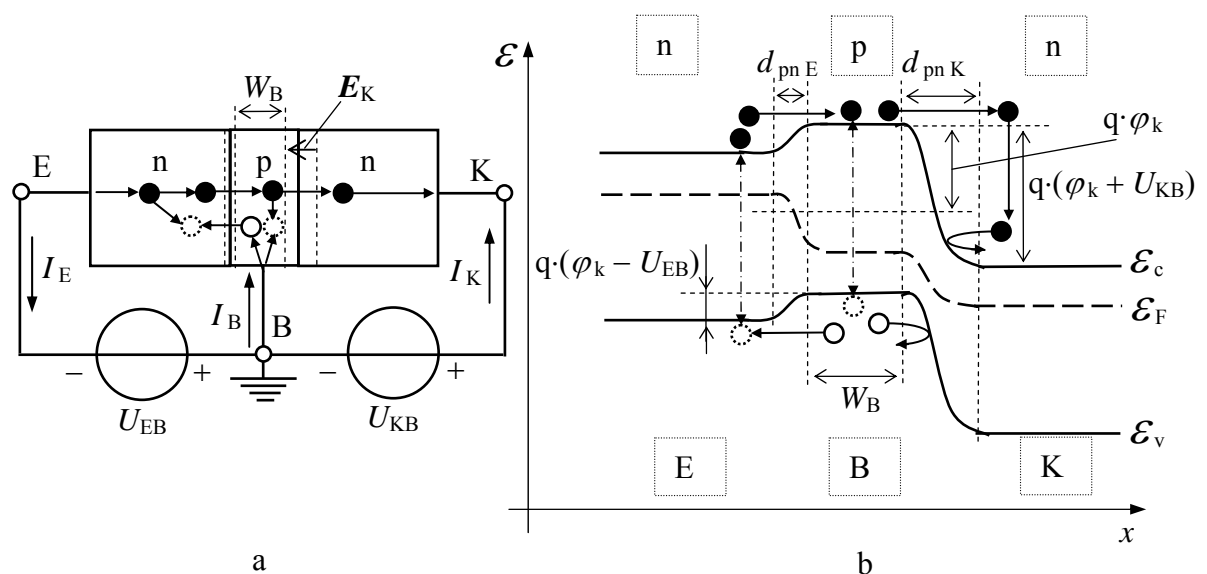
1.68 pav. Laisvųjų krūvininkų vidutinė energija  $\mathcal{E}$  neutraliuose n-, p- ir n- puslaidininkiniuose (a) (1.67 pav. a) bei tų krūvininkų vidutinė energija termodinamiškai nusistovėjusiame n-p-n darinyje (b) (1.67 pav. c)

1.68 pav. a pavaizduota situacija atitinka 1.67 pav. a. Sujungus n-, p- ir n- puslaidininkius, anksčiau aprašytos difuzijos išdavoje, Fermi lygmenys  $\mathcal{E}_{Fn}$  ir  $\mathcal{E}_{Fp}$  tampa lygus-  $\mathcal{E}_{Fn} = \mathcal{E}_{Fp} = \mathcal{E}_F$ . Todėl 1.68 pav. a pavaizduota situacija pakinta ir nusistovėjusi energetinė dviejų p-n sandūrų diagrama yra parodyta 1.68 pav. b.

Kontaktinis p-n sandūrų potencialas  $\varphi_k$  (1.36) sukuria barjerą  $\Delta\mathcal{E}$ , neleidžianti perteklinę elektronų  $\Delta n = N_d - n_n$  ir skylių  $\Delta p = N_a - p_p$  difuziją iš n- į p- sritys ir atvirkščiai

(1.68 pav. b). Per kontaktinį barjerą  $\Delta \mathcal{E}$  iš n- sričių difunduoja tik dalis elektronų  $\Delta n_d = n_p$ , kuriuos kompensuoja dreifinė dalis  $n_p$  iš p- srities, o iš p- srities difunduoja tik dalis skylių  $\Delta p_a = p_n$ , kurias kompensuoja dreifinė dalis  $p_n$  iš n- sričių. Kadangi  $n_p = p_n = n_i$ , tai difuzinių ir dreifinių srovių sumos per abejas p-n sandūras lygios nuliui. Susidariusių p-n sandūrų storiai  $d_{pn 1, 2}$  ir barjerinės talpos  $C_{pn 1, 2}$  nusakomos išraiškomis (1.38) ÷ (1.40), iš kurių seka, jog bendru atveju dydžių  $d_{pn 1, 2}$  ir  $C_{pn 1, 2}$  vertės puslaidininkinio n-p-n darinio skirtingoms p-n sandūroms gali būti skirtingos.

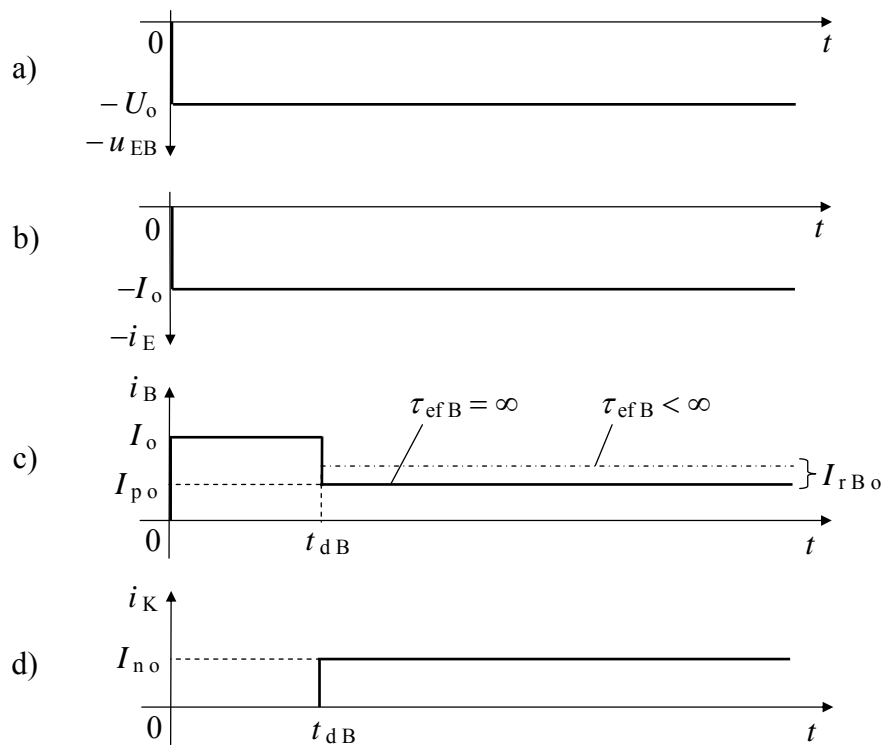
1.69 pav. a yra pateiktas ominiais emiterio E, bazė B ir kolektoriaus K kontaktais papildytas n-p-n darinys (1.67 pav. c), atitinkantis dvipolį n-p-n tranzistorių, įjungtą bendros bazės grandinėje (1.53 pav. a).



1.69 pav. Ominiais emiterio E, bazė B ir kolektoriaus K kontaktais papildytas n-p-n darinys (1.67 pav. c) (a) ir normalią tranzistoriaus veiką atitinkanti energetinė diagrama (b)

Kai emiterio p-n sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi ( emiterio šaltinio įtampa  $U_{EB} \leq 0$  ), o kolektoriaus p-n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ( kolektoriaus šaltinio įtampa  $U_{KB} \geq 0$  ), t. y. ši situacija atitinka normalią tranzistoriaus veiką. Esant šiai situacijai, tranzistoriaus energetinė diagrama įgauna pavidalą, parodytą 1.69 pav. b. Kai  $U_{EB} < 0$  ir  $U_{KB} > 0$ , emiterio p-n sandūra atsidaro, o kolektoriaus p-n sandūra dar labiau užsidaro. Todėl emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{pn E}$  sumažėja, o kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{pn K}$  dar labiau padidėja ( $d_{pn K} > d_{pn E}$ ).

Tegul emiterio šaltinio įtampa  $U_{EB}$  yra vienetinio šuolio pavidalo-  $u_{EB}(t) = U_0 \cdot 1(t)$  (1.70 pav. a). Šiuo atveju jos poveikyje emiterio išvade E atsiranda emiterio srovės  $i_E(t)$



1.70 pav. Emiterio  $i_E$ , bazės  $i_B$  ir kolektoriaus  $i_K$  srovių laikinės diagramos (b) ÷ (d), atitinkamai, kai poveikio įtampa  $u_{EB}$  n-p-n tranzistoriaus emiteryje yra vienutinio šuolio pavidalo-  $u_{EB}(t) = U_0 \cdot 1(t)$  (a)

šuoelis (1.70 pav. b), kuris yra sudaryta iš dviejų srovės sandų:  $i_n$  - elektronų (●), injektuojamų iš emiterio sritys į bazės sritį, bei  $i_p$  - skylių (○), injektuojamų iš bazės sritys į emiterio sritį.

Akivaizdu, jog:

$$i_E = i_n + i_p \quad \Rightarrow \quad I_E = I_o = I_{n0} + I_{p0}. \quad (1.193)$$

Skylės iš bazės per atidarytą emiterio p-n sandūrą patenka į emiterį ir jį įkrauna teigiamu krūviu  $+Q_p$ , nes skylių injektacijos procese per trukmės vienetą  $\Delta t$  iš emiterio į bazę patekusių elektronų kiekį  $-Q_n$  kiekvienu laiko momentu  $t$  kompensuoja toks pats elektronų kiekis, injektuojamas per tą patį trukmės vienetą  $\Delta t$  iš emiterio omino kontakto E į emiterio sritį. Čia reikia pastebėti, kad  $|Q_n| \gg Q_p$ , nes emiteris legiruotas daug stipriau už bazę. Kadangi visais laiko momentais  $t$  visos tranzistoriaus sritys turi tenkinti elektrinio krūvio neutralumo sąlygą, tai iš emiterio omino kontakto E į emiterį yra injektuojami papildomi elektronai, kurių krūvis  $-Q_n^*$  kiekvienu laiko momentu  $t$  yra lygus injektuojamų skylių krūviui  $+Q_p$ , ką ir parodo išraiška (1.193) ( $|Q_n^*| = Q_p$ ). Anksčiau, aprašant difuzinę p-n sandūros talpą  $C_{pn d}$  (1.46), (1.47) (1.24 pav.), parodėme, jog puslaidininkyje visada vyksta šalutinių krūvininkų rekombinacija su pagrindiniais krūvininkais ir šis procesas yra nusakomas šalutinių krūvininkų efektyviaja gyvavimo trukme  $\tau_{ef}$ . Jeigu tranzistoriaus emiteryje nevyktų rekombinacinis procesas ( šiuo atveju  $\tau_{ef E} = \infty$  ), tai skylės kauptųsi

emiteryje ir sukeltu jas kompensuojančios elektroninės srovės  $i_n$  komponentės neribotą didėjimą, o tuo pačiu neribotai didėtų ir emiterio srovė  $i_E$ . Tačiau emiteryje  $\tau_{efE}$  yra konkretus didis, dažniausiai  $\tau_{efE} \leq 1 \mu s$ . Todėl emiteryje nusistovi šalutinių krūvininkų (skylių) tankio  $p$  pasiskirstymas  $p(x)$  (1.24 pav.) ir to pasėkoje emiterio srovė  $i_E = \text{const}$  (1.70 pav. b), t. y. stebime vienetinio šuolio pavidalo emiterio srovę:  $i_E(t) = I_o \cdot 1(t)$ .

Iš emiterio injektuoti elektronai bazę įkrauna neigiamu krūviu  $-Q_n$ , nes injekcijos procese per laiko trukmės vienetą  $\Delta t$  iš bazės į emiterį injektuotų skylių krūvis  $+Q_p$  kiekvienu laiko momentu  $t$  kompensuoja toks pats skylių krūvis  $+Q_p$  per tą patį trukmės vienetą  $\Delta t$  injektuojamas iš bazės omino kontakto B į bazės sritį. Čia reikia prisiminti ominių kontaktų puslaidininkyje fiziką (1.25 pav.), kur parodėme, jog metalai turi elektroninį laidumą ir todėl skylės injekcija iš bazės omino kontakto B reiškia elektrono ekstrakciją iš bazės p- srities į jos omino kontakto B metalą. Dėl krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo, iš bazės omino kontakto B į bazę yra injektuojamos papildomos skylės, kurių krūvis  $+Q_p^*$  kiekvienu laiko momentu  $t$  yra lygus injektuojamų iš emiterio į bazę elektronų krūviui  $-Q_n$  ( $|Q_n| = Q_p^*$ ). Viso to pasėkoje bazės išvade B atsiranda bazės srovės  $i_B$  šuolis-  $i_B(t) = I_o \cdot 1(t)$  (1.70 pav. c) ir pradiniu laiko momentu-  $|i_B| = |i_E| = I_o$ .

Iš n- emiterio į p- bazę patekę elektronai gali rekombinuoti su bazės skylėmis arba difunduoti link kolektoriaus p-n sandūros. Tarkime, kad rekombinacijos proceso bazėje nėra ( $\tau_{efB} = \infty$ ). Tokiu atveju pirmieji į bazę injektuoti elektronai difuzijos būdu juda kolektoriaus p-n sandūros link ir, praėjus lėkio trukmei  $t_{dB}$ , pasiekia kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities ribą bazėje (1.69 pav. a). Elektronai, patekę į nuskurdintą kolektoriaus p-n sandūros sritį, vidinio elektrinio lauko  $E_K$  (1.67 pav. c atitinka  $E_2$ ) sąlygotos Kulono jėgos veikiami dreifo būdu patenka į kolektoriaus n- sritį. Kolektoriaus n- sričiai taip pat galioja elektrinio krūvio neutralumo sąlyga ir to išdavoje toks pat elektronų krūvis  $-Q_n$  per kolektoriaus omini kontaktą K ekstrakcijos būdu išeina (išteka) iš kolektoriaus, sukurdami kolektoriaus išvade K kolektoriaus srovės  $i_K(t)$  vienetinį srovės šuolį-  $i_K(t) = I_{no} \cdot 1(t)$ , kai  $t \geq t_{dB}$  (1.70 pav. d). Taigi, laiko momentu  $t = t_{dB}$  srovė  $i_K = i_E - i_B = |I_o| - I_{po} = I_{no}$ . Nuo šio momento  $t \geq t_{dB}$  elektronų skaičius bazėje išlieka pastovus, nes per trukmės vienetą  $\Delta t$  iš emiterio į bazę injektuojamų elektronų krūvis  $-Q_n$  lygus jų kiekiui, paliekančių bazę ekstrakcijos būdu per uždarytą kolektoriaus p-n sandūrą. Todėl bazės elektrinio krūvio neutralumo sąlygai išlaikyti nebereikia papildomų skylių injekcijos iš bazės omino kontakto B ir laiko momentu  $t = t_{dB}$  bazės srovė  $i_B$  sumažėja iki difuzinės skylių srovės  $i_p$  komponentės modulio  $I_{po}$  (1.70 pav. c). Taigi nuo šio momento  $t \geq t_{dB}$  bazės srovė  $i_B = I_{po}$ , išlikdama tokia ir toliau, kai tuo tarpu  $i_K = I_{no}$  (1.70 pav. d). Tokiu būdu parodėme, jog

tranzistoriaus, kurio bazėje nėra rekombinacijos proceso ( $\tau_{efB} = \infty$ ), kolektoriaus srovė  $i_K$  pradeda tekėti tik praėjus lėkio trukmei  $t_{dB}$  (šalutinių krūvininkų lėkio trukmė per bazę) nuo įėjimo įtampos  $u_{EB}$  šuolio įjungimo momento. Tuo tarpu bazės srovė  $i_B$  yra lėkio trukmės  $t_{dB}$  impulso pavidalo ir  $i_B = i_E = I_o$ , kai  $t \leq t_{dB}$ . Kai laikas  $t > t_{dB}$ , bazės srovė  $i_B = I_{p0}$  ir kolektoriaus srovė  $i_K = I_{n0}$  (1.108). Akivaizdu, jog  $i_K > 0$  ir kai  $U_{KB} = 0$ , nes kolektoriaus p-n sandūros vidinis elektrinis laukas  $E_K$  neišnyksta, ir atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš bazės į kolektorių. Todėl bendros bazės schemoje tranzistoriaus išėjimo VACH yra tokio pavidalo, kaip yra parodyta 1.56 pav. b, t. y. įtampai  $U_{KB} \Rightarrow 0$ , kolektoriaus pastovioji srovė  $I_K$  išlieka daugiau už nulį:  $I_K = I_E - I_B > 0$ .

Akivaizdu, jog bazėje šalutinių krūvininkų (p- laidumo atveju elektronų) efektyvioji gyvavimo trukmė  $\tau_{efB}$  turi konkrečią vertę, dažniausiai  $\tau_{efB} \approx 1 \mu s$ . Todėl bazėje vyksta šalutinių ir pagrindinių krūvininkų rekombinacijos procesas, kurio išdavoje nusistovi iš emiterio injektuotų šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio  $n$  pasiskirstymas  $n(x)$  (1.24 pav.), kuris yra vadinamas "*difuziniu trikampi*". Per kiekvieną laiko trukmės vienetą  $\Delta t$  bazėje surekombinuoja dalis elektronų (šalutinių krūvininkų), kurių skaičius  $N_{rekB} \sim 1/\tau_{efB}$ . Todėl sekančiu laiko momentu  $t$  iš emiterio į bazę injektuoti elektronai ją įkrauna neigiamai ir, tenkinant elektrinio krūvio neutralumo sąlygą, iš bazės ominio kontakto B į bazę yra injektuojamas toks pat skaičius skylių-  $N_{injB} = N_{rekB}$ . Šio proceso išdavoje bazės srovė  $i_B$  padidėja rekombinacinės srovės  $I_{rB0}$  komponentės dalimi (1.70 pav. c):

$$i_B = I_{p0} + I_{rB0}. \quad (1.194)$$

Akivaizdu, kai bazės storis  $W_B$  (1.69 pav.) tarp emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities ribos bazėje ir kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities ribos bazėje yra didesnis už šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolį  $L_B$  bazėje ( $W_B > L_B$ ), tai, esant šiai sąlygai, iš emiterio į bazę injektuoti elektronai nepasieks kolektoriaus ir todėl  $i_K = 0$ . Šiuo atveju  $i_B = i_E$  ir nebeturime pagrindinių dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygų: (1.107) ir (1.108). Todėl viena iš pagrindinių dvipolio tranzistoriaus veikimo sąlygų yra:  $W_B < L_B$ .

Anksčiau nagrinėdami tranzistorių parodėme, jog per atgalinę kryptimi įjungtą kolektoriaus p-n sandūrą teka atgalinė soties srovė  $I_{DKs}$  (1.113), kurios kryptis sutampa su srovės  $I_K$  kryptimi ir yra priešinga bazės srovės  $I_B$  kryptčiai. Todėl bazės pastovioji srovė  $I_B$  (1.194) sumažėja atgalinės soties srovės  $I_{DKs}$  komponentės dalimi:

$$I_B = I_{p0} + I_{rB0} - I_{DKs}. \quad (1.195)$$

Akivaizdu, kad įėjimo įtampa  $U_{EB}$  ( arba  $u_{EB}$  ) valdomą kolektoriaus srovę  $I_K$  ( arba  $i_K$  ) sudaro emiterio difuzinės srovės  $I_E$  ( arba  $i_E$  ) tik elektroninė komponentė  $I_n$  ( arba  $i_n$  ) (1.193). Todėl yra įvedamas pastoviosios emiterio srovės  $I_E$  efektyvumo koeficientas  $\gamma_E$ :

$$\gamma_E = I_n / I_E = I_n / (I_n + I_p), \quad (1.196)$$

iš kur seka, jog tranzistoriaus emiteris tuo efektyvesnis ( geresnis ), kuo  $\gamma_E$  mažiau skiriasi nuo vieneto (  $\gamma_E \leq 1$  ).

Išraišką (1.196) užrašysime taip:

$$\gamma_E = I_n / (I_n + I_p) = [1 + (I_p / I_n)]^{-1} \cong 1 - (I_p / I_n), \quad (1.197)$$

kur galutinį pavidalą užrašėme pasinaudoję Teiloro eilutės-  $(1 + x)^n = 1 + n x + n(n-1)x^2/2! + \dots$  sklaidinio pirmuoju kintamojo  $x$  nariu, nes  $I_p / I_n \ll 1$ .

Iš puslaidininkių fizikos žinome, kad šalutinių krūvininkų- skylių ir elektronų difuzinės srovės  $I_{dif p}$  ir  $I_{dif n}$ , atitinkamai, gali būti užrašytos tokio pavidalo proporcingumo išraiškomis:

$$I_{dif p} \sim (D_p p_n) / L_p, \quad I_{dif n} \sim (D_n n_p) / L_n, \quad (1.198)$$

kur:  $D_p$  ir  $D_n$  - skylių ir elektronų difuzijos koeficientai, atitinkamai;  $L_p$  ir  $L_n$  - skylių ir elektronų difuzijos nuotoliai, atitinkamai.

Iš (1.197) ir (1.198) gauname:

$$\gamma_E \approx 1 - (D_p p_n L_n) / (D_n n_p L_p), \quad (1.199)$$

iš kur seka, jog siekiant  $\gamma_E \Rightarrow 1$ , reikia užtikrinti vieną iš pagrindinių sąlygų:  $n_p \gg p_n$ .

Iš (1.199) ir žinomos sąlygos:  $n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = n_i^2$  (1.34) seka, jog emiterio p-n sandūra turi būti nesimetrinė ir tenkinti šią- vieną iš pagrindinių sąlygų:  $n_n \gg p_p$ , t. y. emiteris turi būti daug daugiau legiruotas priemaišomis už bazę ( $N_{Ed} \gg N_{Ba}$ ).

Iš n- emiterio į p- bazę injektuoti elektronai dėl rekombinacijos ne visi pasiekia kolektoriaus p-n sandūrą. Todėl yra įvedamas šalutinių krūvininkų pernašos per bazę pastoviosios srovės koeficientas  $\gamma_B$ :

$$\gamma_B = I_{dif n (k)} / I_{dif n (e)}, \quad (1.200)$$

kur:  $I_{dif n (e)}$  ir  $I_{dif n (k)}$  - elektronų ( šalutinių krūvininkų p- bazėje ) difuzinės srovės sandai bazėje prie emiterio ir kolektoriaus p-n sandūrų, atitinkamai.

Iš (1.200) seka, jog bazė tuo geresnė, kuo  $\gamma_B$  mažiau skiriasi nuo vieneto (  $\gamma_B \leq 1$  ). Akivaizdu, jog siekiant  $\gamma_B \Rightarrow 1$ , reikia užtikrinti pagrindinę dvipolio tranzistoriaus veikos

sąlyga:  $W_B \ll L_B$  - šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis bazėje ( $n$ - $p$ - $n$  tranzistoriaus atveju-  $L_B = L_n$ ).

Anksčiau, nagrinėdami  $p$ - $n$  sandūros difuzinę talpą (1.46), parodėme, jog diode, tekant tiesioginei srovei  $I_t$ , iš  $n$ - srities į  $p$ - sritį difundavę elektronai juda  $p$ - srities omino kontakto „A“ (anodo) link ir pakeliui rekombinuoja su pagrindiniais krūvininkais- skylėmis (1.24 pav.). To pasėkoje  $p$ - srityje nusistovi šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio  $n$  pasiskirstymas  $n(x)$ , o  $n$ - srityje, analogiškai, nusistovi šalutinių krūvininkų (skylių) tankio  $p$  pasiskirstymas  $p(x)$  (1.24 pav.). Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog šie pasiskirstymai, pvz.  $n(x)$ , yra aprašomi tolydumo lygtimi:

$$- [n_p(x) - n_{p0}] / \tau_n + D_n [\partial^2 n_p(x) / \partial x^2] = 0, \quad (1.201)$$

kur:  $n_{p0}$  - elektronų tankis  $p$ - puslaidininkyje, esant termodinaminei pusiausvyrai;  $\tau_n$  - elektronų efektyvioji gyvavimo trukmė  $p$ - puslaidininkyje.

Esant šioms kraštinėms sąlygoms:  $n_p(x)|_{x=0} = n_{p0}$  ir  $n_p(x)|_{x=\infty} = n_{p0}$ , iš (1.201) paskaičiuotas pasiskirstymas  $n_p(x)$  yra parodytas 1.71 pav. a ir yra išreiškiamas taip:

$$n_p(x) = n_{p0} + (n_{p0} - n_{p0}) \cdot \exp(-x/L_n), \quad (1.202)$$

kur:  $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$  - Einšteino sąryšis.

Šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis  $L_{n,p}$  priklauso nuo puslaidininkinės medžiagos, pvz. elektronams Ge ir Si jis siekia 1 cm, o GaAs- iki  $10^{-2}$  cm.

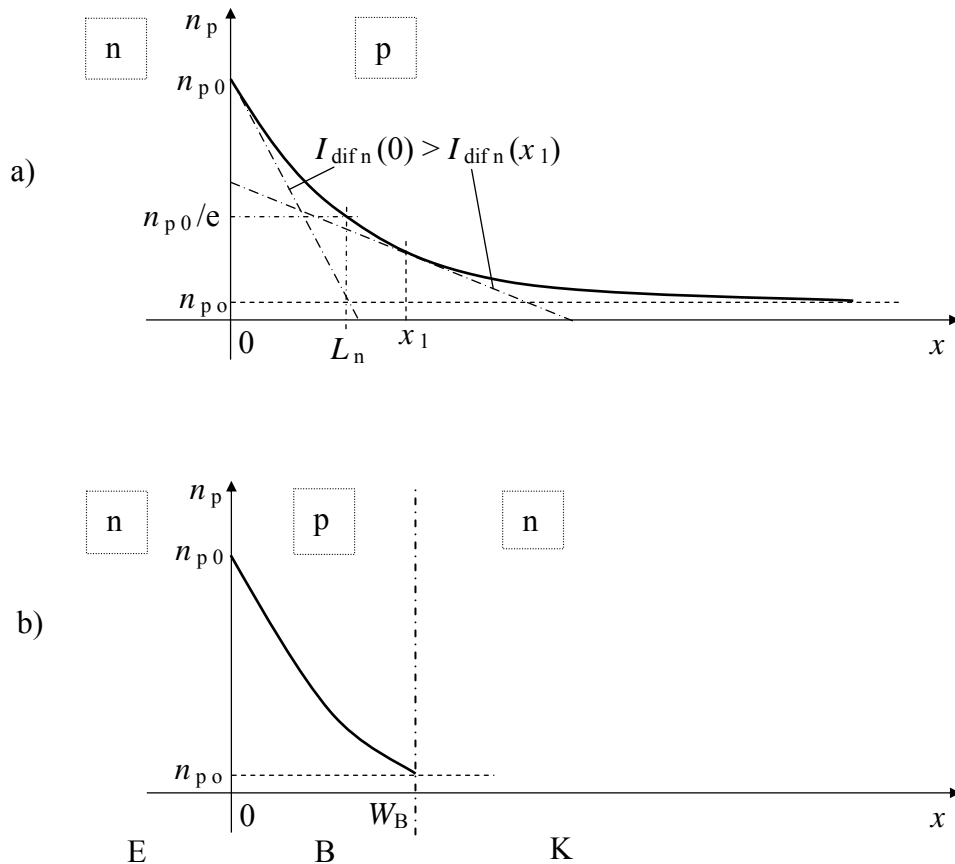
Gautas šalutinių krūvininkų  $n_p(x)$  pasiskirstymas (1.202) leidžia taške  $x = 0$  paskaičiuoti įtampą  $U_{pn}$   $p$ - $n$  sandūroje, bei bet kuriame kreivės  $n_p(x)$  taške  $x$  difuzinę srovę  $I_{difn}(x)$  (1.71 pav. a):

$$n_{p0} = n_{p0} \cdot \exp(U_{pn} / \varphi_T), \quad (1.203)$$

$$I_{difn}(x) = q D_n S_{pn} [\partial n_p(x) / \partial x]_x. \quad (1.204)$$

Nagrinėjant procesus  $n$ - $p$ - $n$  tranzistoriaus bazėje buvo parodyta, kad iš emiterio į bazę injektuoti elektronai pasiekia kolektoriaus  $p$ - $n$  sandūrą ir yra ekstrahuojami (įtraukiami) į kolektoriaus sritį, ko pasėkoje kolektoriaus išvade „K“ teka kolektoriaus srovė  $I_K$  (arba  $i_K$ ). Todėl elektronų tankis  $n_p$  prie kolektoriaus  $p$ - $n$  sandūros nuskurdintos srities ribos bazėje yra lygus  $n_{p0}$  (1.71 pav. b). Pasinaudoję šia kraštine sąlyga:  $n_p(x)|_{x=W_B} = n_{p0}$ , iš (1.201) randame elektronų tankio  $n_p(x)$  pasiskirstymo funkciją  $n$ - $p$ - $n$  tranzistoriaus bazėje:

$$n_p(x) = n_{p0} + (n_{p0} - n_{p0}) \cdot \{ \text{sh}[(W_B - x)/L_n] / \text{sh}(W_B/L_n) \}, \quad (1.205)$$



1.71 pav. Iš (1.201), (1.202) paskaičiuotas tiesiogine kryptimi įjungtoje p-n sandūroje elektronų pasiskirstymas  $n_p(x)$  p- srityje (a) ir elektronų tankio  $n_p(x)$  pasiskirstymo funkciją n-p-n tranzistoriaus bazėje (b)

kur:  $0 \leq x \leq W_B$ .

Iš (1.205), pasinaudoję išraiška (1.204), randame elektronų difuzinės srovės  $I_{nk}$  vertę bazėje prie kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities ribos ( $x = W_B$ ):

$$I_{nk} = -[q(n_{p0} - n_{p0})D_n S_{pn}] / [L_n \cdot \text{sh}(W_B/L_n)]. \quad (1.206)$$

Analogiškai iš (1.204) ir (1.205) randame iš emiterio injektuotų elektronų difuzinę srovę  $I_{ne}$  bazėje prie emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities ribos ( $x = 0$ ):

$$I_{ne} = -[q(n_{p0} - n_{p0})D_n S_{pn} \cdot \text{ch}(W_B/L_n)] / [L_n \cdot \text{sh}(W_B/L_n)]. \quad (1.207)$$

Į išraišką (1.200) įstatę (1.206) ir (1.207), gauname:

$$\gamma_B = [\text{ch}(W_B/L_n)]^{-1}, \quad (1.208)$$

ir iš čia, pasinaudoję Teiloro eilutės-  $(\text{ch } x)^{-1} = \text{sech } x = 1 - x^2/2! + 5x^4/4! \pm \dots$  sklaidinio pirmuoju kintamojo  $x$  nariu, randame:

$$\gamma_B \cong 1 - W_B^2 / (2 L_n^2). \quad (1.209)$$



Iš (1.209) seka: siekiant  $\gamma_B \Rightarrow 1$ , reikia užtikrinti sąlygą:  $W_B \ll L_n$ , t. y. ši nelygybė nusako pagrindinę dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygą.

Anksčiau, nagrinėdami stabilitrono veikimą, parodėme, jog pramušimo metu atgalinė p-n sandūros srovė  $I_a$  gali staigiai didėti. Normalioje veikoje tranzistoriaus kolektorinė p-n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ir todėl yra įvedamas kolektorius srovės  $I_K$  dauginimo (didinimo) koeficientas  $\gamma_K$ :

$$\gamma_K = I_K / I_{nk}. \quad (1.210)$$

Dažniausiai dauginimo koeficientas  $\gamma_K$  yra nusakomas empirine išraiška (1.62):

$$\gamma_K = [1 - (U_{KB} / U_{KB \max})^n]^{-1}, \quad (1.211)$$

kur:  $U_{KB \max}$  - kolektorinės p-n sandūros pramušimo įtampa;  $n$  - laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkio medžiagos ir p-n sandūros darinio technologinių ypatybių.

Kai tranzistorius yra įjungtas bendro emiterio (BE) schemoje, kolektorinės p-n sandūros pramušimo įtampa  $U_{KE \max}$  tarp kolektorius ir emiterio skirsis nuo pramušimo įtampos  $U_{KB \max}$  - tarp kolektorius ir bazės.

Tarkime, jog bazės išvadas „B“ yra atjungtas ( $I_B = 0$ ). Todėl, esant šiai sąlygai, srovė  $I_E = I_K$  ir per kolektorius p-n sandūrą tekanti atgalinė soties srovė  $I_{K_{es}}$  (1.143), o tuo pačiu ir  $\alpha_o \cdot I_E$ , padidėja  $\gamma_K$  kartų:

$$\gamma_K (I_{K_{es}} + \alpha_o \cdot I_E) = I_K,$$

ir iš čia:

$$I_K = (\gamma_K I_{K_{es}}) / (1 - \alpha_o \gamma_K). \quad (1.212)$$

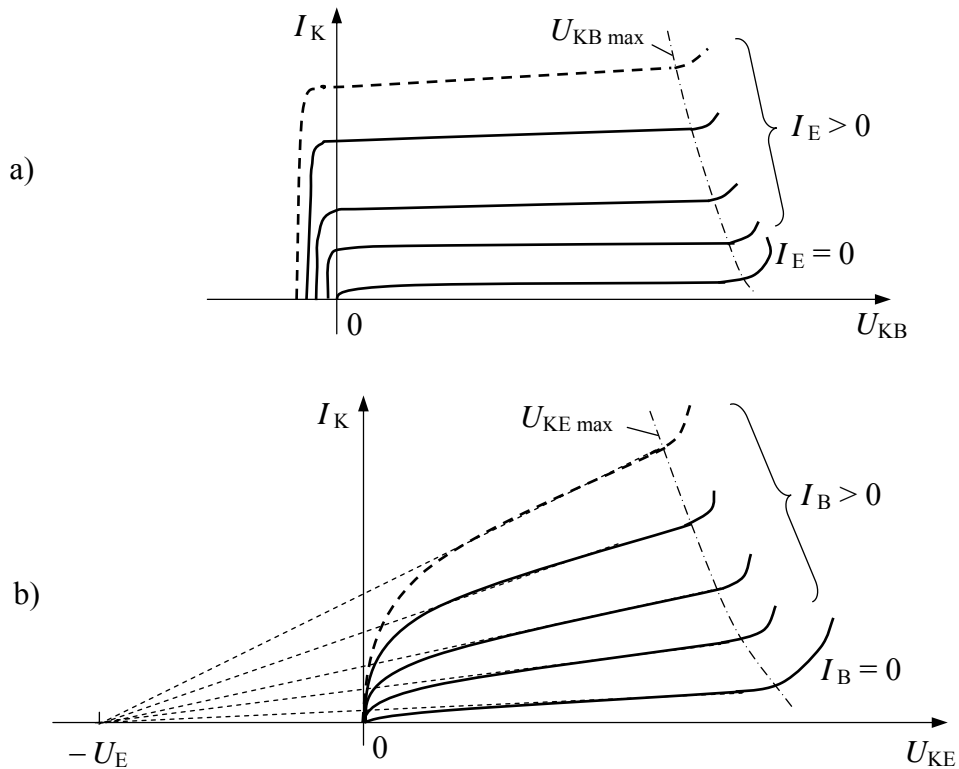
Iš (1.211) ir sąlygos:  $\alpha_o \cdot \gamma_K = 1$ , gauname pramušimo įtampos  $U_{KE \max}$  išraišką:

$$U_{KE \max} = U_{KB \max} (1 - \alpha_o)^{1/n}, \quad (1.213)$$

iš kur seka: kai  $\alpha_o \approx 1$ , pramušimo įtampa  $U_{KE \max} \ll U_{KB \max}$  ir gautas rezultatas yra vienas iš pagrindinių prieštaravimų dvipolio tranzistoriaus elektrinių savybių atveju: kai  $\alpha_o \Rightarrow 1$ , įtampa  $U_{KE \max} \Rightarrow 0$ .

1.72 pav. yra parodytos tipinės tranzistoriaus išėjimo VACH bendros bazės (a) bei bendro emiterio (b) jungimo schemose, esant kolektorius p-n sandūros pramušimui, kur taip pat galima atidėti kreivę  $P_{K \max} = \text{const}$ - kolektorius maksimalios galios „hiperbolė“.

Remiantis aprašyta tranzistoriaus veikimo fizika, pastoviosios emiterio srovės  $I_E$  perdavimo koeficientas  $\alpha_o$  (1.109) bendros bazės schemoje yra nusakomas taip:



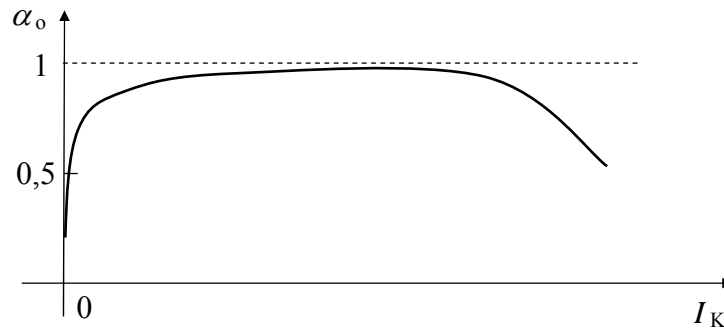
1.72 pav. Tipinės n-p-n tranzistoriaus išėjimo VACH bendros bazės (a) bei bendro emiterio (b) jungimo schemose, esant kolektoriaus p-n sandūros pramušimui

$$\alpha_o = \gamma_E \cdot \gamma_B \cdot \gamma_K, \quad (1.214)$$

iš kur seka: kai įtampa  $U_{KB}$  kolektoriaus p-n sandūroje neviršija pramušimo įtampos, t. y.  $U_{KB} < U_{KB \max}$ , koeficientai  $\gamma_E \leq 1$  ir  $\gamma_B \leq 1$ , o koeficientas  $\gamma_K \approx 1$  ir todėl  $\alpha_o \leq 1$ . Esant pramušimui, kai  $U_{KB} \geq U_{KB \max}$ , koeficientas  $\alpha_o \gg 1$ , nes  $\gamma_K \gg 1$  ir šis reiškinys yra taikomas specialiuose griūtinuose (lavininiuose) tranzistoriuose, kurie yra plačiai taikomi išimtinai impulsinės elektronikos schemose. Griūtinis tranzistorius yra daromas taip, jog griūtinio pramušimo metu nebūtų šiluminio pramušimo- turi labai efektyvų aušinimą.

Pastoviosios emiterio srovės  $I_E$  perdavimo koeficientas  $\alpha_o$  (1.214) priklauso nuo kolektoriaus srovės  $I_K$  ir įtampos  $U_{KB}$ . 1.73 pav. yra parodyta tipinė koeficiento  $\alpha_o$  priklausomybė nuo  $I_K$ , kai  $U_{KB} = \text{const}$ .

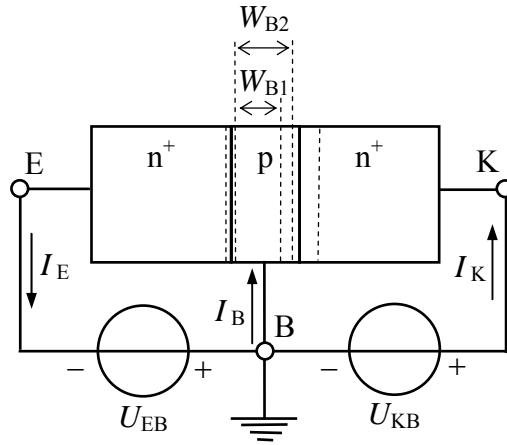
Iš 1.73 pav. matome: esant mažoms  $I_K$  vertėms ( $I_K < 1 \text{ mA}$ ), koeficientas  $\alpha_o$  taip pat mažas ( $\alpha_o \ll 1$ ), ir, didėjant srovei  $I_K$  iki  $1 \div 10 \text{ mA}$ , didėja artėdamas prie vieneto. Šis kitimas aiškinamas tuo, jog prie mažų  $I_K$  verčių (tiksliau, mažų srovės tankių), kas atitinka mažą įtampą  $U_{EB} \leq 0,1 \text{ V}$  (1.120), emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{pnE}$  (1.69 pav. b) dar yra santykinai didelis ir todėl jame vyksta intensyvus difuzinių srovių  $I_n$  ir  $I_p$ , t. y. elektronų ir skylių, atitinkamai, rekombinacija. To pasėkoje emiterio srovės  $I_E$  elektroninė



1.73 pav. Tipinė dvipolio tranzistoriaus koeficiento  $\alpha_o$  priklausomybė nuo  $I_K$ .

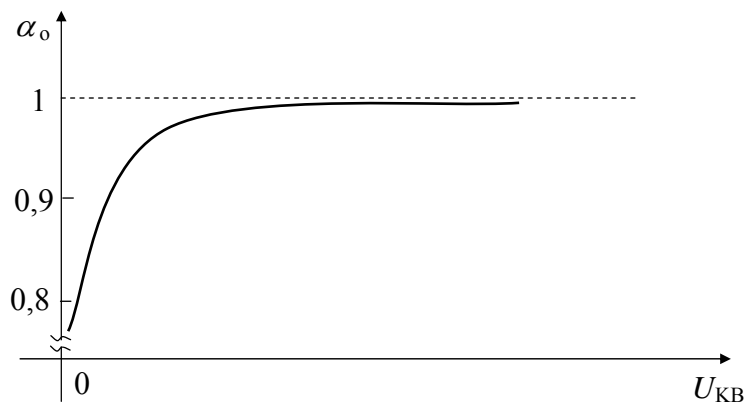
komponentė  $I_n$  mažėja ir dėl to sumažėja  $\gamma_E$  (1.197), o tuo pačiu ir  $\alpha_o$  (1.214). Didinant įtampą  $U_{EB}$  tiesiogine kryptimi, didėja srovė  $I_E$ , nes storis  $d_{pnE}$  sparčiai mažėja (1.41), ko pasėkoje sumažėja rekombinuojančių elektronų ( $I_n$ ) ir skylių ( $I_p$ ) skaičius per laiko trukmės vienetą. Todėl koeficientas  $\gamma_E \Rightarrow 1$ , o tuo pačiu ir  $\alpha_o \Rightarrow 1$ . Kita priežastis, iššaukianti  $\alpha_o$  didėjimą mažų srovių srityje, yra ta, jog iš emiterio injektuotų šalutinių krūvininkų- elektronų tankio  $n_p$  pasiskirstymą  $n_p(x)$  (1.205) bazėje atkartoja juos kompensuojančių pagrindinių krūvininkų- skylių tankio  $p_p$  pasiskirstymas  $p_p(x)$  bazėje. Šis skylių tankio išilgai bazės pasiskirstymas  $p_p(x)$  sukuria papildomą vidinį elektrinį lauką  $E_B$  bazėje, nukreipta nuo emiterio link kolektoriaus kryptimi. Todėl šalutiniai krūvininkai (elektronai  $n_p$ ), be difuzinės judėjimo komponentės, įgauna papildomą dreifinę judėjimo komponentę ir per bazę pralekia greičiau, t. y. su mažesne lėkio trukme  $t_{dB}$ . Skaičiavimai rodo, kad tai atitinka elektronų difuzijos koeficiento  $D_n$  dvigubą padidėjimą, o tuo pačiu ir difuzijos nuotolio  $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$  padidėjimą. Šio reiškinių išdavoje padidėja  $\gamma_B$  (1.209) ir tuo pačiu  $\alpha_o$  (1.214), nes dėl sumažėjusios šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę, sumažėja rekombinavusių elektronų kiekis bazėje, ko pasėkoje padidėja srovė  $I_K$  (1.206).

Srovės  $I_K$  vidutinių verčių diapazone ( $1 \text{ mA} < I_K < 100 \div 300 \text{ mA}$ ), vertė  $\alpha_o \approx 1$  ir išlieka beveik pastovi. Tačiau toliau didinant srovę  $I_K > 100 \div 300 \text{ mA}$ , koeficientas  $\alpha_o$  pradeda mažėti. Šis kitimas aiškinamas tuo, jog prie didelių  $I_K$  verčių, šalutinius krūvininkus (elektronus  $n_p$ ) kompensuojančių pagrindinių krūvininkų (skylių  $p_p$ ) kiekis bazėje žymiai išauga ir to pasėkoje sumažėja  $\gamma_E$  (1.199), nes  $p_{pB} \approx n_{nE}$  ir nebevykdoma sąlyga:  $n_p \gg p_n$ . Kita priežastis, iššaukianti  $\alpha_o$  mažėjimą prie didelių  $I_K$  verčių, yra ta, jog iš emiterio į bazę injektuotų elektronų tankis  $n_p(x)|_{x=W_B}$  bazėje prie kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities ribos tampa lygus ir didesnis už pagrindinių pusiausvyrinių krūvininkų (skylių) tankį  $p_{p0}$  bazėje ( $n_p(W_B) \geq p_{p0}$ ). Tai iššaukia  $p_p(W_B)$  didėjimą ir tai atitinka  $N_a(W_B)$  didėjimą bazėje bei  $d_{pn}$  mažėjimą joje (1.38). Todėl minėta riba slenka link kolektoriaus srities (1.74 pav.), dėl ko padidėja neutralios bazės storis  $W_B$  ( $W_{B2} > W_{B1}$ , čia  $W_{B1}$  prie  $I_{K1}$  ir  $W_{B2}$  prie  $I_{K2} > I_{K1}$ ) ir todėl sumažėja  $\gamma_B$  (1.209), o tuo pačiu ir koeficientas  $\alpha_o$  (1.214)- *Kirko efektas*.



1.74 pav. Dvipolio n-p-n tranzistoriaus neutralios bazės sritys storio  $W_B$  priklausomybė nuo kolektoriaus srovės  $I_K$ :  $W_{B2} > W_{B1}$ , kai  $I_{K2} > I_{K1}$

Esant kolektoriaus srovei  $I_K = \text{const}$ , 1.75 pav. yra parodyta tipinė koeficiento  $\alpha_o$  priklausomybė nuo įtampos  $U_{KB} > 0$ - atgaline kryptimi.



1.75 pav. Tipinė dvipolio tranzistoriaus koeficiento  $\alpha_o$  priklausomybė nuo įtampos  $U_{KB} > 0$ - atgaline kryptimi

Iš 1.75 pav. matome: didėjant įtampai  $U_{KB} > 0$ , koeficientas  $\alpha_o$  taip pat didėja. Ši priklausomybė yra paaiškinama tuo, jog didėjant atgalinei įtampai  $U_{KB} > 0$ , didėja kolektoriaus p-n sandūros storis  $d_{pnK}$  (1.69 pav. b, bei žiūrėk (1.41)) ir tuo pačiu mažėja  $W_B$ , ko pasėkoje didėja  $\gamma_B$  (1.209) ir tuo pačiu didėja  $\alpha_o$  (1.214)- *Erlio efektas*. Dėl jau išnagrinėtų priežasčių, analogiškai bendro emiterio schemoje nuo parametrų  $I_K$  ir  $U_{KE}$  priklauso ir tranzistoriaus koeficientas  $\beta_o$  (1.110).

Dvipolio tranzistoriaus parametrų priklausomybės nuo dažnio  $\omega$  yra aprašomos įvedus atitinkamus diferencialinius koeficientus, kurie yra nagrinėjami sekančiose pastraipose.

**Bendros bazės schemoje** (BB) kintamosios emiterio srovės  $I_E \sim$  diferencialinis perdavimo koeficientas  $\alpha$  (1.126), analogiškai (1.214), yra užrašomas per diferencialinius koeficientus  $\gamma_e$ ,  $\gamma_b$  ir  $\gamma_k$  taip:

$$\alpha = \gamma_e \cdot \gamma_b \cdot \gamma_k, \quad (1.215)$$

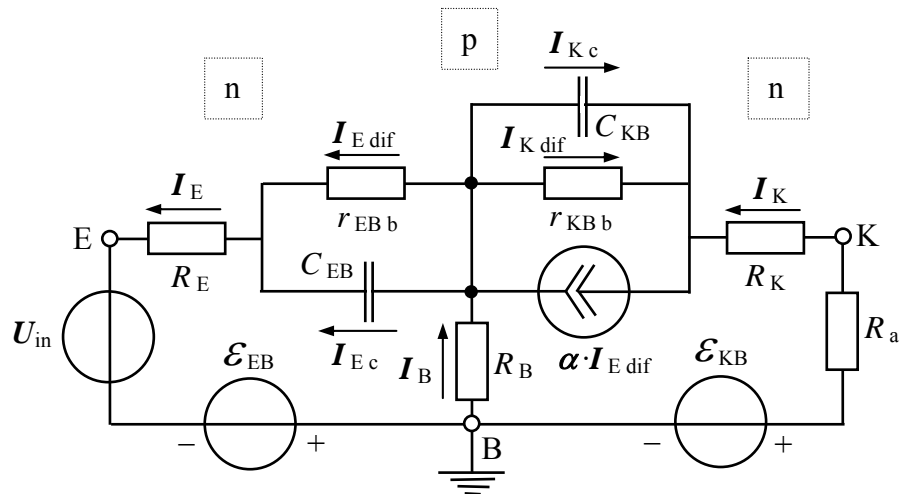
kur:

$$\gamma_e = I_{n\sim} / I_{E\sim} = I_{n\sim} / (I_{n\sim} + I_{p\sim}) \cong 1 - (I_{p\sim} / I_{n\sim}), \quad (1.216)$$

$$\gamma_b = I_{nk\sim} / I_{ne\sim}, \quad (1.217)$$

$$\gamma_k = I_{K\sim} / I_{nk\sim}. \quad (1.218)$$

Akivaizdu, jog diferencialinis emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_e$  (1.216) yra mažesnis už  $\gamma_E$  (1.196) ( $\gamma_e \leq \gamma_E$ ), nes kintamoji srovė  $I_{E\sim}$  emityje yra sudaryta iš dviejų komponentų:  $I_{Ec\sim}$  - slinkties srovės, tekančios per emiterio p-n sandūros barjerinę talpą  $C_{EB}$  ir  $I_{Edif\sim}$  - difuzinės komponentės, atsakingos už kintamąją srovę  $I_{K\sim}$  kolektoriuje. Čia reikia pastebėti, kad dėl kintamosios įtampos  $U_{EB\sim}$  poveikio, kintamąją slinkties srovę  $I_{Ec\sim}$  sudaro pagrindinių krūvininkų- elektronų n- emityje ir skylių p- bazėje, kintamasis svyruojantis judėjimas, atkartojantis emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities atitinkamų ribų emityje ir bazėje judėjimą. Todėl srovė  $I_{Ec\sim}$  nėra srovės  $I_{K\sim}$  sandas. Akivaizdu, jog didėjant įėjimo signalo  $U_{EB\sim}$  dažniui  $\omega$ , slinkties srovė  $I_{Ec\sim}$  didėja, mažindama  $\gamma_e$  vertę. Šiai  $\gamma_e$  priklausomybei nuo  $\omega$  nustatyti, pasinaudosime bendros bazės grandinėje įjungto tranzistoriaus ekvivalentine schema, kuri yra parodyta 1.76 pav.



1.76 pav. Bendros bazės (BB) grandinėje įjungto n-p-n tranzistoriaus ekvivalentine schema

1.76 pav. pastoviųjų įtampų maitinimo šaltinių  $\mathcal{E}_{EB}$  ir  $\mathcal{E}_{KB}$  poliaringumai atitinka normaliąją n-p-n tranzistorių veiką. Čia, be jau anksčiau aprašytų parametrų  $r_{EBb}$  (1.124),  $r_{KBb}$  (1.127) ir  $C_{EB}$ , papildomai yra įvesti:  $R_E$  - emiterio srities ir jos omino kontakto „E“ varža;  $R_B$  - bazės srities ir jos omino kontakto „B“ varža;  $R_K$  - kolektoriaus srities ir jos

ominio kontakto „K“ varža;  $R_a$  - apkrovos varža;  $C_{KB}$  - kolektorinės p-n sandūros barjerinė talpa.

Iš 1.76 pav. matome, jog  $\gamma_e$  priklausomybę nuo dažnio  $\omega$  galime užrašyti taip:

$$\gamma_e(j\omega) = \gamma_E [Z_{C_e} / (Z_{C_e} + r_{EBb})] = \gamma_E / (1 + r_{EBb} / Z_{C_e}), \quad (1.219)$$

kur:  $Z_{C_e} = -j / (\omega C_{EB})$  (1.15) ir, įstatę tai į (1.219), gauname:

$$\gamma_e(j\omega) = \gamma_E / (1 + j\omega r_{EBb} C_{EB}) = \gamma_E / (1 + j\omega \tau_e), \quad (1.220)$$

kur:  $\tau_e = r_{EBb} \cdot C_{EB}$  - emiterio trukmės konstanta.

Išraišką (1.220) užrašome atskirdami  $\text{Re } \gamma_e$  ir  $\text{Im } \gamma_e$  dalis, tuo tikslu skaitiklį padaugindami ir vardiklį padalindami iš  $(1 - j\omega \tau_e)$ :

$$\gamma_e(j\omega) = \gamma_E / [1 + (\omega \tau_e)^2] - j \{ (\gamma_E \omega \tau_e) / [1 + (\omega \tau_e)^2] \},$$

ir iš čia randame priklausomybę  $\gamma_e(\omega)$ :

$$\gamma_e(\omega) = [(\text{Re } \gamma_e)^2 + (\text{Im } \gamma_e)^2]^{1/2} = \gamma_E / [1 + (\omega \tau_e)^2]^{1/2}. \quad (1.221)$$

Iš (1.221) ir (1.125) seka: koeficientas  $\gamma_e(\omega)$  didėja, didėjant pastoviajai srovei  $I_K$ , nes mažėja varža  $r_{EBb}$  ir tuo pačiu konstanta  $\tau_e$  (1.73 pav.).

Diferencialinis šalutinių krūvininkų pernašos per bazę koeficientas  $\gamma_b$  (1.217) taip pat yra mažesnis už koeficientą  $\gamma_B$  ( $\gamma_b \leq \gamma_B$ ). Taip yra todėl, jog elektronų tankio  $n_p$  pasiskirstymas  $n_p(x)$  (1.205) bazėje nusistovi tik per tam tikrą laiko trukmę  $\Delta t_b$ . Stacionariu atveju gautose  $\gamma_B$  išraiškose (1.208) ir (1.209) nuo dažnio  $\omega$  gali priklausyti tik elektronų difuzijos nuotolis  $L_n$ . Todėl galima užrašyti:

$$\gamma_b(\omega) = [\text{ch}(W_B / L_n(\omega))]^{-1} \cong 1 - W_B^2 / [2 \cdot L_n^2(\omega)]. \quad (1.222)$$

Teoriškai dažninę priklausomybę  $L_n(\omega)$  paskaičiuoti yra gana sudėtinga. Todėl yra taikomos įvairios aproksimacijos, pvz., analogiškai gautai išraiškai (1.221), galima užrašyti:

$$L_n(j\omega) \cong L_{n0} / (1 + j\omega \tau_b)^{1/2}, \quad (1.223)$$

kur:  $L_{n0}$  - elektronų difuzijos nuotolis p- bazėje, kai  $\omega = 0$ , t. y. tekant pastoviajai srovei;  $\tau_b$  - bazės trukmės konstanta, nusakanti laiko trukmę  $\Delta t_b$ .

Iš (1.223), atskirdami  $\text{Re } L_n$  ir  $\text{Im } L_n$  dalis, tuo tikslu išraiškos (1.223) skaitiklį padaugindami ir vardiklį padalindami iš  $(1 - j\omega \tau_b)^{1/2}$  bei pasinaudodami skleidinio formulė-  
 $(x \pm jy)^{1/2} = \pm \{ [(r+x)/2]^{1/2} \pm j [(r-x)/2]^{1/2} \}$ , kur  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ , gauname:

$$L_n(j\omega) \cong L_{n0} \left\{ \left[ 1 + (\omega\tau_b)^2 \right]^{-1/2} + \left[ 1 + (\omega\tau_b)^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2} - j \left\{ \left[ 1 + (\omega\tau_b)^2 \right]^{-1/2} - \left[ 1 + (\omega\tau_b)^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2} / \sqrt{2}, \quad (1.224)$$

ir iš čia randame dažninę priklausomybę  $L_n(\omega)$ :

$$L_n(\omega) = [(\operatorname{Re} L_n)^2 + (\operatorname{Im} L_n)^2]^{1/2} = L_{n0} / [1 + (\omega\tau_b)^2]^{1/4}. \quad (1.225)$$

Į (1.222) įstatę išraišką (1.225), gauname:

$$\gamma_b(\omega) \cong 1 - \left\{ W_B^2 [1 + (\omega\tau_b)^2]^{1/2} / (2L_{n0}^2) \right\}. \quad (1.226)$$

Dvipolio n-p-n tranzistoriaus bazėje šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio pasiskirstymo  $n_p(x)$  (1.205) funkcijos nusistovėjimo procesą laike  $t$  gerai aproksimuoja eksponentinė priklausomybė:

$$n_p(t) \cong n_{p0} + \{ n_{p0}(x) \cdot [1 - \exp(-t/\tau_b)] \}, \quad (1.227)$$

kur:  $n_{p0}(x)$  - stacionari  $n_p(x)$  vertė bazės taške  $x$  ( $0 \leq x \leq W_B$ ).

Anksčiau parodėme, jog elektronų tankio  $n_p(x)$  pasiskirstymo funkcijos nusistovėjimo trukmė  $\Delta t_b$  bazėje gali būti apspręsta dviejų dinaminių vyksmų: elektronų-skylių rekombinacijos su trukmės konstanta  $\tau_{efB}$  ir elektronų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę. Bendros bazės jungimo schemeje rekombinacinio proceso įtaka trukmei  $\Delta t_b$  yra nežymi, nes krūvio neutralumo sąlyga įžemintoje bazėje yra atstatoma per labai mažą laiko trukmę su trukmės konstanta  $\tau_M$  - Maksvelo trukmės konstanta, kuri tranzistorių gamybai naudojamuose puslaidininkinėse medžiagose yra  $\sim 1$  ps, kai tuo tarpu  $t_{dB} \ll \tau_{efB}$ , kurios trukmė  $\sim 1$   $\mu$ s. Todėl išraiškose (1.226) ir (1.227) bazės trukmės konstanta  $\tau_b$  yra:

$$\tau_b = t_{dB}/2. \quad (1.228)$$

Iš puslaidininkių fizikos žinome, jog šalutinių krūvininkų, judančių tik dėl difuzijos, pvz. elektronų p- bazėje, lėkio trukmė  $t_{dB}$  yra:

$$t_{dB} = W_B^2 / D_n. \quad (1.229)$$

Akivaizdu, jog diferencialinis kintamosios kolektoriaus srovės  $I_K \sim$  dauginimo koeficientas  $\gamma_k$  (1.218) taip pat yra mažesnis už  $\gamma_K$  (1.210) ( $\gamma_k \leq \gamma_K$ ), nes  $I_K \sim$  vertė kolektoriuje (1.76 pav.) yra mažesnė už ekstrakcijos srovę  $\alpha \cdot I_{E \text{ dif}} \sim$  (1.76 pav.). Iš 1.76 pav. matome, jog tik dalis srovės  $\alpha \cdot I_{E \text{ dif}} \sim$  patenka į tranzistoriaus kolektoriaus išorinę grandinę ir sudaro kintamąją srovę  $I_K \sim$  apkrovoje  $R_a$ . Kita ekstrakcijos srovės  $\alpha \cdot I_{E \text{ dif}} \sim$  dalis, kuri yra sudaryta iš dviejų komponenčių:  $I_{Kc}$  - slinkties srovės, tekančios per kolektoriaus p-n

sandūros barjerinę talpą  $C_{KB}$  ir  $I_{K \text{ dif}}$  - difuzinės komponentės, į kurią įeina ir pastovūs sandas  $I_{DK \text{ s}}$ , nepatenka į apkrovą  $R_a$ . Kadangi tranzistoriaus kolektorinės p-n sandūros diferencialinė varža  $r_{KB \text{ b}}$  (1.128) dažniausiai tenkina sąlygą:  $r_{KB \text{ b}} \gg R_B + R_K$ , tai difuzinės komponentės  $I_{K \text{ dif}}$  galima nepaisyti ir iš 1.76 pav. diferencialinio koeficiento  $\gamma_k$  priklausomybę nuo dažnio  $\omega$  galime užrašyti taip:

$$\gamma_k(j \omega) = \gamma_K [Z_{Ck} / (Z_{Ck} + R_B + R_K)] = \gamma_K / [1 + (R_B + R_K) / Z_{Ck}], \quad (1.230)$$

kur:  $Z_{Ck} = -j / (\omega C_{KB})$  (1.15) ir, įstatę tai į išraišką (1.230), gauname:

$$\gamma_k(j \omega) = \gamma_K / [1 + j \omega (R_B + R_K) C_{KB}] = \gamma_K / (1 + j \omega \tau_k), \quad (1.231)$$

kur:  $\tau_k = (R_B + R_K) \cdot C_{KB}$  - kolektorius trukmės konstanta.

Išraišką (1.231) užrašome atskirdami  $\text{Re } \gamma_k$  ir  $\text{Im } \gamma_k$  dalis, tuo tikslu jos skaitiklį padaugindami ir vardiklį padalindami iš  $(1 - j \omega \tau_k)$ :

$$\gamma_k(j \omega) = \gamma_K / [1 + (\omega \tau_k)^2] - j \{ (\gamma_K \omega \tau_k) / [1 + (\omega \tau_k)^2] \},$$

ir iš čia randame dažninę priklausomybę  $\gamma_k(\omega)$ :

$$\gamma_k(\omega) = [(\text{Re } \gamma_k)^2 + (\text{Im } \gamma_k)^2]^{1/2} = \gamma_K / [1 + (\omega \tau_k)^2]^{1/2}. \quad (1.232)$$

Iš (1.232) seka: koeficientas  $\gamma_k(\omega)$  didėja, didėjant pastoviajai srovei  $I_K$ , nes mažėja varžos  $R_B$  bei  $R_K$  ir tuo pačiu konstanta  $\tau_k$ .

Į (1.215) įstatę gautas išraiškas (1.221), (1.226) ir (1.232), randame dažninę priklausomybę  $\alpha(\omega)$ . Tačiau tokiu būdu gaunamos dažninės priklausomybės  $\alpha(\omega)$  išraiška yra pernelyg griozdiška ir sudėtinga, todėl dažniausiai yra naudojamos įvairios aproksimacijos, pvz. tokio pavidalo:

$$\alpha(j \omega) \cong \alpha_0 \cdot \exp \{ -j \omega [(\nu_\varphi / \omega) + (2 \pi \tau_{dK})] \} / [1 + j (\omega / \omega_\alpha)], \quad (1.233)$$

kur:  $\tau_{dK}$  - kintamojo signalo vėlinimo trukmės konstanta nuskurdintoje kolektorinės p-n sandūros srityje  $d_{pnK}$  (1.69 pav. b);  $\nu_\varphi$  - kolektorius srovės  $I_K$  fazės  $\varphi_\alpha$  atžvilgiu emiterio srovės  $I_E$  patikslinimo koeficientas;  $\omega_\alpha$  - ribinis dažnis.

Kintamojo signalo vėlinimo trukmės konstanta  $\tau_{dK}$  yra lygi šalutinių krūvininkų (elektronų p- bazėje) lėkio per kolektorius p-n sandūrą pusei laiko trukmės  $t_{dK}$ :

$$\tau_{dK} = t_{dK} / 2 = d_{pnK} / (2 \nu_s), \quad (1.234)$$

kur:  $\nu_s$  - elektronų ( $\nu_{sn}$ ) arba skylių ( $\nu_{sp}$ ) soties greitis nuskurdintoje kolektorius p-n sandūros srityje.



Išraiškoje (1.233) dažnis  $\omega_\alpha$  - ribinis dažnis, kuriam esant diferencialinis koeficientas  $\alpha(\omega)|_{\omega=\omega_\alpha} = \alpha_0/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot \alpha_0$ , ir yra išreiškiamas per  $\tau_b$  (1.228) taip:

$$\omega_\alpha = 1/\tau_b = 2/t_{dB} = 2 \cdot D_n/W_B^2. \quad (1.235)$$

Išraiškoje (1.233) dydis  $\nu_\varphi$  - kolektoriaus srovės  $I_K$  fazės  $\varphi_\alpha$  atžvilgiu emiterio srovės  $I_E$  patikslinimo koeficientas, priklausantis nuo tranzistoriaus bazės technologinio išpildymo būdo ir yra aproksimuojamas tokio pavidalo išraiška:

$$\nu_\varphi \cong 0,22 \cdot (1 + \xi_B), \quad (1.236)$$

kur:  $\xi_B = 0,5 \cdot \ln(N_{B_e}/N_{B_k})$  - legiruojančių priemaišų tankio gradiento bazėje koeficientas, išreikštas per legiruojančių priemaišų tankį:  $N_{B_e}$  - bazėje prie emiterio ir  $N_{B_k}$  - bazėje prie kolektoriaus p-n sandūrų, atitinkamai.

Iš (1.233) jau žinomu būdu randame koeficiento  $\alpha(j \omega)$  dažninę priklausomybę  $\alpha(\omega)$ :

$$\alpha(\omega) = [(\operatorname{Re} \alpha)^2 + (\operatorname{Im} \alpha)^2]^{1/2} = \alpha_0/[1 + (\omega/\omega_\alpha)^2]^{1/2}, \quad (1.237)$$

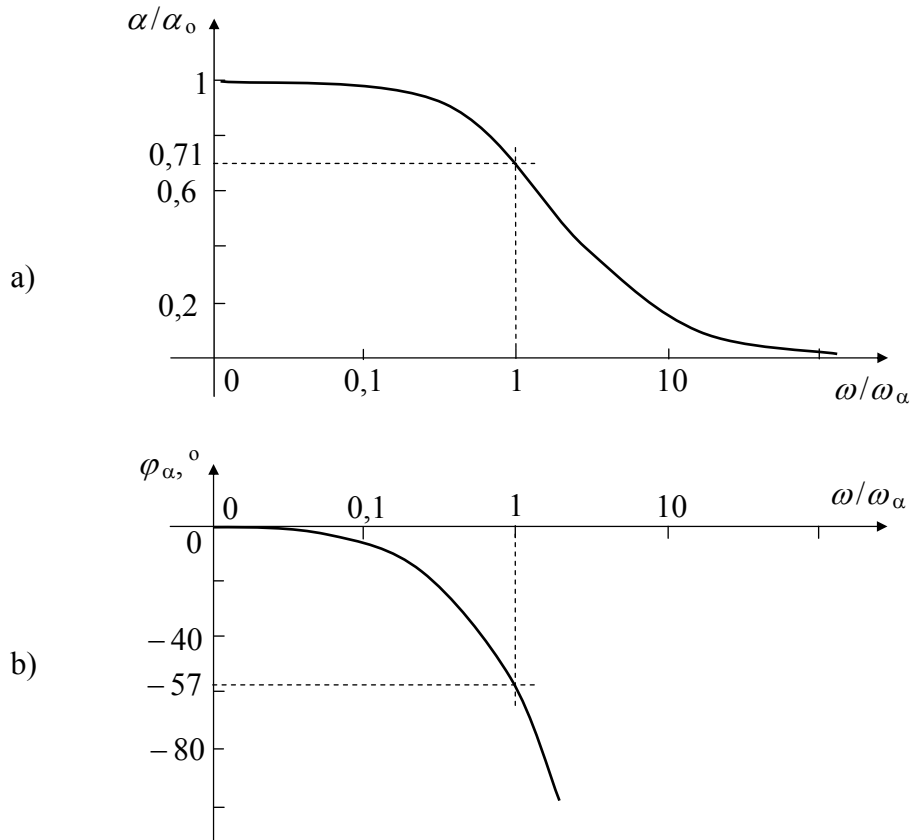
bei fazinę priklausomybę  $\varphi_\alpha(\omega)$ :

$$\begin{aligned} \varphi_\alpha(\omega) &= \operatorname{arctg}[(\operatorname{Im} \alpha)/(\operatorname{Re} \alpha)] = \\ &= -\operatorname{arctg}\{[\sin A + (\omega/\omega_\alpha) \cdot \cos A]/[\cos A - (\omega/\omega_\alpha) \cdot \sin A]\}, \end{aligned} \quad (1.238)$$

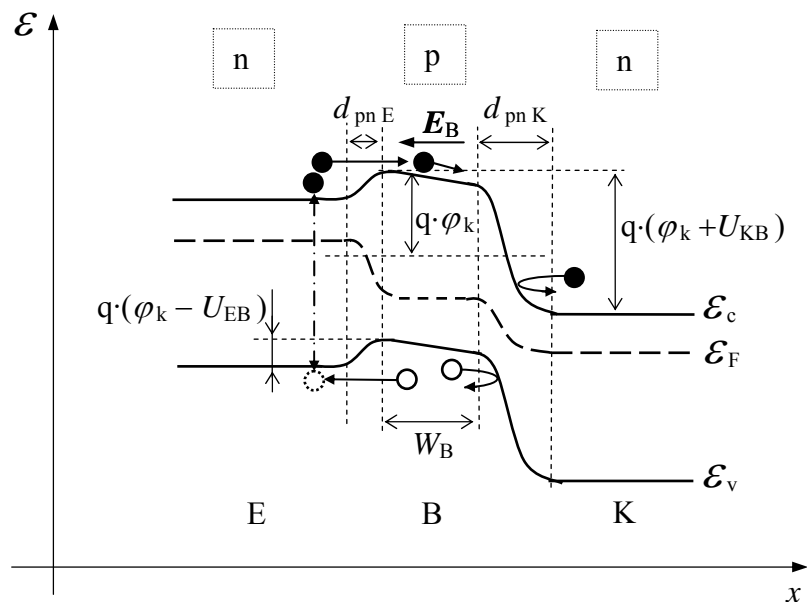
kur:  $A = \omega[(\nu_\varphi/\omega) + (2\pi\tau_{dK})]$ .

Iš (1.237) paskaičiuota dažninė priklausomybė  $\alpha(\omega)$ , o iš (1.238)- fazinė priklausomybė  $\varphi_\alpha(\omega)$  yra parodytos 1.77 pav. a ir b, atitinkami.

Nagrinėdami diferencialinį pernašos koeficientą  $\gamma_b$  (1.222) parodėme, jog tranzistoriaus dažninės charakteristikos  $\alpha(\omega)$  parametrai gerėja, mažėjant šalutinių krūvininkų (pvz. elektronų p- bazėje) lėkio trukmei  $t_{dB}$  (1.229) per bazę. Kai tranzistoriaus bazė yra tolygiai legiruota atitinkamomis priemaišomis  $N_B(x) = \text{const} \Rightarrow \partial N_B(x)/\partial x = 0$  (akceptoriais  $N_{aB}(x)$  ar donorais  $N_{dB}(x)$ ), tai tokiu atveju šalutiniai krūvininkai per bazę juda tik dėl difuzijos ir toks tranzistorius yra vadinamas difuziniu tranzistoriumi (1.69 pav. b). Difuziniame tranzistoriuje šalutinių krūvininkų lėkio trukmė  $t_{dB}$  per bazę yra paskaičiuojama iš (1.229). Akivaizdu, jog siekiant sumažinti trukmę  $t_{dB}$ , reikia padaryti tranzistoriaus bazę su šalutiniais krūvininkais greitinančiu įstatytu elektriniu lauku  $E_B$ . Vienas iš būdų realizuoti šią sąlygą yra tranzistoriaus bazės gradientinis legiravimas atitinkamomis priemaišomis, kurių tankis  $N_{B_e}$  bazėje prie emiterio p-n sandūros tenkina šią sąlygą:  $N_{B_e} > N_{B_k}$  - tankis bazėje prie kolektoriaus. Toks tranzistorius yra vadinamas dreifiniu tranzistoriumi. Dreifinio tranzistoriaus n-p-n sričių energetinė diagrama, atitinkanti pridėtų įtampų poliaringumą normalios veikos atveju bendros bazės grandinėje (1.69 pav. a), yra parodyta 1.78 pav.



1.77 pav. Iš (1.237) paskaičiuota dvipolio tranzistoriaus koeficiento  $\alpha(j\omega)$  dažninė priklausomybė  $\alpha(\omega)$  (a) ir iš (1.238)- fazinė priklausomybė  $\varphi_\alpha(\omega)$  (b)



1.78 pav. Dreifinio n-p-n tranzistoriaus atitinkamų sričių energetinė diagrama, atitinkanti pridėtų pastoviųjų įtampų poliaringumą normalios veikos atveju bendros bazės grandinėje (1.69 pav. a)

Iš 1.78 pav. matome: kai bazė yra legiruota akceptorinėmis priemaisiomis  $N_{aB}(x)$  su gradientu-  $\partial N_{aB}(x) / \partial x < 0$ - legiruojančių priemaišų tankis bazėje mažėja koordinatės  $x$

kryptimi, energetinės laidumo zonos dugnas  $\mathcal{E}_c$  ir energetinės valentinės zonos lubos  $\mathcal{E}_v$  išsikreipia taip, jog bazės srityje atsiranda vidinis elektrinis laukas  $E_B$ , nukreiptas emiterio p-n sandūros link. Šio reiškinių esmę galima išsiaiškinti taip. Dvipolio tranzistoriaus technologinio proceso gamybos metu pradiniu bazės sudarymo momentu pagrindinių krūvininkų (p- bazėje skylių) tankis  $p_{pBe}$  bazėje prie emiterio p-n sandūros dėl netolygaus legiruojančių priemaišų tankio  $N_{aB}(x)$  pasiskirstymo yra didesnis už skylių tankį  $p_{pBk}$  bazėje prie kolektoriaus p-n sandūros. To pasekoje bazėje vyksta skylių difuzija nuo emiterio link kolektoriaus ir prie emiterio atsiranda jonizuoti neigiamo krūvio akceptorinių priemaišų  $N_a$  atomai, o prie kolektorinės p-n sandūros kaupiasi teigiamo krūvio skylės  $p_p$ . Todėl bazėje atsiranda vidinis elektrinis laukas  $E_B$  (1.78 pav.), kuris nusistovi tokio didžio, kad kompensuotu skylių difuzijos procesą bazėje, t. y. skylių difuzinė srovė  $I_{p\ dif\ B}$  tampa lygi ją kompensuojančiai skylių dreifinei srovei  $I_{p\ drf\ B} = I_{p\ dif\ B}$ . Ši situacija atitinka termodinaminės pusiausvyros sąlygą bazėje. Iš puslaidininkų fizikos žinome, kad dėl netolygaus legiruojančių priemaišų tankio  $N_{aB}(x)$  pasiskirstymo atsirandantis įstatytas elektrinis laukas  $E_B$  bazėje yra paskaičiuojamas iš lygties:

$$E_B(x) = - \{[(k T)/q] \cdot [d N_a(x)/d x]\} / N_a(x), \text{ kur } 0 \leq x \leq W_B. \quad (1.239)$$

Įstatyto elektrinio lauko  $E_B$  bazėje įtaka dreifinio tranzistoriaus parametrams yra įvertinama sumažėjusia šalutinių krūvininkų (n-p-n tranzistoriuje- elektronų) lėkio per bazę trukme  $t_{dB}$  (1.229), kurios modifikuota išraiška yra:

$$t_{dB} = W_B^2 / (\eta \cdot D_n), \quad (1.240)$$

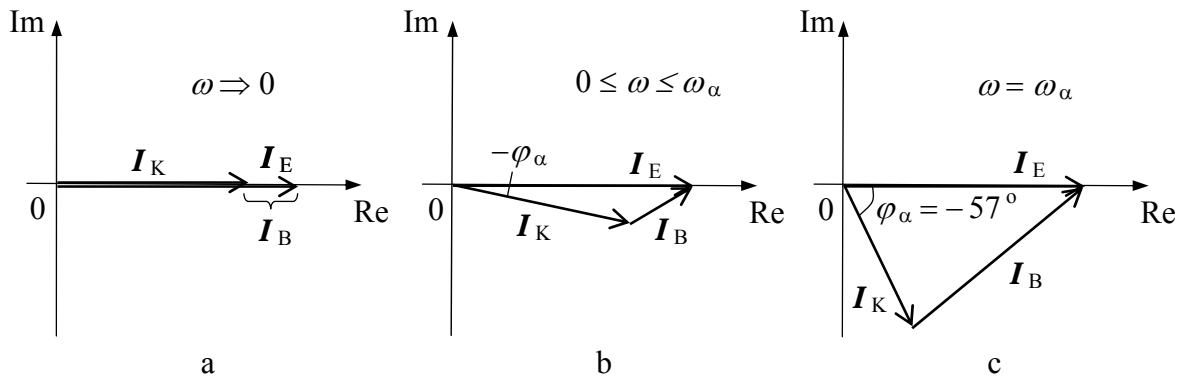
kur:  $\eta$  - greitinančio įstatyto elektrinio lauko  $E_B$  bazėje įtakos koeficientas, kuris, esant eksponentiniam  $N_{aB}(x)$  pasiskirstymui, yra paskaičiuojamas taip:

$$\eta = m^2 / \{2 \cdot [m - 1 + \exp(-m)]\} \geq 1, \quad (1.241)$$

kur:  $m = \ln(N_{Be}/N_{Bk}) \geq 10^{-6}$ .

Dažninę  $\alpha(j, \omega)$  (1.233) priklausomybę gerai iliustruoja tranzistoriaus kintamųjų srovių sumos:  $I_E = I_K + I_B$  - vektorinė diagrama, kuri yra parodyta 1.79 pav. Iš 1.79 pav. matome: didėjant signalo dažniui  $\omega$ , srovės  $I_K$  modulis  $I_K$  mažėja ir jos fazė  $\varphi_\alpha$  vis labiau atsilieka nuo srovės  $I_E = \text{const}$ , kai tuo tarpu bazės srovės  $I_B$  modulis  $I_B$  didėja. Kai signalo dažnis  $\omega = \omega_\alpha$ , fazė  $\varphi_\alpha = -57^\circ$  (1.79 pav. c).

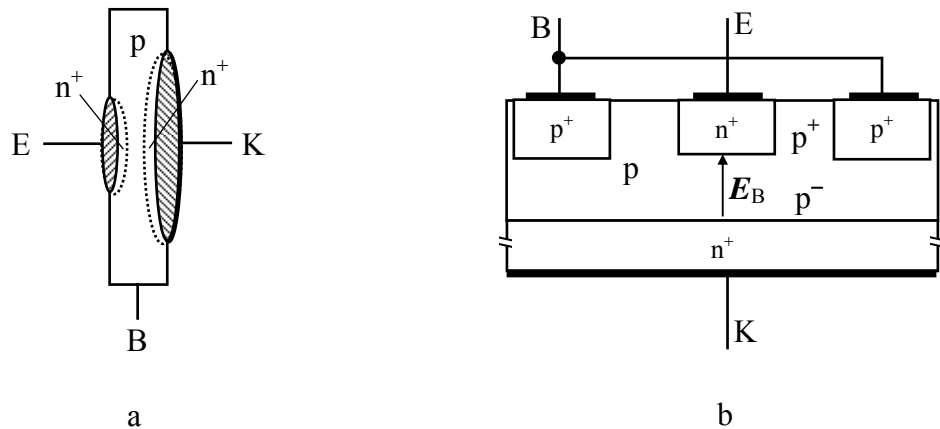
Taigi, parodėme, kad tranzistoriaus dažninės savybės bendros bazės jungimo schemoje yra apspręstos šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  (1.240) per bazę ir laiko



1.79 pav. Dvipolio tranzistoriaus kintamųjų srovių sumos:  $I_E = I_K + I_B$  - vektorinė diagrama, esant įvairiems signalo dažniams  $\omega$

trukmės konstantų:  $\tau_e$  (1.220),  $\tau_k$  (1.231) ir  $\tau_{dK}$  (1.234). Čia būtina pažymėti, jog tranzistoriaus dažninės savybės bendros bazės jungimo schemoje praktiškai nepriklauso nuo emiterio valdymo būdo- srovės šaltiniu  $I_E = \text{const}$ , ar įtampos šaltiniu  $U_{EB} = \text{const}$ . Valdant tranzistoriaus emiterį srovės  $I_E$  šaltiniu, emiterio p-n sandūroje nusistovi įtampa  $U_{EB}$ , o valdant emiterį įtampos  $U_{EB}$  šaltiniu, beveik ta pačia laiko trukmės konstanta  $\tau_b$  (1.228) nusistovi tekanti per emiterio p-n sandūrą srovė  $I_E$ .

1.80 pav. a yra parodytas difuzinio tranzistoriaus lydimo būdu padarytos konstrukcijos pjūvis, o pozicijoje b- dreifinio tranzistoriaus dvigubos difuzijos būdu padarytos planariosios konstrukcijos pjūvis.



1.80 pav. Difuzinio tranzistoriaus lydimo būdu padarytos konstrukcijos pjūvis (a) bei dreifinio tranzistoriaus dvigubos difuzijos būdu padarytos planariosios konstrukcijos pjūvis (b)

Difuzinio tranzistoriaus gamybos metu priešingose puslaidininkinės plokštelės, pvz. p- laidumo, pusėse prie aukštos temperatūros yra įlydomos atitinkamo metalo tabletės. Šio proceso išdavoje tarp įlydytų metalo kontaktų ir puslaidininkinės p- laidumo plokštelės susiformuoja ploni priešingo, šiuo atveju n- laidumo, puslaidininkiniai sluoksniai. Tokiu būdu yra gaunamas n-p-n darinys, prie kurio atitinkamų sričių yra suformuojami tranzistoriaus

išvadai: emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K (1.80 pav. a). Lydimo būdu padaryto difuzinio tranzistoriaus ribiniai dažniai siekia tik dešimtys MHz, nes jo bazės storis  $W_B$  negali būti padarytas pakankamai mažas. Geriausiu atveju difuzinio tranzistoriaus  $W_B \cong 1 \div 3 \mu\text{m}$  ir dėl šios priežasties difuziniai tranzistoriai nebegaminami.

Dreifinis planarinis tranzistorius (1.80 pav. b) yra gaminamas dvigubos arba trigubos atitinkamų legiruojančių priemaišų įterpimo (difuzijos arba (ir) joninės implantacijos) į puslaidininkį būdu. Legiruojančios priemaišos į puslaidininkį įterpiamos prie aukštos temperatūros difuzijos būdu, arba implantacijos būdu su atkaitinimo procedūra. Tokiu būdu pagaminto dreifinio tranzistoriaus bazėje sukuriamas šalutinius krūvininkus greitinantis įstatytas elektrinis laukas  $E_B$  (1.239) (1.80 pav. b), kai bazės storis  $W_B < 1 \mu\text{m}$ . Todėl dreifinių planarinių tranzistorių ribiniai dažniai siekia dešimtis GHz ir daugiau. Akivaizdu, kad dėl šių priežasčių dreifiniai planariniai dvipoliai tranzistoriai yra labai plačiai taikomi įvairiausios paskirties elektroniniuose įrenginiuose.

**Bendro emiterio schemeje** (BE) tranzistoriaus dažninės savybės taip pat yra apspręstos šalutinių krūvininkų tankio  $n_p(x)$  arba  $p_n(x)$  pasiskirstymo funkcijos (1.205) tranzistoriaus bazėje nusistovėjimo proceso trukmės  $\Delta t_b$ , kuri pakankamai gerai aprašo eksponentinę priklausomybę (1.227). Šioje priklausomybėje laiko trukmės konstantos  $\tau_b$  vertė priklauso nuo tranzistoriaus bazės bendro emiterio schemeje valdymo būdo: srovės šaltiniu  $I_B = \text{const}$ , ar įtampos šaltiniu  $U_{BE} = \text{const}$ .

Kai tranzistoriaus bazė bendro emiterio jungimo schemeje (1.53 pav. b) yra valdoma įtampos šaltiniu  $U_{BE}$ , laiko trukmės konstantos  $\tau_b$  vertė yra tokia pat, kaip ir bendros bazės schemeje: (1.228), (1.229) ir (1.240). Taip yra todėl, jog įtampos šaltinio  $U_{BE}$  vidaus varža yra lygi nuliui (arba realiuose schemeose daug kartų mažesnė už tranzistoriaus įėjimo varžas:  $R_{BEe}$  ir  $r_{BEe}$ ) ir to pasėkoje bazės krūvio neutralumo sąlygos išlaikymui nėra jokių kliūčių. Todėl į bazę padavus įtampos  $U_{BE}$  šuolį-  $U_{BE}(t) = U_0 \cdot 1(t)$ , bazės srovė  $I_B$  nusistovi per trukmę  $t_{dB}$  (1.240). Čia reikia prisiminti, jog bendro emiterio schemeje tranzistoriaus stiprinimo ir dažnines savybes nusako bazės srovės  $i_B$  diferencialinis stiprinimo koeficientas  $\beta$  (1.150), kuris, analogiškai (1.110), yra užrašomas taip:

$$\beta = I_K / I_B = \alpha / (1 - \alpha). \quad (1.242)$$

Analogiškai išraiškai (1.233), koeficiento  $\beta$  dažninė priklausomybė yra aproksimuojama taip:

$$\beta(j\omega) \cong \beta_0 \cdot \exp \{-j\omega[(\nu_\phi/\omega) + (2\pi\omega\tau_{dK})]\} / [1 + j(\omega/\omega_\beta)], \quad (1.243)$$

kur:  $\omega_\beta$  - ribinis dažnis, kuriam esant  $\beta(\omega)|_{\omega=\omega_\beta} = \beta_0 / \sqrt{2} \cong 0,71 \cdot \beta_0$ .

Ribinis dažnis  $\omega_\beta$  yra išreiškiamas per laiko trukmės konstantą  $\tau_b$  taip:

$$\omega_\beta = 1/\tau_b, \quad (1.244)$$

kur  $\tau_b$  vertė priklauso nuo tranzistoriaus bazės bendro emiterio schemeje valdymo būdo:

- ✓ kai tranzistoriaus bazė yra valdoma įtampos šaltiniu  $U_{BE} = \text{const}$ , laiko trukmės konstantos  $\tau_b$  vertė yra tokia pat, kaip ir bendros bazės schemeje (išraiškos (1.228), (1.229) ir (1.240));
- ✓ kai tranzistoriaus bazė yra valdoma srovės šaltiniu  $I_B = \text{const}$ , laiko trukmės konstanta  $\tau_b = \tau_{efB}$ , ką parodysime toliau.

Bendro emiterio jungimo grandinėje tranzistoriaus bazės valdymo srove  $I_B$  atveju, šalutinių krūvininkų tankio  $n_p(x)$  arba  $p_n(x)$  pasiskirstymo funkcijos (1.205) tranzistoriaus bazėje nusistovėjimo proceso trukmė  $\Delta t_b$ , kuri aprašo eksponentinę priklausomybę (1.227), yra apspręsta bazės krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo proceso, kai į bazės sritį iš bazės omino kontakto patenkančių pagrindinių krūvininkų skaičius per trukmės vienetą  $\Delta t$  yra pastovus, t. y. esant sąlygai:  $I_B = \text{const}$ . Šiuo atveju į bazę patekusių skylių (p-bazės atveju) arba elektronų (n-bazės atveju) elektrinio krūvio neutralumo sąlyga yra atstatoma per tiesiogine kryptimi įjungtą emiterio p-n sandūrą injektuojamais tokio pat kiekio elektronais arba skylėmis, atitinkamai, kurie ir sukuria kolektoriaus srovę  $I_K$ . Akivaizdu, kad nesant krūvininkų rekombinacijos bazėje ( $\tau_{efB} = \infty$ ), srovės  $I_K$  modulis  $I_K \Rightarrow \infty$ , nes skylių arba elektronų skaičius bazėje neapibrėžtai didėtų laike  $t$ . Vykstant krūvininkų rekombinacijai bazėje ( $\tau_{efB} \neq \infty$ ), šio proceso metu praėjus trukmei  $\Delta t_b \cong 2,2 \cdot \tau_{efB}$  nusistovi termodinaminė pusiausvyra, kurios metu rekombinavusių bazėje skylių arba elektronų skaičius per trukmės vienetą  $\Delta t$  tampa lygus injektuotų elektronų arba skylių skaičiui per tą trukmę  $\Delta t$ . Taigi parodėme, kad bendro emiterio jungimo grandinėje tranzistoriaus bazės valdymo srovės  $I_B$  šaltiniu atveju, šios schemos dinaminės savybės apspręstos laiko trukmės konstantos  $\tau_{efB}$ , kuri dažniausiai yra daug didesnė už lėkio trukmę  $t_{dB}$  (1.240) ( $\tau_{efB} \gg t_{dB}$ ). Todėl iš čia ir (1.235) bei (1.244) seka:  $\omega_\beta \leq \omega_\alpha$ .

Iš (1.243) jau žinomu būdu gauname:

$$\left. \begin{aligned} \beta(\omega) &= \{[\text{Re } \beta(j \omega)]^2 + [\text{Im } \beta(j \omega)]^2\}^{1/2} = \beta_o / [1 + (\omega/\omega_\beta)^2]^{1/2}, \\ \varphi_\beta(\omega) &= \arctg [\text{Im } \beta(j \omega) / \text{Re } \beta(j \omega)] - \pi = \\ &= -\arctg \{[\sin A + (\omega/\omega_\beta) \cdot \cos A] / [\cos A - (\omega/\omega_\beta) \cdot \sin A]\} - \pi. \end{aligned} \right\} (1.245)$$

Iš (1.245) paskaičiuotos amplitudės  $\beta(\omega)$  bei fazės  $\varphi_\beta(\omega)$  dažninės priklausomybės yra analogiškos dažninėms priklausomybėms  $\alpha(\omega)$  bei  $\varphi_\alpha(\omega)$ , atitinkamai, pateiktoms 1.77 pav. a ir b, atitinkamai, kur  $\varphi_\beta(\omega)$  vertės yra atidedamos nuo  $-\pi$  vertės.

Be jau įvestų tranzistoriaus ribinių dažnių  $\omega_\alpha$  ir  $\omega_\beta$ , dažnai yra vartojamas ribinis dažnis  $\omega_T$ , kuris yra prilyginamas dažniui  $\omega$ , kai  $\beta(\omega)|_{\omega=\omega_T} = 1$ . Taikydami šią sąlygą iš (1.245) randame:

$$\beta(\omega)|_{\omega=\omega_T} = \beta_0 / [1 + (\omega_T / \omega_\beta)^2]^{1/2} = 1,$$

ir iš čia gauname bendro emiterio schemoje tranzistoriaus bazės srovės  $I_B$  stiprinimo ribinio dažnio išraišką:

$$\omega_T = \omega_\beta (\beta_0^2 - 1)^{1/2} \cong \beta_0 \omega_\beta. \quad (1.246)$$

Kita vertus, iš (1.245), esant  $\omega > 3 \cdot \omega_\beta$ , galima užrašyti:

$$\beta(\omega) \cong \beta_0 / (\omega / \omega_\beta) = \omega_T / \omega,$$

ir iš čia randame:

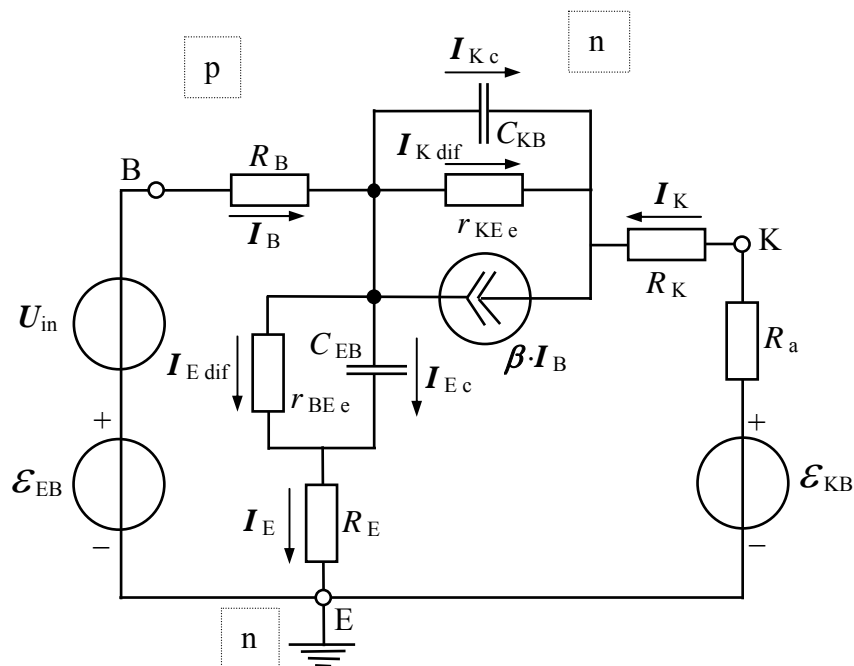
$$\omega_T \cong \beta(\omega) \cdot \omega, \quad \text{kai } \omega_T > \omega > 3 \cdot \omega_\beta. \quad (1.247)$$

Gauta išraiška (1.247) leidžia lengvai išmatuoti bendro emiterio schemoje tranzistoriaus bazės srovės  $I_B$  stiprinimo ribinį dažnį  $\omega_T$ . Ribinio dažnio  $\omega_T$  matavimo grandinėje be matavimo dažnio  $\omega$  sąlygos (1.247) būtina tenkinti srovės šaltinio sąlygą bazės grandinėje ir labai mažos aktyviosios varžos  $R_K$  kolektoriaus grandinėje sąlygą:  $R_K < 5 \Omega$ . Kita vertus, srovės  $I_B$  stiprinimo ribinį dažnį  $\omega_T$  galima nusakyti per signalo vėlinimo laiko  $t_{EK}$  trukmės konstantą  $\tau_{EK} = t_{EK} / 2$  tarp tranzistoriaus kolektoriau ir emiterio tokiu būdu:

$$\omega_T = 1 / \tau_{EK}, \quad \text{kur } \tau_{EK} = \tau_e + \tau_b + \tau_k + \tau_{dK}. \quad (1.248)$$

Bendro emiterio arba bendro kolektoriaus grandinėse normalioje veikoje įjungto tranzistoriaus ekvivalentinė schema yra parodyta 1.81 pav., kur pastoviuųjų įtampų maitinimo šaltinių  $\mathcal{E}_{EB}$  ir  $\mathcal{E}_{KB}$  poliaringumai atitinka n-p-n tranzistoriaus normaliąją veiką.

Anksčiau nagrinėdami įvairių pagrindinių radiotechninių elementų savybes parodėme, jog rezistoriuje  $R$  kintamosios srovės  $I_R$  ir įtampos  $U_R$  fazės sutampa (1.3). Todėl šią savybę patogu taikyti nustatant įvairių tranzistoriaus jungimo grandinių fazines charakteristikas, nes žemuose dažniuose ( $\omega \ll \omega_{\alpha, \beta}$ ) tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo varžos yra aktyvinio



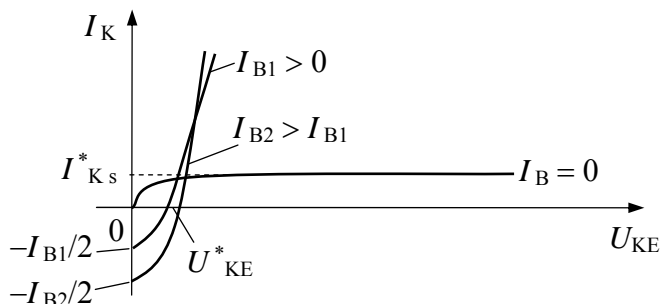
1.81 pav. Bendro emiterio arba bendro kolektoriaus grandinėse normalioje veikoje įjungto dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema

pobūdžio. Palyginę tranzistoriaus ekvivalentines schemas 1.76 pav. ir 1.81 pav., matome, jog apeinant bendru kontūrų įėjimo ir išėjimo grandinės įėjimo srovės kryptimi, kolektoriaus srovės  $I_K$  kryptis bendros bazės schemoje (1.76 pav.) sutampa su įėjimo srovės  $I_E$  emiteryje kryptimi, o bendro emiterio schemoje (1.81 pav.)- yra priešinga įėjimo srovės  $I_B$  bazėje kryptčiai. Todėl bendros bazės schemoje išėjimo signalo fazė  $\varphi_{is}$  sutampa su įėjimo signalo faze  $\varphi_{in}$  ( $\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = 0$ ), o bendro emiterio schemoje- yra priešingų fazių ( $\Delta\varphi = -180^\circ$  arba  $-\pi$  rad). Bendro kolektoriaus schemoje (1.81 pav.) įėjimo grandinės atžvilgiu išėjimo srovės  $I_E$  kryptis sutampa su įėjimo srovės  $I_B$  kryptimi. Todėl ši schema išėjimo signalo fazės nesuka ( $\Delta\varphi = 0$ ). Čia būtina priminti, kad ekvivalentinėse tranzistoriaus schemose (1.76 pav. ir 1.81 pav.) kintamųjų srovių  $I_B$ ,  $I_E$  ir  $I_K$  kryptys turi sutapti su atitinkamomis pastoviuųjų srovių  $I_B$ ,  $I_E$  ir  $I_K$  kryptimis, t. y. visais atvejais turi būti tenkinama srovių balanso sąlyga (1.108).

Anksčiau, nagrinėdami fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje, parodėme, kad bendros bazės grandinėje normalioje veikoje dvipolio tranzistoriaus kolektoriaus srovė  $I_K = I_E - I_B > 0$  net ir tada, kai  $U_{KB} = 0$ , nes ir šiuo atveju kolektoriaus p-n sandūra atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš bazės į kolektorių. Ši situacija pasikeičia iš esmės, kai tranzistorius yra įjungtas bendro emiterio schemoje (1.53 pav., b). Taigi, kai įtampa  $U_{KE} = 0$  ir įtampa  $U_{BE} > 0$ , abejos tranzistoriaus p-n sandūros yra įjungtos tiesiogine kryptimi, nes įtampa  $U_{BK} = U_{BE} - U_{KE} > 0$ . Todėl tranzistorius praranda bazės srovės stiprinimo savybę ir per kolektorių bei emiterį teka beveik vienodos tiesioginės srovės-  $|I_K| \cong |I_E| \cong I_B / 2$ . Akivaizdu, jog šiuo atveju kolektoriaus srovė  $-I_K$ , t. y. teka priešinga kryptimi, atžvilgiu



srovės  $I_K$  krypties, kai  $U_{KE} > 0$  (1.53 pav. b). Ši situacija yra pavaizduota 1.82 pav., kur yra parodyta tranzistoriaus išėjimo VACH pradinė sritis bendro emiterio jungimo schemoje, kai įtampa  $U_{KE} \Rightarrow 0$ .



1.82 pav. Dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH pradinė sritis bendro emiterio jungimo schemoje, kai įtampa  $U_{KE} \Rightarrow 0$

Iš 1.82 pav. matome, jog kolektoriaus įtampai  $U_{KE}$  didėjant nuo nulio užtvatine kryptimi ( $U_{KE} > 0$ ), srovės  $-I_K$  modulis mažėja ir tampa lygus nuliui tik pasiekus tam tikrą užtvartinės įtampos  $U_{KE}$  vertę-  $U_{KE}^* \cong 0,1 \div 0,2$  V (Si). Kai įtampa  $U_{KE} \geq U_{KE}^*$ , tranzistoriaus kolektorinė p-n sandūra yra uždaryta ( $U_{KB} \geq 0$ ) ir pradeda veikti šalutinių krūvininkų ekstrakcijos iš bazės į kolektorių reiškinys- turime bazės srovės  $I_B$  stiprinimo efektą ir stebime išėjimo VACH eigą bendro emiterio jungimo schemoje (1.61 pav. b).

Dvipolio tranzistoriaus pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{K \max}$  - didžiausioji (maksimali) pastovioji kolektoriaus srovė;

$I_{B \max}$  - maksimali pastovioji bazės srovė;

$I_{E s}^*$  - emiterio p-n sandūros atgalinė soties srovė, esant trumpajam jungimui kolektoriaus p-n sandūroje ( $U_{KB} = 0$ );

$I_{K s}^*$  - kolektoriaus p-n sandūros atgalinė soties srovė, esant trumpajam jungimui emiterio p-n sandūroje ( $U_{EB} = 0$ );

$I_{K e s}$  - kolektoriaus-emiterio atgalinė soties srovė, kai  $I_B = 0$ ;

$U_{KB \max}$  - pramušimo įtampa tarp kolektoriaus ir bazės, kai  $I_E = 0$ ;

$U_{EB \max}$  - pramušimo įtampa tarp emiterio ir bazės, kai  $I_K = 0$ ;

$U_{KE \max}$  - pramušimo įtampa tarp kolektoriaus ir emiterio, kai  $I_B = 0$ ;

$P_{K \max}$  - maksimali kolektoriuje išspinduliuojama pastovioji galia;

$T_{\max}$  - maksimali korpuso (puslaidininkinio kristalo) temperatūra;

$\beta_{o \max}$ ,  $\beta_{o \min}$  - maksimali, minimali pastoviosios bazės srovės  $I_B$  stiprinimo koeficiento vertė, atitinkamai;

$\omega_{T \max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{T \max}$  - bendro emiterio schemoje tranzistoriaus bazės srovės  $I_B$  stiprinimo ribinio dažnio maksimali vertė;

$C_{EB0}$  - emiterio p-n sandūros barjerinė talpa, kai  $U_{EB} = 0$ ;

$C_{KB0}$  - kolektoriaus p-n sandūros barjerinė talpa, kai  $U_{KB} = 0$ ;

$\tau_{k0} = (R_B + R_K) \cdot C_{KB0} \cong R_B \cdot C_{KB0}$  - kolektoriaus trukmės konstanta, kai  $U_{KB} = 0$  ir  $I_B = 0$ .

Be jau anksčiau aprašytų tranzistoriaus ribinių dažnių:  $\omega_\alpha$ ,  $\omega_\beta$  ir  $\omega_T$  yra įvedamas tranzistoriaus kokybės koeficientas  $K_\omega$ :

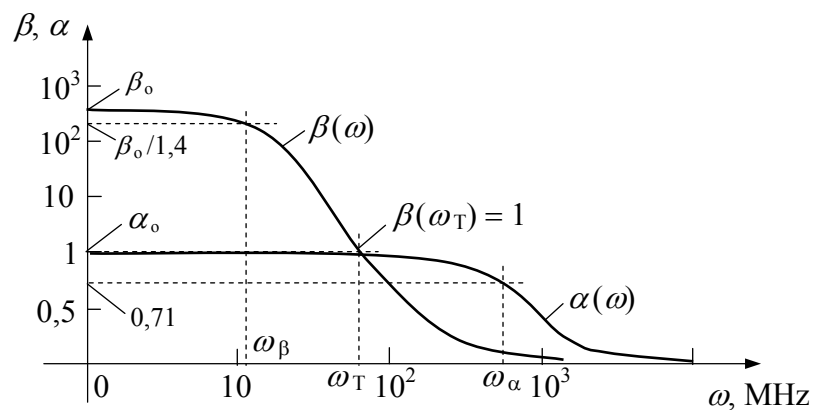
$$K_\omega = (\omega_{\max} / \omega)^2, \quad (1.249)$$

kur:  $\omega_{\max} = 2 \pi f_{\max}$  - maksimalus generacijos dažnis, kai  $\omega = \omega_{\max}$  ir  $K_p(\omega_{\max}) = 1$ :

$$\omega_{\max} = [(\alpha_0 \omega_T) / (8 \pi \tau_k)]^{1/2}. \quad (1.250)$$

Kokybės koeficientas  $K_\omega$  savo verte yra lygus galios stiprinimo koeficientui  $K_p$ , kai grįžtamasis ryšis tranzistoriuje duotam dažniui  $\omega$  yra pilnai kompensuotas išorine grįžtamojo ryšio grandine.

Aprašytų tranzistoriaus ribinių dažnių  $\omega_\alpha$ ,  $\omega_\beta$  ir  $\omega_T$  palyginimui, 1.83 pav. yra parodytos koeficientų  $\alpha(\omega)$  ir  $\beta(\omega)$  dažninės priklausomybės, kai tranzistoriaus emiteris ( bendros bazės schemoje ) arba bazė ( bendro emiterio schemoje ) yra valdomi atitinkamu įėjimo srovės šaltiniu.



1.83 pav. Koeficientų  $\alpha(\omega)$  ir  $\beta(\omega)$  dažninės priklausomybės, kai dvipolio tranzistoriaus emiteris ( bendros bazės schemoje ) arba bazė ( bendro emiterio schemoje ) yra valdomi atitinkamu įėjimo srovės šaltiniu

Iš 1.83 pav. Iš pateiktų grafikų matome, jog galioja nelygybės:

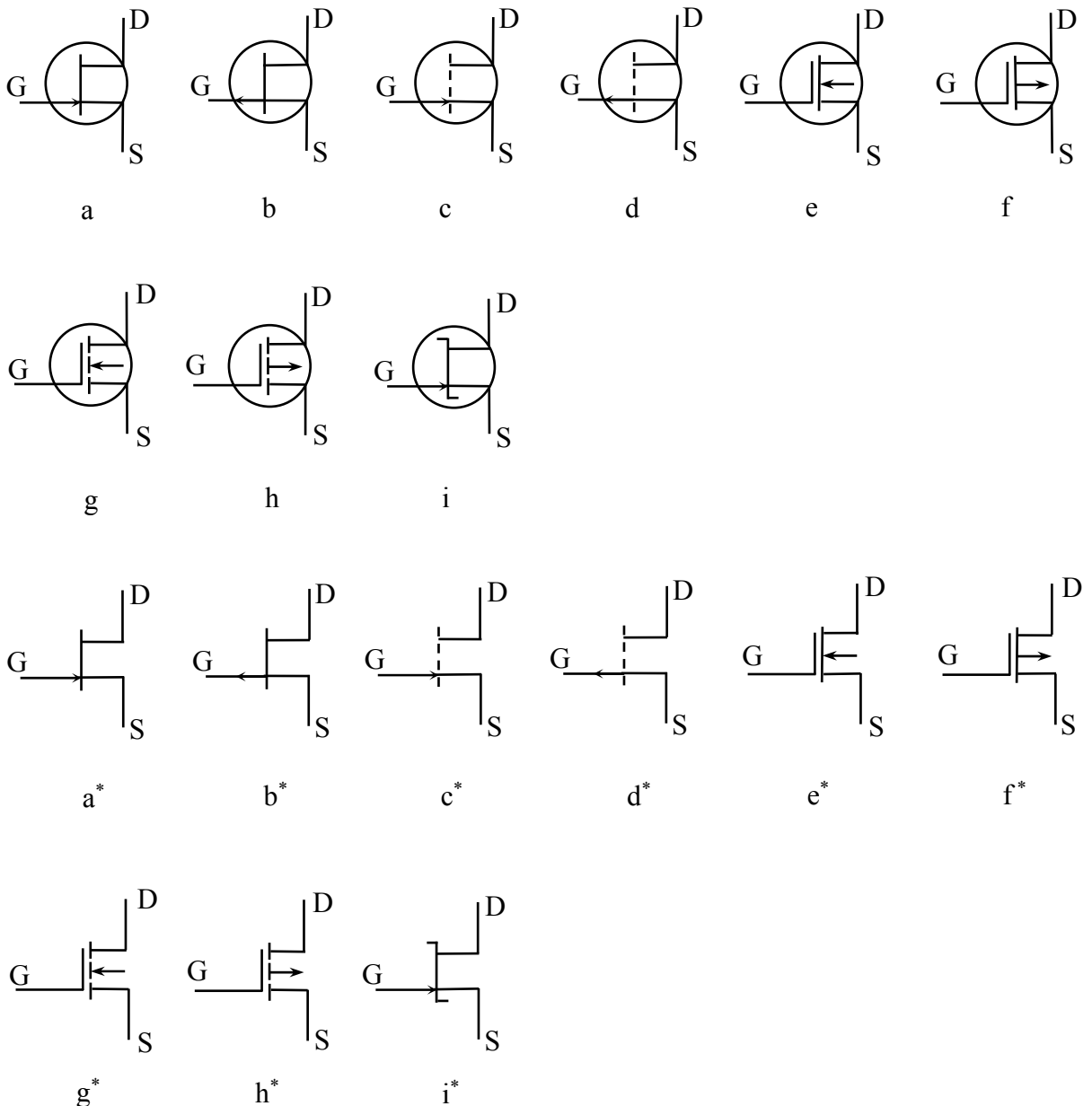
$$\omega_\beta < \omega_T < \omega_\alpha. \quad (1.251)$$

Kita vertus iš (1.251) seka, jog visais atvejais dvipolio tranzistoriaus dažninės savybės yra geresnės bendros bazės jungimo schemoje. Tačiau čia pastebėsime, jog šios grandinės

atveju tranzistoriaus įėjimo varža yra labai maža (žiūrėti 2 lentelę) ir tai sudaro tam tikrus keblumus konstruojant įvairius elektroninius įrenginius su dvipoliais tranzistoriaus.

### 1.3.2. Vienpolis ( unipolarinis, lauko ) tranzistorius

*Vienpolis ( lauko, unipolarinis ) tranzistorius*- puslaidininkinis įtaisas, kurio pagrindinė paskirtis stiprinti kintamųjų elektrinių signalų galią:  $p = u \cdot i > 1$ . Kita esminė paskirtis- pastoviosios įtampos arba ( ir ) srovės keitimas į kintamąją įtampą arba ( ir ) srovę, atitinkamai. Vienpolio tranzistoriaus ( toliau tekste- tranzistorius ) grafiniai simboliai yra parodyti 1.84 pav., kur: a ÷ f atitinka Europinį standartą, o a\* ÷ f\* - Amerikietiškaį standartą. Tranzistoriaus išvadai yra pažymėti taip: G- užtūra, S- ištakas ir D- santakas.



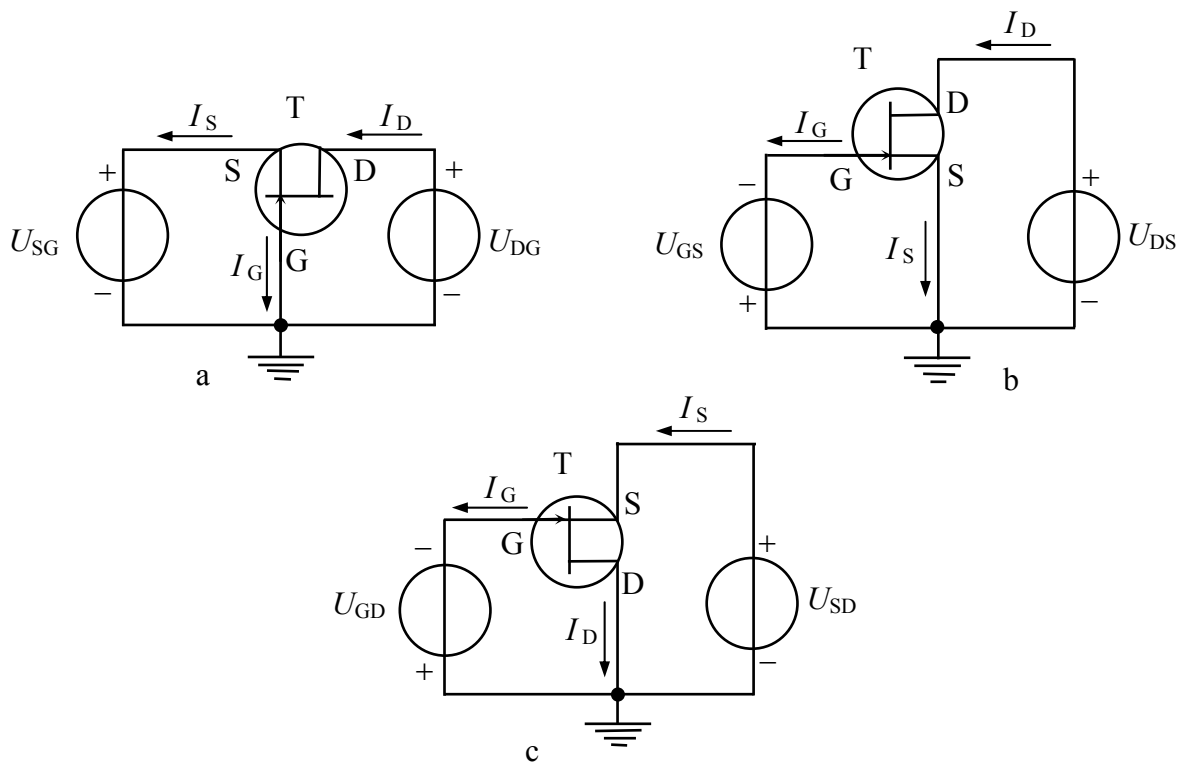
1.84 pav. Vienpolio ( lauko ) tranzistoriaus grafiniai simboliai

1.84 pav. a ir b ( $a^*$  ir  $b^*$ ) yra pavaizduoti atidarytieji n- ir p- kanalo tranzistoriai su p-n sandūros užtūra (n- arba p- kanalo atidarytasis sandūrinis lauko tranzistorius); c ir d ( $c^*$  ir  $d^*$ )- uždarytieji n- ir p- kanalo tranzistoriai su p-n sandūros užtūra (n- arba p- kanalo uždarytasis sandūrinis lauko tranzistorius); e ir f ( $e^*$  ir  $f^*$ )- įterpto n- ir p- kanalo tranzistoriai su izoliuota užtūra; g ir h ( $g^*$  ir  $h^*$ )- indukuoto n- ir p- kanalo tranzistoriai su izoliuota užtūra; i ir  $i^*$ - n- kanalo tranzistorius su Šotkio sandūros užtūra (n- kanalo sandūrinis Šotkio lauko tranzistorius).

Dažniausiai izoliuota užtūra yra padaryta metalo (M)- oksido (O)- arba dielektriko (D)- puslaidininkio (P) darinio pavidalu, todėl tokie lauko tranzistoriai yra vadinami MOP arba MDP tranzistoriais. Taigi, matome, kad didelę lauko tranzistorių įvairovę galima apibendrinti į tris grupes pagal užtūros konstrukciją: sandūriniai lauko tranzistoriai, MOP (MDP) tranzistoriai ir sandūriniai Šotkio lauko tranzistoriai. MOP (MDP) tranzistoriai, savo ruožtu, yra skirstomi į du pogrupius: indukuoto ir įterpto kanalo lauko tranzistorius.

Lauko tranzistoriaus pagrindinėms elektrinėms savybėms išsiaiškinti nagrinėsime n-kanalo tranzistorių, nes p-kanalo tranzistoriaus atveju skirsis tik pastoviųjų įtampų poliaringumai ir srovių kryptys jo atitinkamuose išvaduose (kontaktuose).

1.85 pav. yra parodytos n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus trys jungimo grandinės: a- bendros užtūros (BU), b- bendros ištakos (BI) ir c- bendro santakos (BS).



1.85 pav. Trys jungimo grandinės su n-kanalo atidarytoju sandūrinio lauko tranzistoriumi: a- bendros užtūros (BU), b- bendros ištakos (BI) ir c- bendro santakos (BS)

1.85 pav. taip pat yra parodyti atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių  $U$  ( arba  $U_{\pm}$  ) jungimo poliaringumai ir tekančių srovių  $I$  kryptys tranzistoriaus T atitinkamuose išvaduose. Įtampų šaltinių ir srovių indeksai atitinka tranzistoriaus T išvadų pavadinimus.

1.85 pav. parodytose n- kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus jungimo grandinėse atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių poliaringumai atitinka normalią tranzistoriaus T veiką. Matome, jog visose tranzistoriaus jungimo schemose pastoviosios įtampos šaltinių poliaringumai parinkti taip, kad užtūros G p-n sandūra būtų įjungta atgaline kryptimi.

Pagrindinė lauko tranzistoriaus savybė yra jo santakos D srovės  $I_D$  priklausomybė nuo užtūros G įtampos  $U_{GS}$ . Ši pastoviosios srovės  $I_D$  priklausomybė nuo  $U_{GS}$  yra nusakoma taip:

$$I_D = S_o U_{GS}, \quad (1.252)$$

kur:  $S_o = \Delta I_D / \Delta U_{GS}$  - tranzistoriaus statumas pastoviajai srovei veikos taške  $U_{GS_o}$  ir esant sąlygai  $U_{DS} = \text{const}$ , o pokyčiai  $\Delta I_D$  ir  $\Delta U_{GS}$  bendru atveju gali būti skirtingų ženklų.

Visose lauko tranzistoriaus jungimo schemose (1.85 pav.) pastoviosioms srovėms  $I_D$  ir  $I_S$  galioja srovių balanso lygtis:

$$I_D \cong I_S, \quad (1.253)$$

ir užtūros G srovei  $I_G$  :

$$I_G = I_s \cong 0, \quad (1.254)$$

kur:  $I_s$  - užtūros G (p-n sandūros) atgalinė soties srovė ((1.74), (1.75)), kurios vertę priimame beveik lygią nuliui.

**Bendros užtūros schemoje** (BU) (1.85 pav. a) įėjimo srovė yra  $I_S$ , o išėjimo-  $I_D$ . Todėl šios grandinės pastoviosios ir kintamosios srovių perdavimo koeficientai  $K_{I_g}$  ir  $K_{i_g}$ , atitinkamai, yra:

$$K_{I_g} = I_D / I_S \cong 1, \quad K_{i_g} = I_D \sim / I_S \sim \cong 1, \quad (1.255)$$

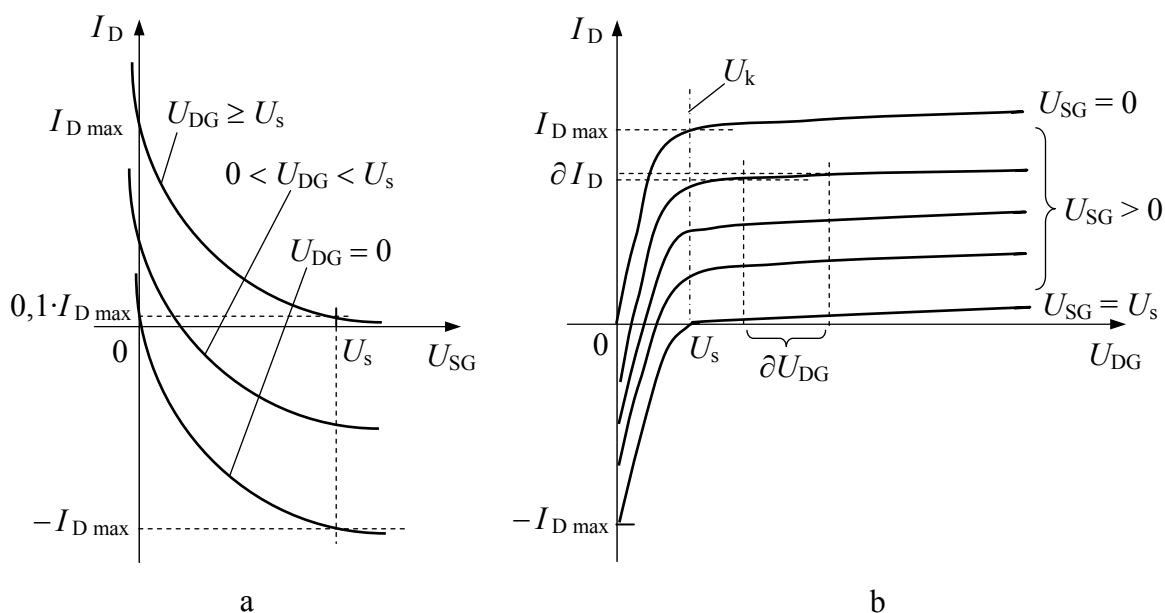
kur apytikslė lygybė parašyta priėmus sąlygą (1.254) bei kintamojo signalo atveju esant mažiems dažniams, kai galima nepaisyti užtūros talpos slinkties srovės.

Bendros užtūros grandinėje (1.85 pav. a) tranzistoriaus veikai nusakyti yra naudojamos:

perdavimo charakteristika-  $I_D(U_{SG})$ , esant užduotai  $U_{DG} = \text{const}$ ;

išėjimo VACh-  $I_D(U_{DG})$ , esant užduotai  $U_{SG} = \text{const}$ .

1.86 pav. a ir b yra parodytos bendros užtūros schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{SG})$  bei jo išėjimo VACH  $I_D(U_{DG})$ , atitinkamai.



1.86 pav. Bendros užtūros schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{SG})$  (a) bei jo išėjimo VACH  $I_D(U_{DG})$  (b)

Perdavimo charakteristika  $I_D(U_{SG})$ , kai yra tenkinama sąlyga:  $0 \leq U_{SG} \leq U_s$ , yra aprašoma šia aproksimacija:

$$I_D \cong I_{D \max} \{ [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]^2 - 1 + (|U_{DG}|/|U_s|) \}, \quad (1.256)$$

kur:  $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$  ir  $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$ ;  $U_s$  - slenkstinė užtūros įtampa, kuriai esant santakos srovė  $I_D = 0,1 \cdot I_{D \max}$ , kai  $U_{DG} \geq U_s$ ;  $I_{D \max}$  - santakos srovė, kai  $U_{SG} = 0$  ir  $U_{DG} \geq U_s$ .

Akivaizdu, jog bendros užtūros schemoje  $U_s \cong U_{DG}$ . Kita vertus, tranzistoriaus normalios veikos metu užtūra negali būti atidaryta ( $U_{SG} \geq 0$ ), todėl srovė  $I_{D \max}$  bendros užtūros schemoje tuo pačiu yra didžiausia santakos srovė.

Iš perdavimo charakteristikos (1.256) bendros užtūros schemoje randame tranzistoriaus diferencialinį statumą  $S_g$  kintamajai srovei, kai  $U_{DG} = \text{const}$  (čia ir toliau priimame, kad kintamojo signalo dažnis  $\omega$  yra pakankamai mažas, kai galima nepaisyti užtūros talpos slinkties srovės):

$$S_g = [I_D(U_{SG})] \Big|_{U_{SG}} = I_{D \sim} / U_{SG \sim} \cong 2 I_{D \max} (|U_{SG}| - |U_s|) / U_s^2 =$$

$$= |S_g| = 2 (I_{D \max} I_D)^{1/2} / |U_s|, \quad \text{kai } U_{DG} = \text{const.} \quad (1.257)$$

Iš čia matome, jog statumas  $S_g$  didėja, didėjant santakos pastoviajai srovei  $I_D$ . Todėl yra įvedamas  $S_{g \max}$ , kai  $I_D = I_{D \max}$ , ir iš (1.257) randame:

$$S_{g \max} \cong 2 I_{D \max} / |U_s|. \quad (1.258)$$

Gauta išraiška (1.258) yra labai patogi įtampai  $U_s$  nustatyti, nes parametrai  $S_{g \max}$  ir  $I_{D \max}$  yra lengvai išmatuojami prie  $U_{SG} = 0$ .

Iš išėjimo VACH (1.86 pav. b) matyti, jog esant mažoms  $U_{DG}$  vertėms ( $U_{DG} \leq U_k$  - išėjimo VACH kreivės  $U_{SG} = \text{const}$  lūžio vietos įtampa) santakos srovė  $I_D$  didėja proporcingai įtampai  $U_{DG}$ , t. y. tranzistorius elgiasi kaip kintamasis rezistorius, kurio varža  $R_{DGg}$  pastoviajai srovei  $I_D$  yra keičiama įėjimo įtampos  $U_{SG}$  verte. Ši išėjimo VACH dalis, kai  $U_{DG} \leq U_k = U_s$ , yra aprašoma taip:

$$I_D = I_{D \max} [ |U_{DG}| \cdot (2 \cdot |U_s| - |U_{DG}|) - |U_{SG}| \cdot |U_s| ] / U_s^2, \quad (1.259)$$

kur:  $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$  ir  $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$ .

Lygtimi (1.259) aprašoma išėjimo VACH dalis yra vadinama pradine sritimi, kurioje santakos srovė  $I_D$  beveik vienodai priklauso ir nuo įtampos  $U_{DG}$ , ir nuo įtampos  $U_{SG}$ . Išėjimo VACH sritis už įtampa  $U_k$  nusakomų lūžio vietų-  $|U_{DG}| \geq |U_k|$ , yra vadinama sąsmaukos sritimi, kurioje santakos srovė  $I_D$  priklauso tik nuo įtampos  $U_{SG}$  ir labai mažai priklauso nuo įtampos  $U_{DG}$ .

Bendros užtūros schemoje nagrinėjant tranzistoriaus įėjimą, kaip įėjimo įtampos šaltinio  $U_{SG}$  apkrovą, yra įvedama įėjimo varža  $R_{SGg}$  pastoviai srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{SGg}$  kintamajai srovei:

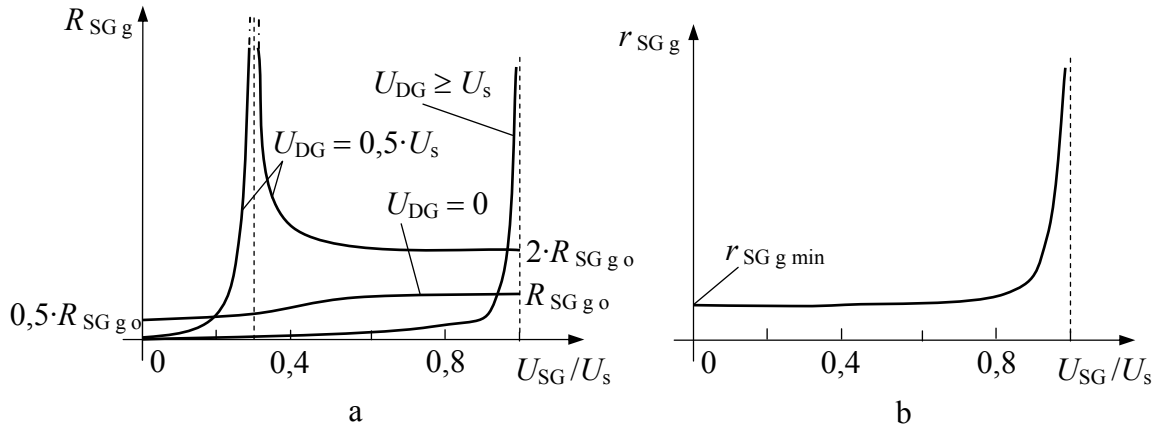
$$\left. \begin{aligned} R_{SGg} &= |U_{SG}| / I_s, \\ r_{SGg} &= U_{SG} / I_s, \quad \text{kai } U_{DG} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (1.260)$$

Iš (1.254) ÷ (1.258) ir (1.260), randame:

$$\left. \begin{aligned} R_{SGg} &= |U_{SG}| / \left\{ I_{D \max} \left[ \left( 1 - (|U_{SG}| / |U_s|) \right)^2 - \left( 1 - (|U_{DG}| / |U_s|) \right) \right] \right\}, \\ r_{SGg} &= U_{SG} / I_s = 1 / S_g = U_s^2 / [ 2 I_{D \max} (|U_s| - |U_{SG}|) ]. \end{aligned} \right\} \quad (1.261)$$

1.87 pav. a ir b yra parodytos iš (1.261) paskaičiuotos varžų  $R_{SGg}$  ir  $r_{SGg}$  priklausomybės nuo įtampos  $U_{SG}$ , atitinkamai, kur:  $R_{SGg0} = |U_s| / I_{D \max}$ .

Iš 1.87 pav. pateiktų grafikų matome, jog priklausomybės  $R_{SGg}(U_{SG})$  kitimo pobūdis



1.87 pav. Bendros užtūros schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus iš (1.261) paskaičiuotos varžų  $R_{SGg}$  (a) ir  $r_{SGg}$  (b) priklausomybės nuo įtampos  $U_{SG}$

labai priklauso nuo įtampos  $U_{DG}$ , o tranzistoriaus varža  $R_{SGg}(U_{SG})$  kinta intervale-  $0 \div \infty$ . Tuo tarpu tranzistoriaus diferencialinė varža  $r_{SGg}(U_{SG})$  kinta intervale-  $r_{SGg \min} \div \infty$ , kur:

$$r_{SGg \min} = |U_s| / (2 \cdot I_{D \max}). \quad (1.262)$$

Kita vertus iš 1.87 pav. a pateiktų grafikų matome, jog priklausomybės  $R_{SGg}(U_{SG})$  kitimo pobūdis turi labai ryškią smaile, kai  $U_{DG} \leq U_s$ . Ši tranzistoriaus įėjimo varžos  $R_{SGg}$  savybė gali būti panaudota parametriniuose įrenginiuose, kaip rezistorinis varistorius su dvigubo dažnio kitimo varža.

Bendros užtūros schemoje nagrinėjant tranzistoriaus išėjimą, kaip kintamosios įtampos šaltinio  $U_{DG} \sim$  apkrovą, yra įvedama diferencialinė išėjimo varža  $r_{DGg}$ :

$$r_{DGg} = U_{DG} / I_{D \sim}, \quad \text{kai } U_{SG} = \text{const}. \quad (1.263)$$

Iš (1.259) ir (1.263) randame varžos  $r_{DGg}$  vertę išėjimo VACH pradinėje srityje:

$$r_{DGg} = U_s^2 / [2 I_{D \max} (|U_s| - |U_{DG}|)] = |U_s| / \{ 2 I_{D \max} [1 - (|U_{DG}| / |U_s|)] \}, \quad (1.264)$$

kur:  $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$ .

Palyginę (1.264) ir (1.261) matome, kad priklausomybė  $r_{DGg}(U_{DG})$  yra analogiška priklausomybei  $r_{SGg}(U_{SG})$  (1.87 pav., b) ir  $r_{DGg \min} = r_{SGg \min}$  (1.262). Kai  $|U_{DG}| \geq |U_s|$ , diferencialinė išėjimo varža  $r_{DGg} = \infty$  visoje išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.86 pav. b).

Bendros užtūros jungimo schemoje (1.85 pav. a) tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{DGg}$  pastoviai srovei išėjimo VACH pradinėje srityje ( $|U_{DG}| \leq |U_s|$ ) yra užrašoma taip:

$$R_{DGg} = |U_{DG}| / I_D, \quad \text{kai } 0 \leq |U_{DG}| \leq |U_k| = |U_s|, \quad (1.265)$$

ir iš (1.259) bei (1.265) randame:



$$R_{DGg} = (U_s^2 |U_{DG}|) / \{ I_{Dmax} [|U_{DG}| (2 \cdot |U_s| - |U_{DG}|) - |U_{SG}| \cdot |U_s|] \}, \quad (1.266)$$

kur:  $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_k| = |U_s|$ .

Riboje tarp pradinės bei sąsmaukos išėjimo VACH sričių ( brūkšninė-taškinė linija  $U_k$  - 1.86 pav. b), kur  $|U_{DG}| = |U_s|$ , gautą išraišką (1.266) galima užrašyti taip:

$$R_{DGgk} = U_s^2 / [ I_{Dmax} (|U_s| - |U_{SG}|) ] = |U_s| / \{ I_{Dmax} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)] \}, \quad (1.267)$$

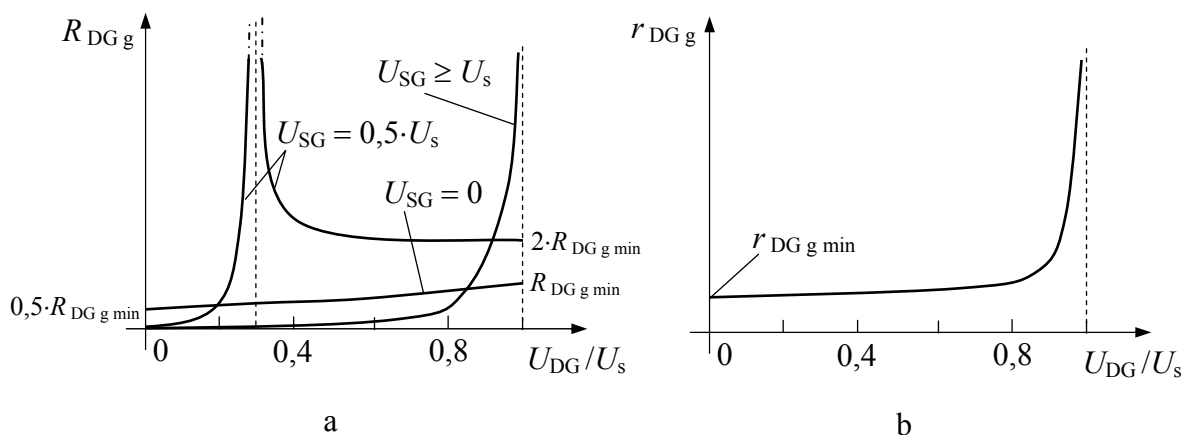
o išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kai  $|U_{DG}| > |U_s|$ , išėjimo varža  $R_{DGg}$  yra užrašoma taip:

$$R_{DGg} = R_{DGgk} + |U_{DG}| / I_{Dk}, \quad (1.268)$$

kur:  $I_{Dk} = I_{Dmax} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]$ - santakos srovė riboje tarp pradinės bei sąsmaukos išėjimo VACH sričių, kai  $|U_{DG}| = |U_s|$  (1.259).

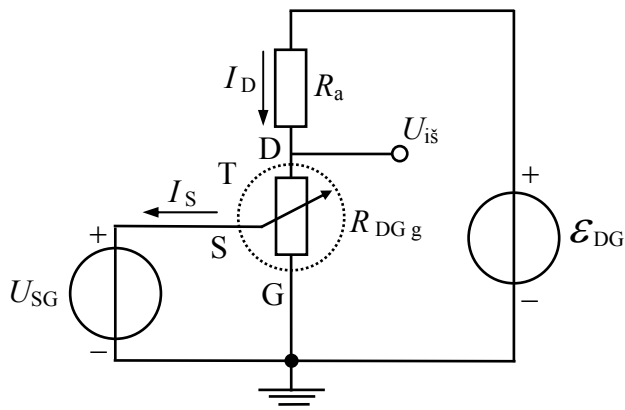
Iš (1.268) matome: kintant įtampai  $U_{SG}$  ( $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$ ), tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{DGg}$  išėjimo VACH sąsmaukos srityje ( $|U_{DG}| \geq |U_s|$ ) kinta nuo mažiausios vertės  $R_{DGgmin} = |U_s| / I_{Dmax}$ , kai  $U_{SG} = 0$  ir  $|U_{DG}| = |U_s|$ , iki  $\infty$ , kai  $|U_{SG}| = |U_s|$  ( t. y. analogiškai varžos  $r_{SGg}$  kitimui, parodytam 1.87 pav. b). Iš čia seka, jog iš esmės ir lauko tranzistorius yra įėjimo įtampa  $U_{SG}$  valdomas rezistorius-  $R_{DGg}(U_{SG})$ .

1.88 pav. yra parodytos iš (1.264) ir (1.266) paskaičiuotos varžų  $r_{DGg}$  ir  $R_{DGg}$  priklausomybės nuo įtampos  $|U_{DG}| \leq |U_s|$ , kai tranzistorius BU schemoje veikia išėjimo VACH pradinėje srityje. Iš 1.88 pav. a pateiktų grafikų matome, jog funkcijos  $R_{DGg}(U_{DG})$  kitimo pobūdis taip pat turi labai ryškią smaile, kai  $U_{SG} \leq U_s$ . Ši tranzistoriaus išėjimo varžos funkcijos  $R_{DGg}(U_{mod})$  bendros užtūros schemoje savybė gali būti panaudota parametriniuose įrenginiuose, kaip rezistorinis varistorius, kurio varžos  $R(U_{mod})$  kitimo dažnis  $\omega_R$  yra dvigubai didesnis už moduluojančios poveikio įtampos  $U_{mod}$  dažnį  $\omega_m$  ( $\omega_R = 2 \cdot \omega_m$ ).

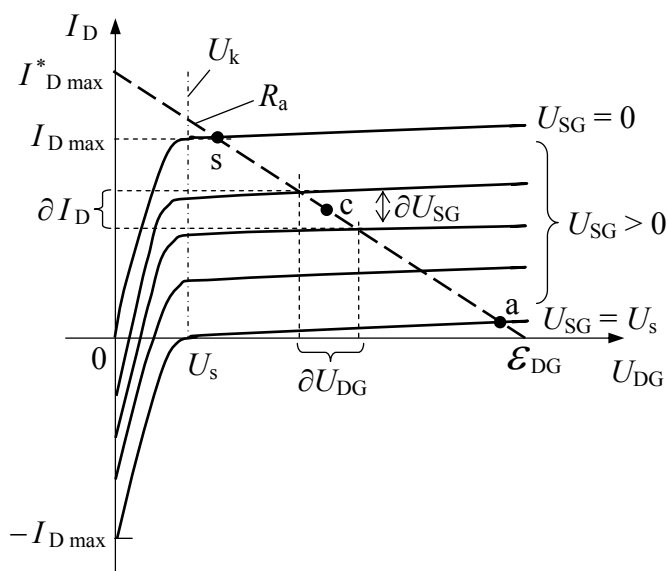


1.88 pav. Iš (1.264) ir (1.266) paskaičiuotos n- kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus BU schemoje varžų  $r_{DGg}$  ir  $R_{DGg}$  priklausomybės nuo įtampos  $|U_{DG}| \leq |U_s|$ , kai tranzistorius veikia išėjimo VACH pradinėje srityje

Išnagrinėsime 1.89 pav. parodytos bendros užtūros grandinės su tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu  $R_{DGg}$  veiką. Tuo tikslu pasinaudosime tranzistoriaus išėjimo VACH (1.86 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (1.90 pav.).



1.89 pav. Bendros užtūros grandinė su tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu  $R_{DGg}$



1.90 pav. BU schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (brūkšniuota tiesė)

Iš Omo dėsnio visai išėjimo  $U_{i\text{š}}$  grandinei (1.89 pav.) apkrovos  $R_a$  tiesė yra aprašoma taip:

$$I_D = I_{D \max}^* - |U_{DG}|/R_a, \quad \text{arba} \quad I_D = (|\mathcal{E}_{DG}| - |U_{DG}|)/R_a, \quad (1.269)$$

kur:  $I_{D \max}^* = |\mathcal{E}_{DG}|/R_a$ .

Pastoviąją išėjimo įtampą  $U_{i\text{š}}$  tranzistoriaus santakos išvade D, kai tranzistoriaus veikos taškas randasi išėjimo VACH sąsmaukos srityje, apskaičiuosime pasinaudodami Omo dėsnio visai išėjimo grandinei (1.17) bei akivaizdzia įtampų suma-  $\mathcal{E}_{DG} = U_{Ra} + U_{i\text{š}}$ :

$$\begin{aligned}
U_{i\text{s}} &= \mathcal{E}_{\text{DG}} - U_{\text{Ra}} = \mathcal{E}_{\text{DG}} - I_{\text{D}} R_{\text{a}} = \mathcal{E}_{\text{DG}} - \mathcal{E}_{\text{DG}} R_{\text{a}} / (R_{\text{a}} + R_{\text{DG g}}) = \\
&= U_{i\text{s}} = \mathcal{E}_{\text{DG}} R_{\text{DG g}} / (R_{\text{a}} + R_{\text{DG g}}),
\end{aligned} \tag{1.270}$$

kur iš (1.267) ir (1.268) įstatę  $R_{\text{DG g}}$  ir padarę pakeitimą-  $U_{\text{DG}} = U_{i\text{s}}$ , gauname kvadratinę lygtį ieškomos įtampos  $U_{i\text{s}}$  atžvilgiu. Vengdami per daug sudėtingų išraiškų, gautos lygties (1.270) sprendimą supaprastinsime. Tuo tikslu į formulę (1.270) vietoje  $R_{\text{DG g}}$  įstatome  $R_{\text{DG g k}}$  iš (1.267) ir, atlikę sprendimą, randame:

$$U_{i\text{s}} \cong |\mathcal{E}_{\text{DG}}| / \{1 + \{R_{\text{a}} I_{\text{D max}} [1 - (|U_{\text{SG}}|/|U_{\text{s}}|)]\} / |U_{\text{s}}|\}. \tag{1.271}$$

Iš (1.270) seka, jog lauko tranzistorius iš esmės taip pat yra įėjimo įtampa  $U_{\text{SG}}$  valdomas rezistorinis pastoviosios maitinimo įtampos  $\mathcal{E}_{\text{DG}}$  daliklis. Iš (1.271) matome: kai  $U_{\text{SG}} = 0$ , įtampa  $U_{i\text{s}} = |\mathcal{E}_{\text{DG}}| / (1 + R_{\text{a}} I_{\text{D max}} / |U_{\text{s}}|) \ll |\mathcal{E}_{\text{DG}}|$ , t. y. šiuo atveju tranzistorius T yra atidarytas ir jo veikos taškas randasi išėjimo VACH kreivės  $U_{\text{SG}} = 0$  ir apkrovos  $R_{\text{a}}$  tiesės susikirtimo taške “s” - *soties taške* (1.90 pav.). Kai įėjimo įtampa  $U_{\text{SG}} > 0$  ir didėja, santakos srovė  $I_{\text{D}} > 0$ , bet mažėja, ko pasekoje tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_{\text{a}}$  tiesė žemyn. Dėl to išėjimo įtampa  $U_{i\text{s}}$  didėja ir artėja prie  $\mathcal{E}_{\text{DG}}$  vertės (1.271). Taigi, išėjimo įtampos pokytis  $\Delta U_{i\text{s}} > 0$  ir savo ženklu sutampa su įėjimo įtampos pokyčiu  $\Delta U_{\text{SG}} > 0$ , o tai reiškia, jog bendros užtūros schemoje išėjimo įtampos  $U_{i\text{s}}$  pokyčio  $\Delta U_{i\text{s}}$  fazė  $\varphi_{i\text{s}}$  sutampa su įėjimo įtampos  $U_{\text{in}}$  pokyčio  $\Delta U_{\text{in}} = \Delta U_{\text{SG}}$  faze  $\varphi_{\text{in}}$ . Todėl bendros užtūros schema fazės nesuka:  $\Delta\varphi = \varphi_{i\text{s}} - \varphi_{\text{in}} = 0$ . Kai įtampa  $U_{\text{SG}} = U_{\text{s}}$ , tranzistoriaus veikos taškas randasi taške “a”- *atkirtos taške* (1.90 pav.) ir išėjimo įtampa  $U_{i\text{s}} \cong \mathcal{E}_{\text{DG}}$ , t. y. tranzistorius uždarytas.

Dažniausiai  $|U_{\text{s}}| \ll |U_{\text{DG max}}|$ - didžiausia galima įtampos  $U_{\text{DG}}$  vertė. Todėl akivaizdu, jog tranzistorius bendros užtūros schemoje gali stiprinti įtampą, nes santakos grandinės pastovioji maitinimo įtampa  $\mathcal{E}_{\text{DG}}$  gali siekti dešimtis ir šimtus voltų. Šiai tranzistoriaus savybei nusakyti yra įvedamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{\text{U g}}$ :

$$K_{\text{U g}} = U_{i\text{s}} / U_{\text{in}}, \tag{1.272}$$

kur:  $U_{\text{in}} = U_{\text{SG}}$  - pastovioji įėjimo įtampa.

Iš (1.271) seka: kai  $U_{\text{in}} = \text{const}$ , pastoviosios įėjimo įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{\text{U g}}$  didėja, didėjant įtampai  $\mathcal{E}_{\text{DG}}$  ir mažėjant apkrovos rezistoriaus  $R_{\text{a}}$  vertei.

Akivaizdu, kad bendros užtūros schemoje tranzistorius stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą  $U_{in \sim}$ , kurios dažnį  $\omega$  laikysime pakankamai mažu, kol galioja apytikslė lygybė:  $I_{S \sim} \cong I_{D \sim}$ . Todėl yra įvedamas diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{u g}$ :

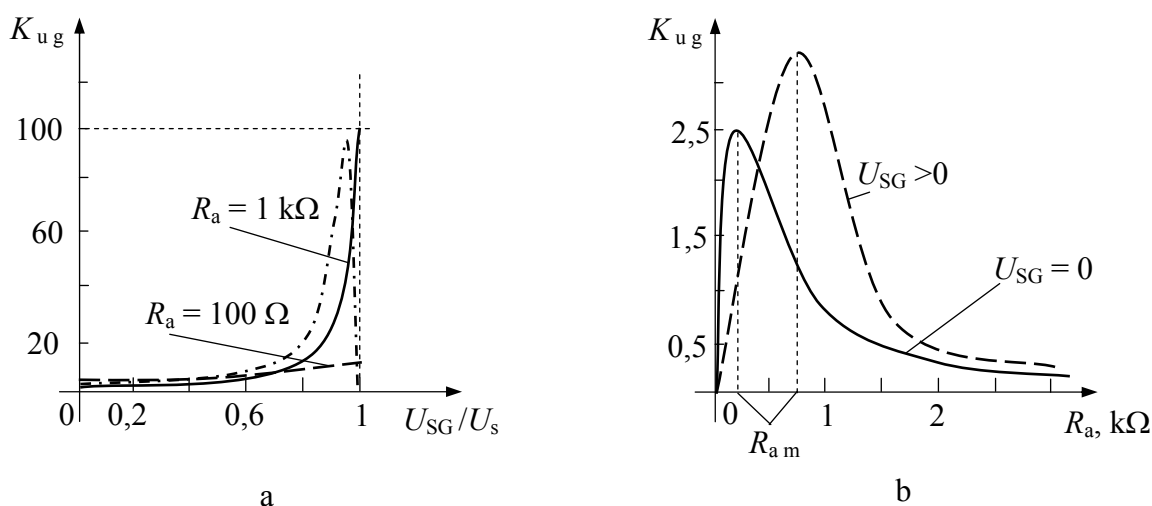
$$K_{u g} = \partial U_{i s \sim} / \partial U_{i n \sim} = U_{i s \sim} / U_{i n \sim}, \quad \text{kai } U_{S G} = \text{const}, \quad (1.273)$$

kur:  $U_{i s \sim}$  - kintamoji įtampa išėjime  $U_{i s}$  (1.89 pav.), o sąlyga  $U_{S G} = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos tašką jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške "c" (1.90 pav.).

Iš (1.271) ir (1.273) bei akivaizdžios tapatybės  $U_{S G \sim} = U_{i n \sim}$  randame:

$$K_{u g} \cong R_a I_{D \max} |\mathcal{E}_{D G}| / \{ |U_s| + R_a I_{D \max} [1 - (|U_{S G}| / |U_s|)] \}^2. \quad (1.274)$$

Iš (1.274) paskaičiuotos grafinės priklausomybės  $K_{u g}(U_{S G} / U_s)$  ir  $K_{u g}(R_a)$ , esant šioms vertėms:  $R_a = 0,1; 1 \text{ k}\Omega$ ;  $I_{D \max} = 10 \text{ mA}$ ;  $\mathcal{E}_{D G} = 10 \text{ V}$ ;  $U_s = 1 \text{ V}$ ;  $U_{S G} / U_s = 0; > 0$ , yra pateiktos 1.91 pav. a ir b, atitinkamai.



1.91 pav. BU schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus koeficiento  $K_{u g}$  priklausomybės  $K_{u g}(U_{S G} / U_s)$  (a) ir  $K_{u g}(R_a)$  (b) paskaičiuotos iš (1.274), esant šioms vertėms:  $R_a = 0,1; 1 \text{ k}\Omega$ ;

$I_{D \max} = 10 \text{ mA}$ ;  $\mathcal{E}_{D G} = 10 \text{ V}$ ;  $U_s = 1 \text{ V}$ ;  $U_{S G} / U_s = 0; > 0$ ,

Priklausomybėje  $K_{u g}(U_{S G} / U_s)$  (1.91 pav. a) matome žymų  $K_{u g}$  padidėjimą, kai apkrovos varža  $R_a \geq 1 \text{ k}\Omega$  ir  $U_{S G} \Rightarrow U_s$ . Tai paaiškinama tuo, jog tranzistoriaus varžos  $R_{D G g}$  pokytis  $\partial R_{D G g}$  (1.88 pav. a) santykinai padidėja daugiau už mažėjančios srovės  $I_D$  pokytį  $\partial I_D$ , esant  $\partial U_{S G} = \text{const}$  ir žinant, kad  $\partial U_{i s} = \partial I_D \cdot \partial R_{D G g}$ . Tačiau akivaizdu: kai  $U_{S G} \Rightarrow U_s$ , išėjimo signalo  $U_{i s \sim}$  amplitudė  $U_{i s o} \Rightarrow 0$  ir todėl  $K_{u g} \Rightarrow 0$  (brūkšninė-taškinė linija 1.91 pav.

a yra gauta padauginus  $K_{u g}$  (1.274) iš  $[1 - (|U_{SG}|/|U_s|)^{1/2}]$ . Todėl dažniausiai pastovioji įtampa  $U_{SG}$  parenkama iš sąlygos:  $|U_{SG}| \leq 0,8 \cdot |U_s|$ , kuriai esant  $K_{u g} \leq 20$ .

Iš 1.91 pav. b matome, jog priklausomybė  $K_{u g}(R_a)$  turi aiškiai išreikštą maksimumo vertę (rezonansinės kreivės pavidalą), kuri, didėjant įtampai  $U_{SG} > 0$ , didėja ir slenka į dešinę (prie didesnių  $R_a$  verčių). Koeficiento  $K_{u g}(R_a)$  maksimumo vertę  $K_{u g \max}$  atitinkančią  $R_a$  vertę  $R_{a m}$  surasime iš išraiškos (1.274) išvestinės, prilyginę ją nuliui:

$$\partial K_{u g} / \partial R_a = \{R_{a m} I_{D \max} |\mathcal{E}_{DG}| / \{|U_s| + R_{a m} I_{D \max} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\}^2\}' = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$R_{a m} = |U_s| / \{I_{D \max} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\}. \quad (1.275)$$

Iš (1.274) ir (1.275) randame:

$$K_{u g \max} = |\mathcal{E}_{DG}| / \{4 \cdot |U_s| \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\}. \quad (1.276)$$

Gauta koeficiento  $K_{u g}(R_a)$  priklausomybė (1.274) yra paaiškinama tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių  $U_{SG} = \text{const}$  šeimoje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiese (1.90 pav.) ir jos elgesiu, kintant apkrovos varžai  $R_a$ . Tarkime, jog parenkant įtampą  $U_{SG} > 0$  tranzistoriaus veikos taškas randasi taške "c". Didinant varžą  $R_a$ , kai yra išlaikomos šios sąlygos:  $U_{in} \sim U_{SG} \sim \text{const}$  ir  $\mathcal{E}_{DG} = \text{const}$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką "a" ir to pasėkoje pokytis  $\partial U_{DG} = \partial U_{i\bar{s}}$  sąsmaukos srityje iki linijos  $U_k$  didėja, o tuo pačiu didėja ir  $K_{u g}$ . Tranzistoriaus veikos taškui kirtus liniją  $U_k$  ir patekus į pradinę sritį, pokytis  $\partial U_{i\bar{s}}$  mažėja, o tuo pačiu mažėja ir  $K_{u g}$ . Mažinant varžą  $R_a$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką "a" ir to pasėkoje pokytis  $\partial U_{DG} = \partial U_{i\bar{s}}$  sąsmaukos srityje mažėja, o tuo pačiu mažėja ir  $K_{u g}$ . Taigi parodėme, jog  $K_{u g} \Rightarrow K_{u g \max}$ , kai tranzistoriaus veikos taškas parenkamas arti linijos  $U_k$ , t. y. riboje tarp išėjimo VACH pradinės ir sąsmaukos sričių (1.90 pav.).

Parodėme, kad tranzistorius bendros užtūros schemoje (1.85 pav. a) stiprina įtampą ( $K_{u g, u g} > 1$ ) ir nestiprina srovės ( $K_{i g} \cong K_{i g} \cong 1$ ). Įėjimo diferencialinė varža  $r_{SG g}$  kintamajai srovei (1.261) yra atvirkščiai proporcinga tranzistoriaus statumui  $S_g$  (1.257) ir priklauso nuo įtampos  $U_{SG}$  (1.87 pav. b), o varžos  $r_{SG g}$  kitimo intervalas:  $r_{SG g \min} \div \infty$ . Įėjimo varžos  $R_{SG g}$  pastoviajai srovei priklausomybės  $R_{SG g}(U_{SG})$  pobūdis labai priklauso nuo pastoviosios įtampos  $U_{DG}$  (1.87 pav. a) ir kinta intervale:  $0 \div \infty$ . Išėjimo varža  $R_{DG g}$  pastoviajai srovei taip pat yra funkcija nuo  $U_{SG}$  ir  $U_{DG}$  (1.266). Išėjimo VACH sąsmaukos srityje varža  $R_{DG g}$  kinta nuo mažiausios vertės  $R_{DG g \min} = |U_s|/I_{D \max}$ , kai  $U_{SG} = 0$  ir  $U_{DG} = U_s$ ,

iki  $\infty$ , kai  $U_{SG} = U_s$  ir  $U_{DG} \geq U_s$ , t. y. tranzistorius elgiasi kaip įtampa  $U_{in} = U_{SG}$  valdomas kintamasis rezistorius. Bendros užtūros schemoje tranzistoriaus diferencialinės išėjimo varžos  $r_{DGg}$  priklausomybė nuo įtampos  $U_{DG}$  (1.264) yra analogiška priklausomybei  $r_{SGg}(U_{SG})$  (1.87 pav., b), tačiau šiuo atveju varžos  $r_{DGg}$  minimali vertė-  $r_{DGg \min} = |U_s|/(2 \cdot I_{D \max})$  (1.88 pav.).

Kadangi bendros užtūros schemoje tranzistorius stiprina įtampą ir nestiprina srovės, surasime galios stiprinimo koeficientus:  $K_{Pg}$  - pastoviajai srovei ir  $K_{pg}$  - kintamajai srovei (čia, kaip ir anksčiau, priimame pakankamai žemų dažnių  $\omega$  diapazoną, kuriame  $I_{D \sim} \cong I_{S \sim}$ ):

$$K_{Pg} = P_{i\dot{s}}/P_{in}, \quad K_{pg} = P_{i\dot{s}\sim}/P_{in\sim}, \quad (1.277)$$

kur:  $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$ ,  $P_{i\dot{s}} = I_{i\dot{s}} \cdot |U_{i\dot{s}}|$ ,  $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$ ,  $P_{i\dot{s}\sim} = I_{i\dot{s}\sim} \cdot U_{i\dot{s}\sim}$ .

Iš (1.277) ir sąlygų:  $I_{i\dot{s}} = I_D$  ir  $I_{in} = I_S$  bei pasinaudoję (1.255), (1.272) ir (1.273), randame:

$$K_{Pg} = K_{I\dot{g}} \cdot K_{Ug} > 1, \quad (1.278)$$

iš kur seka:  $K_{Pg}$  yra beveik lygus  $K_{Ug}$ , nes  $K_{I\dot{g}} \cong 1$  (1.255), ir  $K_{Pg}$  yra daugiau už 1.

Analogiškai, gauname:

$$K_{pg} = K_{ig} \cdot K_{ug} > 1, \quad (1.279)$$

iš kur taip pat seka:  $K_{pg} \cong K_{ug}$ , nes  $K_{ig} \cong 1$  ( $I_{i\dot{s}\sim} \cong I_{in\sim}$ ) (1.255), ir taip pat  $K_{pg} > 1$ .

**Bendros ištakos schemoje** (BI) (1.85 pav. b) įėjimo srovė yra  $I_G$ , o išėjimo-  $I_D$ . Todėl šios grandinės pastoviosios ir kintamosios (kai galima nepaisyti užtūros talpos slinkties srovės) srovių perdavimo koeficientai  $K_{Is}$  ir  $K_{is}$ , atitinkamai, yra:

$$K_{Is} = I_D/I_G \Rightarrow \infty, \quad K_{is} = I_{D\sim}/I_{G\sim} \Rightarrow \infty, \quad (1.280)$$

nes priimame  $I_G \cong 0$ , o tuo pačiu ir  $I_{G\sim} \cong 0$  (1.254).

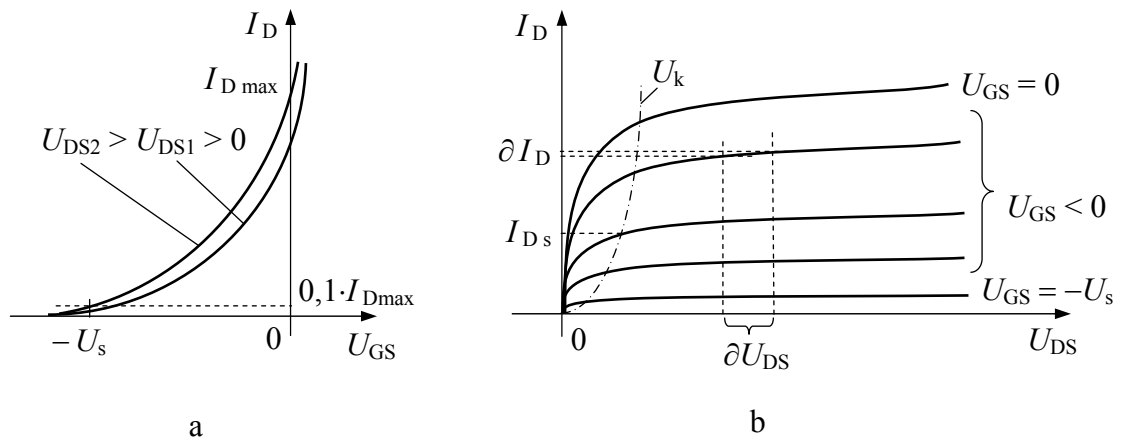
Bendros ištakos grandinėje (1.85 pav. b) tranzistoriaus veikai nusakyti yra naudojamos:

perdavimo charakteristika-  $I_D(U_{GS})$ , esant užduotai  $U_{DS} = \text{const}$ ;

išėjimo VACH-  $I_D(U_{DS})$ , esant užduotai  $U_{GS} = \text{const}$ .

1.92 pav. a ir b yra parodytos bendros ištakos schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  bei išėjimo VACH  $I_D(U_{DS})$ , atitinkamai.

Bendros ištakos schemoje tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$ , kai  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ , yra aprašoma šia aproksimacija:



1.92 pav. Bendros ištakos schemoje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  (a) bei išėjimo VACH  $I_D(U_{DS})$  (b)

$$I_D \cong I_{D \max} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^2, \quad (1.281)$$

kur:  $U_s$  - slenkstinė užtūros įtampa, kuriai esant  $I_D = 0,1 \cdot I_{D \max}$ ;  $I_{D \max}$  - santakos srovė, kai  $U_{GS} = 0$  ir  $U_{DS} > 0$  (srovė  $I_{D \max}$  tuo pačiu yra didžiausia leistina santakos srovė).

Bendros ištakos schemoje iš perdavimo charakteristikos (1.281) randame tranzistoriaus diferencialinį statumą  $S_s$  kintamajai srovei, kai  $U_{DS} = \text{const}$ :

$$\begin{aligned} S_s &= [I_D(U_{GS})]'_{U_{GS}} \cong I_{D \sim} / U_{GS \sim} \cong 2 I_{D \max} (|U_{GS}| - |U_s|) / U_s^2 = \\ &= |S_s| = 2 (I_{D \max} I_D)^{1/2} / |U_s|, \quad \text{kai } U_{DS} = \text{const}. \end{aligned} \quad (1.282)$$

Iš čia matome, jog  $S_s$  didėja, didėjant santakos pastoviajai srovei  $I_D$ . Todėl yra įvedamas  $S_{s \max}$ , kai  $I_D = I_{D \max}$ , ir iš (1.282) randame:

$$S_{s \max} \cong 2 I_{D \max} / |U_s|. \quad (1.283)$$

Gauta išraiška (1.283) yra labai patogi slenkstinei įtampai  $U_s$  nustatyti, nes parametrai  $S_{s \max}$  ir  $I_{D \max}$  yra lengvai išmatuojami prie  $U_{GS} = 0$ .

Palyginę išraiškas (1.257) ÷ (1.258) ir (1.282) ÷ (1.283), matome, jog tranzistoriaus statusas  $S_s = S_g$  ir  $S_{s \max} = S_{g \max}$ , t. y. nepriklauso nuo tranzistoriaus jungimo schemos.

Iš išėjimo VACH (1.92 pav. b) bendros ištakos schemoje matyti, kad jos yra panašios išėjimo VACH (1.86 pav. b) bendros užtūros schemoje. Todėl, esant mažoms  $U_{DS}$  vertėms ( $U_{DS} \leq U_k$  - išėjimo VACH kreivės  $U_{GS} = \text{const}$  lūžio vietos įtampa), santakos srovė  $I_D$  didėja proporcingai įtampai  $U_{DS}$ , t. y. tranzistorius yra ekvivalentiškas kintamajam rezistoriui, kurio

varža yra keičiama įėjimo įtampa  $U_{GS}$ . Ši tranzistoriaus išėjimo VACH pradinė dalis, kai įtampa  $U_{DS} \leq U_k = |U_s| - |U_{GS}| \geq 0$ , bendros ištakos schemoje yra aprašoma šia aproksimacine išraiška:

$$\begin{aligned} I_D &= I_{D \max} [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2] / U_s^2 = \\ &= I_{D \max} (2 \cdot |U_k| \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2) / U_s^2, \end{aligned} \quad (1.284)$$

kur:  $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$ .

Nagrinėjant bendros ištakos schemoje tranzistoriaus įėjimą, kaip įėjimo įtampos šaltinio  $U_{GS}$  apkrovą, yra įvedama įėjimo varža  $R_{GSs}$  pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{GSs}$  kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{GSs} &= |U_{GS}| / I_G \Rightarrow \infty, \\ r_{GSs} &= U_{GS} / I_G \Rightarrow \infty, \end{aligned} \right\} \quad \text{kai } U_{DS} = \text{const}, \quad (1.285)$$

nes  $I_G \cong 0$  ir todėl  $I_G \sim \cong 0$  (čia taip pat priimta, kad kintamosios srovės dažnis  $\omega$  yra pakankamai mažas, kai galioja sąlyga (1.254)).

Nagrinėjant bendros ištakos schemoje tranzistoriaus išėjimą, kaip kintamosios įtampos šaltinio  $U_{DS}$  apkrovą, yra įvedama diferencialinė išėjimo varža  $r_{DSs}$ :

$$r_{DSs} = U_{DS} / I_{D\sim}, \quad \text{kai } U_{GS} = \text{const}. \quad (1.286)$$

Iš (1.284) ir (1.286) randame varžos  $r_{DSs}$  vertę išėjimo VACH pradinėje srityje:

$$\begin{aligned} r_{DSs} &= U_s^2 / [2 I_{D \max} (|U_s| - |U_{GS}| - |U_{DS}|)] = \\ &= U_s^2 / [2 I_{D \max} (|U_k| - |U_{DS}|)] = \\ &= U_s^2 / \{ 2 |U_k| I_{D \max} [1 - (|U_{DS}| / |U_k|)] \}, \end{aligned} \quad (1.287)$$

kur:  $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$ .

Palyginę išraiškas (1.264) ir (1.287), matome:  $r_{DSs} \approx r_{DGg}$  ir varžos  $r_{DSs}$  priklausomybė nuo įtampos  $U_{DS}$  yra analogiška priklausomybei  $r_{DGg}(U_{SG})$  (1.88 pav., b).

Bendros ištakos jungimo schemoje (1.85 pav. b) išėjimo VACH pradinėje srityje tranzistoriaus išėjimo varža  $R_{DSs}$  pastoviajai srovei yra užrašoma taip:

$$R_{DSs} = |U_{DS}| / I_D, \quad \text{kai } U_{GS} = \text{const ir } 0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|, \quad (1.288)$$

ir iš (1.284) bei (1.288) randame:

$$R_{DSs} = U_s^2 / \{ I_{D \max} [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) - |U_{DS}|] \} =$$



$$= R_{DSs} = U_s^2 / [I_{Dmax} (2 \cdot |U_k| - |U_{DS}|)], \quad (1.289)$$

kur:  $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$ .

Išraišką (1.289) riboje tarp pradinės bei sąsmaukos išėjimo VACH sričių (įtampų  $U_k$  linija- 1.92 pav. b), kur  $|U_{DS}| = |U_k|$ , galima užrašyti taip:

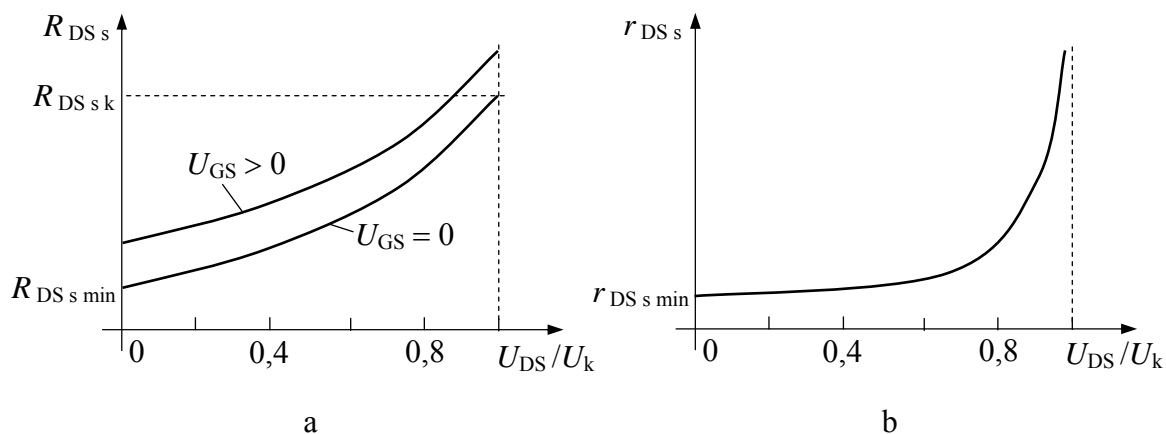
$$R_{DSsk} = U_s^2 / [I_{Dmax} |2 \cdot U_k - U_k|] = U_s^2 / (|U_k| I_{Dmax}), \quad (1.290)$$

o išėjimo varžą  $R_{DSs}$  pastoviajai srovei išėjimo VACH sąsmaukos srityje užrašome taip:

$$R_{DSs} = R_{DSsk} + |U_{DS}| / I_{Dk}, \quad \text{kai } |U_{DS}| > |U_k|, \quad (1.291)$$

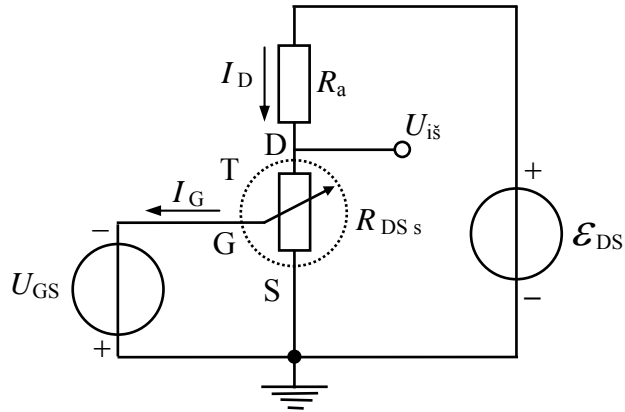
kur:  $I_{Dk} = I_{Dmax} [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)]^2$  - santakosrovė riboje tarp pradinės bei sąsmaukos išėjimo VACH sričių, kai  $|U_{DS}| = |U_k|$  (1.284).

Iš (1.291) matome: kintant įtampai  $U_{GS}$  ( $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$  ir  $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$ ), tranzistoriaus varža  $R_{DSs}$  kinta nuo mažiausios vertės  $R_{DSsmin} = U_s / I_{Dmax}$ , kai  $U_{GS} = 0$  ir  $|U_{DS}| = |U_s|$ , iki  $\infty$ , kai  $U_{GS} = U_s$  (analogiškai 1.88 pav. b). Iš čia seka, jog iš esmės lauko tranzistorius yra įėjimo įtampa  $U_{GS}$  valdomas kintamasis rezistorius-  $R_{DSs}(U_{GS})$ . Ši tranzistoriaus savybė yra parodyta 1.93 pav., kuriame yra pateiktos iš (1.287) ir (1.289) paskaičiuotos varžų  $r_{DSs}$  (1.93 pav. b) ir  $R_{DSs}$  (1.93 pav. a) priklausomybės nuo įtampos  $|U_{DS}| \leq |U_k|$ , atitinkamai.

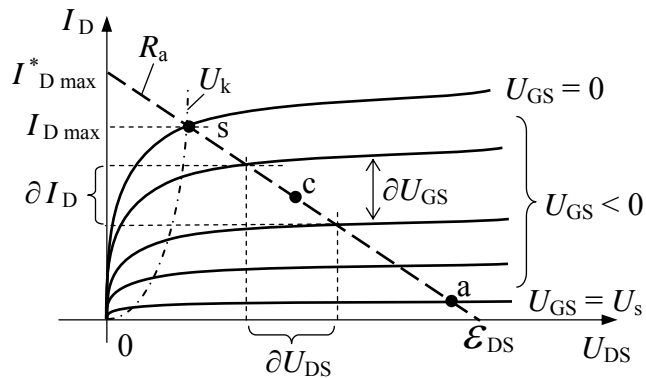


1.93 pav. Iš (1.287) ir (1.289) paskaičiuotos BI schemeje n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus varžų  $R_{DSs}$  (a) ir  $r_{DSs}$  (b) priklausomybės nuo įtampos  $|U_{DS}|$ , kai  $|U_{DS}| \leq |U_k|$

Išnagrinėsime 1.94 pav. parodytos bendros ištakos grandinės su tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu  $R_{DSs}$  veiką. Tuo tikslu pasinaudosime išėjimo VACH (1.92 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesę (1.95 pav.).



1.94 pav. Bendros ištakos (BI) grandinė su lauko tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu  $R_{DS\ s}$



1.95 pav. Bendros ištakos (BI) grandinėje įjungto n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (brūkšniuota tiesė)

Iš Omo dėsnio visai išėjimo  $U_{i\text{š}}$  grandinei (1.94 pav.) apkrovos  $R_a$  tiesė yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_D = I_{D\ \text{max}}^* - |U_{DS}|/R_a \quad \text{arba} \quad I_D = (|\mathcal{E}_{DS}| - |U_{DS}|)/R_a, \quad (1.292)$$

kur:  $I_{D\ \text{max}}^* = |\mathcal{E}_{DS}|/R_a$ .

Pastoviajai išėjimo įtampai  $U_{i\text{š}}$  tranzistoriaus santakos išvade D paskaičiuoti, kai tranzistoriaus veikos taškas randasi išėjimo VACH sąsmaukos srityje, pasinaudosime Omo dėsniumi visai išėjimo  $U_{i\text{š}}$  grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma-  $\mathcal{E}_{DS} = U_{R_a} + U_{i\text{š}}$ :

$$\begin{aligned} U_{i\text{š}} &= \mathcal{E}_{DS} - U_{R_a} = \mathcal{E}_{DS} - I_D R_a = \mathcal{E}_{DS} - \mathcal{E}_{DS} R_a / (R_a + R_{DS\ s}) = \\ &= \mathcal{E}_{DS} R_{DS\ s} / (R_a + R_{DS\ s}), \end{aligned} \quad (1.293)$$

kur, vengdami kvadratinės lygties ieškomos įtampos  $U_{i\text{š}}$  atžvilgiu, įstatome  $R_{DS\ s}$  iš (1.290) ir, padarę pakeitimą  $U_k = U_s - U_{GS}$ , randame:

$$U_{i\text{s}} \cong |\mathcal{E}_{\text{DS}}| / \{1 + \{R_a I_{\text{D max}} [1 - (|U_{\text{GS}}|/|U_s|)]\} / |U_s|\}. \quad (1.294)$$

Iš (1.294) seka, jog lauko tranzistorius T iš esmės yra įėjimo įtampa  $U_{\text{in}} = U_{\text{GS}}$  valdomas rezistorinis pastoviosios maitinimo įtampos  $\mathcal{E}_{\text{DS}}$  daliklis. Taip pat iš (1.294) matome: kai  $U_{\text{GS}} = 0$ , įtampa  $U_{i\text{s}} = |\mathcal{E}_{\text{DS}}| / (1 + R_a I_{\text{D max}} / |U_s|) \ll |\mathcal{E}_{\text{DS}}|$  - t. y. šiuo atveju tranzistorius T yra atidarytas ir jo veikos taškas randasi išėjimo VACH kreivės  $U_{\text{GS}} = 0$  ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taške "s"- *soties taške* (1.95 pav.). Kai įėjimo įtampa  $U_{\text{GS}} < 0$  ir savo moduliu didėja, santakos srovė  $I_{\text{D}} > 0$  ir mažėja, ko pasekoje tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiesė žemyn, o išėjimo įtampa  $U_{i\text{s}}$  didėja ir artėja prie  $\mathcal{E}_{\text{DS}}$  vertės (1.294). Taigi, išėjimo įtampos  $U_{i\text{s}}$  pokytis  $\Delta U_{i\text{s}} > 0$  ir savo ženklų yra priešingas įėjimo įtampos  $U_{\text{in}}$  pokyčiui  $\Delta U_{\text{in}} < 0$ , o tai reiškia, kad bendros ištakos schemoje išėjimo įtampos  $U_{i\text{s}}$  pokyčio  $\Delta U_{i\text{s}}$  fazė  $\varphi_{i\text{s}}$  yra priešinga įėjimo įtampos  $U_{\text{in}}$  pokyčio  $\Delta U_{\text{in}} = \Delta U_{\text{GS}}$  fazei  $\varphi_{\text{in}}$ . Todėl tranzistorius bendros ištakos schemoje išėjimo signalo fazę pasuka  $-180^\circ$  ( $-\pi$  rad) kampą ( $\Delta\varphi = \varphi_{i\text{s}} - \varphi_{\text{in}} = -180^\circ = -\pi$  rad). Kai  $U_{\text{GS}} = U_s$ , tranzistoriaus veikos taškas randasi taške "a"- *atkirtos taške* (1.95 pav.) ir  $U_{i\text{s}} \cong \mathcal{E}_{\text{DS}}$ , t. y. tranzistorius uždarytas.

Dažniausiai tranzistoriaus įtampa  $|U_s| \ll |U_{\text{DS max}}|$  - didžiausia galima įtampos  $U_{\text{DS}}$  vertė. Todėl akivaizdu, kad tranzistorius bendros ištakos schemoje gali stiprinti įtampą, nes santakos grandinės pastovioji maitinimo įtampa  $\mathcal{E}_{\text{DS}}$  gali siekti dešimtis ir šimtus voltų. Šiai tranzistoriaus savybei bendros ištakos schemoje nusakyti yra įvedamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{U_s}$ :

$$K_{U_s} = U_{i\text{s}} / U_{\text{in}} \cong |\mathcal{E}_{\text{DS}} / U_s| > 1, \quad (1.295)$$

kur:  $U_{\text{in}} = U_{\text{GS}}$  - pastovioji įėjimo įtampa.

Iš (1.294) seka: kai  $U_{\text{in}} = \text{const}$ , pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{U_s}$  didėja, didėjant maitinimo įtampai  $\mathcal{E}_{\text{DS}}$  ir mažėjant apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžai.

Akivaizdu, jog bendros ištakos schemoje tranzistorius stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą  $U_{\text{in}} \sim$ . Todėl yra įvedamas diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{u_s}$ :

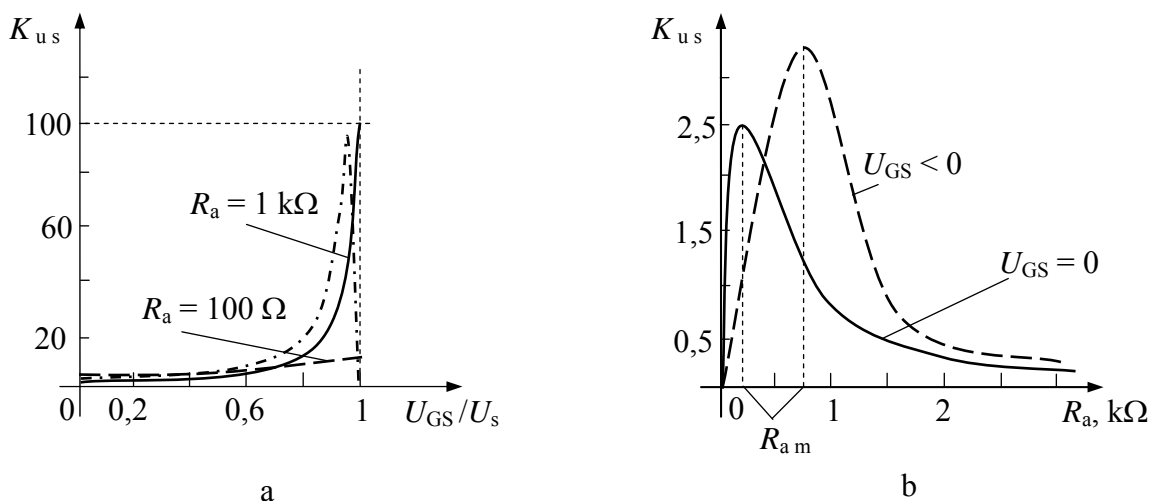
$$K_{u_s} = \partial U_{i\text{s}} / \partial U_{\text{in}} = U_{i\text{s}} \sim / U_{\text{in}} \sim, \quad \text{kai } U_{\text{GS}} = \text{const}, \quad (1.296)$$

kur:  $U_{i\text{s}} \sim$  - kintamoji įtampa išėjime „ $U_{i\text{s}}$ “ (1.94 pav.), o sąlyga  $U_{\text{GS}} = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos tašką jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške "c" (1.95 pav.).

Iš (1.294) ir (1.296) bei tapatybės  $U_{GS} \sim U_{in} \sim$  randame:

$$K_{u_s} \cong R_a I_{D_{max}} |\mathcal{E}_{DS}| / \{|U_s| + R_a I_{D_{max}} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}^2. \quad (1.297)$$

Iš (1.297) paskaičiuotos grafinės priklausomybės  $K_{u_s}(U_{GS}/U_s)$  ir  $K_{u_s}(R_a)$ , esant šioms vertėms:  $R_a = 0,1; 1 \text{ k}\Omega$ ;  $I_{D_{max}} = 10 \text{ mA}$ ;  $\mathcal{E}_{DS} = 10 \text{ V}$ ;  $U_s = -1 \text{ V}$ ;  $U_{GS}/U_s = 0; < 0$ , yra pateiktos 1.96 pav. a ir b, atitinkamai.



1.96 pav. Iš (1.297) paskaičiuotos BI schemoje priklausomybės  $K_{u_s}(U_{GS}/U_s)$  (a) ir

$K_{u_s}(R_a)$  (b), kai:  $R_a = 0,1; 1 \text{ k}\Omega$ ;  $I_{D_{max}} = 10 \text{ mA}$ ;  $\mathcal{E}_{DS} = 10 \text{ V}$ ;  $U_s = -1 \text{ V}$ ;  $U_{GS}/U_s = 0; < 0$

Priklausomybėje  $K_{u_s}(U_{GS}/U_s)$  (1.96 pav. a) matome žymų  $K_{u_s}$  padidėjimą, kai varža  $R_a \geq 1 \text{ k}\Omega$  ir  $U_{GS} \Rightarrow U_s$ . Tai paaiškinama tuo, jog tranzistoriaus varžos  $R_{DS_s}$  pokytis  $\partial R_{DS_s}$  (1.93 pav. a) santykinai padidėja daugiau už mažėjančios srovės  $I_D$  pokytį  $\partial I_D$ , kai pokytis  $\partial U_{GS} = \text{const}$ , ir žinant, kad  $\partial U_{is} = \partial I_D \partial R_{DS_s}$ . Tačiau akivaizdu: kai  $U_{GS} \Rightarrow U_s$ , išėjimo signalo  $U_{is}$  ~ amplitudė  $U_{is_o} \Rightarrow 0$  ir todėl  $K_{u_s} \Rightarrow 0$  (brūkšninė-taškinė linija 1.96 pav. a yra gauta, padauginus  $K_{u_s}$  (1.297) iš  $[1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^{1/2}$ ). Todėl, kaip ir bendros užtūros schemoje, tranzistoriaus įtampa  $U_{GS}$  dažniausiai yra parenkama taip:  $|U_{GS}| \leq 0,8 |U_s|$  ir todėl  $K_{u_s} \leq 20$ .

Iš 1.96 pav. b matome, jog priklausomybė  $K_{u_s}(R_a)$  turi aiškiai išreikštą maksimumo vertę, t. y. turi rezonansinės kreivės pavidalą. Didėjant įtampos  $-U_{GS}$  moduliui ( $|U_{GS}| > 0$ ), koeficiento  $K_{u_s}(R_a)$  maksimumo vertės didis didėja ir slenka į dešinę (prie didesnių  $R_a$  verčių). Koeficiento  $K_{u_s}(R_a)$  maksimumo vertę  $K_{u_s_{max}}$  atitinkančią varžos  $R_a$  vertę  $R_{a_m}$ , surasime iš išraiškos (1.297) išvestinės, prilyginę ją nuliui:

$$\partial K_{u_s} / \partial R_a = \{R_{a_m} I_{D_{max}} |\mathcal{E}_{DG}| / \{|U_s| + R_{a_m} I_{D_{max}} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}^2\}' = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$R_{a\ m} = |U_s| / \{ I_{D\ max} [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)] \}. \quad (1.298)$$

Iš (1.297) ir (1.298) randame:

$$K_{u\ s\ max} = |\mathcal{E}_{DS}| / \{ 4 \cdot |U_s| \cdot [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)] \}. \quad (1.299)$$

Gauta koeficiento  $K_{u\ s} (R_a)$  priklausomybė (1.297) yra paaiškinama tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių  $U_{GS} = \text{const}$  šeimoje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiesė (1.95 pav.) ir jos elgesiu, kintant apkrovos varžai  $R_a$ . Tarkime, jog tranzistoriaus veikos taškas, parenkant užtūros įtampą  $U_{GS} < 0$ , randasi taške "c". Didinant rezistoriaus  $R_a$  varžą, kai yra išlaikomos sąlygos:  $U_{in} = U_{GS} = \text{const}$  ir  $\mathcal{E}_{DS} = \text{const}$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką "a" ir to pasėkoje pokytis  $\partial U_{DS} = \partial U_{is}$  išėjimo VACH sąsmaukos srityje iki linijos  $U_k$  didėja, o tuo pačiu didėja ir  $K_{u\ s}$ . Tranzistoriaus veikos taškui kirtus liniją  $U_k$  ir patekus į VACH pradinę sritį, pokytis  $\partial U_{is}$  mažėja ir artėja prie nulio, o tuo pačiu mažėja ir  $K_{u\ s} \Rightarrow 0$ . Mažinant  $R_a$ , apkrovos tiesė  $R_a$  sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką "a" ir to pasėkoje pokytis  $\partial U_{DG} = \partial U_{is}$  sąsmaukos srityje mažėja ir artėja prie nulio, o tuo pačiu mažėja ir  $K_{u\ g} \Rightarrow 0$ . Taigi parodėme, jog  $K_{u\ s} \Rightarrow K_{u\ s\ max}$ , kai tranzistoriaus veikos taškas parenkamas arti linijos  $U_k$ , t. y. riboje tarp išėjimo VACH pradinės ir sąsmaukos sričių.

Parodėme, jog bendros ištakos schemoje (1.85 pav. b) tranzistorius stiprina įtampą ( $K_{U\ s, u\ s} > 1$ ) ir srovę ( $K_{I\ s, i\ s} \Rightarrow \infty$ ). Šioje jungimo grandinėje tranzistoriaus įėjimo varžos yra:  $R_{GS} \Rightarrow \infty$  ir  $r_{GS} \Rightarrow \infty$ , kai yra tenkinama sąlyga (1.254). Tuo tarpu išėjimo varža  $R_{DS}$  pastoviai srovei yra funkcija nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  (1.289) ir kinta nuo mažiausios vertės  $R_{DS\ min} = |U_s| / I_{D\ max}$ , kai  $U_{GS} = 0$  ir  $|U_{DS}| = |U_s|$ , iki  $\infty$ , kai  $U_{GS} = U_s$ , t. y. tranzistorius elgiasi kaip įtampa  $U_{in} = U_{GS}$  valdomas kintamasis rezistorius (potenciometas). Bendros ištakos schemoje tranzistoriaus diferencialinės išėjimo varžos  $r_{DS}$  priklausomybė nuo įtampos  $U_{DS}$  (1.93 pav. b) yra analogiška bendros užtūros schemoje stebimai priklausomybei  $r_{DG} (U_{DG})$  (1.88 pav., b).

Parodėme, jog bendros ištakos schemoje tranzistorius stiprina įtampą ir srovę, todėl surasime galios stiprinimo koeficientus:  $K_{P\ s}$  - pastoviai srovei ir  $K_{p\ s}$  - kintamajai srovei (čia kai ir anksčiau yra priimta, kad kintamojo signalo atveju dažnis  $\omega$  yra pakankamai mažas, kai galima nepaisyti užtūros talpos slinkties srovės):

$$K_{P\ s} = P_{is} / P_{in}, \quad K_{p\ s} = P_{is} / P_{in}, \quad (1.300)$$

kur:  $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$ ,  $P_{iš} = I_{iš} \cdot |U_{iš}|$ ,  $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$ ,  $P_{iš\sim} = I_{iš\sim} \cdot U_{iš\sim}$ .

Iš (1.300) ir tapatybių:  $I_{iš} = I_D$  ir  $I_{in} = I_G$ , bei pasinaudoję (1.280), (1.295) ir (1.296), randame:

$$K_{Ps} = K_{Is} \cdot K_{Us} \Rightarrow \infty, \quad (1.301)$$

nes  $K_{Is} \Rightarrow \infty$ .

Analogiškai, gauname:

$$K_{ps} = K_{is} \cdot K_{us} \Rightarrow \infty, \quad (1.302)$$

nes  $K_{is} \Rightarrow \infty$ .

**Bendros santakos schemeje** (BS) (1.85 pav. c) įėjimo srovė yra  $I_G$ , o išėjimo-  $I_S$ . Todėl šios grandinės pastoviosios ir kintamosios ( $\omega$  tenkina sąlygą (1.254)) srovių perdavimo koeficientai  $K_{Id}$  ir  $K_{id}$ , atitinkamai, yra užrašomi taip :

$$K_{Id} = I_S / I_G \Rightarrow \infty, \quad K_{id} = I_{S\sim} / I_{G\sim} \Rightarrow \infty, \quad (1.303)$$

nes priimame  $I_G \cong 0$  ir tuo pačiu  $I_{G\sim} \cong 0$  (1.254).

Bendros santakos grandinėje (1.85 pav. c) tranzistoriaus veikai nusakyti taip pat yra naudojamos:

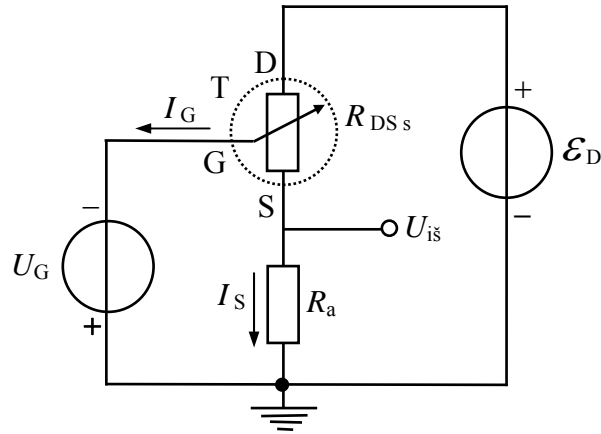
perdavimo charakteristika-  $I_S(U_{GD})$ , esant užduotai  $U_{SD} = \text{const}$ ;

išėjimo VACH-  $I_S(U_{SD})$ , esant užduotai  $U_{GD} = \text{const}$ .

Lauko tranzistoriaus kanalas dažniausiai yra simetrinis santakos D ir ištakos S atžvilgiu, o ištakos ir santakos pastoviosioms ir kintamosioms srovėms, esant sąlygai (1.254), galioja lygybė:  $I_S = I_D$  (1.253). Todėl akivaizdu, jog visos gautos formulės (1.280) ÷ (1.302) ir tranzistoriaus veikos aprašymas bendros ištakos schemeje tinka bendros santakos grandinei su apkrovos rezistoriumi  $R_a$  ištakos grandinėje, pakeitus atitinkamų dydžių raidinę indeksaciją. Tačiau situacija pasikeičia iš esmės, įjungus įžemintą apkrovos rezistorių  $R_a$  ištakos grandinėje, o santakos grandinėje įjungus pastoviosios maitinimo įtampos šaltinį  $\mathcal{E}_D$  (1.97 pav.)- *ištakinis kartotuvus* (IK). Šiuo atveju, kaip ir dvipolio tranzistoriaus bendro kolektoriaus schemeje (1.65 pav.) su įjungtu neįžemintu apkrovos rezistoriumi  $R_a$  emiterio grandinėje, įtampa  $U_{GS}$ , analogiškai įtampai  $U_{BE}$  (1.182), yra funkcija nuo įėjimo ir išėjimo įtampų  $U_G$  ir  $U_{iš}$ , atitinkamai:

$$U_{GS} = U_G - U_{iš}. \quad (1.304)$$

Akivaizdu, kad šiuo atveju bendros santakos schemeje su įžemintu apkrovos



1.97 pav. Ištakinio kartotuvo (IK) grandinė su n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu  $R_{DSs}$

rezistoriumi  $R_a$  (ištakinis kartotuvai) ištakos grandinėje tranzistoriaus įėjimo varža  $R_{GDd}$  pastoviai srovei ir diferencialinė įėjimo varža  $r_{GDd}$  kintamajai srovei išlieka nepakitusios:

$$\left. \begin{aligned} R_{GDd} &= |U_G|/I_G \Rightarrow \infty, \\ r_{GDd} &= U_{G\sim}/I_{G\sim} \Rightarrow \infty, \end{aligned} \right\} \text{ kai } U_{DS} = \text{const}, \quad (1.305)$$

nes priimame  $I_G \cong 0$  ir  $I_{G\sim} \cong 0$ .

Skirtingai nuo anksčiau išnagrinėtų grandinių, bendros santakos schemoje su įžemintu apkrovos rezistoriumi  $R_a$  ištakos grandinėje (IK) (1.97 pav.), išėjimo įtampa  $U_{i\text{š}}$  nėra lygi įtampai  $U_{DS}$  tarp tranzistoriaus santakos ir ištakos. Šiuo atveju išėjimo įtampa yra:

$$U_{i\text{š}} = I_S \cdot R_a. \quad (1.306)$$

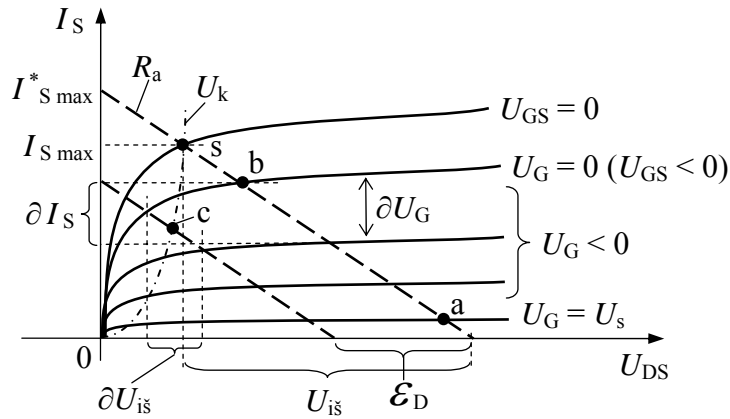
Ištakos srovė  $I_S$  išėjimo VACH pradinėje dalyje, kai  $U_{DS} \leq U_k = |U_s| - |U_{GS}| \geq 0$ , analogiškai (1.284), yra išreiškiama taip:

$$\begin{aligned} I_S &= I_{S\text{max}} [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2] / U_s^2 = \\ &= I_{S\text{max}} (2 \cdot |U_k| \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2) / U_s^2, \end{aligned} \quad (1.307)$$

kur:  $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$ .

Akivaizdu, jog analogiškai bendros ištakos grandinei (1.94 pav.), bendros santakos schemoje su įžemintu apkrovos rezistoriumi  $R_a$  ištakos grandinėje (IK) įtampų ir srovių vertės tranzistoriuje galima išreikšti pasinaudojus išėjimo VACH (1.95 pav.) su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiese (1.98 pav.).

Iš 1.98 pav. matome, jog šiuo atveju yra pakeistas pastoviosios įtampos  $U_{i\text{š}}$  atskaitos taškas, nes tai leidžia grafiškai nustatyti tranzistoriaus T santakos D įtampą  $U_{DS}$  atžvilgiu



1.98 pav. Ištakinio kartotuvo (IK) grandinėje įjungto n-kanalo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos  $R_a$  tiese (brūkšniuota linija)

ištakos S, kai nei vienas iš tranzistoriaus išvadų (kontaktų) nėra išžemintas.

Tegul tranzistoriaus T užtūra G (1.97 pav.) yra atjungta nuo įtampos šaltinio  $U_G$  ir yra sujungta su ištaku S, t. y. sudarytas trumpasis jungimas tarp užtūros ir ištakos. Todėl, esant šiai sąlygai, prie bet kokių  $\mathcal{E}_D$  ir  $R_a$  varžių užtūros įtampa  $U_{GS} = 0$ . Šiuo atveju, kintant įtampai  $\mathcal{E}_{DS}$  ir varžai  $R_a$ , tranzistoriaus veikos taškas judės tik išėjimo VACH kreive  $U_{GS} = 0$  (1.98 pav.). Šios kreivės ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taškas vienareikšmiškai nusako įtampą  $U_{DS}$  ir srovę  $I_S$ , o tuo pačiu ir pastoviąją išėjimo įtampą  $U_{i\check{s}}$  (1.306). Iš (1.306) bei (1.307), kai  $U_{GS} = 0$ , galima užrašyti:

$$U_{i\check{s}} = R_a I_{S \max} |U_{DS}| (2 \cdot |U_s| - |U_{DS}|) / U_s^2, \quad (1.308)$$

kur:  $|U_{DS}| \leq |U_k| = |U_s|$ .

Į išraišką (1.308) įstatę akivaizdžią tapatybę-  $U_{DS} = \mathcal{E}_D - U_{i\check{s}}$ , gauname kvadratinę lygtį ieškomos pastoviosios įtampos  $U_{i\check{s}}$  atžvilgiu, kurią išsprendę randame:

$$U_{i\check{s}} = |\mathcal{E}_D| - U_s^2 / (I_{S \max} \cdot R_a) - |U_s| + \\ + \{ [|\mathcal{E}_D| - U_s^2 / (I_{S \max} R_a) - |U_s|]^2 + 2 \cdot |U_s| \cdot [|\mathcal{E}_D| - \mathcal{E}_D^2]^{1/2} \}^{1/2}. \quad (1.309)$$

Šioje lygtyje maitinimo šaltinio įtampos  $\mathcal{E}_D$  ir varžos  $R_a$  vertės turi tenkinti šią sąlygą:

$|U_{i\check{s}}| \geq |\mathcal{E}_D| - |U_s|$ , t. y. tranzistoriaus veikos taškas neturi patekti į išėjimo VACH sąsmaukos sritį.



Normalioje veikoje tranzistoriaus T užtūra G yra prijungta prie įtampos šaltinio  $U_G$  (1.97 pav.). Esant šiam jungimui prie bet kokių įėjimo įtampos  $U_G$  verčių (1.304) užtūros įtampa  $U_{GS} \neq 0$  ( $U_{GS} < 0$ ). Kai  $U_G = 0$ , per tranzistorių teka srovė  $I_S > 0$  ir užtūros įtampa  $U_{GS} = -U_{iS}$  (1.304). Matome, jog išėjimo įtampa  $U_{iS}$  pridaro tranzistorių ir jo veikos taškas pasislenka apkrovos tiese  $R_a$  žemyn, pvz. į tašką "b" (1.98 pav.). Nusistovėjusią įtampą  $U_{iS}$  surasime išsprendę šią lygčių sistemą:

$$\begin{cases} I_S = I_{S \max}^* - |U_{DS}|/R_a, & (1.310) \end{cases}$$

$$\begin{cases} I_S \cong I_{S \max} [2 \cdot (|U_S| - |U_{iS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2]/U_S^2 & (1.311) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathcal{E}_D = U_{DS} + U_{iS}, & (1.312) \end{cases}$$

kur:  $I_{S \max}^* = |\mathcal{E}_D|/R_a$  (šios lygtys atitinka: apkrovos  $R_a$  tiesę (1.292); tranzistoriaus išėjimo VACH kreivę (1.307) taške "b", pakeitus įtampą  $U_{GS} \Rightarrow U_{iS}$ ; bei akivaizdžią įtampų tapatybę; atitinkamai).

Parašytoje lygčių sistemoje (1.310) ÷ (1.312) antroji lygtis (1.311) yra užrašyta apitiksliai, nes tranzistoriaus veikos taškas nusistovi arti linijos  $U_k$  (1.98 pav.) išėjimo VACH sąsmaukos srityje.

Išsprendę (1.310) ÷ (1.312), randame:

$$U_{iS} \cong |U_S^2/(2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + |U_S| - \{[U_S^2/(2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + |U_S|]^2 - 2 \cdot |U_S| \cdot |\mathcal{E}_D| + \mathcal{E}_D^2\}^{1/2}|, \quad (1.313)$$

nes  $U_{iS} \geq 0$  ir turi būti tenkinama sąlyga:  $U_{iS} \Rightarrow 0$ , kai  $\mathcal{E}_D \Rightarrow 0$ .

Kai  $|U_G| > 0$ , įtampa  $U_{GS}$  yra įtampų  $U_G$  ir  $U_{iS}$  suma (1.304), nes  $U_G < 0$ , o  $U_{iS} \geq 0$ . Todėl didėjant  $|U_G|$ , tranzistorius vis labiau pridaromas, ko pasėkoje išėjimo įtampa  $U_{iS} \Rightarrow 0$ , nes  $I_S \Rightarrow 0$ . Akivaizdu, kad  $U_{iS} \cong 0$ , kai  $U_{GS} = -U_G - U_{iS} = U_S$  ir iš čia:  $U_G \cong U_S$  (1.98 pav.).

Išėjimo įtampos  $U_{iS}$  priklausomybę nuo  $U_G$  surasime iš šios lygčių sistemos:

$$\begin{cases} I_S = I_{S \max}^* - |U_{DS}|/R_a, & (1.314) \end{cases}$$

$$\begin{cases} I_S \cong I_{S \max} \{2 \cdot [|U_S| - (|U_G| + U_{iS})] \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2\}/U_S^2, & (1.315) \end{cases}$$

ir akivaizdžios tapatybės (1.312), kurias išsprendę randame:

$$U_{iS} \cong |U_S^2/(2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_S| - |U_G|) - \{[U_S^2/(2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_S| - |U_G|)]^2 - 2 \cdot |\mathcal{E}_D| \cdot (|U_S| - |U_G|) + \mathcal{E}_D^2\}^{1/2}|, \quad (1.316)$$

nes  $U_{i\bar{s}} \geq 0$  ir turi būti tenkinama sąlyga:  $U_{i\bar{s}} \Rightarrow 0$ , kai  $\mathcal{E}_D \Rightarrow 0$ .

Gautose išraiškose (1.313) ir (1.316) įtampų  $U_G$  ir  $\mathcal{E}_D$  bei varžos  $R_a$  vertės turi tenkinti šią sąlygą:  $|U_{i\bar{s}}| \leq |U_k| < |U_s|$ , nes tranzistoriaus veikos taškas neturi patekti į išėjimo VACH sąsmaukos sritį. Norint gauti išėjimo įtampos  $U_{i\bar{s}}$  priklausomybę nuo  $U_G$  visose tranzistoriaus išėjimo VACH srityse, būtina turėti pilną analizinę išėjimo VACH išraišką.

Dvipolio tranzistoriaus atveju įėjimo-išėjimo VACH bei perdavimo charakteristiką aprašo Eberso-Molo lygčių sistema (1.117). Tuo tarpu vienpolio tranzistoriaus atveju tokios bendros analizinės išraiškos nėra. Šiuo atveju turime dvi atskiras išraiškas, aprašančias lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristiką ((1.256), (1.281)) bei išėjimo VACH pradinę sritį ((1.259), (1.284)) įvairiuose tranzistoriaus jungimo schemose. Tačiau dažnai šių lygčių pakanka nagrinėjant pagrindines lauko tranzistoriaus charakteristikas ir savybes įvairiuose jungimo grandinėse.

Bendros santakos schemoje su įžemintu apkrovos rezistoriumi  $R_a$  ištakos grandinėje (IK) (1.97 pav.) surasime vienpolio tranzistoriaus kintamosios įėjimo įtampos  $U_{in \sim}$  diferencialinį įtampos stiprinimo koeficientą  $K_{u d}^*$ , kai yra tenkinama sąlyga-  $I_{G \sim} = I_s \cong 0$ :

$$K_{u d}^* = \partial U_{i\bar{s}} / \partial U_{in \sim} = U_{i\bar{s} \sim} / U_{in \sim}, \quad \text{kai } U_G = \text{const}, \quad (1.317)$$

kur:  $U_{i\bar{s} \sim}$  - kintamoji įtampa schemos išėjime " $U_{i\bar{s}}$ " (1.97 pav.), o sąlyga  $U_G = \text{const}$  nurodo tranzistoriaus veikos tašką jo apkrovos  $R_a$  tiesėje, pvz. taške "c" (1.98 pav.), kuris, parenkant pvz. maitinimo šaltinio įtampą  $\mathcal{E}_D$ , nustatomas išėjimo VACH pradinėje srityje arti linijos  $U_k$ .

Iš (1.316) ir (1.317) bei tapatybės  $U_{G \sim} = U_{in \sim}$  randame:

$$K_{u d}^* = |1 - [U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|) - |\mathcal{E}_D|] / \{ [U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|)]^2 - 2 \cdot |\mathcal{E}_D| \cdot (|U_s| - |U_G|) - \mathcal{E}_D^2 \}^{1/2}|. \quad (1.318)$$

Iš gautos  $K_{u d}^*$  išraiškos (1.318) matome, jog antroji formulės funkcinė dalis visada mažesnė arba lygi vienetui. Todėl  $|K_{u d}^*| \leq 1$ . Taigi, parodėme, kad bendros santakos schema su įžemintu apkrovos rezistoriumi  $R_a$  ištakos grandinėje (IK) (1.97 pav.), kaip ir dvipolis tranzistorius bendro kolektoriaus grandinėje (1.65 pav.), įtampos nestiprina. Kita vertus ši išvada akivaizdžiai seka ir iš formulių (1.304) ir (1.317), nes  $U_{G \sim} = U_{in \sim}$  ir todėl galima užrašyti:

$$K_{u d}^* = U_{i\bar{s} \sim} / (U_{i\bar{s} \sim} + U_{GS \sim}) \leq 1. \quad (1.319)$$

Tegul  $U_G = 0$ . Šiuo atveju  $U_{GS} \sim U_{is} \sim (1.304)$  ir tranzistoriaus veikos taškas randasi išėjimo VACH sąsmaukos srityje arti linijos  $U_k \approx U_s$ , pvz. taške “b” (1.98 pav.). Kai pastovioji įėjimo įtampa  $U_G < 0$  ir savo moduliu didėja ( $\Delta U_G < 0$ ), pastovioji ištakos srovė  $I_S > 0$  ir jos modulis mažėja ( $\Delta I_S < 0$ ). Todėl tranzistoriaus veikos taškas slenka apkrovos  $R_a$  tiese žemyn, o pastovioji išėjimo įtampa  $U_{is}$  taip pat mažėja ir artėja prie nulio (1.316). Taigi, išėjimo įtampos pokytis  $\Delta U_{is} < 0$  ir savo ženklu sutampa su įėjimo įtampos pokyčiu  $\Delta U_G < 0$ . Iš čia seka, jog IK schemoje tranzistoriaus kintamosios išėjimo įtampos  $U_{is} \sim$  pokyčio  $\Delta U_{is}$  fazė  $\varphi_{is}$  sutampa su kintamosios įėjimo įtampos  $U_{in} \sim$  pokyčio  $\Delta U_{in} = \Delta U_G$  faze  $\varphi_{in}$ . Todėl lauko tranzistorius IK schemoje (1.97 pav.), kaip ir dvipolis tranzistorius bendro kolektoriaus (BK) grandinėje (1.65 pav. a) bei emiterinio kartotuvo (EK) schemoje (1.65 pav. b), įėjimo signalo fazės nesuka-  $\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = 0$ .

Uždarytieji n- ir p- kanalo tranzistoriai su p-n sandūros užtūra ( n- arba p- kanalo uždarytasis sandūrinis lauko tranzistorius (1.84 pav. c ir d (c\* ir d\* )) savo savybėmis atitinka indukuoto n- ir p- kanalo MOP tranzistorių (1.84 pav. g ir h (g\* ir h\* )) elektrinės savybės ir charakteristikas, kurie yra išnagrinėti toliau šiame skyriuje. Čia pastebėsime, jog uždarytojo sandūrinis lauko tranzistorius kanalas, kai užtūros įtampa  $U_G = 0$ , yra uždarytas, o atidarytojo sandūrinis lauko tranzistorius kanalas- atidarytas, kas ir sąlygoja jų pavadinimus.

**Įterpto n- ir p- kanalo MOP tranzistorių** (1.84 pav. e ir f (e\* ir f\* )) elektrinės savybės ir charakteristikos atitinka anksčiau aprašytų n- ir p- kanalo sandūrinių lauko tranzistorių elektrines charakteristikas ir savybes, atitinkamai. Pagrindinis skirtumas yra tai, jog įterpto kanalo MOP tranzistorių užtūros įtampa  $U_G$  bei kanalo įtampa  $U_{DS}$  tarp santakos ir ištakos išvadų gali būti abiejų poliaringumų: “+ –” arba “– +”, kai tuo tarpu sandūrinių lauko tranzistorių tik tokio poliaringumo, kuriam esant atžvilgiu bendrojo (įžeminto) tranzistoriaus išvado yra sudaroma atgalinė įtampos kryptis užtūros p-n sandūroje. Todėl bendros ištakos schemoje įterpto n- arba p- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$ , kai  $|U_{GS}| \leq |U_s|$ , analogiškai (1.281), yra aprašoma šia aproksimacija:

$$I_D \cong \pm I_{D \max} \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^2, \quad (1.320)$$

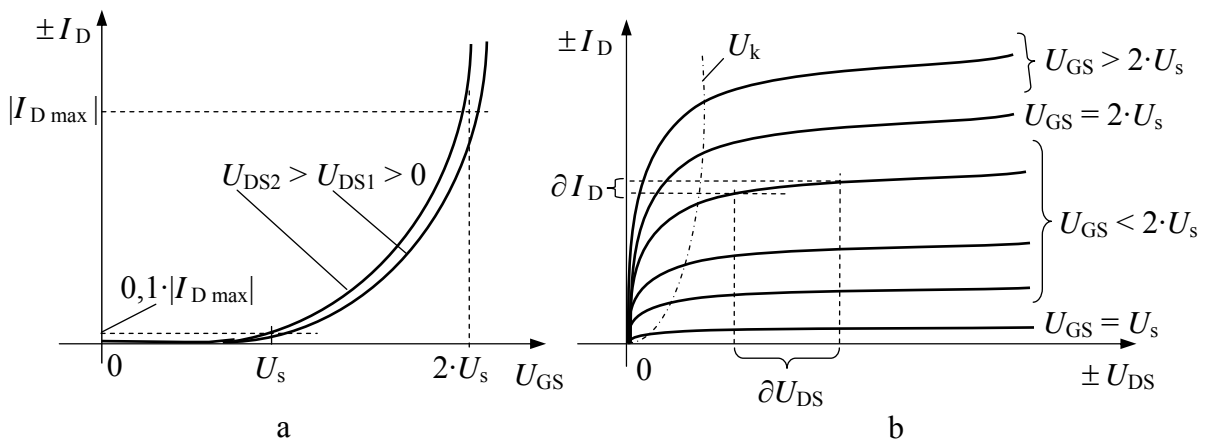
kur ženklas “+” arba “–” yra rašomas priklausomai nuo įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumo, atitinkamai.

Jau minėjome, jog įterpto kanalo MOP tranzistorių užtūros įtampa  $U_G$  taip pat gali būti abiejų poliaringumų- “+” arba “–”. Tačiau išraiškos (1.320) skliaustuose yra parašytas tik ženklas “–”, nes tai atitinka normalią tranzistoriaus veiką, nepriklausomai nuo kanalo tipo: n- arba p- kanalui. Normalioje tranzistoriaus veikoje, esant įtampai  $U_{GS} = 0$ , tranzistorius yra atidarytas, o kai  $U_{GS} = U_s$ , tranzistorius yra uždarytas. Kai  $U_{GS} > 0$ , esant n- kanalui, arba

$U_{GS} < 0$ , esant p- kanalui, santakos srovė  $|I_D| > |I_{D \max}|$ . Tačiau ši veika nėra plačiai naudojama, nes šioje perdavimo charakteristikos srityje tranzistoriaus statusas  $S$  yra mažas ir didėjant įtampai  $|U_G|$  statumo  $S$  vertė sparčiai artėja į nulį.

**Indukuoto n- ir p- kanalo MOP tranzistorių** (1.84 pav. g ir h ( $g^*$  ir  $h^*$ )) elektrinės savybės ir charakteristikos skiriasi nuo anksčiau aprašytų atidarytųjų n- ir p- kanalo sandūrinių lauko tranzistorių elektrinių charakteristikų ir savybių. Pagrindinis skirtumas yra tame, jog indukuoto kanalo MOP tranzistorius pradeda veikti tik tada, kai pastovioji užtūros įtampa  $U_G$  viršija slenkstinę įtampą  $U_s$  ( $|U_G| \geq |U_s|$ ). Todėl šių tranzistorių užtūros įtampa  $U_G$ , kaip ir sandūrinių lauko tranzistorių, gali būti tik vieno poliaringumo. Tuo tarpu indukuoto kanalo MOP tranzistorių įtampa  $U_{DS}$  tarp santakos ir ištakos išvadų, kaip ir įterpto kanalo MOP tranzistorių, gali būti abiejų poliaringumų: “+ –” arba “– +”.

1.99 pav. a ir b yra parodytos bendros ištakos (BI) schemoje indukuoto n- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  bei išėjimo VACH, atitinkamai, o 1.100 pav.- indukuoto p- kanalo MOP tranzistoriaus bendros ištakos (BI) schemoje perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  bei išėjimo VACH, atitinkamai.



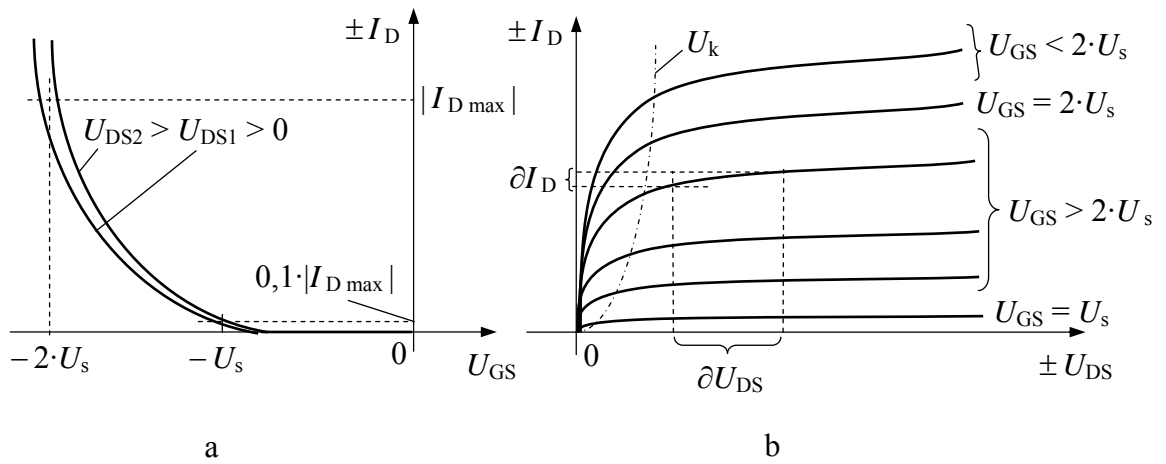
1.99 pav. Bendros ištakos (BI) schemoje įjungto indukuoto n- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  (a) bei išėjimo VACH (b)

1.99 pav. a ir 1.100 pav. a parodytas bendros ištakos schemoje indukuoto n- ir p- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristiką galima aproksimuoti taip:

$$I_D \cong \pm I_{D \max} \cdot [1 - (2 \cdot |U_s| - |U_{GS}|) / |U_s|]^2, \quad (1.321)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_s|$ , o ženklas “+” arba “–” yra rašomas priklausomai nuo įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumo, atitinkamai.

Kai įtampa  $|U_{GS}| > 2 \cdot |U_s|$ , išraiškos (1.321) paprastuose skliaustuose esantis narys tampa neigiamas ir srovė  $|I_D| > |I_{D \max}|$ . Todėl santakos srovė  $I_{D \max}$ , kuri atitinka užtūros



1.100 pav. Bendros ištakos (BI) schemoje įjungto indukuoto p-kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  (a) bei išėjimo VACH (b)

įtampą  $|U_{GS}| = 2 \cdot |U_s|$ , nėra didžiausia leistina įterpto kanalo MOP tranzistoriaus santakos srovė ir išraiškoje (1.321) vietoje  $I_{D \max}$  tikslinga rašyti  $I_{D0}$ , o didį  $I_{D \max}$  vartoti kaip maksimalios santakos srovės parametras, nes dažniausiai  $I_{D \max} > I_{D0}$ . Kita vertus įterpto kanalo MOP tranzistoriaus veika, kai  $|U_{GS}| > 2 \cdot |U_s|$ , nėra plačiai naudojama, nes šioje perdavimo charakteristikos srityje tranzistoriaus statusas  $S$  yra santykinai mažas ir užtūros įtampai  $|U_{GS}|$  viršijus  $2 \cdot |U_s|$  ir toliau didėjant, statuso  $S$  vertė sparčiai artėja į nulį.

Akivaizdu, jog užtūros įtampų srityje:  $2 \cdot |U_s| \geq |U_{GS}| \geq |U_s|$ , indukuoto n- ir p-kanalo MOP tranzistorių (1.84 pav. g ir h ( $g^*$  ir  $h^*$ )) elektrinės savybės ir charakteristikos (įėjimo bei išėjimo varžos, įtampos, srovės bei galios stiprinimo-perdavimo koeficientai) įvairiuose jungimo schemose atitinka anksčiau aprašytų atidarytųjų n- ir p-kanalo sandūrinių lauko tranzistorių elektrines charakteristikas ir savybes (įėjimo bei išėjimo varžos, įtampos, srovės bei galios stiprinimo-perdavimo koeficientai) atitinkamose jungimo grandinėse. Čia pastebėsime, jog uždarytųjų n- ir p-kanalo sandūrinių lauko tranzistorių VACH sutampa su atitinkamomis indukuoto n- ir p-kanalo MOP tranzistorių VACH.

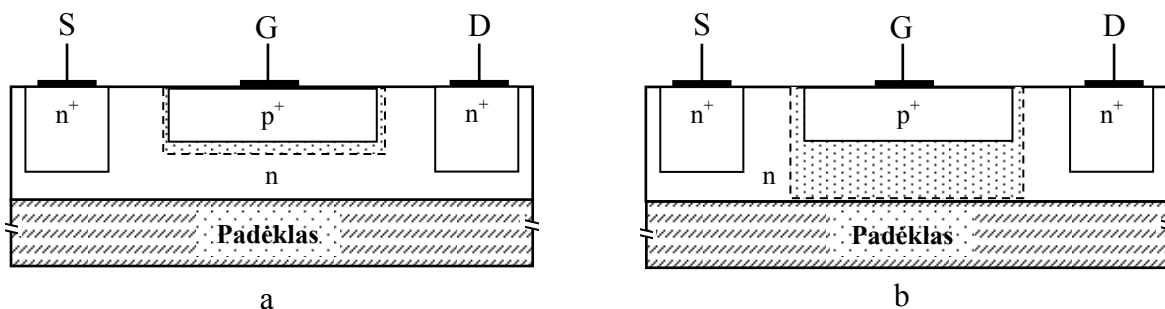
### 1.3.2.1 Vienpolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai

Analogiškai anksčiau išnagrinėtų puslaidininkinio diodo bei dvipolio tranzistoriaus atvejais, be pagrindinių elektrinių vienpolio tranzistoriaus charakteristikų ir savybių, būtina žinoti vienpolio tranzistoriaus fizikinius veikos principus.

Vienpolis tranzistorius yra sudarytas iš kanalo ir jį valdančios užtūros. Priklausomai nuo lauko tranzistoriaus užtūros bei kanalo konstrukcijos, 1.84 pav. yra parodytos tranzistorių

klasifikacijos į atskiras grupes. Todėl pirmiausia išnagrinėsime atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus, pvz. n- kanalo (1.84 pav. a ir b ( $a^*$  ir  $b^*$ )), veikos fiziką.

Tipinis **atidarytojo sandūrinio n- kanalo lauko tranzistoriaus** planariosios (paviršinės) konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.101 pav. a.



1.101 pav. Atidarytojo (a) ir uždarytojo (b) sandūrinio n- kanalo lauko tranzistoriaus planariosios (paviršinės) konstrukcijos pjūvis

Iš 1.101 pav. a matome, jog ant elektrai nelaidaus padėklo, pvz. dielektriko, yra suformuotas n- puslaidininkio sluoksnis, kuriame vienu iš žinomų būdų yra suformuotos dvi  $n^+$ - sritys ir tarp jų įterpta  $p^+$ - sritis, bei ominiiai kontaktai prie jų. Viena iš  $n^+$ - sričių yra ištakas S, o kita- santakas D. Čia  $p^+$ -n sandūra yra tranzistoriaus uždūra G. Betarpiškai po uždūros  $p^+$ - sritimi esanti n- puslaidininkio sritis yra vadinama kanalu. Padėklas yra padarytas iš elektrai nelaidžios medžiagos, pvz. dielektriko arba p- puslaidininkio. Antruoju atveju tarp uždūros G ir p- puslaidininkinio padėklo susidaro parazitinis  $p^+$ -n-p dvipolis tranzistorius, kuris gali sąlygoti neigiamą įtaką sandūrinio tranzistoriaus veikai. Uždūros p-sritis yra daroma stipriai legiruota, t. y.  $p^+ \gg n$ . Todėl nuskurdinta  $p^+$ -n sandūros sritis (1.101 pav. brūkšniuota linija) randasi mažiau priemaišomis legiruotame puslaidininkyje (1.38), šiuo atveju n- srityje, t. y. tranzistoriaus kanale. Kanalą legiruojančių priemaišų tankis  $N_{d,a}$  ir jo storis  $W_k$  (atstumas tarp uždūros  $p^+$ - srities ir padėklo) yra parenkami taip, jog esant neutraliai situacijai (nėra prijungta išorinių įtampų) nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities storis  $d_k$  kanale tenkintų šią sąlygą (1.39):

$$d_{k0} \cong [\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k / (q N_{a,d})]^{1/2} \leq 0,1 \cdot W_k, \quad (1.322)$$

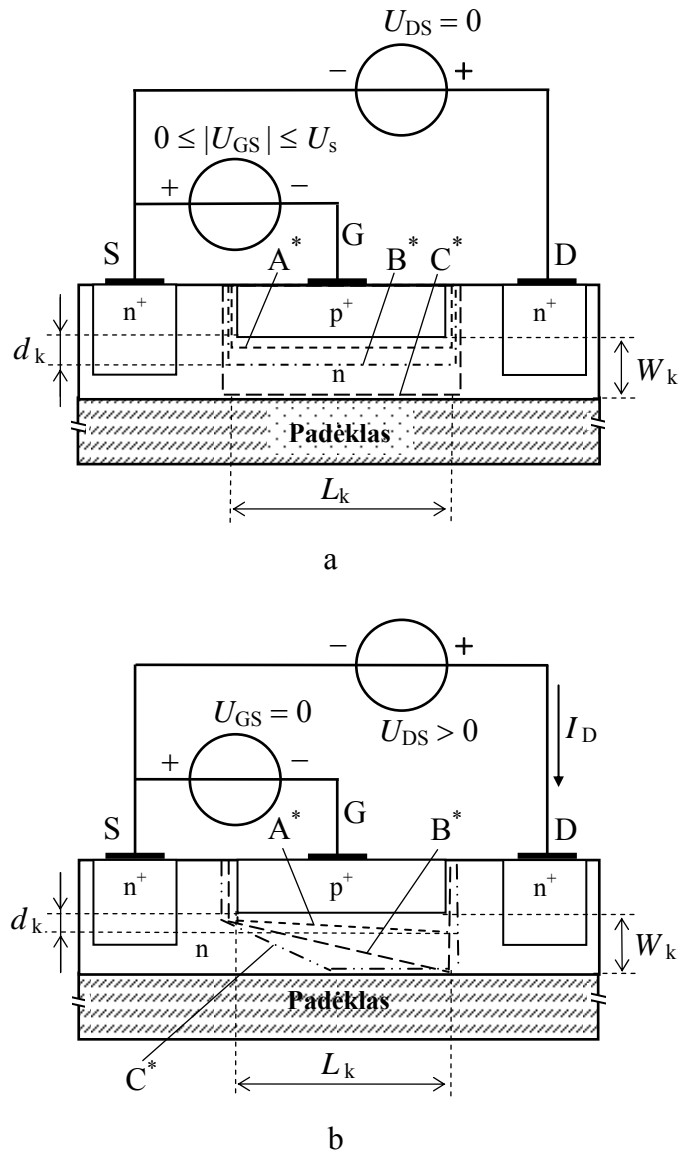
kur:  $d_{k0}$  - nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities storio  $d_k$  vertė kanale, kai  $U_{GS} = 0$  ir  $U_{DS} = 0$ .

Kita atidarytojo sandūrinio tranzistoriaus efektyvios veikos sąlyga yra ši:

$$d_{kmax} \cong [\varepsilon \varepsilon_0 (\varphi_k + |U_s|) / (q N_{a,d})]^{1/2} \geq W_k, \quad (1.323)$$

kur:  $d_{kmax}$  - maksimali nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities storio  $d_k$  vertė kanale, kai yra tenkinama ši sąlyga:  $|U_s| \leq |U_{pnmax}|$  - atgalinė kryptimi įjungtos uždūros  $p^+$ -n sandūros pramušimo įtampa.

Anksčiau parodėme, jog pagrindinė vienpolio tranzistoriaus savybė yra jo santakos D srovės  $I_D$  priklausomybė nuo užtūros G įtampos  $U_{GS}$  (1.252). Šią priklausomybę apsprendžia tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  tarp santakos D ir ištakos S kaita nuo įtampos  $U_{GS}$  (1.289). Todėl iš pradžių surasime priklausomybę  $R_k(U_{GS})$ , kai įtampa  $U_{DS} = 0$ . Tuo tikslu 1.102 pav. a yra parodytos užtūros nuskurdintos  $p^+ - n$  sandūros sritys būsenos atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanale, kai:  $U_{GS} = 0$  (A\*),  $U_s < U_{GS} < 0$  (B\*) ir  $U_{GS} = U_s$  (C\*).



1.102 pav. Užtūros G nuskurdintos  $p^+ - n$  sandūros sritys būsenos atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanale, kai:  $U_{GS} = 0$  (A\*),  $U_s < U_{GS} < 0$  (B\*) ir  $U_{GS} = U_s$  (C\*)

Iš 1.102 pav. a matome: didėjant  $U_{GS}$  moduliui  $|U_{GS}|$ , nuskurdinta  $p^+ - n$  sandūros sritis kanale plečiasi. Todėl kanalas siaureja ir užtūros įtampai  $U_{GS}$  pasiekus sąlygą:  $U_{GS} = U_s$ , nuskurdinta  $p^+ - n$  sandūros sritis kanale pilnai jį uždaro. Kanalo storis  $h_k$  tarp nuskurdintos  $p^+ - n$  sandūros sritys ir padėklo yra:

$$h_k = W_k - d_k, \quad (1.324)$$

kur nuskurdintos srities storį  $d_k$ , analogiškai (1.42), galima užrašyti taip:

$$d_k = [2 \varepsilon \varepsilon_o (\varphi_k + |U_{GS}|)/(q N_d)]^{1/2} \cong [2 \varepsilon \varepsilon_o |U_{GS}|/(q N_d)]^{1/2}. \quad (1.325)$$

Iš sąlygos  $h_k = 0$  ir išraiškų (1.324) bei (1.325) randame įtampą  $U_s$ , kuriai esant užtūros nuskurdinta  $p^+$ -n sandūros sritis susiliečia su padėklu (1.102 pav. a (C\*), b (B\* )):

$$0 = W_k - [2 \varepsilon \varepsilon_o |U_s|/(q N_d)]^{1/2},$$

ir iš čia gauname:

$$U_s = q N_d W_k^2 / (2 \varepsilon \varepsilon_o). \quad (1.326)$$

Išraišką (1.324), panaudoję (1.325) ir (1.326), galima užrašyti taip:

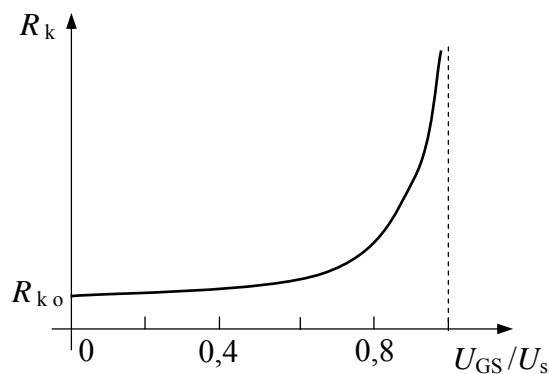
$$h_k = W_k [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}], \quad \text{kai } 0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|. \quad (1.327)$$

Pasinaudoję (1.327), kai  $U_{DS} = 0$ , atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanalo varžą  $R_k$  išreiškiame taip:

$$R_k = \rho_k L_k / (h_k L_G) = R_{k0} / [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}], \quad \text{kai } 0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|, \quad (1.328)$$

kur:  $R_{k0} = \rho_k L_k / (W_k L_G)$  - minimali atidaryto kanalo varža, kai  $U_{GS} = 0$  ir  $U_{DS} = 0$ ;  $\rho_k$ ,  $L_k$  ir  $L_G$  - kanalo savitoji varža, ilgis ir plotis, atitinkamai.

Iš (1.328) paskaičiuota priklausomybė  $R_k(U_{GS})$  yra parodyta 1.103 pav. Matome, jog atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanalo varža  $R_k \Rightarrow \infty$ , kai  $U_{GS} \Rightarrow U_s$ .



1.103 pav. Iš (1.328) paskaičiuota atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  priklausomybė  $R_k(U_{GS})$ , kur užtūros įtampa  $U_{GS}$  yra pateikta normuotame mastelyje  $U_{GS}/U_s$

Kai įtampa  $|U_{DS}| > 0$  ir  $0 \leq U_{GS} < U_s$ , užtūros nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities storis  $d_k$  kanale didėja santakos D kryptimi, t. y. įgauna pleišto pavidalą (1.102 pav. b). Tai paaiškinama tuo, jog dėl tekančios per kanalą santakos srovės  $I_D$ , įtampa  $U_{DS}$  pasiskirsto



išilgai kanalo. Čia kanalo varžą  $R_k$  patogiu atvaizduoti nuosekliai sujungtų  $N$  vienodo nominalo rezistorių  $R_{ki}$  grandine:  $R_k = \sum_{i=1}^N R_{ki}$ . Akivaizdu, kad įtampos  $U_{DS}$  dalis  $U_{1S}$ , kuri yra tarp ištakos S ir kanalo pradžios (nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities pradžios), yra mažesnė už įtampos  $U_{DS}$  dalį  $U_{2S}$ , kuri yra tarp ištakos S ir kanalo pabaigos (nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities pabaigos), esančios šalia santakos D ( $U_{2S} > U_{1S}$ ). To pasėkoje atgalinė įtampa  $U_G(x)$  užtūros  $p^+$ -n sandūroje didėja santakos D kryptimi ( $x$  kryptimi) ir todėl nuskurdinta  $p^+$ -n sandūros sritis kanale įgauna pleišto pavidalą (1.102 pav. b). Čia įtampos  $U_G$  vertė  $U_G(x)$ - įtampa tarp užtūros metalinio kontakto G ir kanalo taško  $x$ , kuriame yra sujungti ekvivalentiniai kanalo varžos  $R_k$  rezistoriai  $R_{ki}$  ir  $R_{k(i+1)}$ , kur  $x$  kinta intervale:  $0 \leq x \leq L_k$ .

Kai  $|U_{DS}| > 0$ , formulė (1.328) negali būti taikoma. Tačiau ji gali būti taikoma labai mažam kanalo ilgiui  $\delta L_k \equiv dx$ - kanalo dalies elementarusis ilgis taške  $x_i$ , kuriame galima laikyti, jog jo nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities storis  $d_k(x_i) = \text{const}$ . Šiuo atveju, pasinaudoję išraiška (1.328), kanalo taške  $x$  kanalo dalies  $dx$  varžą  $dR_k$  galima išreikšti taip:

$$dR_k = \rho_k dx / (h_k(x) \cdot L_G) = \left\{ R_{ko} / \left\{ L_k \left\{ 1 - [ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|) / |U_s| ]^{1/2} \right\} \right\} \right\} \cdot dx, \quad (1.329)$$

kur:  $U_{xS}(x)$ - įtampa kanalo taške  $x$  atžvilgiu ištakos S, sąlygota tekančios kanalu santakos D srovės  $I_D$ .

Skirtingai nuo formulės (1.328), išraiškoje (1.329) atgalinė įtampa  $U_{Gx}$  užtūros  $p^+$ -n sandūroje yra išreikšta įtampų  $U_{GS}$  ir  $U_{xS}(x)$  sumos pavidalu.

Akivaizdu, kad santakos srovė  $I_D$  visuose kanalo taškuose  $x$  yra vienoda. Todėl įtampa  $dU_{xS}(x)$  kanalo elementariajame ilgyje  $dx$  yra:

$$dU_{xS}(x) = I_D \cdot dR_k = I_D \left\{ R_{ko} / \left\{ L_k \left\{ 1 - [ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|) / |U_s| ]^{1/2} \right\} \right\} \right\} \cdot dx,$$

ir iš čia, atskyrę kintamuosius, turime:

$$\left\{ 1 - [ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|) / |U_s| ]^{1/2} \right\} \cdot dU_{xS}(x) = (I_D R_{ko} / L_k) \cdot dx,$$

bei esant šioms kraštinėms sąlygoms: kai  $x = 0$ ,  $U_{xS} = 0$  ir kai  $x = L_k$ ,  $U_{xS} = U_{DS}$ , atlikę integravimą randame:

$$\int_0^{U_{DS}} \left\{ 1 - [ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|) / |U_s| ]^{1/2} \right\} \cdot dU_{xS}(x) = \int_0^{L_k} (I_D R_{ko} / L_k) \cdot dx,$$

$$|U_{DS}| - 2 \cdot [ (|U_{GS}| + |U_{DS}|)^{3/2} - U_{GS}^{3/2} ] / (3 \cdot |U_s|^{1/2}) = I_D R_{ko},$$

ir iš čia:

$$I_D = \{|U_{DS}| + 2 \cdot [|U_{GS}|^{3/2} - (|U_{GS}| + |U_{DS}|)^{3/2}] / (3 \cdot |U_s|^{1/2})\} / R_{ko}. \quad (1.330)$$

Gauta išraiška (1.330), kaip ir jos aproksimacijos (1.259) ir (1.284), aprašo atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus tik išėjimo VACH pradinę dalį (1.92 pav. b), t. y. kai:  $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$  ir  $|U_{GS}| + |U_{DS}| \leq |U_s|$ . Iš čia seka: didėjant įtampai  $|U_{DS}|$ , kai  $U_{GS} = \text{const}$ , įtampa  $U_k$  nusako situacija, kuomet įvyksta nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities sąlytis su padėklu. Tai yra parodyta 1.102 pav. b, kur situacija  $A^*$  atitinka sąlyga:  $U_{GS} = 0$  ir  $0 < |U_{DS}| < |U_k|$ , o situacija  $B^*$  - kai  $U_{GS} = 0$  ir  $U_{DS} = U_k$ . Taigi matome lyg ir paradoksalią situaciją- didėjant įtampai  $|U_{DS}|$ , srovė  $I_D$  taip pat didėja (1.330) (1.92 pav. b), kai tuo tarpu kanalas yra uždaromas. Tai paaiškinama tuo, jog kanalą uždaranti atgalinė įtampa  $U_G(x)$  užtūros  $p^+$ -n sandūroje yra sukuriama didėjančios srovės  $I_D$ . Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu yra apribojamas srovės  $I_D$  prieaugis  $\Delta I_D$ . Šis prieaugis, didėjant įtampai  $|U_{DS}|$ , mažėja ir prie  $U_{DS} = U_k$  išnyksta ( $\Delta I_D \Rightarrow 0$ ). Iš čia seka: kai  $U_{DS} = U_k$ , santakos srovė  $I_D$  pasiekia maksimalią- soties vertę  $I_{Ds}$  (1.92 pav. b), kurią randame iš (1.330) ir šios sąlygos-  $|U_{GS}| + |U_{DS}| = |U_s|$ :

$$\begin{aligned} I_{Ds} &= [|U_s| - |U_{GS}| + 2 \cdot (|U_{GS}|^{3/2} - |U_s|^{3/2}) / (3 \cdot |U_s|^{1/2})] / R_{ko} = \\ &= I_{Ds} = \{|U_s|/3 - |U_{GS}| \cdot [1 - 2 \cdot (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}/3]\} / R_{ko}. \quad (1.331) \end{aligned}$$

Toliau didinant  $|U_{DS}| > |U_k|$ , santakos srovė  $I_D = I_{Ds} \cong \text{const}$  ir turime atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH sąsmaukos sritį (1.92 pav. b). Šioje srityje santakos srovė  $I_D$  išlieka beveik pastovi todėl, jog didinant  $|U_{DS}| > |U_k|$ , plečiasi užtūros nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities sąlyčio su padėklu plotas (1.102 pav. b, situacija  $C^*$ ). To pasėkoje visas įtampos  $U_{DS}$  prieaugis  $\Delta U_{DS}$  yra padidėjusioje siauro sąlyčio sluoksnio varžoje, nes ši sritis tarp padėklo ir išsiplėtusios nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities yra kanalo dalis. Kita vertus, akivaizdu, jog šiame didelės varžos kanalo sektoriuje yra beveik visa įtampa  $U_{DS}$ . Todėl elektrinio lauko stipris  $E$  jame yra didžiausias. Tuo tarpu iš puslaidininkų fizikos žinome, kad krūvininkų judrumas  $\mu_{n,p}$  priklauso nuo lauko stiprio  $E$  ir stipriuose laukuose pradeda mažėti:  $\mu_{n,p} \sim 1/E$ . Taigi, toliau didinant santako-ištako įtampą  $|U_{DS}|$ , srovės tankis  $j_D = q n \mu_{n,p} E$  susiaurėjusioje kanalo srityje, kurioje užtūros nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros sritis beveik liečiasi su padėklu, išlieka pastovus, o tuo pačiu ir srovė  $I_D \cong \text{const}$ , nes  $\mu_{n,p} E = \text{const}$ . Iš čia seka, jog krūvininkų dreifinis greitis  $v_{n,p} \approx \mu_{n,p} E$  taip pat pasiekia savo didžiausią vertę  $v_s$  - soties greitį ir toliau nuo  $E$  nebesipriklauso ( $v_s \cong \text{const}$ ).

Gauta (1.330) išraiška yra gana sudėtinga ir retai taikoma. Todėl dažniausiai yra taikomos išraiškos (1.330) aproksimacijos (1.259) ir (1.284), kur  $I_{D \max} = U_{DS} / R_{ko}$ . Čia priimame, jog kanalo varža  $R_{ko}$  yra daug didesnė už pasyviųjų kanalo sričių varžas.

Pasyviosios kanalo sritys randasi tarp kanalo ir ištakos bei santakos ominių kontaktų S ir D, atitinkamai (1.102 pav.).

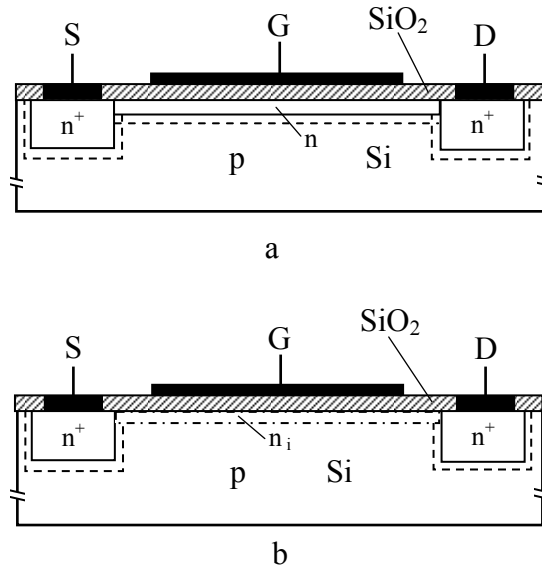
Anksčiau įvairiose jungimo grandinėse radome atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus statumo  $S$  išraiškas- (1.257) ir (1.282), kai tranzistoriaus veikos taškas yra išėjimo VACH pradinėje dalyje ( $|U_{DS}| \leq |U_k|$ ). Todėl iš gautos priklausomybės  $I_{Ds}(U_{GS})$  (1.331) surandame statumo  $S^*$  išraišką atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH sąsmaukos srityje:

$$\begin{aligned} S^* &= [I_{Ds}(U_{GS})]_{U_{GS}} = I_{Ds} / U_{GS} = \{-1 + (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}\} / R_{ko} = \\ &= S^* = \{|1 - (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}\} / R_{ko}. \end{aligned} \quad (1.332)$$

Iš čia matome:  $S^*$  didžiausias prie mažų  $|U_{GS}| \Rightarrow 0$ . Tačiau šiuo atveju per atidarytąjį sandūrinį lauko tranzistorių teka santykinai didelė santakos srovė  $I_D$  (1.281). Todėl tranzistoriuje išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas  $P_o = I_D U_{DS}$ , o tai energetiniu požiūriu yra nepageidautina. Iš čia seka, jog užtūros įtampa  $U_{GS}$  turi būti parenkama iš sąlygos:  $0,5 \leq |U_{GS}|/|U_s| \leq 0,75$ , t. y. taip, kad tranzistorius būtų pridarytas.

**Uždarytojo sandūrinio n- kanalo lauko tranzistoriaus** planariosios ( paviršinės ) konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.101 pav. b, iš kur matome jo esminį skirtumą nuo atidarytojo sandūrinio n- kanalo lauko tranzistoriaus- uždarytojo sandūrinio n- arba p- kanalo lauko tranzistoriaus kanalas yra pilnai uždarytas, kai  $U_G = 0$ . Iš čia seka, jog kanalą legiruojančių priemaišų tankis  $N_{d,a}$  ir jo storis  $W_k$  ( atstumas tarp užtūros  $p^+$ - arba  $n^+$ - srities ir padėklo ) yra parenkami taip, kad esant neutraliai situacijai ( nėra prijungta išorinių įtampų ) nuskurdintos  $p^+$ -n arba  $n^+$ -p sandūros srities storis  $d_k$  kanale tenkintų priešingą nelygybei (1.322) sąlygą:  $d_{ko} \cong [\varepsilon \varepsilon_o \varphi_k / (q N_{a,d})]^{1/2} \geq W_k$ . Taigi, užtūros G įtampos  $U_G$  poliaringumas turi būti toks, kad jos moduliui  $|U_G|$  didėjant, būtų atidaroma užtūros  $p^+$ - n arba  $n^+$ -p sandūra:  $U_G \geq 0$ - n- kanalo atveju ir  $U_G \leq 0$ - p- kanalo atveju. Uždarytojo sandūrinio n- arba p- kanalo lauko tranzistoriaus VACH atitinka indukuoto n- arba p- kanalo MOP tranzistoriaus VACH (1.99 pav., 1.100 pav.).

**Įterpto bei indukuoto n- arba p- kanalo MOP tranzistorių** planariosios konstrukcijos pjūviai, n- kanalo atveju, yra parodyti 1.104 pav. a ir b, atitinkamai. Iš 1.104 pav. matome, jog ant pamatinės puslaidininkio plokštelės ( padėklo ) paviršiaus, pvz. p- laidumo, yra vienu iš žinomų būdų suformuotos dvi  $n^+$ - sritys ir tarp jų jas jungianti n- sritis, kai gaminamas įterpto kanalo MOP tranzistorius (1.104 pav. a), arba tarpas tarp  $n^+$ - sričių paliekamas nepakitęs, kai yra gaminamas indukuoto kanalo MOP tranzistorius (1.104 pav. b). Prie  $n^+$ - sričių suformuojami ominių kontaktai, iš kurių vienas yra ištakas S, o kitas- santakas



1.104 pav. Įterpto (a) bei indukuoto (b) n- kanalo MOP tranzistorių planariosios konstrukcijos pjūviai

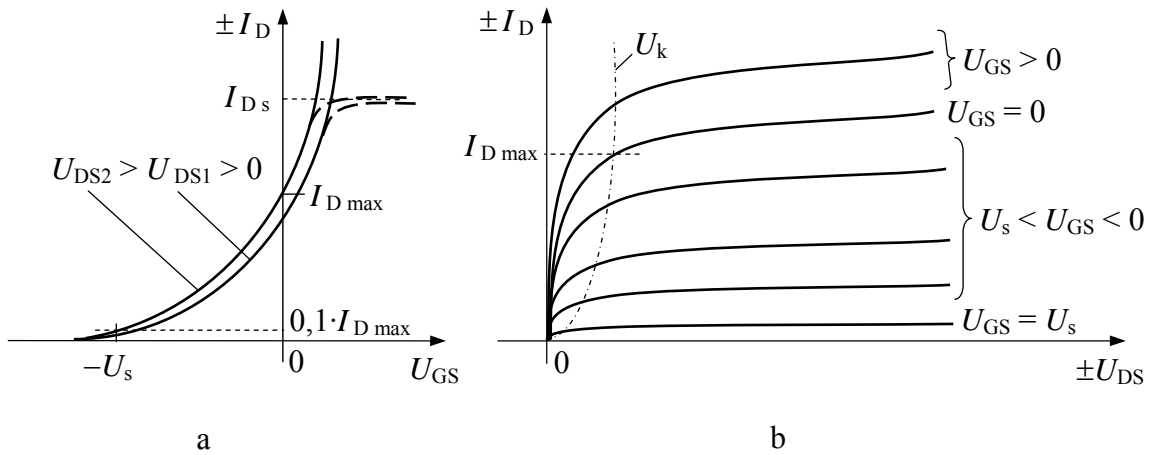
D. Pamatinės puslaidininkio plokštelės paviršius tarp  $n^+$ - sričių yra padengiamas plonu dielektriko sluoksniu, pvz. silicio (Si) technologijoje silicio oksidu ( $\text{SiO}_2$ ). Dielektriko paviršius tarp  $n^+$ - sričių yra padengiamas plonu metalo sluoksniu, prie kurio suformuojamas ominis kontaktas G- tranzistoriaus užtūra. Kaip ir sandūriniame tranzistoriuje, betarpiškai po užtūra G esanti sritis yra vadinama kanalu. Tarp n- (arba  $n^+$ -) ir p- sričių susidaro nuskurdinta p-n sritis (1.104 pav. parodyta brūkšniuota linija).

Akivaizdu, jog įterpto kanalo MOP tranzistorius (1.104 pav. a) gali veikti prie bet kokio užtūros  $U_{GS}$  bei santakos  $U_{DS}$  įtampų poliaringumo. Kai  $U_{GS} > 0$ , n- kanalo srityje elektronu tankis  $n_n$  padidėja ir todėl sumažėja kanalo savitoji varža  $\rho_k$  ir tuo pačiu sumažėja kanalo varža  $R_k$ . Ir atvirkščiai, kai  $U_{GS} < 0$ , n- kanalo srityje elektronu tankis  $n_n$  sumažėja ir todėl padidėja kanalo savitoji varža  $\rho_k$  ir tuo pačiu padidėja kanalo varža  $R_k$ . Taigi, bendros ištakos (BI) grandinėje įterpto n- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo ir išėjimo VACH nėra tapačios atidarytojo n- kanalo sandūrinio tranzistoriaus atitinkamoms charakteristikoms ir yra parodytos 1.105 pav. a ir b, atitinkamai.

Iš 1.105 pav. a matome: bendros ištakos (BI) schemoje įterpto n- arba p- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$ , kai:  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ , analogiškai (1.281), yra aprašoma šia aproksimacija:

$$I_D \cong \pm I_{D \max} [1 \pm (U_{GS}/|U_s|)]^2, \quad (1.333)$$

kur:  $0 \geq U_{GS} \geq -U_s$ , esant n- kanalui ir  $0 \leq U_{GS} \leq U_s$ , esant p- kanalui, bei išraiškos (1.333) skliaustuose ženklas “+” arba “-” yra rašomas n- arba p- kanalui, atitinkamai, o ženklas “+” arba “-” prieš skliaustus rašomas priklausomai nuo įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumo, atitinkamai.



1.105 pav. Bendros ištakos (BI) grandinėje įjungto įterpto n-kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo (a) ir išėjimo (b) VACH

Iš išraiškos (1.333) seka: pasikeitus užtūros įtampos  $U_{GS}$  ženklui ( $U_{GS} > 0$  n-kanalo atveju ir  $U_{GS} < 0$  p-kanalo atveju), santakos srovė  $|I_D| > |I_{Dmax}|$  (1.105 pav.). Tačiau įterpto kanalo MOP tranzistoriaus santakos srovės  $I_D$  priklausomybė  $I_D(U_{GS})$  šioje perdavimo charakteristikos srityje skiriasi nuo aproksimacine išraiška (1.333) nusakomo dėsningumo. Šis skirtumas 1.105 pav. a yra parodytas brūkšniuota kreive iš kur seka: didėjant įtampos  $U_{GS}$  moduliui  $|U_{GS}|$ , kai  $|I_D| > |I_{Dmax}|$ , srovė  $|I_D|$  didėdama pasiekia didžiausią vertę ir toliau nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  nebeprisiklauso, nes elektronų arba skylių tankis  $n_n$  arba  $p_p$ , atitinkamai, kanale pasiekia didžiausią galimą vertę. Todėl aptartoje perdavimo charakteristikos srityje tranzistoriaus statusas  $S_s$  (1.282) mažėja ir jo vertė sparčiai artėja į nulį. Iš čia seka: normalioje įterpto kanalo MOP tranzistoriaus veikoje ši perdavimo charakteristikos sritis nenaudojama ir vietoje išraiškos (1.333) dažniausiai yra taikoma išraiška (1.320).

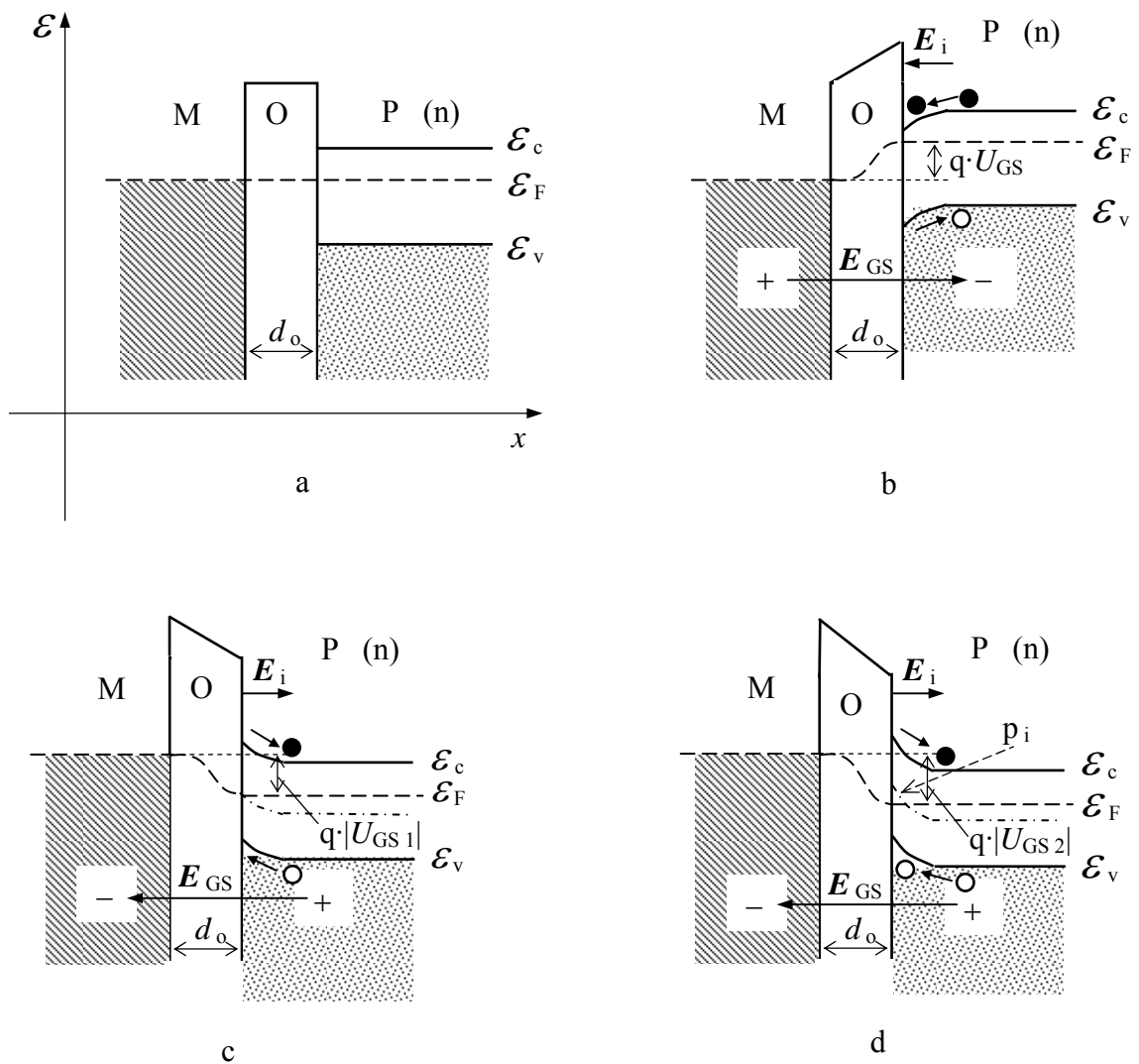
**Indukuoto n- arba p-kanalo MOP tranzistorių** elektrinės savybės ir charakteristikos skiriasi nuo anksčiau aprašytų atidarytųjų n- ir p-kanalo sandūrinių bei įterpto kanalo MOP tranzistorių elektrinių charakteristikų ir savybių. Anksčiau buvo parodyta, jog pagrindinis skirtumas yra tame, kad indukuoto kanalo MOP tranzistorius pradeda veikti tik užtūros įtampai  $|U_{GS}|$  viršijus slenkstinę įtampą  $|U_s|$  ( $|U_{GS}| \geq |U_s|$ ) (1.99 pav. ir 1.100 pav.). Todėl šių tranzistorių užtūros įtampa  $U_G$ , kaip ir sandūrinių lauko tranzistorių, gali būti tik vieno poliaringumo. Tuo tarpu indukuoto kanalo MOP tranzistorių kanalo įtampa tarp santakos ir ištakos išvadų, kaip ir įterpto kanalo MOP tranzistorių, gali būti abiejų poliaringumų- “+ -” arba “- +”. Tai matyti iš indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus darinio konstrukcijos (1.104 pav. b). Kai  $U_{GS} = 0$  ir  $|U_{DS}| > 0$ , srovė  $I_D \cong 0$ , nes viena iš  $p-n^+$  sandūrų, nepriklausomai nuo įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumo, visada yra įjungta atgaline kryptimi. Todėl  $I_D = I_s$  - atgalinė  $p-n^+$  sandūros soties srovė, kuri dažniausiai yra daug daugiau mažesnė už  $I_{Dmax}$ . Kai  $|U_{DS}| > 0$ , srovė  $I_D \cong 0$  ir nesikeičia, kol  $U_{GS} < 0$ - indukuoto  $n_i$ -kanalo atveju arba

$U_{GS} > 0$ - indukuoto  $p_i$ - kanalo atveju. Taip yra todėl, kad užtūros įtampai  $U_{GS}$  esant nurodytais poliaringumais didėja pagrindinių krūvininkų, pvz. skylių  $p$ - padėkle ( $n_i$  - kanalas) arba elektronų  $n$ - padėkle ( $p_i$  - kanalas) tankis  $p_p$  arba  $n_n$ , atitinkamai, indukuotame kanale po užtūros  $G$  elektrodu (brūkšninė-taškinė linija 1.104 pav. b) ir viena iš  $p$ - $n^+$  sandūrų išlieka įjungta atgaline kryptimi, nes po užtūros elektrodu neatsiranda priešingo laidumo padėklui kanalo sluoksnis. Situacija pasikeičia iš esmės, kai užtūros įtampa  $U_{GS} > 0$  - indukuoto  $n_i$ - kanalo arba  $U_{GS} < 0$  - indukuoto  $p_i$ - kanalo atvejais, nes tada, esant šiems užtūros įtampos  $U_{GS}$  poliaringumams, didėja šalutinių krūvininkų, pvz. elektronų  $p$ - padėkle ( $n_i$  - kanalas) arba skylių  $n$ - padėkle ( $p_i$  - kanalas) tankis  $n_p$  arba  $p_n$ , atitinkamai, indukuotame kanale po užtūros  $G$  elektrodu. Šiuo atveju indukuoto kanalo laidumo tipas sutampa su ištakos  $S$  bei santakos  $D$  ominių kontaktų stipriai legiruotų priemaišomis sričių  $n^+$ - arba  $p^+$ - laidumo tipu, t. y. priešingas padėklo laidumui ir, esant įtampai  $|U_{DS}| > 0$ , santakos srovė  $|I_D| > 0$ , nes išnyksta  $p$ - $n$  sandūros tarp indukuoto kanalo  $n_i$  arba  $p_i$  ir  $n^+$ - arba  $p^+$ - sričių, atitinkamai. Taigi, bendros ištakos grandinėje indukuoto  $n_i$  - arba  $p_i$  - kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo ir išėjimo VACH atitinka parodytas 1.99 pav. ir 1.100 pav.- a ir b, atitinkamai.

Aprašydami MOP tranzistoriaus veiką parodėme, jog jo elektrines savybes lemia puslaidininkio paviršiaus fizika. Todėl detaliau panagrinėsime fizikinius reiškinius MOP (MDP) darinyje.

1.106 pav. yra parodytos energetinės diagramos MOP darinyje, t. y.  $n$ - kanalo MOP tranzistoriaus užtūroje. 1.106 pav. a yra parodyta situacija, kai užtūros įtampa  $U_{GS} = 0$  ir elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbas  $A_M$  metale (M) yra lygus elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbui  $A_P$   $n$ - puslaidininkyje (P) ( $A_M = A_P$ ). Todėl kontaktinis potencialas  $\varphi_k = 0$ . Ši MOP darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių, kurio laidžiomis plokštelėmis yra metalas M ir puslaidininkis P, atitinkamai.

Pridėjus įtampą  $U_{GS} > 0$ , t. y. taip, kad “+” prie metalo M ir “-” prie puslaidininkio P, energetinės diagramos MOP darinyje įgaus pavidalą, parodytą 1.106 pav. b. Matome, kad puslaidininkio paviršiuje, t. y. jo sąlytyje su dielektriku (oksidu O), laidumo juostos dugnas  $\mathcal{E}_c$  ir valentinės juostos lubos  $\mathcal{E}_v$  išlinksta taip, jog indukuotas puslaidininkio paviršiuje elektrinis laukas  $E_i$  stabdytų pagrindinių krūvininkų pritekėjimą iš puslaidininkio gilumos. Todėl lauko  $E_i$  kryptis yra priešinga pridėtam laukui  $E_{GS}$ . Iš čia seka: puslaidininkio paviršiaus srityje, esančioje sąlytyje su dielektriku, laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  atsiranda potencinė duobė, kurioje susikaupia pertekliniai elektronai ir jų tankis padidėja, o valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  - potencinis barjeras, kuriame sumažėja skylių. Todėl indukuotą lauką  $E_i$  sukuria elektronų



1.106 pav. Energetinės diagramos MOP darinyje: n-kanalo MOP tranzistoriaus užtūroje (a-  $U_{GS} = 0$ , b-  $U_{GS} > 0$ , c-  $U_{GS1} < 0$ , d-  $U_{GS2} < U_{GS1}$ )

tankio gradientas, nukreiptas nuo puslaidininkio paviršiaus, esančio sąlytyje su dielektriku,  $E_{GS}$  ir iš čia seka, jog n-puslaidininkio paviršiaus srityje, esančioje sąlytyje su dielektriku O, laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  atsiranda potencialinė duobė  $\Delta \mathcal{E}_c$ , kurioje susikaupia pertekliniai elektronai ir jų tankis  $n_n$  padidėja, o valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  - potencialinis barjeras  $\Delta \mathcal{E}_v$ , kuriame sumažėja skylių ( $\Delta \mathcal{E}_c = \Delta \mathcal{E}_v$ ) (1.106 pav. b). Todėl indukuotą elektrinį lauką  $E_i$  n- puslaidininkio paviršiuje sukuria elektronų tankio  $n_n$  gradientas  $\partial n_n / \partial x$ , kurio kryptis yra priešinga  $x$ - ašies kryptčiai, t. y. nukreiptas iš n- puslaidininkio gilumos link paviršiaus, esančio sąlytyje su dielektriku O (čia dėl neigiamo elektronų krūvio jų tankio  $n_n$  gradiento  $\partial n_n / \partial x$  krypttis sutampa su elektrinio lauko  $E_i$  kryptimi). Taigi parodėme, jog pridėto išorinio lauko  $E_{GS}$  poveikyje, kai  $U_{GS} > 0$  n- puslaidininkiu arba  $U_{GS} < 0$  p- puslaidininkiu, pagrindinių krūvininkų tankis ( $n_n$  arba  $p_p$ ) puslaidininkio paviršiuje padidėja ir dėl to

sumažėja puslaidininkio paviršiaus varža. Kita vertus, pridėjus įtampą  $U_{GS} < 0$ , t. y. “–” prie metalo M ir “+” prie n- puslaidininkio P, MOP darinyje energetinės diagramos įgaus pavidalą, parodytą 1.106 pav. c. Matome, kad n- puslaidininkio P paviršiuje, t. y. jo sąlytyje su dielektriku O, laidumo juostos dugnas  $\mathcal{E}_c$  ir valentinės juostos lubos  $\mathcal{E}_v$  išlinksta taip, kad indukuotas n- puslaidininkio paviršiuje elektrinis laukas  $E_i$  stabdytų pagrindinių krūvininkų ( šiuo atveju elektronų ) nutekėjimą nuo puslaidininkio paviršiaus į gilumą. Todėl lauko  $E_i$  kryptis ir šiuo atveju yra priešinga pridėtam išoriniam laukui  $E_{GS}$ , ko pasėkoje n- puslaidininkio paviršinio sluoksnio laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  atsiranda potencinis barjeras  $\Delta \mathcal{E}_c$ , kuriame sumažėja elektronų, o valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  - potencinė duobė  $\Delta \mathcal{E}_v$ , kurioje susikaupia perteklinės skylės ir jų tankis  $p_n$  padidėja. Čia taip pat indukuotą lauką  $E_i$  sukuria elektronų tankio  $n_n$  gradientas  $\partial n_n / \partial x$ , nukreiptas x- ašies kryptimi, t. y. nuo n- puslaidininkio paviršiaus į gilumą. Todėl pridėto lauko  $E_{GS}$  poveikyje, kai  $U_{GS} < 0$  n- puslaidininkiu arba  $U_{GS} > 0$  p- puslaidininkiu, pagrindinių krūvininkų tankis puslaidininkio paviršiuje sumažėja ir to pasėkoje padidėja puslaidininkio paviršiaus varža. Toliau didinant įtampos –  $U_{GS}$  modulį  $|U_{GS}|$  yra pasiekama situacija, kai n- puslaidininkio paviršiuje draustinės energetinės juostos  $\mathcal{E}_g$  vidurio linija ( brūkšniuota-taškinė linija 1.106 pav. c ir d ) atsiranda aukščiau Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$ , t. y. Fermi lygmuo atsiranda arčiau valentinės juostos lubų  $\mathcal{E}_v$  ir to pasėkoje šalutinių krūvininkų ( skylių ) tankis  $p_n$  pasidaro didesnis už pagrindinių krūvininkų ( elektronų ) tankį  $n_n$  n- puslaidininkio paviršiuje:  $p_n > n_n$ , t. y. n- puslaidininkio paviršiaus laidumo tipas pasikeičia į p- tipą (1.106 pav. d parodyta brūkšniuota rodykle ). Ši situacija yra vadinama puslaidininkio paviršiaus laidumo tipo inversija ( apgrąža ): iš n- į p- ir atvirkščiai.

Iš puslaidininkių fizikos žinome: išorinis elektrinis laukas  $E_i$  puslaidininkį gali prasiskverbti tik iki tam tikro gylio, kurį galima nusakyti lauko potencialo  $\varphi(x)$  pasiskirstymu nuo puslaidininkio paviršiaus ( $x = 0$ ) gilyn į jo tūrį ( $x > 0$ ):

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot \exp(-x/L_D), \quad (1.334)$$

kur:  $L_D = [\varepsilon \varepsilon_0 k T / (q^2 n_0)]^{1/2}$  - Debajaus ilgis, nusakantis elektrinio lauko prasiskverbimo gylių į puslaidininkį, kai lauko potencialas  $\varphi(x)|_{x=L_D}$  sumažėja  $e \cong 2,718...$  kartus, palyginus su jo verte  $\varphi_0$  puslaidininkio paviršiuje ( $x = 0$ );  $n_0$  - elektronų stacionarus tankis n- puslaidininkio atveju arba  $p_0$  - skylių stacionarus tankis p- puslaidininkio atveju.



Įterpto kanalo MOP tranzistoriaus efektyvios veikos užtikrinimui, kanalą legiruojančių priemaišų tankis  $N_{d, a k}$  ir kanalo storis  $W_k$  yra parenkami taip, kad tenkintų šias sąlygas:

$$W_k \cong L_D = [\varepsilon \varepsilon_o k T / (q^2 N_{d, a k})]^{1/2}, \quad N_{d, a k} > N_{a, d pad}, \quad (1.335)$$

kur:  $N_{a, d pad}$  - legiruojančių priemaišų tankis padėkle.

Įterpto kanalo MOP tranzistoriuje (1.104 pav.) atitinkamų puslaidininkinių sričių legiravimo stipris yra parenkamas taip, kad būtų tenkinamos sąlygos:  $n^+ \gg p$  ir  $n > p$ . Esant šioms sąlygoms, nuskurdinta p-n sandūros sritis (1.104 pav. parodyta brūkšniuota linija) randasi mažiau priemaišomis legiruotame puslaidininkyje (1.38): šiuo atveju p- srityje, t. y. tranzistoriaus padėkle.

Surasime įterpto n- kanalo MOP tranzistoriaus (1.104 pav. a) kanalo varžos  $R_k$  priklausomybę  $R_k(U_{GS})$ , kai įtampa  $U_{DS} = 0$ . Kanalo savitąjį laidumą  $\sigma_k$  galima užrašyti taip:

$$\sigma_k = q \mu_n |(n_o \pm \Delta n)|, \quad (1.336)$$

kur:  $\mu_n$  - elektronų judrumas kanale;  $\Delta n$  - elektronų stacionaraus tankio  $n_o$  pokytis, atitinkantis  $|\Delta U_{GS}| > 0$ , kai  $U_{GS} = 0$ .

Akivaizdu, jog MOP darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių. Todėl elektronų stacionaraus tankio  $n_o$  pokytį  $\Delta n$  kanale išreikšime per jame indukuotą krūvį  $Q_i$  ir kanalo tūrį  $V_k$  akivaizdžia išraiška:

$$\Delta n = Q_i / (q V_k) = Q_i / (q W_k L_k L_G), \quad (1.337)$$

kur krūvį  $Q_i$  galima išreikšti per užtūros talpą  $C_G$  taip:

$$Q_i = C_G |U_{GS}|,$$

ir iš čia bei (1.336) ir (1.337) randame:

$$\sigma_k = q \mu_n |[n_o \pm C_G |U_{GS}| / (q W_k L_k L_G)]| = \sigma_{k_o} \pm \mu_n C_G |U_{GS}| / (W_k L_k L_G), \quad (1.338)$$

kur:  $\sigma_{k_o} = q \mu_n n_o$  - kanalo savitasis laidumas, kai  $U_{GS} = 0$ .

Slenkstinę užtūros įtampą  $U_s$  surasime iš sąlygos:  $\sigma_k = 0$ , kai  $U_{GS} = U_s$ , ir iš čia:

$$\sigma_{k_o} \pm \mu_n C_G |U_s| / (W_k L_k L_G) = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$U_s = \sigma_{k_o} W_k L_k L_G / (\mu_n C_G) = q n_o W_k L_k L_G / C_G. \quad (1.339)$$

Iš čia ir (1.338) galima užrašyti:

$$\sigma_k = [\mu_n C_G / (W_k L_k L_G)] \cdot (|U_s| \pm U_{GS}),$$

ir iš čia bei žinomos formulės laidininko varžai išreiškiame kanalo varžą  $R_k$ :

$$R_k = L_k / (\sigma_k W_k L_G) = L_k^2 / [\mu_n C_G (|U_s| \pm U_{GS})], \quad (1.340)$$

kur skliaustuose ženklas “+” yra rašomas įterpto n- kanalo atveju, o ženklas “-” - įterpto p- kanalo MOP tranzistoriui, esant šiai sąlygai:  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ .

Išraiškoje (1.340) gauta kanalo varžos  $R_k$  priklausomybė  $R_k(U_{GS})$  yra išvesta, esant sąlygai:  $U_{DS} = 0$ . Todėl joje neišskaitytas galimas krūvio  $\pm \Delta n$  (1.336) pasiskirstymas išilgai kanalo, kai  $|U_{DS}| > 0$ . Šiuo atveju, analogiškai sandūriniam tranzistoriui, bendros ištakos schemoje įtampa  $U_G$  užtūroje yra funkcija nuo  $x$  ir yra išreiškiama dviejų įtampų suma:

$$U_G(x) = U_{GS} + U_{xS}(x), \quad (1.341)$$

kur:  $U_{xS}(x)$  - įtampa kanalo taške  $x$ , atžvilgiu ištakos S, atsirandanti dėl tekančios kanalu santakos srovės  $I_D$ ;  $U_{GS}$  - prie užtūros prijungto įtampos šaltinio įtampa.

Išraiškoje (1.341) įtampa  $U_{xS}(x)$ , skirtingai sandūrinio tranzistoriaus atvejui, įterpto kanalo MOP tranzistoriujė gali būti įvairaus poliaringumo- “+” arba “-”, t. y. atitinkanti įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumą.

Kai įtampa  $|U_{DS}| > 0$  ir  $0 \leq |U_{GS}| < |U_s|$ , užtūros įtampos  $U_G(x)$  poveikyje įterptame kanale nusistovi savitojo laidumo  $\sigma_k$  pasiskirstymas  $\sigma_k(x)$ , t. y.  $x$ - ašies kryptimi išilgai kanalo nuo ištakos S link santakos D. Tai paaiškinama tuo, jog dėl tekančios per kanalą santakos srovės  $I_D$  įtampa  $U_{DS}$  pasiskirsto išilgai kanalo ir todėl įtampa  $U_G(x)$  yra skirtinga, skirtingose įterpto kanalo srityje taškuose  $x$ , t. y. turime funkciją  $U_G(x)$  (1.341). Todėl, kai  $|U_{DS}| > 0$ , formulė (1.340) negali būti taikoma. Tačiau ji gali būti taikoma labai mažam kanalo ilgiui  $\delta L_k \equiv dx$  - kanalo srities atitinkamos dalies elementarusis ilgis, kuriame galima laikyti, jog jo taške  $x_i$  savitasis laidumas  $\sigma_k(x_i) = \text{const}$ . Pasinaudoję išraiškomis (1.340) ir (1.341), įterpto kanalo taške  $x$  ilgio dalies  $dx$  varžą  $dR_k$  galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} dR_k &= dx / (\sigma_k(x) \cdot W_k L_G) = L_k dx / (\mu_n C_G (|U_s| \pm U_G(x))) = \\ &= dR_k = L_k dx / \{ \mu_n C_G [ |U_s| \pm (U_{GS} + U_{xS}(x)) ] \}, \end{aligned} \quad (1.342)$$

kur ženklas “+” yra rašomas įterpto n- kanalo atveju, o ženklas “-” - įterpto p- kanalo MOP tranzistoriui, esant šiai sąlygai:  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ .

Akivaizdu, kad srovė  $I_D$  visuose įterpto kanalo taškuose  $x$  yra vienoda, todėl įtampa  $dU_{xS}(x)$  kanalo elementariame ilgyje  $dx$  yra:

$$dU_{xS}(x) = I_D \cdot dR_k = \{I_D L_k / \{\mu_n C_G [|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xS}(x))]\}\} \cdot dx,$$

ir iš čia, atskyrę kintamuosius, galime užrašyti:

$$\{[|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xS}(x))]\} \cdot dU_{xS}(x) = [I_D L_k / (\mu_n C_G)] \cdot dx,$$

bei esant šioms kraštinėms sąlygoms: kai  $x = 0$ ,  $U_{xS} = 0$ , kai  $x = L_k$ ,  $U_{xS} = U_{DS}$ , atlikę šios išraiškos integravimą randame:

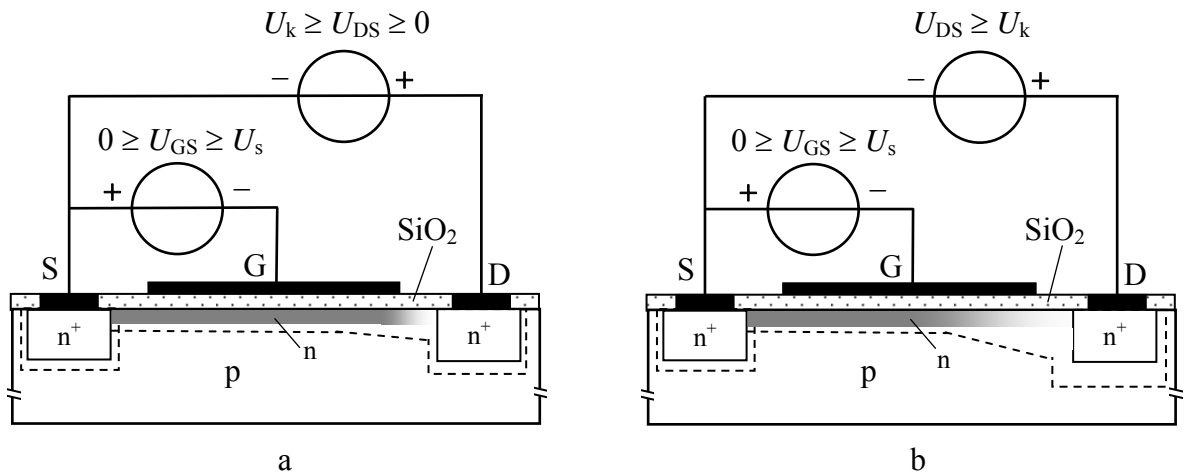
$$\int_0^{U_{DS}} \{[|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xS}(x))]\} \cdot dU_{xS}(x) = \int_0^{L_k} [I_D L_k / (\mu_n C_G)] \cdot dx,$$

$$[|U_s| \pm (U_{GS} + U_{DS}/2)] \cdot |U_{DS}| = I_D L_k^2 / (\mu_n C_G),$$

ir iš čia gauname:

$$I_D = (\mu_n C_G / L_k^2) \cdot [|U_s| \pm (U_{GS} + U_{DS}/2)] \cdot |U_{DS}|. \quad (1.343)$$

Ši išraiška, kaip ir jos aproksimacija (1.333), aprašo tik įterpto kanalo MOP tranzistoriaus išėjimo VACH pradinę dalį (1.105 pav. b), kai:  $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k| = |U_s| - |U_{GS}|$  ir  $0 \leq |U_{GS}| + |U_{DS}| \leq |U_s|$ . Iš čia seka: didėjant moduliui  $|U_{DS}|$ , kai  $U_{GS} = \text{const}$ , įtampa  $U_k$  nusako situaciją, kuomet viename iš įterpto kanalo taškų  $x_i$  savitasis laidumas  $\sigma_k(x_i) \cong 0$ , t. y. kanalas tampa uždarytu (tai yra parodyta 1.107 pav. a, kur šviesesnės įterpto kanalo sritys atitinka mažesnį savitąjį kanalo laidumą  $\sigma_k(x)$ ). Akivaizdu, jog tai atitinka analogišką



1.107 pav. Įterpto n-kanalo MOP tranzistoriaus kanalo taškų  $x$  savitojo laidumo  $\sigma_k(x)$  pasiskirstymas, kur šviesesnės įterpto kanalo sritys atitinka mažesnį savitąjį kanalo laidumą

situaciją atidarytojo sandūrinio tranzistoriaus kanale, kuomet jame įvyksta nuskurdintos  $p^+$ -n sandūros srities sąlytis su padėklu (1.102 pav. b situacija B\* - kai  $U_{GS} + U_{DS} = U_k$ ). Taigi, įterpto kanalo MOP tranzistoriuje matome lyg ir paradoksišką situaciją- didėjant įtampos  $U_{DS}$  moduliui  $|U_{DS}|$ , santakos srovė  $I_D$  taip pat didėja (1.343) (1.105 pav. b), kai tuo tarpu įterptas

kanalas yra uždaromas. Tai, analogiškai atidarytojo sandūrinio tranzistoriaus atvejui, yra paaiškinama tuo, jog kanalą uždaranti įtampa  $U_G(x)$  užtūroje yra sąlygojama didėjančios srovės  $I_D$  (1.341). Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu didėjant įtampai  $|U_{DS}|$  yra apribojamas srovės  $I_D$  prieaugis  $\Delta I_D$ , kai tuo tarpu užtūros įtampos šaltinio įtampa  $U_{GS} = \text{const}$ . Didėjant įtampai  $|U_{DS}|$  srovės  $I_D$  prieaugis  $\Delta I_D$  mažėja ir, pasiekus vertę  $U_{DS} = U_k$ , išnyksta ( $\Delta I_D \Rightarrow 0$ ). Iš čia seka: kai  $U_{DS} = U_k$ , santakos srovė  $I_D$  pasiekia maksimalią- sotes vertę  $I_{D_s}$ , kurią randame iš (1.343) bei iš šios sąlygos-  $|U_{GS} + U_{DS}| = |U_s|$ :

$$I_{D_s} = [\mu_n C_G / (2 L_k^2)] \cdot (|U_s| \pm U_{GS})^2, \quad (1.344)$$

kur ženklas “+” yra rašomas įterpto n- kanalo atveju, o ženklas “-” - įterpto p- kanalo MOP tranzistoriui, esant šiai sąlygai:  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ .

Iš išraiškos (1.344) seka, jog pasikeitus užtūros įtampos  $U_{GS}$  ženklui ( $U_{GS} > 0$  n- kanalo atveju ir  $U_{GS} < 0$  p- kanalo atveju) santakos sotes srovė  $I_{D_s} > I_{D_{\max}}$  (1.105 pav.) ir didėjant  $|U_{GS}|$  sparčiai didėja. Tačiau anksčiau parodėme, jog įterpto kanalo MOP tranzistoriaus santakos srovės  $I_D$  priklausomybė  $I_D(U_{GS})$  skiriasi nuo aproksimacine išraiška (1.333) nusakomo dėsningumo (šis skirtumas 1.105 pav. a yra parodytas brūkšniuota kreive) iš kur seka: didėjant įtampai  $|U_{GS}|$ , kai  $I_D > I_{D_{\max}}$ , srovė  $I_D$  didėdama pasiekia didžiausią vertę  $I_{D_s}$  ir toliau nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  nebeprisiklauso, nes elektronų arba skylių tankis  $n_n$  arba  $p_p$ , atitinkamai, kanale pasiekia didžiausią galimą vertę). Todėl gauta išraiška (1.344) taikoma tik esant sąlygai:  $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$  ir bendru atveju įterpto kanalo MOP tranzistoriui yra užrašoma taip:

$$I_{D_s} = \pm [\mu_n C_G / (2 L_k^2)] \cdot (|U_s| - |U_{GS}|)^2, \quad (1.345)$$

kur ženklas “±” prieš skliaustus atitinka įtampos  $\pm U_{DS}$  poliaringumo ženklą.

Gauta išraiška (1.345) aprašo bendros ištakos grandinėje įterpto n- ir p- kanalo MOP tranzistoriaus išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.105 pav. b), kur  $I_D \cong I_{D_s} = \text{const}$ , kai įtampa  $|U_{DS}| \geq |U_k|$ . Šioje išėjimo VACH srityje santakos srovė  $I_D$  didėjant  $|U_{DS}|$  išlieka pastovi, kai  $U_{GS} = \text{const}$ . Taip yra todėl, jog didėjant įtampai  $|U_{DS}| > |U_k|$  plečiasi įterpto kanalo taškų  $x_i$  sritis  $\Delta x_i$ , kurioje savitasis laidumas  $\sigma_k(x_i) \cong 0$  (1.107 pav. b). Akivaizdu, kad tai atitinka atidarytojo sandūrinio tranzistoriaus užtūros p<sup>+</sup>-n sandūros nuskurdintos srities sąlyčio su padėklu ploto didėjimą (1.102 pav. b- situacija C<sup>\*</sup>). Todėl visas įtampos  $U_{DS}$  prieaugis  $\Delta U_{DS}$  yra padidėjusiame įterpto kanalo  $\Delta x_i$  sektoriuje, kuriame savitasis laidumas  $\sigma_k(x_i) \cong 0$ . Kita vertus akivaizdu, jog šiame  $\Delta x_i$  sektoriuje yra ir beveik visa įtampa  $U_{DS}$ . Todėl elektrinio lauko stipris  $E$  šiame kanalo sektoriuje  $\Delta x_i$  yra didžiausias. Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog krūvininkų judrumas  $\mu_{n,p}$  priklauso nuo lauko  $E$  ir stipriuose laukuose

pradedama mažėti, nes  $\mu_{n,p} \sim 1/E$ . Taigi, toliau didinant įtampą  $|U_{DS}| > |U_k|$ , įterpto kanalo srityje  $\Delta x_i$  santakos srovės  $I_D$  tankis  $j_D = q n \mu_n E$  ( arba  $j_D = q p \mu_p E$  ) išlieka pastovus, o tuo pačiu ir  $I_D \cong \text{const}$ , nes  $\mu_{n,p} \cdot E \cong \text{const}$ . Iš čia seka, jog krūvininkų dreifinis greitis  $v_n$  (elektronų) ir  $v_p$  (skylių) ( $v_{n,p} \approx \mu_{n,p} \cdot E$ ) taip pat pasiekia savo didžiausią vertę  $v_s$  - soties greitį, ir toliau nuo didėjančio  $E$  neapriklauso ( $v_s \cong \text{const}$ ). Čia reikia prisiminti, jog šis fizikinis reiškinys veikia ir sandūrinio tranzistoriaus kanale, kai yra nagrinėjama jo išėjimo VACH sąsmaukos srityje. Taip pat reikia atkreipti dėmesį į tai, kad esant  $|U_{DS}| > |U_k|$  yra stebimas p-n sandūros nuskurdintos srities (brūkšniuota linija- 1.107 pav.) plėtimasis padėkle prie santakos D arba, esant priešingam įtampos  $U_{DS}$  poliaringumui, prie ištakos S. Tai paaiškinama įterpto kanalo srities bei padėklo prie santakos D ( arba ištakos S ) savitojo laidumo mažėjimu ( varžos didėjimu ).

Iš gautos priklausomybės (1.345) surasime įterpto kanalo MOP tranzistoriaus statumo  $S^*$  išraišką išėjimo VACH sąsmaukos srityje:

$$S^* = [I_{Ds}(U_{GS})] \Big|_{U_{GS}} = I_{Ds} / U_{GS} \approx |(\mu_{n,p} C_G / L_k^2) \cdot (|U_s| - |U_{GS}|)|. \quad (1.346)$$

Iš čia matome, jog analogiškai atidarytajam sandūrininiam tranzistoriui (1.332), įterpto kanalo MOP tranzistoriaus statusas  $S^*$  didėja, mažėjant  $|U_{GS}| \Rightarrow 0$ . Tačiau ir šiuo atveju per tranzistorių teka santykinai didelė santakos srovė  $I_D$  (1.344) ir todėl tranzistoriuje išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas  $P_o = I_D \cdot U_{DS}$ , o tai energetiniu požiūriu yra nepageidautina. Todėl užtūros įtampos  $U_{GS}$  vertė yra parenkama iš sąlygos:  $0,5 \leq |U_{GS}| / |U_s| \leq 0,75$ , t. y. taip, kad įterpto kanalo MOP tranzistorius būtų pridarytas.

Indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus (1.104 pav. b) kanalo varžos  $R_{ki}$  priklausomybę  $R_{ki}(U_{GS})$ , kai įtampa  $U_{DS} = 0$ , surandame taip pat, kaip ir įterpto kanalo MOP tranzistoriaus kanalo varžos priklausomybę  $R_k(U_{GS})$  ((1.336) ÷ (1.341)). Tačiau šiuo atveju indukuotas kanalas atsiranda tik užtūros įtampai  $|U_{GS}|$  viršijus tam tikrą vertę:  $|U_{GS}| \geq |U_{si}|$  - slenkstinė kanalo indukcijos įtampa. Pasiekus ir viršijus šią įtampą, įvyksta puslaidininkio paviršiaus po užtūros elektrodo laidumo tipo apgrąža.

Įtampą  $U_{si}$  surasime žinodami, jog užtūros įtampos  $U_{GS}$  tam tikra dalis  $U_o$  yra dielektriko sluoksnyje  $d_o$  (1.106 pav.), o likusi dalis  $U_p$  įsiskverbia į puslaidininkį atstumu  $L_D$  (1.335) ir iš čia seka akivaizdi lygybė:

$$U_{GS} = U_o + U_p. \quad (1.347)$$

Remdamiesi elektros kurso pamatinėmis žiniomis galime užrašyti:

$$U_o = d_o Q_i / (\epsilon \epsilon_o S_k), \quad U_p = L_D Q_i / (\epsilon \epsilon_o S_k), \quad (1.348)$$

kur:  $S_k$ - kanalo paviršiaus po užtūrą plotas;  $Q_i$  - užtūroje bei kanale indukuotas krūvis, kurį galima išreikšti taip:

$$Q_i = q \cdot N_{d, a \text{ pad}} + Q_{(p, n) i}, \quad (1.349)$$

kur:  $N_{d, a \text{ pad}}$  - legiruojančių priemaišų tankis padėkle;  $Q_{(p, n) i}$  - inversinio sluoksnio (kanalo) krūvis, sąlygotas indukuotų šalutinių krūvininkų.

Didėjant užtūros įtampai  $|U_{GS}| > 0$ , indukuotas krūvis  $Q_{(p, n) i}$  taip pat didėja ir kai  $U_{GS} = U_{s i}$  inversinio sluoksnio krūvis  $Q_{(p, n) i}$  tampa lygus padėklą legiruojančių priemaišų tankio  $N_{d, a \text{ pad}}$  krūviui  $q \cdot N_{d, a \text{ pad}}$ . Todėl įtampą  $U_{s i}$  surasime išsprendę lygčių sistemą- (1.335), (1.347) ÷ (1.349), esant sąlygai-  $Q_{(p, n) i} = q \cdot N_{d, a \text{ pad}}$ , ir šio sprendimo išdavoje gauname :

$$U_{s i} \equiv U_{GS} = d_o Q_i / (\varepsilon \varepsilon_o S) + L_D Q_i / (\varepsilon \varepsilon_o S) = [2 q N_{d, a \text{ pad}} (d_o + L_D)] / (\varepsilon \varepsilon_o S). \quad (1.350)$$

Kai  $|U_{GS}| \geq |U_{s i}|$  ir  $U_{DS} = 0$ , indukuoto n- arba p- kanalo MOP tranzistoriaus kanalo savitąjį laidumą  $\sigma_{k i}$  galima išreikšti taip:

$$\sigma_{k i} = q \mu_n |\Delta n_i| \quad \text{arba} \quad \sigma_{k i} = q \mu_p |\Delta p_i|, \quad (1.351)$$

kur:  $\mu_n, \mu_p$  - elektronų arba skylių judrumas indukuotame kanale, atitinkamai;  $\Delta n_i, \Delta p_i$  - elektronų arba skylių tankio prieaugis indukuotame kanale, atitinkamai.

Akivaizdu, jog MOP darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių ir todėl tankio prieaugį  $\Delta n_i$  ( arba  $\Delta p_i$  ) išreikšime per puslaidininkio paviršiuje indukuotą šalutinių krūvininkų inversinį krūvį  $Q_{(p, n) i}$  ir indukuoto kanalo tūrį  $V_{k i}$  taip:

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_i &= Q_{(n) i} / (q V_{k i}) = Q_{(n) i} / (q W_{k i} L_k L_G), \\ \Delta p_i &= Q_{(p) i} / (q V_{k i}) = Q_{(p) i} / (q W_{k i} L_k L_G), \end{aligned} \right\} \quad (1.352)$$

kur krūvį  $Q_{(n, p) i}$  galima išreikšti per užtūros talpą  $C_G$  tokiu būdu:

$$Q_{(n, p) i} = C_G (|U_{GS}| - |U_{s i}|), \quad \text{kur } |U_{GS}| \geq |U_{s i}|,$$

ir iš čia bei (1.351) ir (1.352) randame:

$$\sigma_{k i} = [\mu_{n, p} C_G (|U_{GS}| - |U_{s i}|)] / (W_{k i} L_k L_G), \quad (1.353)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_{s i}|$ .

Iš (1.353) ir žinomos formulės varžai užrašome indukuoto kanalo varžą  $R_{k i}$  :

$$R_{k i} = L_k / (\sigma_{k i} W_{k i} L_G) = L_k^2 / [\mu_{n, p} C_G (|U_{GS}| - |U_{s i}|)], \quad (1.354)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_{s i}|$ .

Indukuoto kanalo varžos  $R_{ki}$  priklausomybė  $R_{ki}(U_{GS})$  (1.354) yra išvesta, esant sąlygai:  $U_{DS} = 0$ . Todėl gauta išraiška (1.354) neiškaito indukuoto šalutinių krūvininkų tankio  $n_i$  arba  $p_i$  prieaugio  $\Delta n_i$  arba  $\Delta p_i$  (1.352), atitinkamai, galimo pasiskirstymo  $\Delta n_i(x)$  arba  $\Delta p_i(x)$  išilgai indukuoto kanalo, kai  $|U_{DS}| > 0$ . Šiuo atveju, kaip ir sandūriniame tranzistoriuje, bendros ištakos (BI) schemeje įtampa  $U_G(x)$  užtūroje yra dviejų įtampų suma (1.341). Todėl indukuoto kanalo taške  $x$  ilgio dalies  $dx$  varžą  $dR_{ki}$  galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} dR_{ki} &= dx / (\sigma_{ki}(x) \cdot W_{ki} L_G) = L_k dx / [\mu_{n,p} C_G (|U_G(x)| - |U_{si}|)] = \\ &= L_k dx / [\mu_{n,p} C_G (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)| - |U_{si}|)], \end{aligned} \quad (1.355)$$

kur:  $|U_{GS}| + |U_{xS}(x)| \geq |U_{si}|$ .

Akivaizdu, jog santakos srovė  $I_D$  visuose indukuoto kanalo taškuose  $x$  yra vienoda. Todėl kanalo elementariajame ilgyje  $dx$  įtampa  $dU_{xS}(x)$  yra:

$$dU_{xS}(x) = I_D \cdot dR_{ki} = \{ I_D L_k / [\mu_{n,p} C_G (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)| - |U_{si}|)] \} \cdot dx,$$

ir iš čia, atskyrę kintamuosius, užrašome:

$$\{ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)| - |U_{si}|) \} \cdot dU_{xS}(x) = [ I_D L_k / (\mu_{n,p} C_G) ] \cdot dx,$$

bei esant šioms kraštinėms sąlygoms: kai  $x = 0$ ,  $U_{xS} = 0$  ir kai  $x = L_k$ ,  $U_{xS} = U_{DS}$ , atlikę šios išraiškos integravimą, randame:

$$\begin{aligned} \int_0^{U_{DS}} \{ (|U_{GS}| + |U_{xS}(x)| - |U_{si}|) \} \cdot dU_{xS}(x) &= \int_0^{L_k} [ I_D L_k / (\mu_{n,p} C_G) ] \cdot dx, \\ (|U_{GS}| + |U_{DS}/2| - |U_{si}|) \cdot |U_{DS}| &= I_D L_k^2 / (\mu_{n,p} C_G), \end{aligned}$$

ir iš čia gauname:

$$I_D = (\mu_{n,p} C_G / L_k^2) \cdot (|U_{GS}| + |U_{DS}/2| - |U_{si}|) \cdot |U_{DS}|, \quad (1.356)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_{si}|$ .

Gauta išraiška (1.356) aprašo indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus išėjimo VACH tik pradinę dalį (1.99 ir 1.100 pav. b), kai  $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k| = |U_{GS}| - |U_{si}|$  ir  $|U_{GS} + U_{DS}| \geq |U_{si}|$ . Iš čia seka: didėjant įtampos  $U_{DS}$  moduliui  $|U_{DS}|$ , kai  $U_{GS} = \text{const}$ , įtampa  $U_k$  nusako situacija, kuomet viename iš indukuoto kanalo taškų  $x_i$  savitasis laidumas  $\sigma_{ki}(x_i) \cong 0$ , t. y. išnyksta dalis indukuoto kanalo (ši situaciją yra parodytą 1.107 pav. a). Akivaizdu, jog tai atitinka situaciją atidarytajame sandūriniame tranzistoriuje, kuomet įvyksta  $p^+$ -n sandūros nuskurdintos srities sąlytis su padėklu (1.102 pav. b- situacija B\*, kai  $|U_{GS} + U_{DS}| = |U_k|$ ).

Taigi, indukuoto kanalo MOP tranzistoriuje matome lyg ir paradoksalia situacija- didėjant įtampai  $|U_{DS}|$ , santakos srovė  $|I_D|$  taip pat didėja (1.356) (1.99 pav. b ir 1.100 pav. b), kai tuo tarpu indukuotas kanalas yra uždaromas. Tai, kaip ir atidarytajame sandūriniame tranzistoriuje, paaiškinama tuo, jog kanalą uždaranti įtampa  $U_G(x)$  užtūroje yra sąlygojama didėjančios srovės  $|I_D|$ . Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu didėjant įtampai  $|U_{DS}|$  yra apribojamas srovės  $I_D$  prieaugis  $\Delta I_D$ . Šis prieaugis, didėjant įtampai  $|U_{DS}|$ , mažėja ir prie  $|U_{DS}| = |U_k|$  išnyksta ( $\Delta I_D \Rightarrow 0$ ). Iš čia seka, jog esant  $|U_{DS}| = |U_k|$  santakos srovė  $I_D$  pasiekia maksimalią- soties vertę  $I_{D_s}$ , kurią randame iš išraiškos (1.356) bei šios sąlygos-  $|U_{GS} + U_{DS}| = |U_{si}|$ :

$$I_{D_s} = [\mu_{n,p} C_G / (2 L_k^2)] \cdot (|U_{si}| - |U_{GS}|)^2, \quad (1.357)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_{si}|$ .

Gauta išraiška (1.357) aprašo bendros ištakos (BI) grandinėje indukuoto n- ir p-kanalo MOP tranzistoriaus išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.99 pav. b ir 1.100 pav. b), kur santakos srovė  $I_D \cong I_{D_s} \cong \text{const}$ , kai  $|U_{DS}| \geq |U_k|$ . Šioje srityje santakos srovė  $I_D$ , didėjant įtampai  $|U_{DS}| \geq |U_k|$ , išlieka beveik pastovi todėl, jog didinant  $|U_{DS}| > |U_k|$  plečiasi indukuoto kanalo taškų  $x_i$  sritis  $\Delta x_i$ , kurioje savitasis laidumas  $\sigma_{ki}(x_i) \cong 0$  (ši situaciją yra parodyta 1.107 pav. b). Akivaizdu, jog tai atitinka atidarytojo sandūrinio tranzistoriaus užtūros p<sup>+</sup>-n sandūros nuskurdintos srities sąlyčio su padėklu ploto didėjimą (1.102 pav. b- situacija C<sup>\*</sup>). Todėl visas įtampos  $U_{DS}$  prieaugis  $\Delta U_{DS}$  yra padidėjusiame indukuoto kanalo sektoriuje  $\Delta x_i$ , kuriame savitasis laidumas  $\sigma_{ki}(x_i) \cong 0$ , o indukuoto kanalo varža  $R_{ki} \Rightarrow \infty$ . Kita vertus, akivaizdu, kad šiame sektoriuje  $\Delta x_i$  yra ir beveik visa įtampa  $U_{DS}$ . Todėl elektrinio lauko stipris  $E$  šiame sektoriuje  $\Delta x_i$  yra didžiausias. Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog krūvininkų judrumas  $\mu_{n,p}$  priklauso nuo elektrinio lauko  $E$  ir stipriuose laukuose pradeda mažėti-  $\mu_{n,p} \sim 1/E$ . Todėl, toliau didėjant  $|U_{DS}|$ , santakos srovės  $I_D$  tankis  $j_D = q n \mu_n E$  ( arba  $j_D = q p \mu_p E$ ) indukuoto kanalo srityje  $\Delta x_i$  išlieka beveik pastovus, o tuo pačiu ir  $I_D \cong \text{const}$ , nes  $\mu_{n,p} E \cong \text{const}$ . Iš čia seka, jog krūvininkų dreifinis greitis  $v_{n,p} \approx \mu_{n,p} E$  taip pat pasiekia savo didžiausią vertę  $v_s$  - soties greitį ir toliau nuo  $E$  nebeprisiklauso ( $v_s \cong \text{const}$ ). Akivaizdu, jog šis fizikinis reiškinys veikia ir kitų lauko tranzistorių kanale ir į tai yra atsižvelgiama nagrinėjant jų išėjimo VACH sąsmaukos srityje. Analogiškai įterpto kanalo MOP tranzistoriui, esant  $|U_{DS}| > |U_k|$ , indukuoto kanalo MOP tranzistoriuje yra stebimas p-n sandūros nuskurdintos srities ( brūkšniuota linija 1.107 pav.) plėtimasis padėkle prie santakos D arba, esant priešingam įtampos  $U_{DS}$  poliaringumui, prie ištakos S. Tai taip pat yra paaiškinama indukuoto kanalo srities bei padėklo prie santakos D ( arba ištakos S ) savitojo laidumo mažėjimu ( varžos didėjimu ).



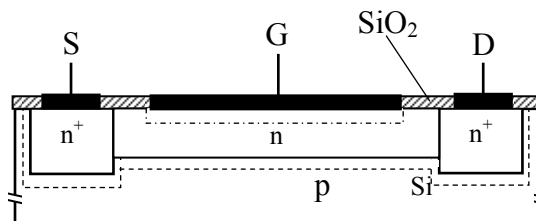
Indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus statumo  $S^*$  išraišką išėjimo VACH sąsmaukos srityje surasime iš gautos priklausomybės (1.357):

$$S^* = [I_{D_s}(U_{GS})]'_{U_{GS}} = \partial I_{D_s} / \partial U_{GS} \approx (\mu_{n,p} C_G / L_k^2) \cdot (|U_{si}| - |U_{GS}|), \quad (1.358)$$

kur:  $|U_{GS}| \geq |U_{si}|$ .

Iš (1.358) matome, jog priešingai atidarytajam sandūriniui tranzistoriui (1.332), indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus statumas  $S^*$  didėja, didėjant  $|U_{GS}| \geq |U_{si}|$ . Tačiau ir šiuo atveju prie didelių  $|U_{GS}|$  per tranzistorių teka santykinai didelė srovė  $I_D$  (1.356) ir todėl jame išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas  $P_o = |I_D U_{DS}|$ , o tai energetiniu požiūriu yra nepageidautina. Todėl užtūros įtampos  $U_{GS}$  vertė bei poliaringumas parenkami iš sąlygos:  $1,25 \leq |U_{GS}|/|U_{si}| \leq 1,5$  - t. y. taip, kad indukuoto kanalo MOP tranzistorius būtų pridarytas.

**Šotkio lauko tranzistorius** skiriasi nuo sandūrinio tranzistoriaus su p-n sandūros užtūra tuo, jog jo užtūra yra padaryta metalo-puslaidininkio (M-P) sandūros būdu. Čia būtina prisiminti anksčiau aprašytas Šotkio diodo pagrindines savybes, charakteristikas bei veikos principus (1.50 pav.). Tipinis atidarytojo n- kanalo sandūrinio Šotkio lauko tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.108 pav.

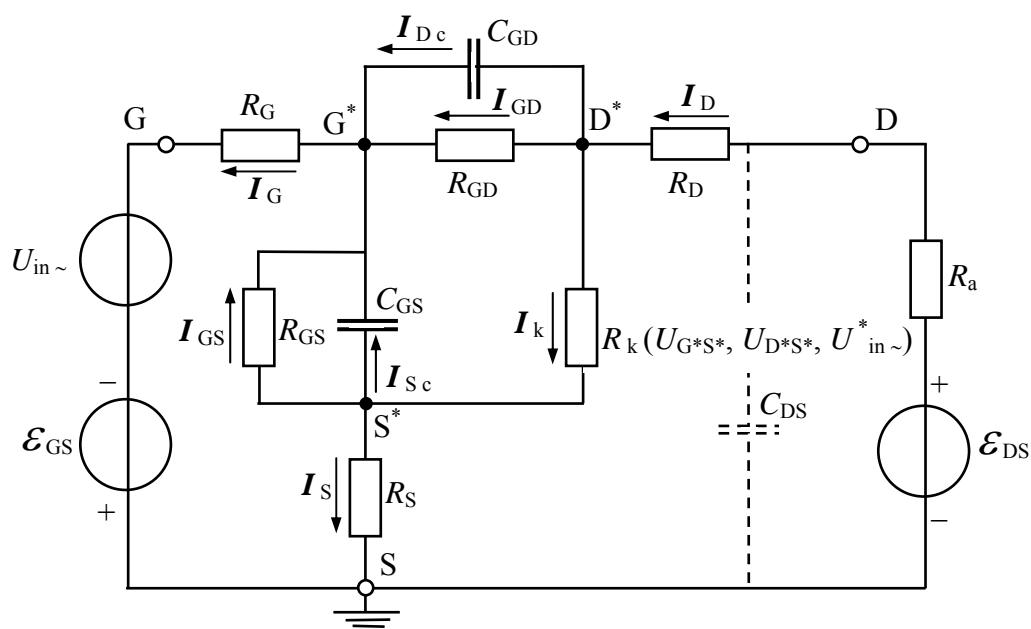


1.108 pav. Tipinio atidarytojo n- kanalo sandūrinio Šotkio lauko tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis

Iš 1.108 pav. matome: ant padėklo ( p- puslaidininkio ) yra suformuotas n- puslaidininkio sluoksnis, kuriame vienu iš žinomų būdų yra suformuotos dvi  $n^+$ - sritys bei ominiai kontaktai prie jų. Viena iš  $n^+$ - sričių yra ištakas S, o kita- santakas D. Tarp ištakos ir santakos yra suformuota Šotkio sandūra, kurios metalo sluoksnis yra tranzistoriaus užtūra G, o betarpiškai po ją esanti n- puslaidininkio sritis yra vadinama kanalu. Siekiant pagerinti Šotkio tranzistoriaus veikos efektyvumą,  $n^+$ - ir n- puslaidininkinės sritys yra stipriau legiruotos už p- sritį ( $N_d > N_a$ ). Todėl p-n sandūros nuskurdinta sritis randasi mažiau priemaišomis legiruotame p- puslaidininkyje, šiuo atveju padėkle (1.108 pav.- brūkšniuota linija ), o Šotkio sandūros nuskurdinta sritis randasi išimtinai tranzistoriaus kanale (1.108 pav.- brūkšniuota-taškinė linija ), nes metalo laidumas yra daug didesnis už n- puslaidininkio laidumą. Akivaizdu, kad Šotkio lauko tranzistoriaus kanalo legiravimo priemaišomis tankis  $N_d$  ir jo storis  $W_k$  ( n- puslaidininkio sluoksnio storis ) yra parenkami taip pat, kaip ir

atidarytajame arba uždarytajame sandūriniame n- kanalo tranzistoriuje ((1.322), (1.323), 147 p.). Todėl Šotkio lauko tranzistoriaus veika ir jo elektrinės charakteristikos bei savybės atitinka atidarytojo (1.101 pav. a) bei uždarytojo (1.101 pav. b) sandūrinio n- kanalo tranzistoriaus savybes ir elektrines charakteristikas, parodytas 1.92 pav. bei 1.99 pav. ir 1.100 pav., atitinkamai.

**Vienpolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos**, analogiškai anksčiau išnagrinėto dvipolio tranzistoriaus atveju, aprašo lauko tranzistoriaus statinių charakteristikų ir parametrų priklausomybę nuo dažnio  $\omega$ . Anksčiau aprašytos vienpolio tranzistoriaus savybės bei charakteristikos neįskaitė jų dažnių priklausomybių, nes buvo įvertinamos žemų dažnių srityje, t. y. priimant sąlygą:  $I_{G\sim} \cong 0$  - kintamosios srovės dažnis  $\omega$  yra pakankamai mažas, kai galioja sąlyga (1.254). Dažnines vienpolio tranzistoriaus charakteristikas, kai  $\omega$  nėra ribojamas iš viršaus, išnagrinėsime pasitelkę jo ekvivalentinę schemą bendros ištakos (BI) grandinėje, kuri yra parodyta 1.109 pav.



1.109 pav. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus ekvivalentinę schemą bendros ištakos (BI) grandinėje, leidžianti įvertinti tranzistoriaus parametrų priklausomybes nuo dažnio  $\omega$

Šioje ekvivalentinėje schemoje RC- elementais atvaizduota:  $R_G$  - užtūros G omino kontakto varža ( $n^+$ - arba  $p^+$ - srities sandūrinio tranzistoriaus atveju, metalizacijos MOP bei Šotkio tranzistorių atveju);  $R_{GD}$  ir  $R_{GS}$  - užtūros varža ( $p$ -n arba Šotkio sandūros- sandūrinio bei Šotkio tranzistorių atveju, dielektrinio (pvz. oksido  $SiO_2$ ) sluoksnio MOP tranzistoriaus atveju);  $R_S$  ir  $R_D$  - pasyvių  $n^+$ - arba  $p^+$ - sričių ir ominių ištakos S bei santakos D kontaktų varža, atitinkamai;  $R_k$  - kanalo varža;  $C_{GS}$  ir  $C_{GD}$  - užtūros G talpos  $C_G$  sandai:  $C_G = C_{GS} + C_{GD}$ , t. y. talpų dalys tarp užtūros-ištakos bei užtūros-santakos, atitinkamai;  $R_a$  - apkrovos varža santakos grandinėje. 1.109 pav. brūkšniuota linija atvaizduota talpa  $C_{DS}$  tarp

santakos bei ištakos ominių kontaktų S ir D, atitinkamai, į kurią taip pat įeina talpa tarp ištakos-padėklo bei santakos-padėklo MOP bei Šotkio tranzistorių atveju. Pagrindinė lauko tranzistoriaus savybė- jo santakos srovės  $I_D$  priklausomybė nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  ekvivalentinėje schemeje atvaizduota valdoma kanalo varža  $R_k$ , kurios dydis yra funkcija nuo įtampų:  $U_{G^*S^*}$ ,  $U_{D^*S^*}$  ir  $U_{in \sim}^* : R_k ( U_{G^*S^*}, U_{D^*S^*} \text{ ir } U_{in \sim}^* )$  ((1.328), (1.340), (1.354)). Čia įskaityta, jog užtūros pastovioji įtampa  $U_{GS}$  bei kintamoji įtampa  $U_{in \sim}$  valdo tik betarpiškai po užtūros elektrodu G esančią kanalo dalį (1.109 pav.- taškai  $S^*$  ir  $D^*$ ). Palyginę vienpolio (1.109 pav.) ir dvipolio (1.76 bei 1.81 pav.) tranzistorių ekvivalentines schemas matome, kad vienpolio tranzistoriaus ekvivalentinėje schemeje nėra valdomo srovės arba įtampos šaltinio. Taip pasielgta todėl, jog lauko tranzistoriuje nėra šalutinių krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos reiškinių. Todėl, kai įtampa  $U_{DS} = 0$ , visada santakos srovė  $I_D = 0$  (1.92 pav. b), kai tuo tarpu dvipolio tranzistoriaus atveju bendros bazės grandinėje prie  $U_{KB} = 0$  kolektoriaus srovė  $I_K \approx I_E > 0$  (1.56 pav. b).

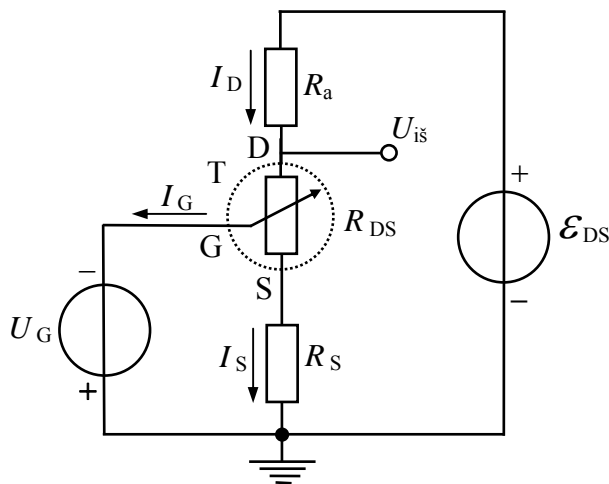
Išnagrinėsime 1.109 pav. parodytos ekvivalentinės schemos elementų įtaką vienpolio tranzistoriaus dinaminiam parametrams, t. y. jų priklausomybes nuo dažnio  $\omega$ .

Anksčiau išnagrinėta vienpolio tranzistoriaus kanalo varža  $R_k$  sudaro tik dalį varžos  $R_{DS}$  tarp santakos D ir ištakos S išvadų. Šią varžą  $R_{DS}$  iš ekvivalentinės schemos (1.109 pav.) elementų užrašome taip:

$$R_{DS} = R_S + R_D + R_k. \quad (1.359)$$

Iš čia seka, jog vienpolio tranzistoriaus stiprinimo savybės gerėja, išlaikant šias sąlygas:  $R_S \ll R_k$  ir  $R_D \ll R_k$ . Reikalavimas kuo mažesnės varžos  $R_D$  užtikrina didesnę išėjimo įtampos  $U_{is \sim}$  pokytį  $\Delta U_{is \sim}$  apkrovoje  $R_a$ , esant duotam srovės  $I_{D \sim}$  pokyčiui  $\Delta I_{D \sim}$ , ir tuo pačiu garantuoja didesnę įtampos stiprinimą  $K_u$  ((1.274), (1.297)). Reikalavimas kuo mažesnės varžos  $R_S$  garantuoja neigiamo grįžtamojo ryšio įtakos mažinimą įtampos stiprinimo koeficientui  $K_u$ . Šis neigiamas grįžtamasis ryšis atsiranda dėl per rezistorių  $R_S$  tekančios srovės  $I_{S \sim}$ , nes atsirandanti šioje varžoje įtampa  $U_{RS \sim} = I_{S \sim} \cdot R_S$  mažina įtampos pokytį  $\Delta U_{GS \sim}$  tarp užtūros ir ištakos, esant duotam įtampos pokyčiui  $\Delta U_{G \sim}$  schemos įėjime-  $\Delta U_{GS \sim} = \Delta U_{G \sim} - \Delta U_{RS \sim}$ . Akivaizdu, jog dėl šio reiškinių gali sumažėti tranzistorinio stiprintuvo, pvz. bendros ištakos schemeje (1.94 pav.), diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{u s}$  ((1.296), (1.297)). Todėl išnagrinėsime varžos  $R_S$  įtaką diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{u s}^*$  vertei bendros ištakos schemeje, parodytoje 1.110 pav.

Tranzistoriaus veikos taškui esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje, analogiškai išraiškai (1.293), šios schemos išėjimo grandinėje pastoviajai išėjimo įtampai  $U_{is}$  tranzistoriaus santakos išvade D galima užrašyti:



1.110 pav. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus bendros ištakos schemoje įjungtos varžos  $R_S$  įtakos diferencialinio įtampos stiprinimo koeficientui  $K_{uS}^*$  įvertinimo grandinė

$$\begin{aligned}
 U_{i\dot{s}} &= \mathcal{E}_{DS} - U_{RD} = \mathcal{E}_{DS} - I_D R_a = \mathcal{E}_{DS} - \mathcal{E}_{DS} R_a / (R_a + R_{DS} + R_S) = \\
 &= U_{i\dot{s}} = \mathcal{E}_{DS} (R_{DS} + R_S) / (R_a + R_{DS} + R_S), \quad (1.360)
 \end{aligned}$$

kur tranzistoriaus varža  $R_{DS}$  yra funkcija nuo įtampos  $|U_{GS}| = |U_G| + |U_{RS}| = |U_G| + I_S R_S$ .

Tranzistoriaus varžą  $R_{DS}$  išreikšime jos vertėmis išėjimo VACH kreivėje  $U_k$  (1.92 pav.), t. y. analogiškai išraiškai (1.290) taip:

$$R_{DS} \cong R_{DSsk} = U_s^2 / \{ I_{Dmax} [ |U_s| - (|U_G| + |U_{RS}|) ] \}, \quad (1.361)$$

kur:  $U_{RS} = I_S R_S = I_D R_S$  - įtampa rezistoriuje  $R_S$ , kurią surasime pasitelkę formulę (1.281)

(arba (1.284), kai  $U_{DS} = U_k$ ):

$$I_D = I_{Dmax} [ 1 - (|U_G| + |U_{RS}|) / |U_s| ]^2, \quad (1.362)$$

ir iš čia, išsprendę kvadratinę lygtį ieškomojo dydžio  $U_{RS}$  atžvilgiu, randame:

$$\begin{aligned}
 |U_{RS}| &= U_s^2 / [ 2 I_{Dmax} R_S + (|U_s| - |U_G|) ] - \\
 &- \{ [ U_s^2 / (2 I_{Dmax} R_S) + (|U_s| - |U_G|) ]^2 - (|U_s| - |U_G|)^2 \}^{1/2}, \quad (1.363)
 \end{aligned}$$

kur ženklas prieš sprendinio šaknį yra parinktas iš sąlygos: kai  $R_S \Rightarrow 0$  arba  $|U_G| \Rightarrow |U_s|$ , tai ir  $U_{RS} \Rightarrow 0$ .

1.110 pav. parodytos schemos diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{uS}^*$ , analogiškai išraiškai (1.296), yra užrašomas taip:

$$K_{uS}^* = U_{i\dot{s}} / U_{in} \cong U_{i\dot{s}} / U_{G\sim}, \quad \text{kai } U_{GS} = \text{const}, \quad (1.364)$$

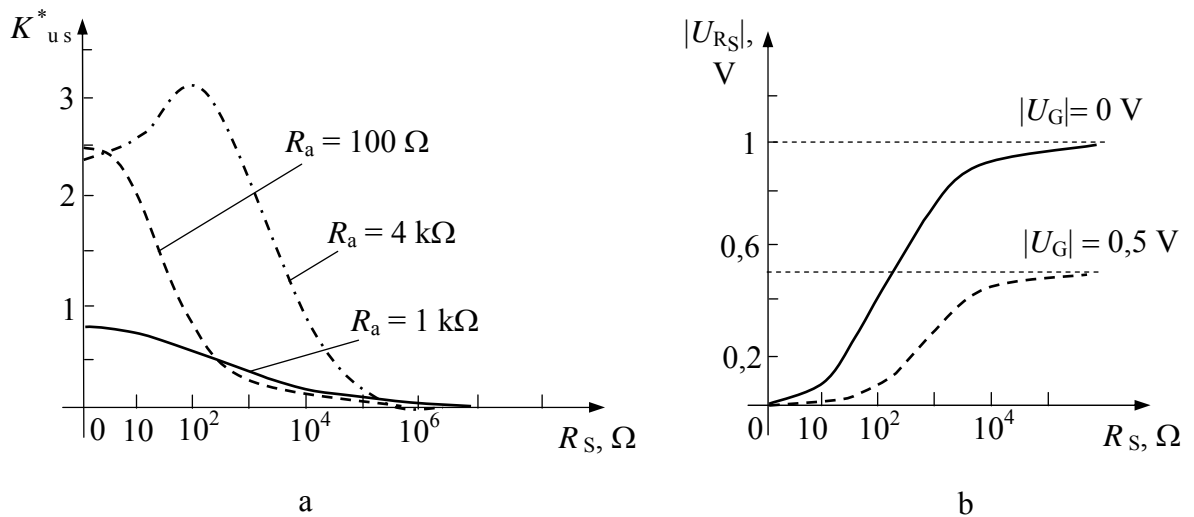
ir iš čia bei (1.360) ÷ (1.363) dalinių išvestinių metodu randame:

$$\begin{aligned}
 K_{u_s}^* &= (\partial U_{i_s} / \partial R_{DS\ s\ k}) \cdot (\partial R_{DS\ s\ k} / \partial U_{R_S}) \cdot (\partial U_{R_S} / \partial U_G) = \\
 &= |\mathcal{E}_{DS}| |U_s|^3 R_a I_{D\ max} / \{ [U_s^2 + I_{D\ max} (R_a + R_S) (|U_s| - |U_G| - |U_{R_S}|)]^2 \times \\
 &\quad \times [U_s^2 + 4 I_{D\ max} R_S (|U_s| - |U_G|)]^{1/2} \}, \quad (1.365)
 \end{aligned}$$

kur:  $0 \leq |U_G| \leq |U_s|$ .

Iš gautos  $K_{u_s}^*$  išraiškos (1.365) matome: kai varža  $R_S \Rightarrow 0$ , įtampa  $U_{R_S} \Rightarrow 0$  (1.363) ir  $K_{u_s}^* \Rightarrow K_{u_s}$  (1.297), t. y. tampa lygus bendros ištakos schemos (1.94 pav.) diferencialiniam įtampos stiprinimo koeficientui  $K_{u_s}$ , o kai varža  $R_S \Rightarrow \infty$ , diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{u_s}^* \Rightarrow 0$  - turime stiprų neigiamą grįžtamąjį ryšį.

Iš (1.365) paskaičiuota įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{u_s}^*$  priklausomybė nuo varžos  $R_S$  yra parodyta 1.111 pav. a, kur skaičiavimo rezultatai pateikti esant šioms sąlygoms:  $R_a = 0,1\text{ k}\Omega$ ,  $1\text{ k}\Omega$  ir  $4\text{ k}\Omega$ , kur, esant paskutiniajai vertei  $4\text{ k}\Omega$ ,  $K_{u_s}^*$  vertės yra padidintos 10 kartų;  $I_{D\ max} = 10\text{ mA}$ ;  $\mathcal{E}_{DS} = 10\text{ V}$ ;  $U_s = -1\text{ V}$ ;  $U_G/U_s = 0$ . Ten pat iš (1.363) paskaičiuota įtampos  $|U_{R_S}|$  priklausomybė nuo varžos  $R_S$  yra parodyta 1.111 pav. b, esant šioms sąlygoms:  $I_{D\ max} = 10\text{ mA}$ ;  $U_s = -1\text{ V}$ ;  $U_G/U_s = 0$  ir  $0,5$ .



1.111 pav. Iš (1.365) paskaičiuota įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{u_s}^*$  priklausomybė nuo varžos  $R_S$  (a) ir iš (1.363) paskaičiuota įtampos  $|U_{R_S}|$  priklausomybė nuo varžos  $R_S$  (b) (a- esant vertei  $4\text{ k}\Omega$ , koeficiento  $K_{u_s}^*$  vertės yra padidintos 10 kartų)

Iš 1.111 pav. a matome: kai  $R_a = 4\text{ k}\Omega$ , didinant varžą  $R_S \geq 0$ , priklausomybės  $K_{u_s}^*$  nuo  $R_S$  pradžioje stebimas koeficiento  $K_{u_s}^*$  didėjimas, o po to seka monotoniškas  $K_{u_s}^*$

mažėjimas ( $K_{u_s}^* \Rightarrow 0$ ). Tokia diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{u_s}^*(R_S)$  priklausomybė paaiškinama įtampos  $U_{R_S}$  (1.363) įtaka. Didėjant varžai  $R_S \geq 0$  įtampa  $|U_{R_S}|$  taip pat didėja (1.111 pav. b) ir pridaro tranzistorių, nes  $|U_{GS}| = |U_G| + |U_{R_S}| \Rightarrow |U_s|$ . Todėl, esant tam tikriems lauko tranzistoriaus ir schemos elementų parametras, priklausomybės  $K_{u_s}^*(R_S)$  pradžioje yra stebimas koeficiento  $K_{u_s}^*$  didėjimas, analogiškas priklausomybei  $K_{u_s}(U_{GS})$  (1.96 pav. a). Toliau didėjant varžai  $R_S \Rightarrow \infty$  įtampa  $|U_{R_S}| \Rightarrow |U_s| - |U_G|$  (1.111 pav. b) ir, kai  $|U_G| \Rightarrow |U_s|$ , įtampa  $|U_{R_S}| \Rightarrow 0$  prie bet kokių  $R_S$  verčių (1.363), t. y. tranzistorius uždarytas, nes ir  $|U_{GS}| \Rightarrow |U_s|$ . Todėl priklausomybėje  $K_{u_s}^*(R_S)$  (1.111 pav. a), kai  $R_S \Rightarrow \infty$ , stebimas monotoniškas  $K_{u_s}^*$  mažėjimas artėjant prie nulio, t. y. veikia neigiamas grįžtamasis ryšis. Čia reikia pastebėti, kad prie santykinai didelių varžų  $R_S = 3 \div 5 \text{ k}\Omega$  gauta priklausomybė  $K_{u_s}^*(R_S)$  (1.365) nėra pakankamai tiksli dėl pasirinkto aproksimacijos modelio. Tačiau parodyta neigiama varžos  $R_S$  įtaka koeficiento  $K_{u_s}^*$  vertei yra iš esmės teisinga.

Didėjant įėjimo signalo  $U_{in}$  dažniui  $\omega$  užtūros G talpos  $C_G = C_{GS} + C_{GD}$  sandai  $C_{GS}$  ir  $C_{GD}$  (1.109 pav.) mažina vienpolio tranzistoriaus diferencialinę įėjimo varžą  $r_{GS}$  bendros ištakos schemoje, kurios kompleksinį dydį  $r_{GS}(j\omega)$  surasime iš ekvivalentinės schemos (1.109 pav.), priimdami, jog varžos  $R_{GD} = R_{GS} = R_k \Rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned} r_{GS}(j\omega) &= R_G + [-j/(\omega C_{GD}) + R_D + R_a] \cdot [-j/(\omega C_{GS}) + R_S] / \\ & \quad / [-j/(\omega C_{GD}) + R_D + R_a - j/(\omega C_{GS}) + R_S] = \\ &= r_{GS}(j\omega) = R_G + A/a + jB/(\omega a), \end{aligned} \quad (1.366)$$

kur kintamieji  $a$ ,  $A$  ir  $B$  yra išreikšti taip:

$$\left. \begin{aligned} a &= (R_D + R_a + R_S)^2 + [C_G/(\omega C_{GD} C_{GS})]^2, \\ A &= (R_D + R_a + R_S) \cdot [(R_D + R_a) R_S - 1/(\omega^2 C_{GD} C_{GS})] + \\ & \quad + C_G [(R_D + R_a) C_{GD} + R_S C_{GS}] / (\omega C_{GD} C_{GS})^2, \\ B &= \{ C_G [(R_D + R_a) R_S - 1/(\omega^2 C_{GD} C_{GS})] - \\ & \quad - (R_D + R_a + R_S) \cdot [(R_D + R_a) C_{GD} + R_S C_{GS}] \} / (C_{GD} C_{GS}). \end{aligned} \right\} (1.367)$$

Iš (1.366) randame vienpolio tranzistoriaus diferencialinės įėjimo varžos  $r_{GS}(j\omega)$  modulio  $r_{GS}(\omega)$  dažninę priklausomybę bendros ištakos schemoje:

$$r_{GS}(\omega) = [(\text{Re } r_G)^2 + (\text{Im } r_G)^2]^{1/2} = \{(R_G + A/a)^2 + [B/(\omega a)]^2\}^{1/2}. \quad (1.368)$$

Iš (1.368) ir (1.367) randame: kai  $\omega \Rightarrow 0$ , varža  $r_{GS}(0) \Rightarrow \infty$ , o kai  $\omega \Rightarrow \infty$ , įėjimo varža  $r_{GS}(\infty) \Rightarrow R_G + A/a = R_G + R_S (R_D + R_a)/(R_D + R_a + R_S)$ . Kai  $\omega \Rightarrow \infty$  bendros santakos grandinėje (1.85 pav. c) vienpolio tranzistoriaus diferencialinė įėjimo varža  $r_{GD}(\infty) \Rightarrow R_G + R_D (R_S + R_a)/(R_D + R_a + R_S)$ . Dažniausiai apkrovos varža  $R_a \gg R_D, R_S$ . Kita vertus, šiuolaikinių vienpolių tranzistorių varžos  $R_G, R_S$  ir  $R_D$  yra gana mažos-  $1 \div 10 \Omega$ . Todėl esant aukštiems įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  dažniams ( $\omega > 100$  MHz) įvairiuose vienpolio tranzistoriaus jungimo grandinėse diferencialinė įėjimo varža  $r_G(\omega)|_{\omega \Rightarrow \infty}$  yra maža ( $\sim 10 \Omega$ ). Akivaizdu, jog siekiant gerinti vienpolių tranzistorių savybes aukštuose dažniuose būtina visokeriopai mažinti užtūros talpą  $C_G = C_{GS} + C_{GD}$ .

Aukštuose dažniuose ( $\omega > 100$  MHz) užtūros talpa  $C_G$  neigiamai įtakoja vienpolio tranzistoriaus valdymo efektyvumą- jį mažindama. Dėl šios neigiamos įtakos vidinė užtūros įtampa  $U_{G^*S^*} \sim U_{in}^*$  mažėja, nes vis didesnė įėjimo įtampos  $U_{in}$  dalis yra rezistoriuose  $R_G$  ir  $R_S$  (1.109 pav.). Dėl to mažėja tranzistoriaus įtampos stiprinimo koeficientas  $K_u$  ir, analogiškai dvipolio tranzistoriaus emiterio diferencialinio efektyvumo koeficiento  $\gamma_e$  (1.219) skaičiavimo metodikai, šią įtaką galima įskaityti taip:

$$U_{G^*S^*}(j\omega) = U_{GS_0} [Z_{CG}/(Z_{CG} + R_G + R_S)] = U_{GS_0}/[1 + (R_G + R_S)/Z_{CG}], \quad (1.369)$$

kur:  $U_{GS_0}$  - užtūros įtampa, kai  $\omega \Rightarrow 0$ ;  $Z_{CG} = -j/(\omega C_{GS})$  (1.15), ir įstatę tai į (1.369) gauname:

$$U_{G^*S^*}(j\omega) = U_{GS_0}/[1 + j\omega(R_G + R_S)C_{GS}] = U_{GS_0}/(1 + j\omega\tau_G), \quad (1.370)$$

kur:  $\tau_G = (R_G + R_S) \cdot C_{GS}$  - vienpolio tranzistoriaus užtūros G trukmės konstanta.

Čia reikia pastebėti, jog be varžų  $R_G$  ir  $R_S$  į  $\tau_G$  išraišką būtina įskaityti ir kanalo varžos dalį  $\Delta R_{kS}$  prie ištakos S:  $\tau_G = (R_G + R_S + \Delta R_{kS}) \cdot C_{GS}$ .

Išraišką (1.370) užrašome atskirdami Re  $U_{G^*S^*}$  ir Im  $U_{G^*S^*}$  dalis, tuo tikslu dešinią lygybę (1.370) narį padauginami ir padalinami iš  $(1 - j\omega\tau_G)$ :

$$U_{G^*S^*}(j\omega) = U_{GS_0}/(1 + \omega^2\tau_G^2) - j U_{GS_0}\omega\tau_G/(1 + \omega^2\tau_G^2),$$

ir iš čia randame priklausomybę  $U_{G^*S^*}(\omega)$ :

$$\begin{aligned} U_{G^*S^*}(\omega) &= [(\text{Re } U_{G^*S^*})^2 + (\text{Im } U_{G^*S^*})^2]^{1/2} = U_{GS_0}/(1 + \omega^2\tau_G^2)^{1/2} = \\ &= U_{G^*S^*}(\omega) = U_{GS_0}/[1 + (\omega/\omega_G)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.371)$$

kur:  $\omega_G = 1/\tau_G$  - užtūros G valdymo efektyvumo ribinis dažnis, kuriam esant gaunama lygybė:  $U_{G^*S^*}(\omega)|_{\omega=\omega_G} = U_{GS_0}/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot U_{GS_0}$ .

Iš (1.371) seka, jog didėjant įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  dažniui  $\omega$ , įtampa  $U_{G^*S^*}(\omega) = U_{in}^* \sim$  mažėja artėdama į nulį ir mažėjimo sparta tuo didesnė, kuo didesnė užtūros talpa  $C_{GS}$ .

Iš vienpolio tranzistoriaus ekvivalentinės schemos (1.109 pav.) matyti, kad kanalo varža  $R_k$  yra šuntuojama nuosekliai sujungtų kondensatorių  $C_{GS}$  ir  $C_{GD}$  atstojamosios talpos  $C_{G^*}^* = C_{GS} C_{GD} / (C_{GS} + C_{GD})$ . Todėl aukštuose dažniuose ( $\omega > 100$  MHz) mažėja kanalo varžos  $R_k$  pokyčio  $\Delta R_k$  efektyvumas nuo įtampų  $U_{G^*}$ ,  $U_{in}$  ir  $U_D$  pokyčių  $\Delta U_{G^*}$ ,  $\Delta U_{in}$  ir  $\Delta U_D$ , atitinkamai, ko pasėkoje mažėja vienpolio tranzistoriaus statusas  $S$  ir tuo pačiu diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_u$ . Iš 1.109 pav. matome, jog analogiškai dvipolio tranzistoriaus emiterio diferencialinio efektyvumo koeficientui  $\gamma_e$  (1.219), vienpolio tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  pokyčio  $\Delta R_k$  priklausomybę nuo dažnio  $\omega$  galime užrašyti taip:

$$\Delta R_k(j\omega) = \Delta R_{k0} [Z_{C_{G^*}^*} / (Z_{C_{G^*}^*} + R_k)] = \Delta R_{k0} / (1 + R_k / Z_{C_{G^*}^*}), \quad (1.372)$$

kur:  $\Delta R_{k0}$  - vienpolio tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  pokytis atitinkamoje jungimo schemoje, kai  $\omega \Rightarrow 0$ ;  $Z_{C_{G^*}^*} = -j / (\omega C_{G^*}^*)$  (1.15) ir įstatę tai į (1.372) gauname:

$$\Delta R_k(j\omega) = \Delta R_{k0} / (1 + j\omega R_k C_{G^*}^*) = \Delta R_{k0} / (1 + j\omega \tau_{\Delta R}), \quad (1.373)$$

kur:  $\tau_{\Delta R} = R_k C_{G^*}^*$  - vienpolio tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  kitimo efektyvumo trukmės konstanta, įtakojama kanalą šuntuojančios talpos  $C_{G^*}^*$ .

Išraišką (1.373) užrašome atskirdami  $\text{Re } \Delta R_k$  ir  $\text{Im } \Delta R_k$  dalis, tuo tikslu dešinią lygybę (1.373) narį padaugindami ir padalindami iš  $(1 - j\omega \tau_{\Delta R})$ :

$$\Delta R_k(j\omega) = \Delta R_{k0} / (1 + \omega^2 \tau_{\Delta R}^2) - j \Delta R_{k0} \omega \tau_{\Delta R} / (1 + \omega^2 \tau_{\Delta R}^2),$$

ir iš čia randame priklausomybę  $\Delta R_k(\omega)$ :

$$\begin{aligned} \Delta R_k(\omega) &= [(\text{Re } \Delta R_k)^2 + (\text{Im } \Delta R_k)^2]^{1/2} = \Delta R_{k0} / (1 + \omega^2 \tau_{\Delta R}^2)^{1/2} = \\ &= \Delta R_k(\omega) = \Delta R_{k0} / [1 + (\omega / \omega_{\Delta R})^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.374)$$

kur:  $\omega_{\Delta R} = 1 / \tau_{\Delta R}$  - kanalo varžos  $R_k$  pokyčio  $\Delta R_k$  efektyvumo ribinis dažnis, kuriam esant  $\Delta R_k(\omega)|_{\omega = \omega_{\Delta R}} = \Delta R_{k0} / \sqrt{2} \cong 0,71 \cdot \Delta R_{k0}$ .

Iš (1.374) seka: didėjant įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  dažniui  $\omega$  lauko tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  pokytis  $\Delta R_k(\omega)$  mažėja artėdamas į nulį ir mažėjimo sparta tuo didesnė, kuo didesnė talpa  $C_{G^*}^*$ .

Iš 1.109 pav. matyti, jog kondensatoriaus  $C_{GD}$  talpa atlieka grįžtamojo ryšio vaidmenį tarp vienpolio tranzistoriaus santakos D ir užtūros G. Todėl, priklausomai nuo santakos



apkrovos  $Z_a$  reaktyvumo pobūdžio, šis grįžtamasis ryšis gali būti teigiamas arba neigiamas. Didėjant dažniui  $\omega$  grįžtamojo ryšio trukmės konstantos  $\tau_{DG} = R_D \cdot C_{GD}$  (čia priimame, kad  $R_{GD} \Rightarrow \infty$ ) įtaka tranzistoriaus veikai didėja ir aukštuose dažniuose ( $\omega > 100$  MHz), priklausomai nuo grįžtamojo ryšio pobūdžio, galimi du veikos variantai. Pirmuoju atveju bendros santakos grandinėje, esant teigiamam grįžtamajam ryšiui, lauko tranzistorius gali susižadinti (generuoti). Antruoju atveju, esant neigiamam grįžtamajam ryšiui, diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas  $K_{us}$  gali labai sumažėti ir tranzistorinė grandinė netenka įtampos stiprinimo savybės.

Pažvelgę į sandūrinio (1.101 pav.) arba MOP (1.104 pav.) vienpolių tranzistorių planariosios konstrukcijos pjūvius matome, jog kondensatoriaus  $C_{GS}$  talpa sudaryta beveik iš viso kanalo ploto, kai tuo tarpu kondensatoriaus  $C_{GD}$  talpa sudaryta tik iš nedidelės kanalo ploto dalies prie santakos D. Todėl  $C_{GD} \ll C_{GS}$  ir ši nelygė dėl tekančios santakos srovės  $I_D$  įtakos dar labiau stiprėja, nes užtūros  $p^+$ -n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_k$  didėja santakos D kryptimi (1.102 pav. b).

Be anksčiau išnagrinėtų trukmės konstantų  $\tau_G$  (1.371),  $\tau_{\Delta R}$  (1.373) ir  $\tau_{DG}$  įtakos vienpolio tranzistoriaus dažninėms savybėms, analogiškai šalutinių krūvininkų lėkio trukmei  $t_{dB}$  per dvipolio tranzistoriaus bazę (1.229), būtina įskaityti pagrindinių krūvininkų lėkio trukmę  $t_{dk}$  per kanalą. Anksčiau parodėme, jog vienpolio tranzistoriaus veikos taškui esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje, elektrinio lauko stipris  $E$  kanale yra didžiausias ir todėl pagrindinių krūvininkų dreifinis greitis  $v_{n,p} \approx \mu_{n,p} \cdot E$  taip pat pasiekia savo didžiausią vertę  $v_s$  - soties greitį. Todėl  $t_{dk} \approx L_k / v_s$  ir vienpolio tranzistoriaus kanalo inertiškumą nusakanti trukmės konstanta  $\tau_{dk}$ , analogiškai  $\tau_b$  (1.228), bei ribinis dažnis  $\omega_{dk}$  yra užrašomi taip:

$$\tau_{dk} = t_{dk} / 2 \approx L_k / (2 \cdot v_s), \quad \omega_{dk} = 1 / \tau_{dk} = 2 v_s / L_k. \quad (1.375)$$

Analogiškai dvipolio tranzistoriaus atvejui (1.233), vienpolio tranzistoriaus diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento  $K_u(j\omega)$  dažninei priklausomybei aprašyti yra naudojama aproksimacija:

$$K_u(j\omega) \cong [K_{u0} \cdot \exp(-j\nu_\phi)] / [1 + j(\omega/\omega_u)], \quad (1.376)$$

kur:  $\nu_\phi$  - išėjimo signalo fazės patikslinimo koeficientas, priklausantis nuo lauko tranzistoriaus jungimo schemos ir yra nustatomas eksperimentiškai;  $\omega_u$  - ribinis įtampos stiprinimo dažnis, kuriam esant  $K_u(\omega)|_{\omega=\omega_u} = K_{u0} / \sqrt{2} \cong 0,71 \cdot K_{u0}$ ;  $K_{u0}$  - vienpolio tranzistoriaus diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas atitinkamoje jungimo schemoje, kai  $\omega \Rightarrow 0$ .

Iš (1.376) jau žinomu būdu randame dažninę priklausomybę  $K_u(\omega)$ :

$$\begin{aligned}
K_u(\omega) &= U_{i\tilde{\sim}}(\omega)/U_{in\tilde{\sim}}(\omega) = [(\operatorname{Re} \mathbf{K}_u)^2 + (\operatorname{Im} \mathbf{K}_u)^2]^{1/2} = \\
&= K_u(\omega) = K_{u0}/[1 + (\omega/\omega_u)^2]^{1/2},
\end{aligned} \tag{1.377}$$

bei fazinę priklausomybę  $\varphi_u(\omega)$ :

$$\begin{aligned}
\varphi_u(\omega) &= \operatorname{arctg}[(\operatorname{Im} \mathbf{K}_u)/(\operatorname{Re} \mathbf{K}_u)] = \\
&= \varphi_u(\omega) = -\operatorname{arctg}\{[\sin \nu_\varphi + (\omega/\omega_u) \cdot \cos \nu_\varphi]/[\cos \nu_\varphi - (\omega/\omega_u) \cdot \sin \nu_\varphi]\},
\end{aligned} \tag{1.378}$$

kur įtampos stiprinimo ribinį dažnį  $\omega_u$  randame taip:

$$1/\omega_u = 1/\omega_G + 1/\omega_{\Delta R} + 1/\omega_{dk}. \tag{1.379}$$

Iš (1.377) bei (1.378) paskaičiuotos priklausomybės  $K_u(\omega)$  ir  $\varphi_u(\omega)$ , atitinkamai, savo pobūdžiu yra panašios parodytoms 1.77 pav. a ir b, atitinkamai, kurios buvo gautos dvipolio tranzistoriaus atveju.

Anksčiau parodėme: kai įėjimo signalo  $U_{in\tilde{\sim}}$  dažnis  $\omega$  didėja, bendros ištakos arba santakos grandinėse vienpolio tranzistoriaus diferencialinė įėjimo varža  $r_G(\omega)$  mažėja nuo  $\infty$  iki baigtinio dydžio (1.368). Akivaizdu, jog tuo pat metu kinta ir kintamoji užtūros įėjimo srovė  $I_{G\ in\ \tilde{\sim}}$ , tik atvirkščiai- nuo nulio iki baigtinio dydžio. Todėl, analogiškai dvipoliui tranzistoriui (1.247), yra įvedamas svarbus lauko tranzistoriaus dažninis parametras  $\omega_T$  - užtūros G srovės  $I_{G\ \tilde{\sim}}$  stiprinimo ribinis dažnis, kuriam esant diferencialinis užtūros srovės stiprinimo koeficientas  $K_i(\omega)|_{\omega=\omega_T} = 1$ . Ši sąlyga reiškia, jog esant trumpajam jungimui tranzistorinės schemos išėjime ( $R_a = 0$ ), kintamosios įėjimo srovės  $I_{G\ in}$  amplitudė  $I_{G\ in\ o}$  tampa lygi kintamosios išėjimo (santakos  $I_D$  arba ištakos  $I_S$ ) srovės  $I_{is}$  amplitudei  $I_{is\ o}$  ( $I_{G\ in\ o} = I_{is\ o}$ ). Įėjimo ir išėjimo kintamąsias sroves surasime žinodami lauko tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo diferencialines varžas  $r_G(\omega)$  ir  $r_{DS}(\omega)$ , atitinkamai. Vienpolio tranzistoriaus diferencialinę išėjimo varžą  $r_{DS}(\omega)$  surasime iš ekvivalentinės schemos parodytos 1.109 pav., priimdami, jog kintamajam signalui užtūros G, ištakos S ir santakos D išvadai yra įžeminti ( trumpasis jungimas kintamajam signalui ), o tranzistoriaus varžos tenkina tapatybes-  $R_{GD} = R_{GS} = R_k \Rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned}
r_{DS}(j\omega) &= R_D - j/(\omega C_{GD}) + R_G [R_S - j/(\omega C_{GS})]/[R_G + R_S - j/(\omega C_{GS})] = \\
&= r_{DS}(j\omega) = R_D + A^* R_G/a^* + j B^*/(\omega a^*),
\end{aligned} \tag{1.380}$$

kur kintamaisiais dydžiais  $a^*$ ,  $A^*$  ir  $B^*$  yra pažymėta:

$$\left. \begin{aligned} a^* &= (R_G + R_S)^2 + (\omega C_{GS})^{-2}, & A^* &= R_S (R_G + R_S) + (\omega C_{GS})^{-2}, \\ B^* &= R_G R_S / C_{GS} - a^* / C_{GD} - R_G (R_G + R_S) / C_{GS}. \end{aligned} \right\} \quad (1.381)$$

Iš (1.380) jau žinomu būdu randame vienpolio tranzistoriaus diferencialinės išėjimo varžos  $r_{DS}(j\omega)$  modulio  $r_{DS}(\omega)$  dažninę priklausomybę:

$$r_{DS}(\omega) = [(\operatorname{Re} r_{DS})^2 + (\operatorname{Im} r_{DS})^2]^{1/2} = [(R_D + A^* R_G / a^*)^2 + (B^* / \omega a^*)^2]^{1/2}. \quad (1.382)$$

Iš (1.382) ir (1.381) randame: kai  $\omega \Rightarrow 0$ , varža  $r_{DS}(0) \Rightarrow \infty$ , o kai  $\omega \Rightarrow \infty$ , diferencialinė išėjimo varža  $r_{DS}(\infty) \Rightarrow R_D + A^* / a^* = R_D + R_G R_S / (R_G + R_S)$ .

Taikant Omo dėsnį įėjimo bei išėjimo grandinėms (1.109 pav.), galima užrašyti:

$$\begin{aligned} K_i(\omega) &= I_{i\sim} / I_{in\sim} = (U_{i\sim} / r_{DS}(\omega)) / (U_{in\sim} / r_G(\omega)) = \\ &= (U_{i\sim} / U_{in\sim}) / (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)) = \\ &= K_i(\omega) = K_u(\omega) \cdot (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)). \end{aligned} \quad (1.383)$$

Iš (1.383), kai  $\omega = \omega_T$  ir pasinaudoję (1.377) bei gautomis varžų  $r_G(\omega)$  ir  $r_{DS}(\omega)$  ribinėmis ( $\omega \Rightarrow \infty$ ) išraiškėmis, užrašome lygtį ribiniam dažniui  $\omega_T$  paskaičiuoti:

$$\begin{aligned} 1 &\cong K_u(\omega_T) \cdot (r_G(\omega_T) / r_{DS}(\omega_T)) = \{K_{u0} / [1 + (\omega_T / \omega_u)^2]^{1/2}\} \cdot (r_G(\infty) / r_{DS}(\infty)) = \\ &= \{K_{u0} / [1 + (\omega_T / \omega_u)^2]^{1/2}\} \cdot K_R, \end{aligned} \quad (1.384)$$

kur koeficientas  $K_R$  yra išreiškiamas taip:

$$K_R = [R_G + R_D R_S / (R_D + R_S)] / [R_D + R_G R_S / (R_G + R_S)]. \quad (1.385)$$

Iš (1.384) ir (1.385) randame vienpolio tranzistoriaus užtūros G srovės  $I_G$  stiprinimo ribinio dažnio  $\omega_T$  išraišką:

$$\omega_T \cong \omega_u [(K_{u0} \cdot K_R)^2 - 1]^{1/2}. \quad (1.386)$$

Iš (1.386) seka: ribinis dažnis  $\omega_T \geq \omega_u$ , nes  $K_{u0} > 1$ , o  $K_R \approx 1$ . Todėl vienpolis tranzistorius srovę stiprina platesniame dažnių diapazone, palyginus su įtampos stiprinimo dažnių diapazonu. Kita vertus, kai vienpolis tranzistorius įjungtas siaurajuostėje (rezonansinėje) grandinėje, įtampos stiprinimo ribinis dažnis  $\omega_u$  (1.379) yra apspręstas tik ribinio dažnio  $\omega_{dk}$  (1.375), nes vienpolio tranzistoriaus talpos  $C_{GS}$  ir  $C_{GD}$  yra įėjimo bei išėjimo grandinių suderintų reaktyvumų sandai ir todėl yra kompensuojamos. Taigi ribinis dažnis  $\omega_u$ , o tuo pačiu ir ribinis dažnis  $\omega_T$  (1.386), priklauso nuo vienpolio tranzistoriaus kanalo ilgio  $L_k$  ir pagrindinių krūvininkų dreifinio sotes greičio  $v_s$  jame (1.375). Iš

puslaidininkų fizikos žinome, jog dažniausiai elektronikoje naudojamose puslaidininkinėse medžiagose elektronų soti greičiai  $v_{sn}$ , kai elektrinio lauko stipris kanale  $E \geq 10^5$  V/cm, yra beveik vienodi: Ge-  $v_{sn} = 6 \cdot 10^6$  cm/s, Si-  $v_{sn} = 10^7$  cm/s ir GaAs-  $v_{sn} = 6 \cdot 10^6$  cm/s. Tačiau galio arsenide (GaAs) prie silpnėsių laukų  $E \leq 10^4$  V/cm yra stebimas žymus elektronų dreifinio greičio  $v_n$  padidėjimas- iki  $2 \cdot 10^7$  cm/s, ir šio atveju  $v_n(\text{GaAs}) > v_n(\text{Ge ir Si})$  (1.119 pav. b). Todėl dėl šios priežasties GaAs yra plačiai taikomas ultraaukštojo ( $300 \div 3 \cdot 10^3$  MHz) bei superaukštojo ( $3 \div 30$  GHz) dažnių diapazonuose veikiančių lauko tranzistorių gamyboje. Vienpoliai tranzistoriai iš GaAs dažniausiai gaminami su Šotkio sandūros užtūra (1.108 pav.), nes GaAs sunku realizuoti p-n sandūrą, kai tuo tarpu įvairūs metalo-puslaidininkio kontaktai gana lengvai realizuojami su visais šiuo metu puslaidininkinėje elektronikoje naudojamais puslaidininkiais.

Anksčiau parodėme, kad lauko tranzistorius įvairiuose jungimo schemose gali stiprinti įtampą ir srovę. Todėl surasime lauko tranzistoriaus galios stiprinimo koeficiento  $K_p$  priklausomybę nuo kintamojo įėjimo signalo  $I_{in}$  dažnio  $\omega$ :

$$K_p(\omega) = P_{i\sim} / P_{in\sim}, \quad (1.387)$$

kur:  $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$ ;  $P_{i\sim} = I_{i\sim} \cdot U_{i\sim}$ .

Pasinaudoję išraiškėmis (1.377) ir (1.383), iš (1.387) randame:

$$\begin{aligned} K_p(\omega) &= K_u(\omega) \cdot K_i(\omega) = K_u^2(\omega) \cdot (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)) = \\ &= \{K_{u0}^2 / [1 + (\omega / \omega_u)^2]\} \cdot (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)). \end{aligned} \quad (1.388)$$

Analogiškai dvipolio tranzistoriaus atvejui (1.250), yra įvedamas lauko tranzistoriaus maksimalus generacijos dažnis  $\omega_{max}$ , kuris yra apibrėžiamas iš sąlygos: kai  $\omega = \omega_{max}$ , koeficientas  $K_p(\omega_{max}) = 1$ . Esant šiai sąlygai iš (1.388) ir pasinaudoję anksčiau gautomis varžų  $r_G(\omega)$  bei  $r_{DS}(\omega)$  ribinėmis ( $\omega \Rightarrow \infty$ ) išraiškėmis, bei išraiška (1.385), užrašome lygtį lauko tranzistoriaus ribiniam dažniui  $\omega_{max}$  paskaičiuoti:

$$\{K_{u0}^2 / [1 + (\omega_{max} / \omega_u)^2]\} \cdot K_R = 1,$$

ir iš čia randame:

$$\omega_{max} \cong \omega_u \cdot (K_{u0}^2 \cdot K_R - 1)^{1/2}. \quad (1.389)$$

Palyginę gautas ribinių dažnių  $\omega_{max}$  ir  $\omega_T$  išraiškas (1.389) ir (1.386), atitinkamai, matome: kai  $K_R \cong 1$ , ribinis dažnis  $\omega_{max} \cong \omega_T$ , kai  $K_R > 1$ , ribinis dažnis  $\omega_{max} < \omega_T$ , o kai  $K_R < 1$ , ribinis dažnis  $\omega_{max} > \omega_T$ .

Be anksčiau išnagrinėtų vienpolio tranzistoriaus talpų įtakos jo dažninėms savybėms, didelę įtaką šioms savybėms turi lauko tranzistoriaus išvadų induktyvumai, kurie, kaip ir dvipolio tranzistoriaus atveju, turi būti įmanomai minimalūs.

Pagrindinės vienpolio (lauko) tranzistoriaus elektrinių savybių palyginamosios vertės įvairiuose jungimų schemose yra pateiktos 3-oje lentelėje.

3 lentelė

Tranzistoriaus jungimo būdas	Įėjimo diferencialinė varža, kai $\omega \Rightarrow 0$	Išėjimo diferencialinė varža, kai $\omega \Rightarrow 0$	Stiprinimas: $K_I // K_U$ , kai $\omega \Rightarrow 0$	Srovė, įtampa: įėjime // išėjime
Bendros užtūros (BU)	maža: $10 \div 300 \Omega$	didelė: $100 \text{ k}\Omega \div 10 \text{ M}\Omega$	$1 // \approx 20$	$I_S, U_{SG} // I_D, U_{DG}$
Bendros ištakos (BI)	labai didelė: $10 \div 100 \text{ M}\Omega$	didelė: $100 \text{ k}\Omega \div 10 \text{ M}\Omega$	$\approx 10^6 // \approx 20$	$I_G, U_{GS} // I_D, U_{DS}$
Bendros santakos (BS)	labai didelė: $10 \div 100 \text{ M}\Omega$	didelė: $100 \text{ k}\Omega \div 10 \text{ M}\Omega$	$\approx 10^6 // \approx 20$	$I_G, U_{GD} // I_S, U_{SD}$
BI su išimintu $R_a$ ištakos grandinėje. Ištakinis kartotuvus (IK)	labai didelė: $10 \div 100 \text{ M}\Omega$	$R_a$	$\approx 10^6 // \leq 1$	$I_G, U_G // I_S, U_D$

Vienpolio (lauko) tranzistoriaus pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{D \max}$  - maksimali (didžiausioji) pastovioji santakos srovė, kai  $U_G = 0$  ir  $|U_D| > |U_S|$ ;

$U_S$  - slenkstinė užtūros įtampa, kuriai esant  $I_D = 0,1 \cdot I_{D \max}$ ;

$U_{G \max}$  - pramušimo įtampa tarp užtūros ir ištakos (arba santakos);

$U_{DS \max}$  - pramušimo įtampa tarp santakos ir ištakos;

$P_{D \max}$  - maksimali santakoje (arba ištakoje) išspinduliuojama galia;

$T_{\max}$  - maksimali korpuso (kristalo) temperatūra;

$\omega_{\max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\max}$  - ribinis generacijos dažnis, kuriam esant  $K_p(\omega_{\max}) = 1$ ;

$C_{G0}$  - užtūros talpa, kai  $U_G = 0$  ir  $I_D = 0$ ;

$C_{GD0}$  - užtūros-santakos talpa, kai  $U_G = 0$  ir  $I_D = 0$ ;

$\tau_{DG0} = R_{D0} \cdot C_{GD0}$  - grįžtamojo ryšio trukmės konstanta, kai  $U_G = 0$  ir  $I_D = 0$ .

## 2. DVIPOLIŲ IR VIENPOLIŲ TRANZISTORIŲ PAGRINDINIŲ ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ GERINIMO BŪDAI

Palyginę dvipolių bei vienpolių tranzistorių pagrindinės elektrinių savybių palyginamosias vertės išnagrinėtų schemų jungimuose, kurios yra suvestas pateiktose 2-oje ir 3-oje lentelėse, atitinkamai, matome, jog vienas iš pagrindinių vienpolio (lauko) tranzistoriaus pranašumų yra žymiai didesnė įėjimo varža pastoviai srovei BI, BS bei IK jungimo

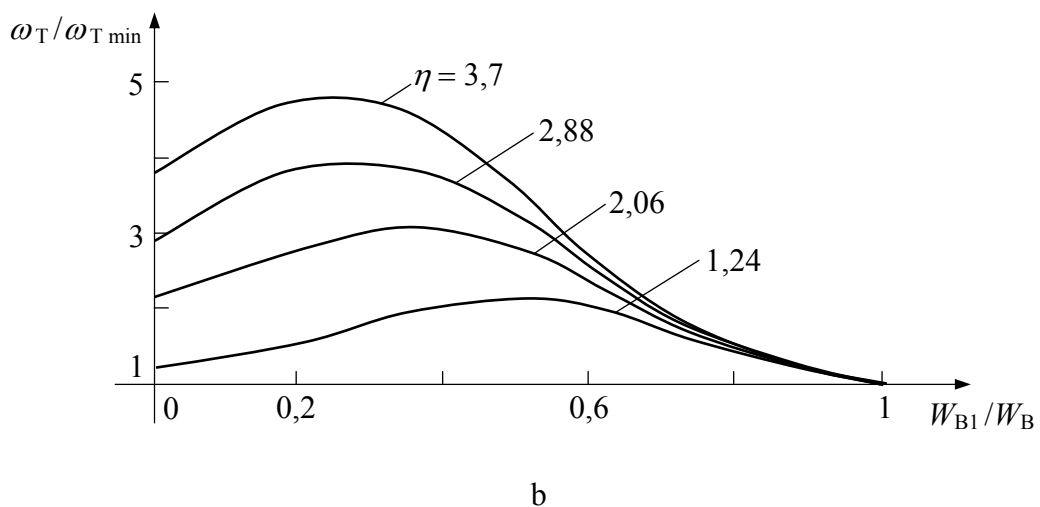
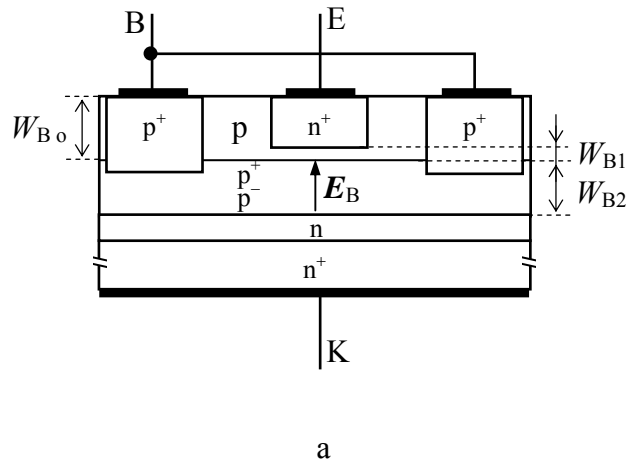
schemose. Tačiau anksčiau parodėme, jog šis vienpolio tranzistoriaus pranašumas išlieka tik žemų ir vidutinių dažnių diapazonuose ( iki 3 MHz ). Kita vertus, vienpolių tranzistorių elektriniai triukšmai yra mažesni dėl jų veikos principo, sąlygoto tik pagrindinių krūvininkų judėjimo kanale ( tai parodysime vėliau tranzistorių triukšmų fizikos skyriuje ). Dėl šios priežasties vienpoliai tranzistoriai yra atsparesni radiaciniam poveikiui bei jų elektriniai parametrai mažiau priklauso nuo temperatūros. Tačiau vienpoliai tranzistoriai nusileidžia dvipoliams tranzistoriams įtampos stiprinimo atžvilgiu- ~ 20 prieš 100 ir daugiau, atitinkamai. Šiuolaikinių vienpolių ir dvipolių tranzistorių ribiniai dažniai yra tos pačios eilės- 10 ÷ 100 GHz. Atskirai reikia pažymėti tai, jog vienpolių tranzistorių, o ypač MOP (MDP) tranzistorių, užtūra yra labai jautri statiniams krūviams, kurių poveikyje užtūra gali būti pramušama. Todėl montuojant vienpolius tranzistorius į elektroninės schemos grandines būtina imtis tam tikrų saugos priemonių, apsaugant jų užtūras nuo statinio krūvio žalingo poveikio. Tuo tikslu dažniausiai MOP tranzistoriai į schemą yra lituojami su tarpusavyje užtrumpintais išvadais ( kontaktais ) ir montavimo pabaigoje trumpinimas yra panaikinamas.

## 2.1. Įvairūs dvipolių tranzistorių dariniai

Anksčiau nagrinėjant dvipolio tranzistoriaus veikos fiziką buvo parodyta, jog jo emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_E$  (1.199) yra tuo artimesnis vienetui, kuo labiau yra tenkinama sąlyga:  $n_n \gg p_p$  ( n-p-n tranzistoriui ) arba  $p_p \gg n_n$  ( p-n-p tranzistoriui ), t. y. emiterio p-n sandūra turi būti nesimetrinė ir emiteris turi būti daug daugiau legiruotas priemaišomis už bazę (  $N_E \gg N_B$  ). Kita vertus, nagrinėjant fizikinius procesus bazėje buvo parodyta, jog dvipolio tranzistoriaus ribiniai dažniai:  $\omega_\alpha$  (1.235),  $\omega_\beta$  (1.244),  $\omega_T$  (1.246) ir  $\omega_{\max}$  (1.250) didėja, mažėjant šalutinių krūvininkų lėkio trukmei  $t_{dB}$  (1.229) per bazę. Vienas iš būdų mažinti trukmę  $t_{dB}$  yra paremtas puslaidininkine elektronikos technologija, kurios metu tranzistoriaus bazė yra padaroma su įstatytu šalutinius krūvininkus greitanančiu elektriniu lauku  $E_B$ . Tuo tikslu tranzistoriaus bazė yra gradientiškai legiruojama priemaišomis  $N_B(x)$ , kurių tankis  $N_{Be}$  bazėje prie emiterio tenkina sąlygą:  $N_{Be} > N_{Bk}$  - legiruojančių priemaišų tankis bazėje prie kolektoriaus. Toks dvipolis tranzistorius yra vadinamas *dreifiniu tranzistoriumi* ir šalutinių krūvininkų lėkio trukmė  $t_{dB}$  ((1.240), (1.241)) per bazę yra tuo mažesnė, kuo labiau yra tenkinama sąlyga:  $N_{Be} \gg N_{Bk}$ . Iš čia seka esminis dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimas tarp emiterio ir bazės legiravimo priemaišų tankių  $N_E$  ir  $N_B$ , atitinkamai, verčių. Šis prieštaravimas dar labiau sustiprėja dėl reikalavimo kuo

mažesnės kolektoriaus trukmės konstantos  $\tau_k$  ((1.231), (1.248)), kuri yra tiesiog proporcinga bazės ominei varžai  $R_B$  ( $R_B$  turi būti įmanomai minimali ir dėl dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento, ką parodysime vėliau).

**Dreifinis tranzistorius su dviejų sluoksnių baze** yra vienas iš būdų panaikinti esminį prieštaravimą tarp emiterio ir bazės legiravimo priemaišų tankių  $N_E$  ir  $N_B$ , atitinkamai, verčių. Šis būdas yra pagrįstas tuo, jog dreifinio tranzistoriaus bazė yra padaroma iš dviejų sluoksnių, taip, kaip yra parodyta 1.112 pav. a.



1.112 pav. Dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze planariosios konstrukcijos pjūvis (a) ir šio tranzistoriaus bazės srovės  $I_B$  stiprinimo ribinio dažnio  $\omega_T$  teorinė priklausomybė nuo santykio  $W_{B1}/W_B$  (b), kur  $W_B = W_{B1} + W_{B2}$

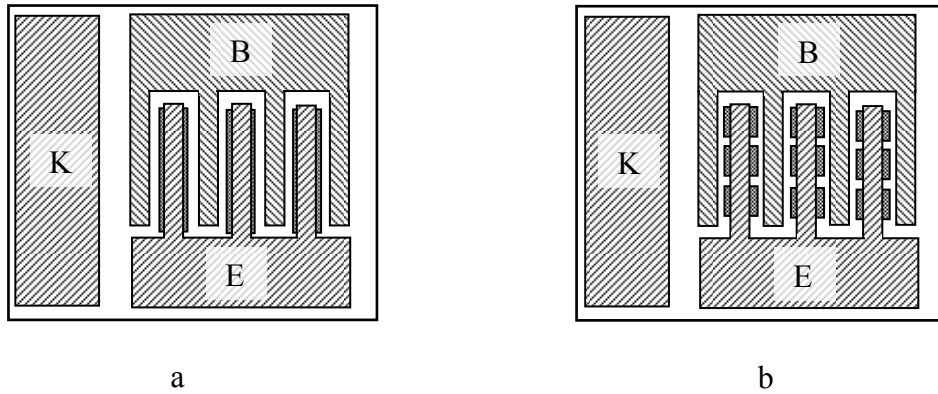
Iš 1.112 pav. a matome: pirmasis p- laidumo bazės sluoksniu  $W_{B0}$  prie emiterio p-n sandūros yra silpnai legiruotas priemaišomis, kurių tankis  $N_{B0} \ll N_E$  - legiruojančių priemaišų tankis emityje. Tai garantuoja emiterio efektyvumo koeficiento  $\gamma_E$  vertę maksimaliai artimą vienetui, o taip pat minimalią emiterio p-n sandūros barjerinės talpos  $C_{EB}$  vertę (1.40), kas papildomai gerina tranzistoriaus savybes plačiame dažnių diapazone (1.221). Antrasis bazės sluoksniu  $W_{B2}$  taip pat yra p- laidumo, tačiau turi legiruojančių priemaišų

tankio  $N_{B2}(x)$  gradientą, nukreiptą emiterio link, kuris planariosios konstrukcijos pjūvyje yra parodytas simboliais  $p^+$  ir  $p^-$  (1.112 pav. a). Šis legiruojančių priemaišų tankio  $N_{B2}(x)$  gradientas  $\partial N_{B2}(x)/\partial x$  patobulinto dreifinio tranzistoriaus bazės dalyje  $W_{B2}$  sukuria šalutinius krūvininkus greitinantį įstatytą elektrinį lauką  $E_B$  (1.239). Tranzistoriaus pirmajame bazės sluoksnyje  $W_{B1}$  difuzijos arba implantacijos būdu yra suformuojamos atitinkamomis priemaišomis stipriai legiruotos  $n^+$ - emiterio bei  $p^+$ - bazės ominių kontaktų sritys. Emiterio  $n^+$ - sritis nesiekia bazės antrojo sluoksnio  $W_{B2}$  ir yra nuo jo atstumu  $W_{B1}$ . Tuo tarpu bazės ominių kontaktų  $p^+$ - sritys siekia antrąjį bazės sluoksnį  $W_{B2}$  ir tuo yra užtikrinama maža bazės varža  $R_B$ , o tuo pačiu ir geresnės tranzistoriaus elektrinės charakteristikos plačiame dažnių diapazone (1.232). 1.112 pav. a parodytame tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvyje kolektorius taip pat yra sudarytas iš dviejų to paties  $n$ - laidumo sluoksnių. Pirmojo  $n$ -sluoksnio legiruojančių priemaišų tankis  $N_{K1} \ll N_{K2}$  - legiruojančių priemaišų tankis kolektorius antrajame  $n^+$ - sluoksnyje. Tai garantuoja minimalią kolektorius  $p$ - $n$  sandūros barjerinę talpą  $C_{KB}$  (1.40), kas papildomai gerina tranzistoriaus savybes plačiame dažnių diapazone (1.232). Kita vertus, papildomi įvesti silpnai legiruoti atitinkamomis priemaišomis bazės ir kolektorius puslaidininkiniai sluoksniai žymiai padidina patobulinto tranzistorius emiterio ir kolektorius  $p$ - $n$  sandūrų pramušimo įtampas  $U_{EB\max}$  ir  $U_{KB\max}$  ((1.62), (1.63)), atitinkamai, kas yra labai svarbu taikant tranzistorius impulsinės elektronikos schemose.

Dreifinio tranzistorius su dviejų sluoksnių baze (1.112 pav. a) teoriniai skaičiavimai rodo, jog jo bazės srovės  $I_B$  stiprinimo ribinis dažnis  $\omega_T$  (1.248) priklauso nuo santykio  $W_{B1}/W_B$ , kur  $W_B = W_{B1} + W_{B2}$ . Ši priklausomybė yra parodyta 1.112 pav. b, kur:  $\eta$  - greitinančio elektrinio lauko  $E_B$  bazėje įtakos koeficientas ((1.240), (1.241)), o  $\omega_{T\min}$  - difuzinio tranzistorius ribinis dažnis, kai  $W_B = W_{B1}$  ( $\eta = 1$ ) (1.240). Iš pateiktų 1.112 pav. b grafikų seka, jog be jau žinomo reikalavimo bazės storiui  $W_B = W_{B1} + W_{B2} \ll L_{Bn,p}$  (1.209), dreifiniame tranzistoriuje su dviem bazės sluoksniais (1.112 pav. a) reikia užtikrinti papildomą sąlygą:  $0,1 \cdot W_B < W_{B1} < 0,5 \cdot W_B$ .

Iš 1.112 pav. a parodytos planariosios konstrukcijos tranzistorius pjūvio akivaizdu, jog norint užtikrinti kuo mažesnę bazės varžą  $R_B$ , reikia mažinti emiterio  $n^+$ - srities plotį ir tuo pačiu šios srities atstumą iki bazės ominių kontaktų  $p^+$ - sričių. Kita vertus tranzistorius kolektorius išspinduliuojama galia  $P_K$  didėja, didėjant kolektorius  $p$ - $n$  sandūros plotui  $S_K$ . Todėl tenkinant šiuos reikalavimus tranzistorius emiteris puslaidininkinio kristalo paviršiuje (plane) yra daromas siaurų lygiagrečiai šalia viena kitos patalpintų juostelių (1.113 pav. a) arba "celių" (1.113 pav. b) pavidalu, kurios yra sujungiamos "šukų" pavidalo metalo kontaktu- emiterio ominių kontaktu E. Šiame darinyje bazės ominių kontakto B metalo

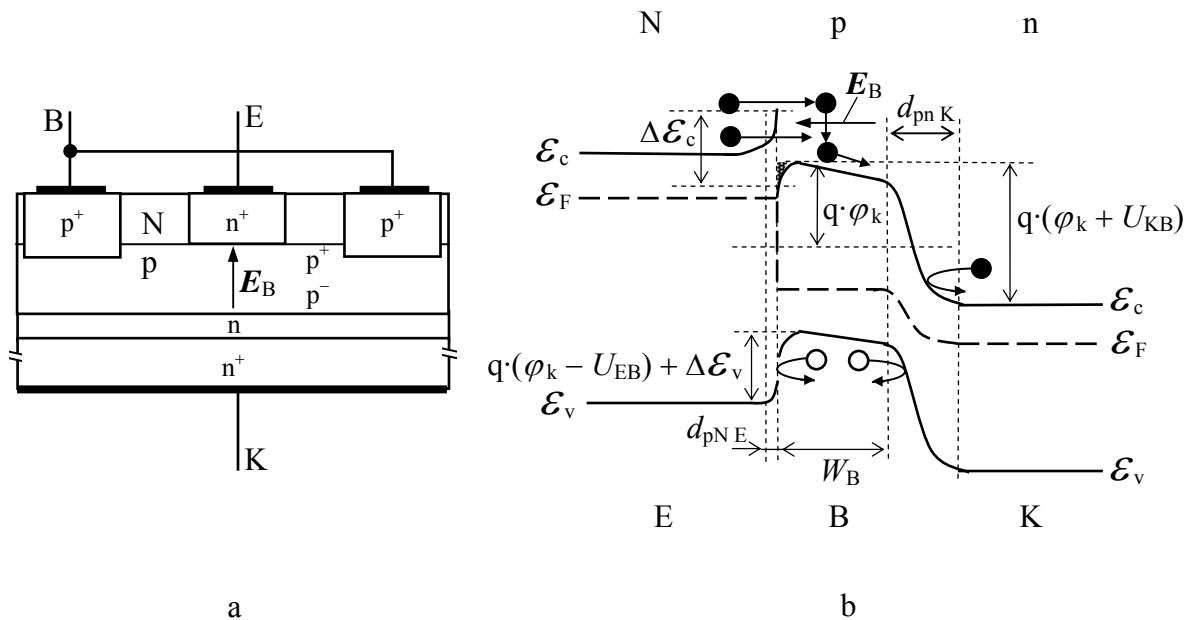




1.113 pav. Planariosios konstrukcijos dvipolio dreifinio tranzistoriaus emiterio E ir bazės B “šukų” pavidalo metalo kontaktai (a- emiterio sritys juostelių pavidalo, b- emiterio sritys “celių” pavidalo)

“šukos” yra įterptos tarp emiterio omino kontakto E metalo “šukų”. Kolektoriaus ominis kontaktas K gali būti išvestas į kristalo paviršių. Tuo tikslu šalia emiterio ir bazės darinio yra atliekama gili  $n^+$ - laidumą sudaranti legiruojančių priemaišų difuzija iki kolektoriaus  $n^+$ - sluoksniu. Tačiau šiuo atveju padidėja kolektoriaus p-n sandūros barjerinė talpa  $C_{KB}$  ir sumažėja pramušimo įtampa  $U_{KB \max}$ . Siekiant išvengti šių nepageidautinų pasekmių, tarp kolektoriaus omino kontakto K  $n^+$ - srities ir emiterio-bazės struktūrinio darinio cheminio išsodinimo būdu yra išsodinamas gylus griovelis iki kolektoriaus n- sluoksniu. Elektronikos puslaidininkinėje Si technologijoje šis griovelis yra užpildomas  $\text{SiO}_2$  ir tuo yra izoliuojama kolektoriaus omino kontakto  $n^+$ - sritis nuo bazės p- srities.

**Dreifinis tranzistorius su įvairiatarpe emiterio p-n sandūra** yra kitas būdas, leidžiantis panaikinti pagrindinį dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimą. Šis būdas yra pagrįstas tuo, jog dreifinio tranzistoriaus emiteris ir bazė-kolektorius yra suformuojami dviejuose skirtinguose puslaidininkiniuose sluoksniuose (1.114 pav. a). Šios idėjos esmę sudaro tai, kad emiterio N- sritis yra formuojama puslaidininkiniame sluoksnyje, kurio draustinės energijos juostos plotis  $\mathcal{E}_{gE}$  yra didesnis už draustinės energijos juostos plotį  $\mathcal{E}_{gBK}$  antrajame puslaidininkiniame sluoksnyje, kuriame yra suformuota tranzistoriaus bazė ir kolektorius ( $\mathcal{E}_{gE} > \mathcal{E}_{gBK}$ ). Čia ir toliau nusakant įvairiatarpę sandūrą naudojama didžiųjų ir mažųjų raidžių derinys, pvz. p-N arba P-n, kur didžioji raidė nurodo puslaidininkinę p-n sandūros sritį su didesniu draustinės energijos juostos pločiu  $\mathcal{E}_g$ . Taigi, 1.114 pav. a yra parodytas planariosios konstrukcijos N-p-n laidumo dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterio p-N sandūra pjūvis. Tokio tranzistoriaus energetinė diagrama normalios veikos atveju, kai emiterio p-N sandūra įjungta tiesiogine, o kolektoriaus p-n sandūra- atgaline



1.114 pav. Planariosios konstrukcijos N-p-n laidumo dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterio p-N sandūra pjūvis (a) ir šio tranzistoriaus energetinė diagrama (b) normalios veikos atveju

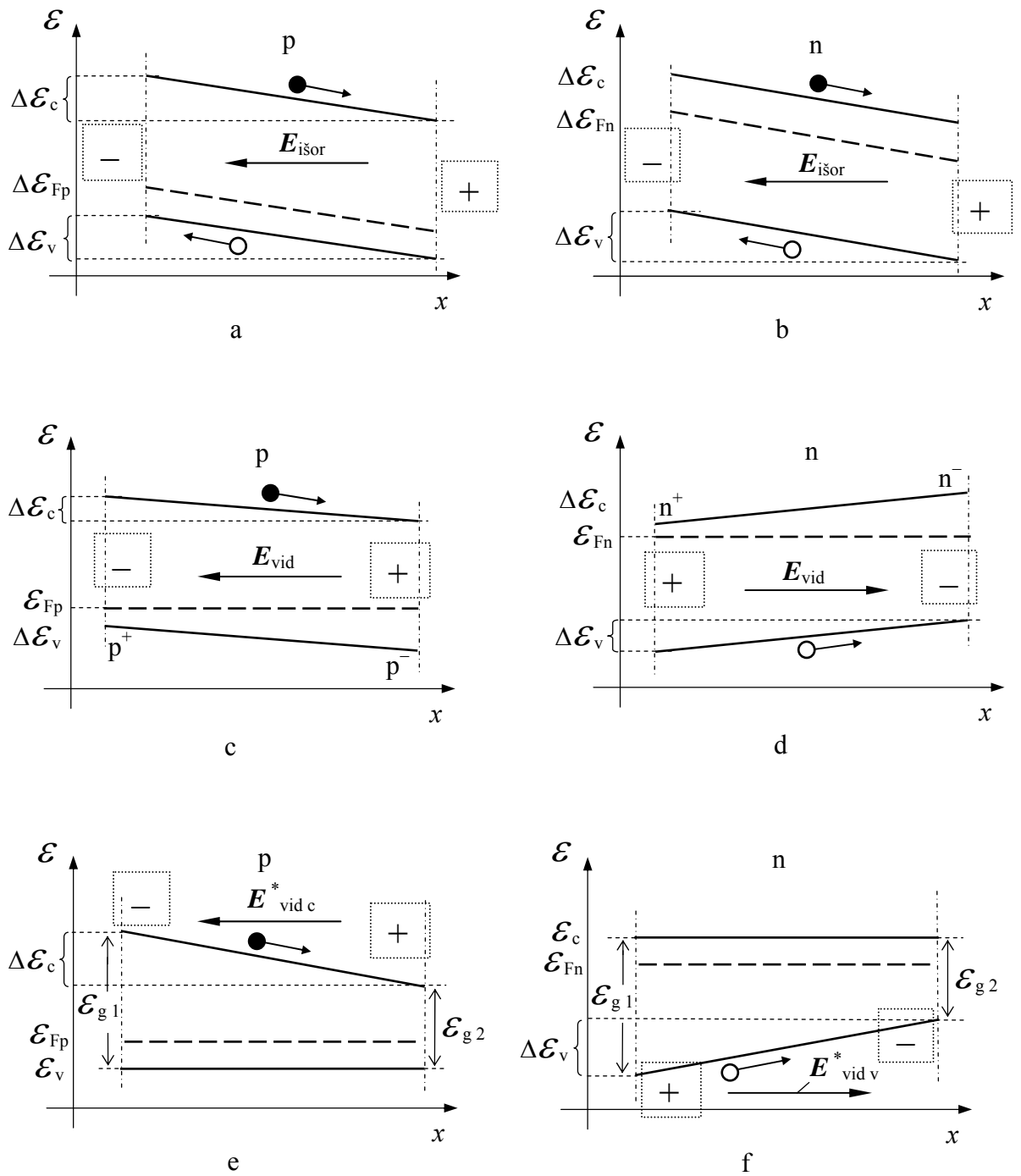
kryptimis, yra parodyta 1.114 pav. b. Palyginę šią energetinę diagramą su dreifinio tranzistoriaus energetine diagrama 1.78 pav. matome, jog per tiesiogine krytimi įjungtą įvairiatarpę emiterio p-N sandūrą teka tik elektroninė emiterio srovės  $I_E$  komponentė  $I_{E n}$ . Todėl dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterio p-N sandūra emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_E \cong 1$ , nes skylinė emiterio srovės  $I_E$  komponentė  $I_{E p} \cong 0$  ir emiterio srovė  $I_E \cong I_{E n}$  (1.196). Taip yra todėl, jog įvairiatarpės emiterio p-N sandūros riboje tarp N- ir p- puslaidininkių susidaro energetinių laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  ir valentinės juostos lubų  $\mathcal{E}_v$  trūkis (1.114 pav. b). Šį trūkį sąlygoja tai, kad didesnės energijos elektronai iš plačiajuosčio N- puslaidininkio dreifuoja į siaurajuosčių p- puslaidininkį ir jų tankis prie trūkio ribos padidėja (ši situacija 1.114 pav. b energetinėje diagramoje yra parodyta patamsinta pleišto pavidalo sritimi), o elektronų tankis N- puslaidininkyje prie trūkio ribos sumažėja ir tuo sąlygoja energetinės laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  prie trūkio ribos iškreipę. Dėl susidariusio trūkio laidumo juostos dugne  $\mathcal{E}_c$  atsiranda trūkis valentinės juostos lubose  $\mathcal{E}_v$ . Šis trūkis valentinėje energetinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  pagrindiniams krūvininkams, skylėms p- puslaidininkyje, sukuria papildomą energetinį barjerą  $\Delta\mathcal{E}_v$ , ko pasekoje, esant tiesioginei įtampos kryptiai emiterio p-N sandūroje, skylės negali patekti į N- puslaidininkį. Energetinės laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  trūkis sukuria papildomą energetinį barjerą  $\Delta\mathcal{E}_c$ , kurio sandas N- puslaidininkyje sukuria

papildomą energetinį barjerą pagrindiniams krūvininkams- elektronams. Tačiau šio barjero storis  $d_{pNE}$  yra labai mažas, todėl, esant tiesioginei įtampos kryptčiai emiterio p-N sandūroje, elektronai tuneliuoja per šį barjerą ir patenka į p- sritį, t. y. į bazę. Čia reikia pastebėti, jog bazėje prie ribos su emiteriu yra potencinė duobė elektronams (1.114 pav. b ši sritis yra parodyta patamsinta pleišto pavidalo sritimi), kas neigiamai įtakoja emiterio efektyvumo koeficiento  $\gamma_E$  vertę, o būtent ją mažindama.

Anksčiau nagrinėdami šalutinių krūvininkų pernašos per bazę diferencialinį koeficientą  $\gamma_b$  ((1.217), (1.226)) parodėme, jog dvipolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos  $\alpha(\omega)$  (1.237) ir  $\beta(\omega)$  (1.245) gerėja, o tuo pačiu didėja ir ribiniai dažniai:  $\omega_\alpha$  (1.235),  $\omega_\beta$  (1.244),  $\omega_T$  (1.247) ir  $\omega_{max}$  (1.250), kai yra mažinama šalutinių krūvininkų lėkio trukmė  $t_{dB}$  (1.229) per bazę. Todėl yra aktualu išnagrinėti įvairius šalutinių krūvininkų pernašos per bazę būdus bei jų realizavimo pagrindinius fizikinius principus.

*Dreifinio tranzistoriaus atveju* (1.78 pav.) lėkio trukmės  $t_{dB}$  (1.240) sumažėjimas yra pasiekiamas bazės gradientiniu legiravimu atitinkamomis priemaisomis (1.239). Tačiau galimi ir kiti būdai mažinti lėkio trukmę  $t_{dB}$ , kurie yra parodyti 1.115 pav., kur yra pateiktos tranzistoriaus bazės srities įvairios energetinės diagramos, nusakančios galimus šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę mažinimo fizikinius principus.

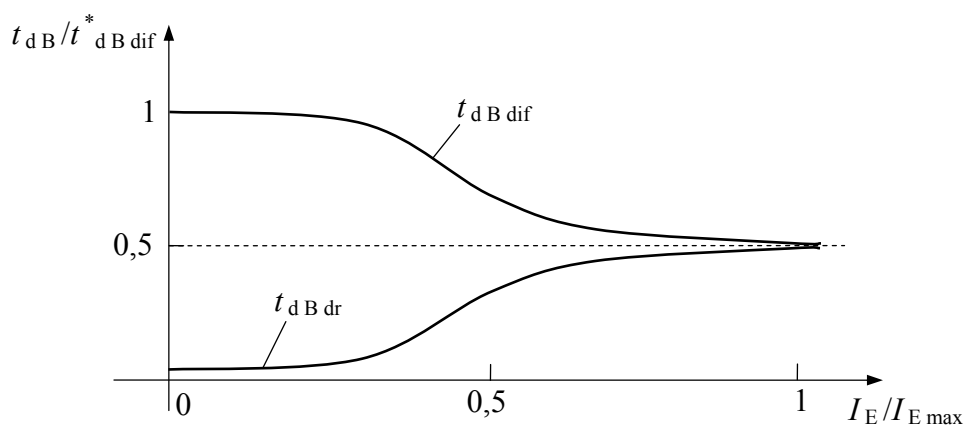
1.115 pav. a ir b yra parodytos energetinės diagramos situacijos, kai prie p- arba n-puslaidininkio kristalo yra pridėta išorinė įtampa  $U_{isor}$ . Šios įtampos poveikyje atsiradęs elektrinis laukas  $E_{isor}$  iškreipia energetinius lygmenys taip, kad elektronai (●) laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$  dreifuoja link “+” išorinio potencialo, sukurdami srovę  $I_{n\ drf}$ , o skylės (○) valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  dreifuoja link “-” išorinio potencialo, sukurdamos srovę  $I_{p\ drf}$ . Todėl per puslaidininkį teka dreifinė srovė  $I_{drf} = I_{n\ drf} + I_{p\ drf}$ , kurios krypttis sutampa su išorinio lauko  $E_{isor}$  krypttimi. Čia būtina išsiminti tai, jog išorinės įtampos  $U_{isor}$  poveikyje, nepriklausomai nuo puslaidininkio laidumo tipo, energetiniai lygmenys prie “+” potencialo nusileidžia žemyn dydžiu  $\Delta\mathcal{E}/2$ , o prie “-” potencialo pakyla aukšty n tuo pačiu dydžiu  $\Delta\mathcal{E}/2$ , kur pokytis  $\Delta\mathcal{E} = q \cdot U_{isor}$ . Akivaizdu, kad n-puslaidininkyje dreifinės srovės  $I_{drf}$  sandas  $I_{n\ drf} > I_{p\ drf}$ , o p- puslaidininkyje, atvirkščiai-  $I_{p\ drf} > I_{n\ drf}$  ir šios nelygybės tuo stipresnės, kuo daugiau atitinkamų legiruojančių priemaišų yra įterpta į puslaidininkį. Kita vertus, akivaizdu, jog čia aprašytas krūvininkų dreifinis pralėkimo per puslaidininkį fizikinis principas veikia vienpolių (lauko) tranzistorių kanale.



1.115 pav. Dvipolio tranzistoriaus bazės sritys įvairios energetinės diagramos, nusakančios galimus šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę mažinimo fizikinius principus

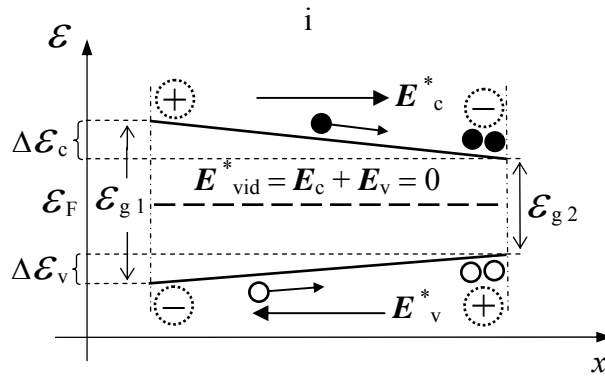
1.115 pav. c ir d parodytos energetinės diagramos atitinka situacijas, kai puslaidininkis yra gradientiškai legiruotas atitinkamomis priemaišomis. Šis atvejis buvo aprašytas anksčiau, nagrinėjant dreifinį dvipolį tranzistorių (1.78 pav.). Čia būtina išiminti, jog susidaręs vidinis elektrinis laukas  $E_{vid}$  yra sąlygotas pagrindinių krūvininkų tankio gradiento išilgai  $x$ - ašies ir veikia tik šalutinius krūvininkus- elektronus p-puslaidininkyje ir skyles n-puslaidininkyje. Kita vertus, šis metodas turi esminį trūkumą- didėjant šalutinių krūvininkų injekcinei srovei į

gradientiškai legiruotą puslaidininkį, vidinis laukas  $E_{\text{vid}}$  jame išnyksta. Taip atsitinka todėl, jog į n- arba p- puslaidininkį injektuotų šalutinių krūvininkų tankiui  $p_n$  arba  $n_p$ , atitinkamai, pasiekus pagrindinių krūvininkų tankį  $n_n$  arba  $p_p$ , atitinkami, Fermi lygmuo  $E_F$  gradientiškai legiruotame puslaidininkyje pasislenka link draustinių energijų juostos  $E_g$  vidurio ir todėl išnyksta atitinkamų energetinių juostų  $E_{c, v}$  polinkis. Taigi, šiuo atveju gradientiškai legiruotame n- arba p- puslaidininkyje šalutiniai krūvininkai juda tik dėl difuzijos. Iš čia seka: prie didelių emiterio ( arba kolektoriaus ) srovių dreifinis tranzistorius įgauna difuzinio tranzistoriaus savybes. Kita vertus, didėjant emiterio srovei  $I_E$ , difuzinio tranzistoriaus bazėje šalutinių krūvininkų lėkio trukmė  $t_{dB}$  (1.229) mažėja, nes didėja injektuotų šalutinių krūvininkų tankis bazėje prie emiterio p-n sandūros, o tuo pačiu didėja ir jų pasiskirstymo gradientas (1.24 pav. ir 1.71 pav.). Todėl, kai  $I_E \Rightarrow I_{E \text{ max}}$ , šalutinių krūvininkų difuzijos koeficientas  $D_{n, p}$  difuzinio tranzistoriaus bazėje padvigubėja, ko pasekoje dvigubai sumažėja lėkio trukmė  $t_{dB}$  (1.229). Šios dreifinio ir difuzinio tranzistorių savybės yra pailiustruotos 1.116 pav., kur yra parodytos šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę priklausomybės nuo emiterio srovės  $I_E$  ( arba kolektoriaus srovės  $I_K$  ) difuziniame ( $t_{dB \text{ dif}}$ ) ir dreifiniame ( $t_{dB \text{ dr}}$ ) tranzistoriuose, atitinkamai.



1.116 pav. Šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę priklausomybės nuo emiterio srovės  $I_E$  ( arba  $I_K$  ) difuziniame ( $t_{dB \text{ dif}}$ ) ir dreifiniame ( $t_{dB \text{ dr}}$ ) tranzistoriuose, atitinkamai, kur:  $t_{dB \text{ dif}}^*$  - šalutinių krūvininkų lėkio trukmė per difuzinio tranzistoriaus bazę, kai  $I_E = 0,01 \cdot I_{E \text{ max}}$

1.115 pav. e ir f parodytos energetinės diagramos atitinka situacijas, kai puslaidininkis yra varizoninis, t. y. puslaidininkio medžiagoje draustinių energijų juostos plotis  $E_g$  kinta  $x$ -ašies kryptimi, pvz. siaurėja. Varizoniniame savitojo laidumo i- puslaidininkyje Fermi lygmuo  $E_F$  yra draustinių energijų juostos viduryje (1.117 pav.). Todėl laidumo energetinės



1.117 pav. Varizoninio savitojo i- laidumo puslaidininkio energetinė diagrama

juostos dugnas  $\mathcal{E}_c$   $x$ - ašies kryptimi turi nuolydį dydžiu  $\Delta\mathcal{E}_c = \Delta\mathcal{E}_g/2$ , o valentinės juostos lubos  $\mathcal{E}_v$  turi įkalnę dydžiu  $\Delta\mathcal{E}_v = \Delta\mathcal{E}_g/2$ , kur  $\Delta\mathcal{E}_g$  - draustinių energijų juostos pločio energijų pokytis:  $\Delta\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_{g1} - \mathcal{E}_{g2}$ .

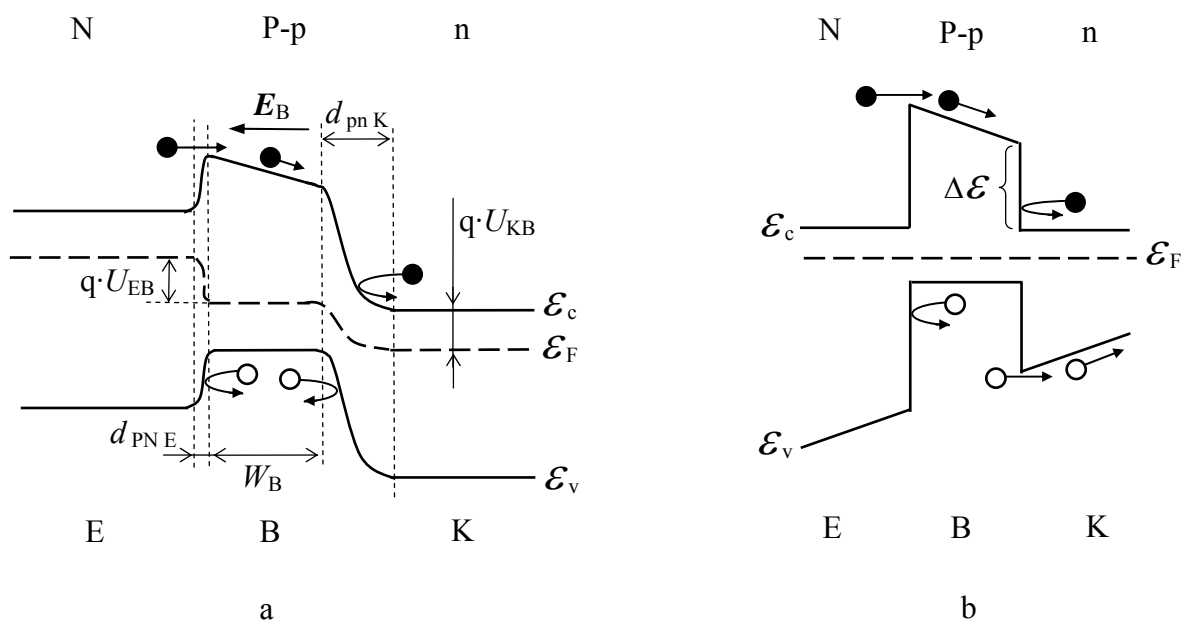
Iš puslaidininkių ( bei kietojo kūno ) fizikos žinome, jog laisvi krūvininkai medžiagoje visada stengiasi užimti mažiausios energijos  $\mathcal{E}$  būsenas. Todėl elektronai (●) laidumo energetinėje juostoje  $\mathcal{E}_c$  ir skylės (○) valentinėje energetinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$  kaupiasi varizoninio i- puslaidininkio srityje su mažiausiu draustinių energijų juostos pločiu  $\mathcal{E}_{g2}$  (1.117 pav.). Čia reikia prisiminti, jog skylių energija valentinėje juostoje  $\mathcal{E}_v$ , priešingai elektronų energijai laidumo juostoje  $\mathcal{E}_c$ , mažėja  $\mathcal{E}$ - ašies kryptimi. Šio proceso išdavoje varizoninio i- puslaidininkio jonizuoti kristalo gardelės atomai yra atskiriami nuo laisvųjų pusiausvyrinių krūvininkų  $x$ - ašies kryptimi. Taigi, varizoninio i- puslaidininkio srityje su mažiausiu draustinių energijų juostos pločiu  $\mathcal{E}_{g2}$  turime laisvųjų pusiausvyrinių krūvininkų perteklių, o srityje su didžiausiu draustinių energijų juostos pločiu  $\mathcal{E}_{g1}$  - jonizuotus gardelės atomus (1.117 pav. jonizuoti gardelės atomai bei pertekliniai krūviai yra pavaizduoti didesnio diametro brūkšniuotais apskritimais su atitinkamų krūvio ženklu ). Šie krūviai sukuria atitinkamus kvazielektrinius laukus  $E_c^*$  ir  $E_v^*$ , kurių superpozicija sąlygoja vidinį elektrinį lauką  $E_{vid}^*$ . Akivaizdu, jog viso to išdavoje varizoniniame i- puslaidininkyje suminis vidinis kvazielektrinis laukas  $E_{vid}^*$  yra lygus nuliui ( $E_{vid}^* = E_c^* + E_v^* = 0$ ), nes laisvųjų krūvininkų ir jonizuotų atomų krūviai yra kompensuoti. Kita vertus, iš puslaidininkių fizikos žinome, jog energetinės juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  arba lubų  $\mathcal{E}_v$  pokrypis atžvilgiu Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$  sukuria

kvazielektrinį lauką  $E^* = \Delta\mathcal{E}^*/(q \cdot \Delta x)$ , kur:  $\Delta\mathcal{E}^*$  - draustinės energetinės juostos pločio tarp Fermi lygmens  $\mathcal{E}_F$  ir nagrinėjamos energetinės juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  arba lubų  $\mathcal{E}_v$  pokytis atstumo ilgyje  $\Delta x$  ( $\Delta\mathcal{E}^* = \Delta\mathcal{E}_{c,v}$ ). Iš 1.117 pav. matome, jog kvazielektriniai laukai  $E^*_c$  ir  $E^*_v$  laidumo  $\mathcal{E}_c$  ir valentinėje  $\mathcal{E}_v$  juostose, atitinkamai, yra lygūs ir priešingų krypčių, iš ko taip pat seka jau padaryta išvada-  $E^*_{vid} = 0$ . Čia reikia pastebėti, jog sužadinus varizininį i- puslaidininkį, pvz. optiniu apšvietimu, jame yra generuojamos elektronų-skylių poros ir dėl anksčiau aprašytų priežasčių atsiradę laisvi krūvininkai judės ta pačia  $x$ - ašies kryptimi. Todėl srovė per varizininį i- puslaidininkį optinio sužadinimo metu lygi nuliui, o vidinis elektrinis laukas taip pat išlieka lygus nuliui. Tačiau šio proceso išdavoje varizininio i- puslaidininkio srityje su mažiausiu draustinių energijų juostos pločiu  $\mathcal{E}_{g2}$  padidės nepusiausvyrinių krūvininkų tankis, kurio dydis yra tiesiog proporcingas optinio apšvietimo intensyvumui.

Legiruotame atitinkamomis priemaišomis- donorais  $N_d$  (1.115 pav. f ) arba akceptoriais  $N_a$  (1.115 pav. e), varizininiam i- puslaidininkyje situacija pasikeičia iš esmės. Legiravimo priemaišomis  $N_{d,a}$  metu, priklausomai nuo legiruojančių priemaišų tipo, Fermi lygmuo  $\mathcal{E}_F$  artėja prie laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  (įvedant donorines priemaišas  $N_d$ ) arba prie valentinės juostos lubų  $\mathcal{E}_v$  (įvedant akceptorines priemaišas  $N_a$ ). Todėl atitinkamos energetinės juostos dugnas  $\mathcal{E}_c$  arba lubos  $\mathcal{E}_v$  praranda pokrypį, tapdamos lygiagrečios Fermi lygmeniui  $\mathcal{E}_F$ , kas atitinka tolygų legiruojančių priemaišų tankio  $N_{a,d}$  pasiskirstymą varizininiam puslaidininkyje (1.115 pav. e, f). Šio proceso išdavoje kitos energetinės juostos lubos  $\mathcal{E}_v$  arba dugnas  $\mathcal{E}_c$  įgauna dar didesnę pokrypį- iki dydžio  $\Delta\mathcal{E}_g$ , t. y. padidėja dvigubai, ko pasėkoje atsiranda vidinis kvazielektrinis laukas  $E^*_{vid} = \Delta\mathcal{E}_g/(q \Delta x)$  ( $E^*_{vid,c}$  - varizininiam p- puslaidininkyje (1.115 pav. e) ir  $E^*_{vid,v}$  - varizininiam n- puslaidininkyje (1.115 pav. f). Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, jog legiruotame varizininiam puslaidininkyje atsiradę vidiniai kvazielektriniai laukai veikia tik šalutinius krūvininkus: elektronus p- puslaidininkyje ir skyles n- puslaidininkyje, atitinkamai. Taigi, optiniu apšvietimu žadinant krūvininkų poras legiruotame varizininiam p- puslaidininkyje tekės elektroninė dreifinė srovė -  $I_{n,drf}$  (čia ženklas “-” parodo, jog srovės kryptis yra priešinga  $x$ -ašiai), o varizininiam n- puslaidininkyje- skylinė dreifinė srovė  $I_{p,drf}$ . Šių srovių poveikyje varizininio puslaidininkio srityje su mažiausiu draustinių energijų juostos pločiu  $\mathcal{E}_{g2}$  padidės

nepusiausvyrinių šalutinių krūvininkų tankis, kurio dydis yra tiesiog proporcingas optinio apšvietimo intensyvumui. Dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos šalutinių krūvininkų pasiskirstymas  $n_p(x)$  arba  $p_n(x)$  iššaukia tokį pat pagrindinių krūvininkų pasiskirstymą  $p(x)$  arba  $n(x)$ , atitinkamai, iš ko seka: optinio sužadavimo metu kartu su šalutinių krūvininkų sąlygotomis srovėmis legiruotame varizoniniame puslaidininkyje priešinga kryptimi teka tokio pat dydžio pagrindinių krūvininkų sąlygotos srovės ir todėl suminė srovė yra lygi nuliui. Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, kad varizoniniame puslaidininkyje esantis kvazielektrinis laukas neišnyksta ir esant didelėms šalutinių krūvininkų sąlygotoms srovėms, kas yra dar vienas, papildomas, šalutinių krūvininkų lėkio trukmės  $t_{dB}$  per bazę mažinimo šiuo metodu privalumas.

**Varizoniniai dreifiniai tranzistoriai** yra dar vienas sprendimo būdas, leidžiantis panaikinti pagrindinį dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimą. 1.118 pav. a yra parodyta varizoninio dreifinio tranzistoriaus energetinė diagrama normalios veikos atveju, kai emiterio P-N sandūra yra įjungta tiesiogine, o kolektoriaus p-n sandūra- atgaline kryptimis.



1.118 pav. Varizoninio dreifinio tranzistoriaus energetinė diagrama normalios veikos atveju, kai emiterio P-N sandūra yra įjungta tiesiogine, o kolektoriaus p-n sandūra- atgaline kryptimis

Iš 1.118 pav. a matome, jog varizoninio N-(P-p)-n tranzistoriaus emiteris E yra suformuotas plačiajuosčiame N-, o kolektorius K- siaurajuosčiame n- puslaidininkyje. Bazė B yra suformuota varizoniniame P-p -puslaidininkyje. Šis tranzistorius turi visus dreifinio tranzistoriaus privalumus ir neturi anksčiau aprašyto pagrindinio dvipolio tranzistoriaus prieštaravimo, nes jo bazė gali būti legiruota atitinkamomis priemaišomis tiek pat stipriai, kaip ir emiteris ( $N_{d, a E} \approx N_{a, d B}$ ). Kitas, pagrindinis varizoninio tranzistoriaus privalumas yra tame, jog šalutinių krūvininkų dreifinė lėkio trukmė  $t_{dB}$  per bazę nepriklauso nuo emiterio



( arba kolektoriaus ) srovės stiprio, t. y. lėkio trukmė  $t_{dB}$  visame tranzistoriaus srovių diapazone išlieka minimali, nes varizoniniame puslaidininkyje esantis kvazielektrinis laukas neišnyksta ir esant šalutinių krūvininkų sąlygotoms didelėms srovėms. Kita vertus, varizoninio tranzistoriaus plačiajuostė emiterio P-N sandūra turi anksčiau aprašytas įvairiatarpės emiterio p-N sandūros teigiamas savybes, nes plačiajuostis N- emiteris atspindi skylės, judančias link emiterio iš siaurajuostės p- bazės.

Akivaizdu, jog varizoninis tranzistorius gali būti pagamintas ištiesai varizoniniame puslaidininkyje. Tokio darinio variantas yra parodytas 1.118 pav. b, kur pateikta varizoninio tranzistoriaus stilizuota energetinė diagrama, kai prie jo išvadų nėra pridėtų įtampų. Matome, jog tokio varizoninio tranzistoriaus visos sritys suformuotos tame pačiame varizoniniame puslaidininkyje, išlaikant 1.118 pav. a parodytą sprendimo būdą- emiterio sritis E yra suformuota plačiajuostėje, o bazės ir kolektoriaus sritys B ir K, atitinkamai, yra suformuotos siaurajuostėje varizoninio puslaidininkio dalyse, atitinkamai. Šio varizoninio tranzistoriaus papildomas privalumas yra tame, jog soties veikoje, kai abejos p-n sandūros yra atidarytos, nėra šalutinių krūvininkų ( elektronų ) injekcijos iš kolektoriaus į bazę ( ši situacija 1.118 pav. b yra pavaizduota galimomis elektronų ir skylių judėjimo kryptimis ). Taip yra todėl, jog pagrindinių krūvininkų judėjimui iš siaurajuosčio puslaidininkio- kolektoriaus K į plačiajuostį puslaidininkį- bazę B susidaro papildomas barjeras  $\Delta\mathcal{E}$ , atspindintis pagrindinius krūvininkus atgal į siaurajuostį puslaidininkį. Todėl impulsinėse elektroninėse grandinėse, kuriuose įėjimo signalai yra impulsų formos ir pakankamai didelės amplitudės, dėl ko tranzistoriai gali patekti į soties veiką, šis varizoninis tranzistorius veikia sparčiau, nes jame nėra šalutinių krūvininkų kaupimo bazėje efekto, ko pasėkoje nėra dvipoliams tranzistoriams būdingo pakankamai didelės trukmės išjungimo proceso vėlinimo.

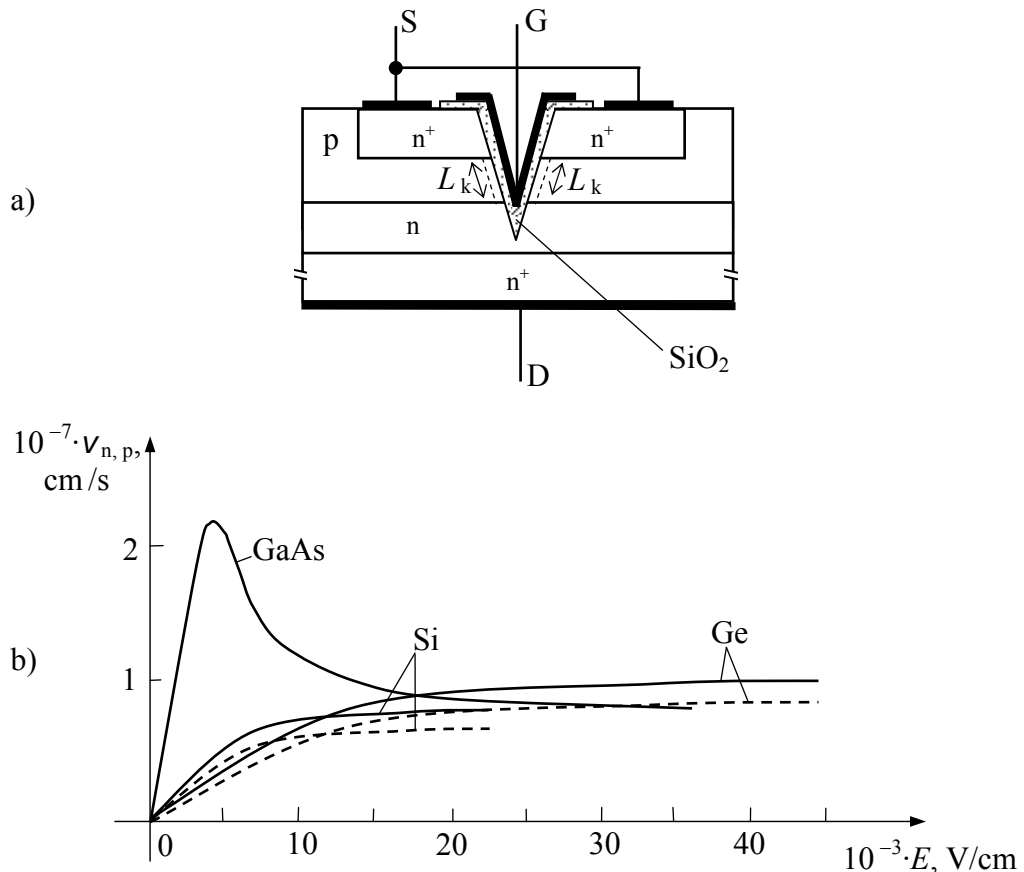
## 2.2. Įvairūs vienpolių ( lauko ) tranzistorių dariniai

Anksčiau, nagrinėjant vienpolio tranzistoriaus dažnines charakteristikas, buvo parodyta, jog yra labai svarbu įmanomai mažinti kanalo ilgį  $L_k$  ir kanale naudoti puslaidininkines medžiagas su kuo didesniu pagrindinių krūvininkų dreifiniu greičiu  $v_{n,p} \cong \mu_{n,p} \cdot E$  (1.375).

Palyginę dvipolių ir vienpolių tranzistorių puslaidininkines struktūras, parodytas 1.83 pav. b, 1.112 pav., 1.114 pav. ir 1.101 pav., 1.104 pav., 1.108 pav., atitinkamai, matome, jog pagrindinis jų darinio skirtumas yra aktyviųjų sričių išdėstyme puslaidininkiniame kristale. Dvipolių tranzistorių įvairaus laidumo tipo puslaidininkinės sritys yra suformuotos gilyn į puslaidininkinį kristalą, t. y. atitinka vertikalųjį darinį, kai tuo tarpu vienpolių tranzistorių

puslaidininkinės sritys yra išdėstytos puslaidininkinio kristalo paviršiaus plokštumoje, t. y. atitinka horizontalųjį darinį. Kita vertus, iš puslaidininkinių įtaisų įvairių gamybos technologijų žinome, jog kontroliuoti puslaidininkinių sluoksnių storį, o tuo pačiu ir pasiekti įmanomai mažus dydžius vertikalia kryptimi yra žymiai lengviau, negu kad horizontaliaja (planariaja) kryptimi.

**Vertikalios struktūros (“V” pavidalo) planarusis lauko tranzistorius** yra vienas iš būdų padaryti vienpolį tranzistorių su įmanomai mažiausiu kanalo ilgiu  $L_k$ , kurios planariosios konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.119 pav. a. Tokia didžiosios raidės “V”



1.119 pav. Indukuoto p-kanalo MOP tranzistoriaus “V” pavidalo planarioji konstrukcija (a) (indukuoto n-kanalo atveju puslaidininkinių sričių laidumo tipas yra keičiamas į priešingą-  $n \leftrightarrow p$ ) bei laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių- elektronų  $v_n$  (ištisinė linija) ir skylių  $v_p$  (brūkšniuota linija) priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio  $E$  švariose puslaidininkinėse medžiagose, dažniausiai naudojamose puslaidininkinėje elektronikoje (b)

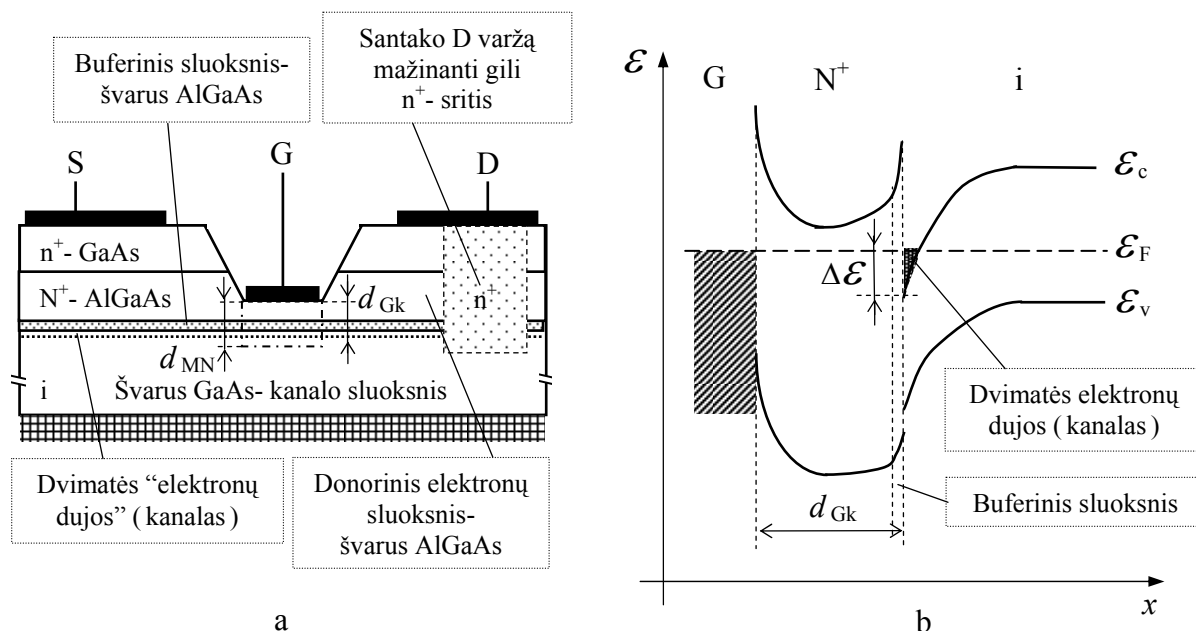
pavidalo planarioji vienpolio tranzistoriaus konstrukcija yra gaunama įprasta puslaidininkinės silicio (Si) dvigubos difuzijos gamybos technologijos būdu, panaudojus žinomą anizotropinį išdininimo efektą Si medžiagoje. Šio išdininimo efekto esmę sudaro tai, jog, esant tam tikrai Si kristalo orientacijai medžiagos cheminio išdininimo metu, išdininimo greitis gilyn nuo paviršiaus (vertikalia kryptimi) vyksta sparčiau, už išdininimo greitį horizontaliaja kryptimi į šonus, t. y.

lygiagrečiai ėsdinamam paviršiumi. Akivaizdu, jog 1.119 pav. a parodytame vienpolio tranzistoriaus darinyje yra lengviausiai realizuojamas indukuoto kanalo MOP tranzistorius. Kita vertus, matome, kad “V” pavidalo pranariajame darinyje turime du lygiagrečiai sujungtus MOP tranzistorius. Todėl tokio darinio santake D ( arba ištake S ) išspinduliuojama galia  $P_{D, S}$  yra dvigubai didesnė ir tai yra papildomas šio darinio privalumas, kuris dažnai taikomas didelės galios vienpolių tranzistorių gamyboje. Akivaizdu, jog “V” pavidalo indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus didžiausioji ( maksimali ) galia  $P_{D, S \max}$  dar labiau padidėja, patalpinus MOP kristalo santakos D plokštumą ant šilumą nuvedančio radiatoriaus-pasyvaus arba aktyvaus. Kita vertus akivaizdu, jog “V” pavidalo užtūros G įduba gali būti realizuota raidės “U” pavidalo įduba, ko pasekoje yra gaunamas “U” pavidalo indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus darinys. Šiuo atveju kanalo ilgis  $L_K$  yra dar mažesnis ir todėl pagerėja lauko tranzistoriaus stiprinimo bei dažninės charakteristikos ((1.358), (1.375), (1.379), (1.386), (1.389)).

Anksčiau nagrinėdami fizikinius procesus vienpolio tranzistoriaus kanale parodėme, jog laisvųjų krūvininkų dreifinis greitis  $v_{n, p}$  priklauso nuo elektrinio lauko stiprio  $E$  kanale ir tai sąlygoja vienpolio tranzistoriaus išėjimo VACH sąsmaukos sritį. Todėl 1.119 pav. b yra parodytos laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių- elektronų  $v_n$  ( ištisinė linija ) ir skylių  $v_p$  ( brūkšniuota linija ) priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio  $E$  švariose puslaidininkinėse medžiagose, dažniausiai naudojamose puslaidininkinėje elektronikoje.

Iš 1.119 pav. b matome, jog visose pateiktose puslaidininkinėse medžiagose elektronų dreifinis greitis  $v_n$  yra didesnis už skylių dreifinį greitį  $v_p$  ( $v_n > v_p$ ). Kai elektrinio lauko stipris  $E$  yra ribose:  $0 < E < 2 \cdot 10^4$  V/cm, elektronų dreifinis greitis  $v_n$  yra didžiausias GaAs. Kai  $E > 2 \cdot 10^4$  V/cm ( stipriuose laukuose ), visų laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių  $v_{n, p}$  vertės artėja prie soties dreifinio greičio  $v_s$  vertės, kuri visose pateiktose puslaidininkinėse medžiagose yra beveik vienoda ( $\approx 10^7$  cm /s ). Tačiau nežiūrint to, GaAs yra labiausiai priimtina puslaidininkinė medžiaga vienpolio tranzistoriaus kanalui, nes silpnuose elektriniuose laukuose ( $E < 2 \cdot 10^4$  V/cm ) elektronų dreifinis greitis  $v_n$  yra didžiausias- iki  $2,2 \cdot 10^7$  cm /s. Vienas iš pagrindinių GaAs trūkumų yra tai, jog šioje puslaidininkinėje medžiagoje yra sunku realizuoti p-n sandūrą. Todėl ši puslaidininkinė medžiaga tranzistorių elektronikoje yra taikoma išimtinai n- kanalo sandūrinių Šotkio vienpolių tranzistorių gamyboje.

**Selektyviai ıterpto arba indukuoto n- kanalo sandūrinis Šotkio lauko tranzistorius** yra vienas iš puslaidininkinių įtaisų, realizuojantis GaAs pranašumus. 1.120 pav. a yra parodytas vieno iš galimų variantų- selektyviai ıterpto arba indukuoto n- kanalo Šotkio lauko tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis, ir šalia jo, pozicijoje b, yra parodyta tokio tranzistoriaus užtūros G srities energetinė diagrama.



1.120 pav. Vieno iš galimų variantų- selektyviai įterpto arba indukuoto n- kanalo Šotkio lauko tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis (a) ir tokio tranzistoriaus užtūros G srities energetinė diagrama (b)

Iš 1.120 pav. matome, jog idėjos esmę sudaro įvairiatarpės  $N^+$ -i sandūros taikymas lauko tranzistoriaus kanalo konstrukcijoje. Anksčiau parodėme, kad įvairiatarpėje sandūroje atsiranda energetinių laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  ir valentinės juostos lubų  $\mathcal{E}_v$  trūkis (1.114 pav. b), ko pasėkoje siaurajuosčio puslaidininkio laidumo juostos dugne  $\mathcal{E}_c$  prie sandūros ribos susidaro potencinė duobė  $\Delta\mathcal{E}$  elektronams (1.120 pav. b). Šis nepageidautinas reiškinys dvipoliame dreifiniame tranzistoriuje su įvairiatarpe emiterio p-N sandūra (1.114 pav.), lauko tranzistoriaus atveju yra sėkmingai taikomas ir yra iš esmės būtinas, gaminant n- kanalo sandūrinius Šotkio vienpolius tranzistorius (1.120 pav.).

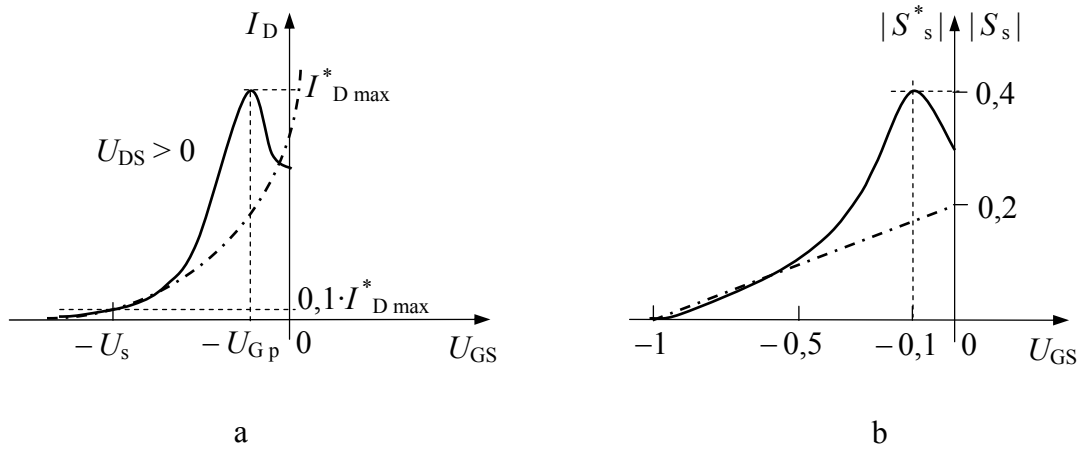
Iš 1.120 pav. b matome, jog plačiajuosčio puslaidininkio ( $N^+$ - AlGaAs) donorinių priemaišų  $N_d$  laisvieji elektronai dreifuoja per  $N^+$ -i sandūrą ir kaupiasi siaurajuosčio puslaidininkio (i- GaAs) laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  potencinėje duobėje  $\Delta\mathcal{E}$ , ko pasėkoje didelės varžos puslaidininkiniame sluoksnyje i- GaAs susidaro didelio elektroninio laidumo kanalas. Šio kanalo viena iš svarbiausių ypatybių yra tai, jog potencinės duobės  $\Delta\mathcal{E}$  storis užtūros G kryptimi yra labai mažas- maždaug elektrono skersmens dydžio. Todėl elektronų judėjimą potencinėje duobėje  $\Delta\mathcal{E}$  nusako kvantinės mechanikos principai, iš kurių seka, jog elektronai tokioje dvimatėje duobėje gali laisvai judėti tik lygiagrečiomis  $N^+$ -i sandūros plokštumai kryptimis. Taigi, turime dvimatį kanalą ir jame esančias dvimates “elektronų

dujas". Vienas iš pagrindinių tokio kanalo privalumu yra tai, jog elektronai juda švariame puslaidininkyje, kuriame nėra priemaišinių atomų ir kristalo gardelės defektų, kitaip tariant, donorinės priemaišos  $N_d$  yra erdvėje atskirtos nuo jų generuojamų "laisvųjų" elektronų  $n$ . Todėl elektronų judris  $\mu_n$ , o tuo pačiu ir dreifinis greitis  $v_n = \mu_n \cdot E$ , yra didžiausi. Tačiau dėl didelio elektronų tankio  $n$  potencinėje duobėje  $\Delta \mathcal{E}$ , dvimatis kanalas yra prispaustas prie  $N^+$ -i sandūros ribos ir todėl yra labai arti šios ribos. Dėl šios priežasties elektronų judėjimą kanale neigiamai įtakoja elektriniai laukai, kuriuos sąlygoja donorinių priemaišų  $N_d$  jonizuoti atomai, esantys šalia  $N^+$ -i sandūros ribos plačiajuosčiame  $N^+$ - puslaidininkyje. Šių elektrinių laukų įtakoje elektronai yra barstomi, ko pasekoje sumažėja jų judris  $\mu_n$  ir tuo pačiu dreifinis greitis  $v_n$ . Tikslu išvengti šios neigiamos įtakos, tarp stipriai legiruoto plačiajuosčio  $N^+$ - puslaidininkio ir švaraus siaurajuosčio  $i$ - puslaidininkio yra įterpiamas buferinis švarus plačiajuostis  $i$ - puslaidininkinis sluoksnis, kurio draustinių energijų juostos plotis  $\mathcal{E}_g$  yra lygus stipriai legiruoto plačiajuosčio  $N^+$ - puslaidininkio draustinių energijų juostos pločiui. Akivaizdu, jog buferinio sluoksnio storis turi būti įmanomai mažas, nes tai užtikrina didesnę vienpolio tranzistoriaus statumą  $S = I_D \sim /U_G \sim \sim \mu_n \cdot C_G$  (1.346). Tačiau užtūros  $G$  talpa  $C_G \sim 1/d_{Gk}$  (1.37), kur  $d_{Gk}$  - atstumas tarp užtūros  $G$  kontakto metalo sluoksnio ant puslaidininkio paviršiaus ir dvimačių "elektroniniu dujų" (kanalo) (1.121 pav. a), t. y. turime atvirkščią  $C_G$  vertės priklausomybę nuo  $d_{Gk}$ . Kita vertus, vienpolio tranzistoriaus statumas  $S$  yra pagrindinis parametras, lemiantis tranzistoriaus stiprinimo savybę. Todėl užtūros  $G$  metalinis Šotkio kontaktas yra patalpintas kuo arčiau kanalo, t. y. specialiai tuo tikslu išsėdintame įdubime (1.120 pav. a).

Priklausomai nuo atstumo  $d_{Gk}$  ir plačiajuosčio  $N$ - puslaidininkio legiravimo donorinėmis priemaišomis tankio  $N_d$ , esant sąlygai:  $U_G = 0$ , Šotkio sandūros nuskurdinta sritis, kuri 1.120 pav. a yra parodyta brūkšniuotu-taškiniu stačiakampiu po užtūra  $G$ , gali siekti arba nesiiekti dvimates "elektronines dujas" (kanalą). Kai Šotkio sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{MN0}$  (1.98) tenkina sąlygą:  $d_{MN0} < d_{Gk}$ , turime selektyviai įterpto  $n$ - kanalo sandūrinį Šotkio tranzistorių, o kai  $d_{MN0} > d_{Gk}$ , turime selektyviai indukuoto  $n$ - kanalo sandūrinį Šotkio tranzistorių, kur:  $d_{MN0}$  - Šotkio sandūros nuskurdintos srities storis, kai užtūros įtampa  $U_G = 0$ .

Selektyviai įterpto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus elektrinės charakteristikos atitinka atidarytojo  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus (1.108 pav.) elektrines charakteristikas (1.92 pav.) ir savybes. Tačiau yra nedidelis skirtumas, pasireiškiantis tuo, jog selektyviai įterpto  $n$ - kanalo sandūriniam Šotkio tranzistoriuje santakos srovė  $I_D$  pradeda mažėti tik nuo tam tikros užtūros įtampos  $U_{Gp}$  (1.121 pav. a, kur

brūkšniuota-taškine kreive yra parodyta n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika bendros ištakos grandinėje).



1.121 pav. Selektvyviai įterpto n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  (a- ištisinė kreivė) ir n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  (a- brūkšniuota-taškine kreivė) bei iš (1.391) paskaičiuota Selektvyviai įterpto n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus statumo  $S_s^*$  priklausomybė  $|S_s^*|(U_{GS})$  (b- ištisinė kreivė) ir atitinkama iš (1.282) paskaičiuota n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus priklausomybė  $|S_s|(U_{GS})$  (b- brūkšniuota-taškine kreivė), kai:  $I_{D\max}^* = 10 \text{ mA}$ ;  $U_s = -1 \text{ V}$ ;  $U_{Gp} = -0,1 \text{ V}$  ir  $m = 3$

Selektvyviai įterpto n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristikos  $I_D(U_{GS})$  kreivės pobūdis yra paaiškinamas taip: didėjant įtampai  $|U_{GS}| \geq 0$  iki kreivės  $I_D(U_{GS})$  piko ( smailės ) vertės  $|U_{Gp}|$  (1.121 pav. a), besiplečianti Šotkio sandūros nuskurdinta sritis ( brūkšniuotas-taškinis stačiakampis 1.120 pav. a ) artėja prie  $N^+$ -i sandūros ribos ir padidina elektronų tankį  $n$  dvimačiame kanale, nes šiuo atveju yra papildomai jonizuojami donorinių priemaišų  $N_d$  atomai, esantys toliau nuo  $N^+$ -i sandūros ribos. Todėl pradžioje santakos srovė  $I_D$  didėja. Toliau didėjant užtūros įtampai  $|U_{GS}| \geq |U_{Gp}|$  besiplečianti Šotkio sandūros nuskurdinta sritis kerta buferinį sluoksnį ir patenka į dvimačių “elektronų dujų” kanalą, ko pasėkoje santakos srovė  $I_D$  labai staigiai mažėja ir prie užtūros įtampos  $|U_{GS}| = |U_s|$ , santakos srovė  $I_D \cong 0$ . Čia reikia pastebėti, jog selektvyviai įterpto n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus statumas  $S^*$  yra didesnis už kitų vienpolių tranzistorių statumą, nes dvimatis kanalas yra labai plonas. Kita vertus, selektvyviai įterpto n- kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika  $I_D(U_{GS})$  neapsirašo anksčiau pateiktomis aproksimacinėmis išraiškomis. Tačiau, analogiškai išraiškai (1.281), galima taikyti šią aproksimaciją:

$$I_D \cong I_{D\max}^* [1 - (|U_{GS} - U_{Gp}|/|U_s - U_{Gp}|)]^m, \quad (1.390)$$

kur:  $m$ - laipsnio rodiklis ir dažniausiai  $m > 2$ ;  $I_{D \max}^*$  - srovės  $I_D$  vertė kreivės  $I_D(U_{GS})$  pike, kai  $|U_{GS}| = |U_{GP}|$ ;  $|U_s| \geq |U_{GS}| \geq 0$ .

Iš perdavimo charakteristikos (1.390) randame selektyviai įterpto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus statumą  $S_s^*$  kintamajai srovei bendros ištakos schemoje ( $\omega$  vertė tenkina sąlygą (1.254)):

$$|S_s^*| = [I_D(U_{GS})]_{U_{GS}} = I_{D \sim} / U_{GS \sim} \cong \\ \cong m I_{D \max}^* \{1 - [ |U_{GS} - U_{GP}| / (|U_s| - |U_{GP}|) ]\}^{(m-1)} / (|U_s| - |U_{GP}|), \quad (1.391)$$

kai  $U_{DS} = \text{const}$  ir  $|U_s| \geq |U_{GS}| \geq 0$ .

Iš (1.391) paskaičiuota statumo  $|S_s^*|$  priklausomybė nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  yra parodyta 1.122 pav. b, kai:  $I_{D \max}^* = 10 \text{ mA}$ ;  $U_s = -1 \text{ V}$ ;  $U_{GP} = -0,1 \text{ V}$  ir  $m = 3$ . Ten pat, esant toms pačioms sąlygoms, palyginimui yra pateikta iš (1.282) paskaičiuota atidarytojo  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus statumo  $|S_s|$  priklausomybė nuo  $U_{GS}$  (brūkšniuota-taškinė kreivė).

Selektyviai indukuoto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus elektrinės charakteristikos atitinka indukuoto  $n$ - kanalo MOP tranzistoriaus (1.104 pav. b) elektrines charakteristikas (1.99 pav.) ir savybes. Čia, kaip ir selektyviai įterpto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus atveju, didelių santakos srovių  $I_D \approx I_{D \max}^*$  srityje, didėjant užtūros įtampai  $U_{GS} > U_{GP}$  taip pat yra stebimas santakos srovės  $I_D$  mažėjimas (1.121 pav. a). Todėl, analogiškai išraiškai (1.320), bendros ištakos schemoje (BI) selektyviai indukuoto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristikai  $I_D(U_{GS})$  galima taikyti šią aproksimaciją:

$$I_D \cong I_{D \max}^* \{1 - [(U_{GP} - U_{GS}) / U_s]\}^m, \quad (1.392)$$

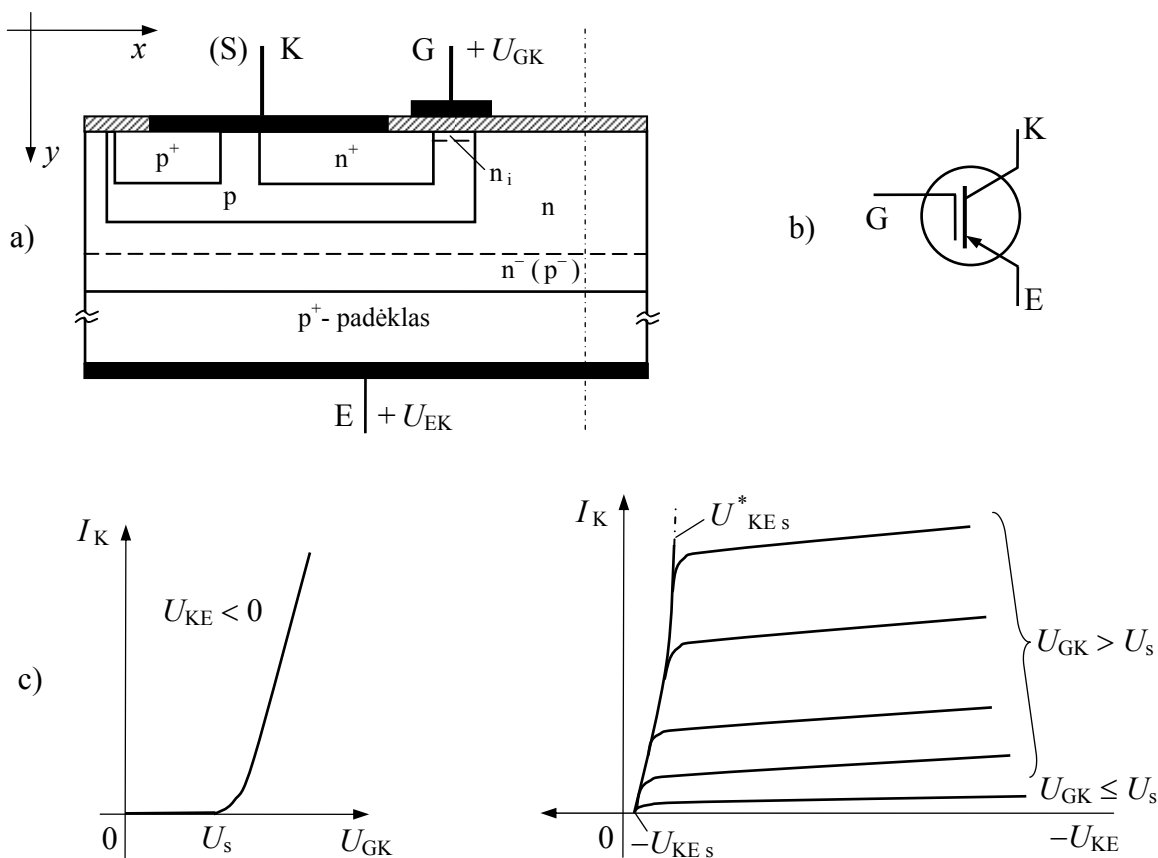
kur:  $U_{GP} \geq U_{GS} \geq U_s > 0$ .

Be anksčiau aprašytų selektyviai įterpto bei indukuoto  $n$ - kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus privalumų, būtina pažymėti jų mažus triukšmus. Ir apskritai, puslaidininkinių įtaisų elektriniai triukšmai yra labai svarbūs puslaidininkinėje elektronikoje. Todėl šioje mokymo priemonėje vėlesniuose skyriuose yra pateikti elektroninių grandynų bei puslaidininkinių įtaisų triukšmų fizikos pamatiniai pagrindai.

Suprantama, jog šiame skyriuje pateikti toli gražu nevisi šiuo metu taikomi dvipolio bei vienpolio tranzistoriaus pagrindinių savybių gerinimo būdai. Tačiau čia aprašyti sprendimai ir jų realizacijos iliustruoja puslaidininkinių fizikos pamatinių žinių taikymo galimybes, konstruojant naujus puslaidininkinius įtaisus bei gerinat jau žinomų sprendimų įtaisų parametrus. Šį teiginį puikiai iliustruoja puslaidininkinis įtaisas IGBT (Insulated Gate

Bipolar Transistor- dvipolis tranzistorius su izoliuota užtūra ), kuriame yra sėkmingai panaudota dvipolio ir vienpolio ( lauko ) tranzistorių veikos simbiozė.

**IGBT** darinio planariosios konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.122 pav. a, kur pozicijoje „b“ yra parodytas tokio įtaiso grafinis žymuo.



1.122 pav. IGBT darinio planariosios konstrukcijos pjūvis (a) ir tokio įtaiso grafinis žymuo (b) bei perdavimo (c) ir išėjimo (d) VACH

Iš 1.122 pav. a matome, jog IGBT darinis horizontalia  $x$ - ašies kryptimi turi indukuoto  $n$ - kanalo MOP tranzistoriaus (1.104 pav. b) konstrukciją, o vertikaliaja  $y$ - ašies kryptimi turi dvipolio  $p$ - $n$ - $p$  tranzistoriaus konstrukciją. Indukuoto  $n$ - kanalo MOP tranzistoriaus darinį sudaro kristalo paviršiuje suformuotos  $n^+$ -  $p$ -  $n$  sritys. Indukuotas  $n_i$ - kanalas yra po užtūrą  $G$  tarp  $n^+$ - ir  $n$ - sričių ( 1.122 pav. a indukuotas  $n_i$ - kanalas yra parodytas brūkšniuota tiese ). Dvipolio  $p$ - $n$ - $p$  tranzistoriaus darinį sudaro kristalo tūryje  $y$ - ašies kryptimi suformuotos  $p$ - $n$ - $p^+$ ( padėklo ) sritys, kur  $p$ - sritis yra kolektorius (K),  $n$ - sritis yra bazė ( neturi omino kontakto išvado ) ir  $p^+$  ( padėklo )- sritis yra emiteris (E). Taigi IGBT veiką išnagrinėsime BE jungimo grandinėje normalios veikos atveju, kai kolektorius-emiterio įtampa  $U_{KE} < 0$ , o užtūros  $G$  įtampa atžvilgiu kolektorius K tenkina sąlygą:  $U_{GK} \geq 0$ . Šiuo atveju, kai  $U_{GK} = 0$ , kolektorius ir emiterio pastoviosios srovės  $I_K$  ir  $I_E$ , atitinkamai, yra lygios-  $I_K = I_E \cong I_{K_{es}}$  (1.143), esant sąlygai:  $U_{KE} < U_{KE_{max}}$ . Šiuolaikinių IGBT atgalinės soties srovės  $I_{K_{es}}$  vertė neviršija  $100 \mu A$ . Taigi, kol yra tenkinama sąlyga:  $0 \leq U_{GK} \leq U_s$ , IGBT yra normaliai



uždarytas, nes kolektorius ( p-sritis ) - bazės ( n-sritis ) p-n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi. Kai užtūros G įtampa  $U_{GK} > U_s$ , p- srities paviršiuje po užtūra G yra indukuojamas n- kanalas, ko pasėkoje dėl įtampos  $U_{KE}$  poveikio elektronai iš n<sup>+</sup>- srities dreifuoja į n- sritį ( bazę ) ir per laiko trukmės vienetą  $\Delta t$  ją įkrauna neigiamu krūviu  $-Q_{Bn}$ . Dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos bazėje per tą patį laiko vienetą  $\Delta t$  iš p<sup>+</sup>- ( padėklo ) srities ( emiterio ) į bazę ( n- sritį ) difunduoja toks pat skylių kiekis  $+Q_{Bp} = |-Q_{Bn}|$ , t. y. per emiterio-bazės p<sup>+</sup>-n sandūrą teka emiterio tiesioginė ( difuzinė ) srovė  $I_E = Q_{Bp} / \Delta t$ . Akivaizdu, jog per kolektorių K teka to paties dydžio kolektorius srovė  $I_K = |Q_{Bn}| / \Delta t \equiv I_E$ . Čia pastebėsime, jog IGBT kolektorius srovė  $I_K$  atitinka lauko tranzistoriaus kanalo srovė  $I_{D,s}$  ir  $I_K$  nėra ekstrakcijos srovė, kurią stebime dvipoliame tranzistoriuje. Taigi, čia nagrinėjamo BE grandinėje įjungto IGBT perdavimo charakteristika  $I_K(U_{GK})$  (1.122 pav. c) atitinka BI schemoje įjungto indukuoto n- kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo charakteristiką  $I_D(U_{GS})$  (1.99 pav. a). Tuo tarpu BE grandinėje įjungto IGBT išėjimo VACH (1.122 pav. d) gana stipriai skiriasi nuo BI schemoje įjungto indukuoto n- kanalo MOP tranzistoriaus išėjimo VACH (1.199 pav. b), nes IGBT išėjimo VACH neturi lauko tranzistoriams būdingos aiškiai išreikštos pradinės srities. Taip pat BE grandinėje įjungto IGBT išėjimo VACH gana stipriai skiriasi ir nuo BE grandinėje įjungto dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH (1.61 pav. b, kur  $U_{KE}$  reikia pakeisti į  $-U_{KE}$ ), nes IGBT atveju nėra stebimas Erlio efektas ( $r_{KEe} \neq \text{const} / I_K$  (1.153)). Be to IGBT išėjimo VACH (1.122 pav. d) santykinai mažų įtampų srityje  $-U_{KE} \Rightarrow 0$  yra stebima santykinai didelės vertės slenkstinė įtampa  $U_{KEs} = -0,4 \div -0,7 \text{ V}$  ( Si atveju ), kuri yra susijusi su tiesiogine kryptimi įjungto emiterio p<sup>+</sup>-n sandūros įtampa  $U_d$  (1.19 pav.) bei įtampa  $U_k^*$  kanale:  $U_{KEs} \cong U_d + U_k^*$  ( čia nėra įskaitoma įtampa  $U_B$  bazės varžoje  $R_B$  ). Taigi dėl šios priežasties pilnai atidaryto IGBT soties įtampa  $U_{KEs}^* \cong U_{KEs} + U_B$  yra santykinai didelių verčių ir siekia  $1 \div 4 \text{ V}$ , o tai yra vienas iš esminių IGBT trukumų. Kita vertus iš 1.122 pav. a matome, jog emiterio p<sup>+</sup>-n sandūros plotas  $S_{pnE}$  yra santykinai didelis, ko pasėkoje IGBT emiterinės p<sup>+</sup>-n sandūros barjerinė talpa  $C_{EB}$  yra labai didelė- siekia šimtus ir daugiau pF. Ši talpa nagrinėjamame IGBT, analogiškai anksčiau aprašyto dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze atveju (1.112 pav.), gali būti žymiai sumažinta įvedus papildomą donorinėmis  $N_d$  priemaišomis silpnai legiruotą puslaidininkinį n<sup>-</sup>- sluoksnį tarp emiterio p<sup>+</sup>- srities ir bazės n- srities ( papildoma n<sup>-</sup>- sritis 1.122 pav. a yra parodyta brūkšniuota linija ). Čia pastebėsime, jog papildoma n<sup>-</sup>- sritis šiek tiek padidina įtampos  $U_{KEs}^*$  vertę dėl padidėjusios bazės varžos  $R_B$  ir to pasėkoje padidėjusios įtampos  $U_B$  joje. Todėl papildomo n<sup>-</sup>- sluoksnio storis turi tenkinti kompromisinę sąlygą, analogiškai anksčiau aprašyto dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze atveju (1.112 pav. b). Kita vertus IGBT darinyje p-n-p tranzistorinė dalis

veikia su atjungta baze ( $I_B = 0$ ) ir todėl šiuo atveju nėra būtina tenkinti vieną iš pagrindų dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygų (1.199). Todėl nagrinėjant IGBT talpa  $C_{EB}$  gali būti žymiai sumažinta kitu būdu- įvedus papildomą akceptorinį  $N_a$  priemaišomis silpnai legiruotą puslaidininkinį  $p^-$  sluoksnį tarp emiterio  $p^+$  srities ir bazės  $n$ - srities (1.122 pav. a). Šiuo atveju taip pat papildoma  $p^-$  sritis šiek tiek padidina įtampos  $U_{KEs}^*$  vertę dėl padidėjusios emiterio varžos  $R_E$ .

Anksčiau nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus dažninių charakteristikų priklausomybę nuo valdymo būdo- srove ar įtampa, parodėme, jog valdymo srove atveju BE jungimo grandinėje tranzistoriaus ribinis dažnis  $\omega_\beta$  (1.244) yra apspręstas laiko trukmės konstantos  $\tau_b = \tau_{efB}$  - šalutinių krūvininkų efektyviosios gyvavimo trukmės bazėje. IGBT darinyje (1.122 pav. a) bazės  $n$ - sritis neturi ominiio kontakto su schemos grandine ir tai atitinka jos valdymą srove. Taigi IGBT aukštasis ribinis dažnis  $\omega_{a,r,e}$  BE jungimo atveju yra apspręstas išimtinai šalutinių krūvininkų efektyviosios gyvavimo trukmės  $\tau_{efB}$  bazėje. Kita vertus, IGBT emiterinės  $p^+$ - $n$  sandūros barjerinė talpa  $C_{EB}$ , kai nėra imtasi priemonių jos esmingam mažinimui, taip pat turi didelę įtaką aukštojo ribinio dažnio  $\omega_{a,r,e}$  vertei, nes, analogiškai išraiškai (1.248), turime:  $\omega_{a,r,e} \cong 1/[\tau_{efB} + (R_B + R_E) \cdot C_{EB}]$ . Taigi IGBT aukštojo ribinio dažnio  $\omega_{a,r,e}$  vertė siekia dešimtis kHz ir neviršija 1 MHz ribos, o tai yra esminis IGBT trukumas. Tačiau, palyginus su dvipoliu tranzistoriumi, IGBT turi esminį privalumą- jo įėjimo varža BE jungimo grandinėje atitinka MOP tranzistoriaus BI jungimo grandinės savybes, t. y. pakankamai žemų dažnių diapazone ši varža yra labai didelė- siekia dešimtis ir šimtus MΩ. Kitas esminis IGBT pranašumas prieš MOP tranzistorius yra nepalyginamai didesnės statumo  $S_{IGBT}$  vertės, kurios yra artimos dvipolio tranzistoriaus statumo  $S_e$  vertėms BE jungimo schemoje (1.146).

### 2.3. Tranzistorių triukšmų fizika

Nagrinėjant triukšmų atsiradimo priežastis įvairiuose tranzistoriuose būtina susipažinti su egzistuojančiais triukšmų įvairove bei jų fizikiniais pagrindais.

**1. Šiluminis triukšmas-** reiškinys, kai bet kokio rezistoriaus  $R$  išvaduose ( ominiuose kontaktuose ) yra stebimas įtampos  $U$ , kai išvadai laisvi, arba srovės  $I$ , kai išvadai užtrumpinti, fluktuacijos  $\Delta U_T$  bei  $\Delta I_T$ , atitinkamai, kurių vertės nusako Naikvisto formulės:

$$\overline{\Delta U_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta \omega, \quad \overline{\Delta I_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / R, \quad (1.393)$$

kur:  $\Delta \omega$  - šiluminio triukšmo dažnių intervalas ( plotis ) ( čia ir toliau pabraukimai virš atitinkamo dydžio reiškia jo vidutinę vertę ).

Šiluminio triukšmo fizikinė prigimtis yra medžiagos laisvųjų elektronų Brauno judesiai. Šių atsitiktinių judesių įvairiomis kryptimis išdavoje, įvairiais atsitiktiniais laiko momentais  $t$  krūvininkų, pvz. elektronų kiekis  $\Delta n_x$ , judančių vieno iš rezistoriaus gnybtu kryptimi ( $x$ - ašies kryptimi), yra didesnis (arba mažesnis) už jų kiekį  $\Delta n_{-x}$ , judančių kito rezistoriaus gnybto kryptimi ( $-x$ - ašies kryptimi). Todėl atsiranda srovės  $I$  arba įtampos  $U$  fluktuacijos  $\Delta I_T$  bei  $\Delta U_T$ , atitinkamai. Akivaizdu, kad šių fluktuacijų santykinė vertė  $\Delta I_T/I$  arba  $\Delta U_T/U$  tuo mažesnė, kuo didesnis laisvųjų krūvininkų, pvz. elektronų tankis  $n$  medžiagoje, t. y. kuo mažesnė rezistoriaus  $R$  varža. Kita vertus šių fluktuacijų vertė yra tiesiog proporcinga Brauno judesių intensyvumui, t. y. medžiagos temperatūrai  $T$ . Todėl šiluminis triukšmas rezistoriuje  $R$  didėja, didėjant jo temperatūrai  $T$ , ką ir nusako Naikvisto formulės (1.393). Čia reikia pastebėti, jog iš Naikvisto formulių seka svarbi išvada: reaktyvieji elementai ( kondensatorius  $C$  ir induktyvumo ritė  $L$  ) neturi šiluminio triukšmo. Kita vertus, Naikvisto formules (1.393) galima apibendrinti kompleksinės varžos  $Z$  atveju taip:

$$\overline{\Delta U_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot (\operatorname{Re} Z) \cdot \Delta \omega, \quad \overline{\Delta I_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / (\operatorname{Re} Z), \quad (1.394)$$

ir iš čia įtampos  $U$  ir srovės  $I$  fluktuacijų  $\Delta U_T$  bei  $\Delta I_T$ , atitinkamai, spektriniai tankiai  $S_{uT}$  ir  $S_{iT}$ , atitinkamai, yra užrašomi taip:

$$\left. \begin{aligned} S_{uT}(\omega) &= \overline{\Delta U_T^2} / \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot (\operatorname{Re} Z), \\ S_{iT}(\omega) &= \overline{\Delta I_T^2} / \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T / (\operatorname{Re} Z). \end{aligned} \right\} \quad (1.395)$$

Iš (1.395) seka: šiluminio triukšmo dažnių spektro sandų ( dedamųjų ) amplitudės nepriklauso nuo dažnio  $\omega$  ir todėl toks dažninių spektras yra vadinamas "baltuoju triukšmu". Tačiau realiai bet koks rezistorius  $R$  turi konstruktyvinę ( parazitinę ) talpą  $C_R$ , kuri aukštuose dažniuose šuntuoja rezistoriaus  $R$  varžą. Iš čia seka, jog bendruoju atveju rezistorių  $R$  galima pavaizduoti lygiaverte ( ekvivalentine ) grandine, sudaryta iš lygiagrečiai sujungtų varžos  $R$  ir talpos  $C_R$ . Tokiu atveju kompleksinės varžos  $Z_{RC} = R [-j / (\omega C_R)] / [R - j / (\omega C_R)]$  realioji dalis-  $\operatorname{Re} Z_{RC} = R / [1 + (\omega R C_R)^2]$ . Iš čia ir (1.395) seka: didėjant varžai  $R$ , kai  $C_R = \text{const}$ , baltojo triukšmo dažnių spektro plotis  $\Delta \omega$  siaurėja proporcingai  $1/R$ . Kai  $R \Rightarrow \infty$ , fluktuacijų  $\Delta U_T$  bei  $\Delta I_T$  spektriniai tankiai  $S_u(\omega)$  ir  $S_i(\omega)$ , atitinkamai, artėja į nulį, t. y. bendru atveju kondensatorius  $C$  nekuria šiluminio triukšmo.

**2. Šratinis triukšmas**- reiškinys, kai elektrine grandine tekant srovei  $I$ , šalia šiluminio triukšmo yra stebimas papildomas, su temperatūra  $T$  nesusijęs triukšmas. Šis triukšmas pirmiausiai buvo aptiktas vakuuminiuose įtaisuose- dioduose, trioduose ir t. t. Šratinio triukšmo fizikinė prigimtis yra apspręsta krūvininkų krūvio  $q$  diskretiškumo ir, pasiekiančių

pvz. vakuuminio diodo anodą įvairiais laiko momentais  $t$ , krūvininkų skaičiaus  $N$  fluktuacijų  $\Delta N$ . Detalus šio reiškinio nagrinėjimas parodė, jog šratinio triukšmo šaltinis gludi elektrovakuuminės lempos katode “K”, kuri, esant labai aukštai temperatūrai  $T$ , elektronai gali palikti tik įveikę tam tikrą potencinį barjerą  $\Delta \mathcal{E} = A_e$  - elektronų išlaisvinimo iš katodo metalo darbas. Dėl šio barjero  $\Delta \mathcal{E}$  įkaitintą katodą paliekančių elektronų skaičius  $N$  įvairiais laiko momentais  $t$  yra skirtingas. Kita vertus, skirtingas ir katodą paliekančių elektronų pradinis greitis  $v_{n0}$ . Todėl greitinančios anodo “A” įtampos  $U_{AK} > 0$  poveikyje, pasiekiančių anodą elektronų skaičius  $N$  kiekvienu laiko momentu  $t$  yra atsitiktinis dydis. Iš čia seka, jog tekanti vakuuminiu diodu anodo srovės  $I_A(t) = q \cdot N(t) / \Delta t$  vertė svyruos apie vidutinę vertę  $I_{A0}$ :  $I_A(t) = q \cdot N(t) / \Delta t = I_{A0s}$  - anodo vidutinė srovė, kai anodo įtampa  $U_{AK}$  yra pakankamai didelė, ir anodo srovės  $I_A(t)$  fluktuacijų  $\Delta I_{sr}(t)$  spektrinis tankis yra:

$$S_{i_{sr}}(\omega) = 2 \cdot q \cdot \overline{I_{A0s}} \quad (1.396)$$

Išraiška (1.396) yra šratinio triukšmo Šotkio formulė.

Kai vakuuminio diodo anodas yra apkrautas varžu  $R_a$ , joje teka anodo srovė  $I_A(t)$  ir dėl jos fluktuacijų  $\Delta I_{sr}(t)$  apkrovos varžoje  $R_a$  susidaro šratinio triukšmo įtampų fluktuacijos  $\Delta U_{sr}(t) = \Delta I_{sr}(t) \cdot R_a$ , kurių dispersija  $\overline{\Delta U_{sr}^2}$  yra užrašoma taip:

$$\overline{\Delta U_{sr}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{A0s} \cdot R_a^2 \cdot \Delta \omega \quad (1.397)$$

Apibendrinant Šotkio formules (1.396) ÷ (1.397) galima teigti, jog bet kokia elektros grandine tekanti srovė  $I$  sukuria srovės šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I_{sr}^2} = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta \omega$ , jeigu toje grandinėje yra bet kokios fizikinės prigimties energetiniai barjerai  $\Delta \mathcal{E}$ , trukdantys laisvam krūvininkų judėjimui. Kita vertus, elektrine grandine tekančios srovės  $I$  šratinis triukšmas  $\overline{\Delta I_{sr}^2}$  tos grandinės kiekviename rezistoriuje  $R$  sukuria įtampas  $U_R = I \cdot R$  (Omo dėsnis grandyno daliai (1.1)) šratinį triukšmą  $\overline{\Delta U_{sr}^2} = 2 \cdot q \cdot I \cdot R^2 \cdot \Delta \omega$ .

**3. Rekombinacinis triukšmas**- reiškinys, kai elektrine grandine tekant srovei  $I$ , šalia šiluminio triukšmo ir šratinio triukšmo yra stebimas papildomas, taip pat su temperatūra  $T$  nesusijęs triukšmas. Anksčiau nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus fizikinius veikos principus parodėme, jog šalutinių krūvininkų pernašos per bazę koeficientas  $\gamma_B$  (1.200), o tuo pačiu ir emiterio  $I_E$  bei bazės  $I_B$  srovių perdavimo koeficientai  $\alpha$  (1.215) ir  $\beta$  (1.242), atitinkamai, yra apspręsti injektuotų iš emiterio į bazę šalutinių krūvininkų rekombinacijos su pagrindiniais krūvininkais bazėje reiškinio. Kadangi rekombinacijos proceso atskiras rekombinacinis aktas vyksta atsitiktiniu būdu, tai šio atsitiktinio reiškinio išdavoje bet kuriuo laiko momentu  $t$

laisvųjų krūvininkų skaičius  $N$  tokiaame puslaidininkyje yra fluktuojantis dydis-  $N \pm \Delta N$ . Akivaizdu, jog krūvininkų skaičiaus  $N$  fluktuacijos  $\Delta N$  sukelia per puslaidininkį tekančios nuolatinės srovės  $I_0$  fluktuacijas  $\Delta I$ :

$$\Delta I/I_0 = \Delta N/\bar{N}_0, \quad (1.398)$$

kur:  $\bar{N}_0$  - vidutinis laisvųjų krūvininkų skaičius puslaidininkyje, kuriame vyksta rekombinacinis procesas.

Tiesinės rekombinacijos atveju fluktuacijai  $\Delta N$  galima užrašyti:

$$d(\Delta N)/dt = \Delta N/\tau_{ef}, \quad (1.399)$$

kur:  $\tau_{ef}$  - šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė.

Diferencialinės lygties (1.399) sprendinys, esant kraštinei sąlygai: kai  $t = 0$ , fluktuacijos  $\Delta N(t) = \Delta \bar{N}_0$ , yra ieškomų fluktuacijų  $\Delta N$  kitimas laike  $t$ :

$$\Delta N(t) = \Delta \bar{N}_0 \cdot \exp(-t/\tau_{ef}), \quad (1.400)$$

kur:  $\Delta \bar{N}_0$  - pradinė fluktuacija nuo vidutinės vertės.

Galima parodyti, jog iš (1.400) seka rekombinacinio proceso puslaidininkyje įtakotas krūvininkų skaičiaus  $N$  fluktuacijų  $\Delta N(t)$  spektrinis tankis:

$$S_N(\omega) = 4 \cdot \langle \Delta N^2 \rangle \cdot \tau_{ef} / [1 + (\omega \cdot \tau_{ef})^2], \quad (1.401)$$

kur:  $\langle \Delta N^2 \rangle$  - krūvininkų skaičiaus  $N(t)$  puslaidininkyje dispersija.

Iš (1.398) ir (1.401) seka, jog puslaidininkyje, kuriame vyksta rekombinacinis procesas, srovės  $I$  fluktuacijų  $\Delta I$  spektrinis tankis yra:

$$S_{i\tau}(\omega) = I_0^2 \cdot S_N(\omega) / \bar{N}_0^2 = 4 \cdot I_0^2 \cdot \langle \Delta N^2 \rangle \cdot \tau_{ef} / \{ \bar{N}_0^2 \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{ef})^2] \}. \quad (1.402)$$

Atskiru atveju, kai laisvieji krūvininkai puslaidininkyje yra nepriklausomi, dispersija  $\langle \Delta N^2 \rangle = \bar{N}_0$ , ir gautą išraišką (1.402) galima užrašyti taip:

$$S_{i\tau}(\omega) = 4 \cdot I_0^2 \cdot \tau_{ef} / \{ \bar{N}_0 \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{ef})^2] \}. \quad (1.403)$$

Iš čia, analogiškai (1.394) ÷ (1.397), seka: jeigu bet kokioje elektros grandinėje yra puslaidininkinė sritis su joje vykstančiu rekombinaciniu procesu, tai tokia elektros grandinė tekanti srovė  $I$  sukuria srovės rekombinacinį triukšmą-  $\overline{\Delta I_\tau^2} = S_{i\tau}(\omega) \cdot \Delta \omega$ . Kita vertus iš Omo dėsnio grandinės daliai seka akivaizdi išvada: tekančios grandinė srovės  $I$  rekombinacinis

triukšmas  $\overline{\Delta I_{\tau}^2}$  šios elektrinės grandinės kiekviename rezistoriuje  $R$  sukuria įtampos  $U_R = I \cdot R$  rekombinacinį triukšmą-  $\overline{\Delta U_{\tau}^2} = S_{i\tau}(\omega) \cdot R^2 \cdot \Delta \omega$ .

Šalia rekombinacinio reiškinių puslaidininkyje gali vykti krūvininkų poros (elektronas-skylė) generacijos procesas (prisiminkime p-n sandūros griūtinį (1.62), tunelinį (1.69) bei šiluminį (1.79) pramušimus). Akivaizdu, jog generacijos proceso metu atskiras generacinis aktas vyksta atsitiktiniu būdu. Todėl bet kuriuo laiko momentu  $t$  laisvųjų krūvininkų skaičius  $N$  tokiaime puslaidininkyje yra fluktuojantis dydis-  $N \pm \Delta N$  ir krūvininkų skaičiaus  $N$  fluktuacijos  $\Delta N$  sukelia per puslaidininkį tekančios nuolatinės srovės  $I_0$  fluktuacijas  $\Delta I$  (1.398). Iš čia seka, jog visos anksčiau pateiktos formulės (1.398) ÷ (1.403) ir išvados rekombinacinio proceso sukeltam triukšmui aprašyti tinka ir generacinio proceso sukeltam triukšmui  $S_{ig}(\omega)$  nusakyti. Todėl abu šie triukšmai yra apjungiami į vieną generacinį-rekombinacinį triukšmą, kurio sukeltas tekančios per tokį puslaidininkį srovės  $I$  fluktuacijų  $\Delta I$  spektrinis tankis  $S_{i\tau-g}(\omega)$  yra paskaičiuojamas iš (1.403). Apibendrinant galima teigti: bet kokia elektros grandine tekanti srovė  $I$  sukuria srovės generacinį-rekombinacinį triukšmą-  $\overline{\Delta I_{\tau-g}^2} = S_{i\tau-g}(\omega) \cdot \Delta \omega$ , jeigu toje grandinėje yra puslaidininkinė sritis su joje vykstančiu generaciniu-rekombinaciniu procesu. Kita vertus, srovės  $I$  generacinis-rekombinacinis triukšmas  $\overline{\Delta I_{\tau-g}^2}$  tos elektrinės grandinės kiekviename rezistoriuje  $R$  sukuria įtampos  $U_R = I \cdot R$  generacinį-rekombinacinį triukšmą-  $\overline{\Delta U_{\tau-g}^2} = S_{i\tau-g}(\omega) \cdot R^2 \cdot \Delta \omega$ .

**4. Žemadažnis triukšmas**, arba dar kitaip vadinamas “1/f triukšmas”, tai šalia anksčiau aprašytų triukšmų elektroninėse grandinėse stebimas papildomas triukšmas, kurio fizikinė prigimtis yra susijusi su atsitiktiniais elektros srovės  $I$  ar įtampos  $U$  svyravimais, atsirandančiais dėl medžiagos elektrinės varžos  $R$  arba elektroninių įtaisų parametrų atsitiktinių svyravimų ir nepastovumo laike  $t$ . Istoriskai 1/f triukšmas pirmiausiai buvo aptiktas vakuuminėse lempose, kuriose šis reiškinys yra sąlygotas katodo elektroninės emisijos atsitiktiniais svyravimais (“mirkėjimais”). Šio triukšmo pavadinimas atspindi tai, jog 1/f triukšmo galios spektrinis tankis  $S_f(\omega)$  yra atvirkščiai proporcingas dažniui  $\omega$ . Taigi, jei medžiagos elektrinė varža  $R$  fluktuoja-  $R \pm \Delta R$ , tai tekanti šios medžiagos kūnu nuolatinė srovė  $I_0$  taip pat fluktuoja-  $I_0 \pm \Delta I$  ir yra stebimas 1/f triukšmas, kurio galios fluktuacijų spektrinis tankis  $S_f(\omega)$  yra tiesiog proporcingas tekančios srovės  $I_0$  vertei  $I_0^2$  ir atvirkščiai proporcingas suminiam judriųjų (laisvųjų) krūvininkų skaičiui  $N$  medžiagoje:

$$S_{if}(\omega)/I_0^2 = S_{uf}(\omega)/U_0^2 = S_{Rf}(\omega)/R^2 \sim A^*/\omega^\gamma \sim \alpha^*/(N \cdot \omega^\gamma), \quad (1.404)$$

kur:  $U_0 = I_0 \cdot R$ ;  $A^*$ ,  $\alpha^*$  ir  $\gamma$ - koeficientai, kurių vertės yra nustatomos iš eksperimento.

Čia reikia pastebėti, jog  $1/f$  triukšmas yra fundamentalus reiškiny, t. y. pasireiškia beveik visur: puslaidininkiuose, metaluose, dielektrikuose ( izoliatoriuose ), visuose elektroniniuose įtaisuose bei įvairiuose gamtos reiškiniuose, ir t. t.

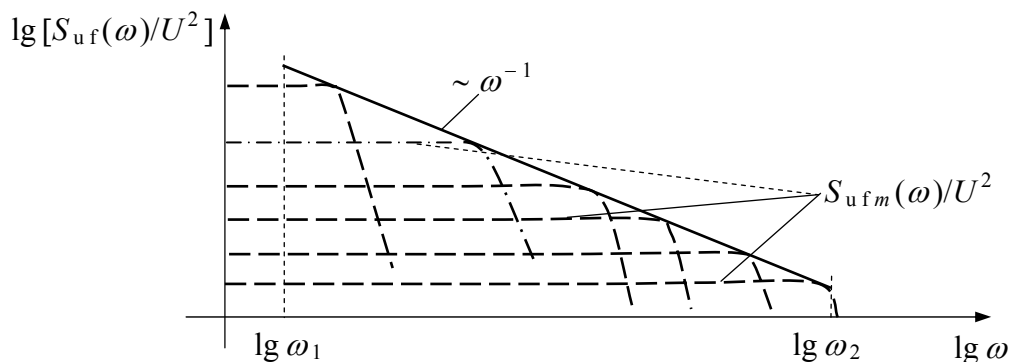
Iš (1.404) seka, jog  $1/f$  triukšmo spektro pobūdis ne visada būna tiksliai atvirkščiai proporcingas dažniui  $\omega$  ir todėl jis yra aproksimuojamas atvirkštine laipsnine funkcija  $\omega^{-\gamma}$  ( daugeliu žinomų atvejų:  $0,9 < \gamma < 1,2$  ). Aukštesniuose dažniuose, kai  $f \geq 10^2 \div 10^3$  Hz,  $1/f$  triukšmas pasidaro mažesnis už šiluminį triukšmą ir jo įtaka, didėjant dažniui  $\omega$ , tampa nežymi. Kita vertus, dažniui  $\omega \Rightarrow 0$ ,  $1/f$  triukšmo galios spektrinis tankis  $S_f(\omega)$  negali neapibrėžtai didėti, t. y. turi būti stebima riba:  $S_f(\omega)|_{\omega \Rightarrow 0} \Rightarrow \text{const}$ .

Nuo  $1/f$  triukšmo aptikimo vakuuminėje lempos momento buvo pasiūlyta daug jo fizikinę prigimtį aiškinančių teorinių modelių. Iš visų iki šiol žinomų fizikinių triukšmų mechanizmų,  $1/f$  triukšmo eksperimentinę priklausomybę (1.404) geriausiai aprašo fizikinis modelis, kuris yra grindžiamas generacinių-rekombinacinių (1.403) ( arba kitaip relaksacinių ) spektrų superpozicija ( suma ):

$$S_{ufm}(\omega)/U^2 = \sum_m \{ a_m \cdot \tau_m / [1 + (\omega \cdot \tau_m)^2] \}, \quad (1.405)$$

kur:  $a_m$  - nedimensinis parametras, apibūdinantis relaksacinio triukšmo, kurio relaksacijos trukmė  $\tau_m$ , intensyvumą (  $m = 1, 2, 3, \dots$  ).

Iš (1.405) seka, jog, keičiant parametrus  $a_m$ ,  $\tau_m$  ir jų skaičių  $m$  tam tikrame žemų dažnių  $\omega$  intervale  $\Delta\omega$ , galima gauti žinomą eksperimentinę priklausomybę (1.404), kurioje  $0 < \gamma < 2$ . Kita vertus,  $1/f$  triukšmo aprašymas išraiškos (1.405) būdu garantuoja tai, jog dažniui  $\omega \Rightarrow 0$ , fluktuacijų spektrinis tankis  $S_{uf}(\omega) \Rightarrow \text{const}$ , t. y. neturime neapibrėžtumo ( begalybės ). Taigi, 1.123 pav. yra parodytas grafinis  $1/f$  triukšmo teorinis modeliavimas, taikant spektrų superpozicijos metodą (1.405), kuriame tam tikru būdu parenkamas relaksacijos trukmių  $\tau_m$  tikimybės tankis  $g(\tau_m)$ .



1.123 pav. Grafinis  $1/f$  triukšmo teorinis modeliavimas taikant spektrų superpozicijos metodą (1.405), kuriame tam tikru būdu parenkamas relaksacijos trukmių  $\tau_m$  tikimybės tankis  $g(\tau_m)$

Žinome, jog puslaidininkyje vykstančių generacinių-rekombinacinių procesų relaksacijos trukmė:  $\tau_m = \tau_{ef, n, p}$  - šalutinių krūvininkų  $n_p$  arba  $p_n$ , atitinkamai, efektyvioji gyvavimo trukmė. Todėl, norint paaiškinti eksperimentinius  $1/f$  triukšmo matavimo rezultatus, seka, jog gyvavimo trukmių  $\tau_{ef, n, p}$  pasiskirstymas turi būti labai plačiame trukmių diapazone nuo  $10^{-6}$  s iki  $10^7$  s ir daugiau. Buvo pasiūlyta daug įvairių fizikinių mechanizmų vienaip ar kitaip aiškinančių gyvavimo trukmių  $\tau_{ef, n, p}$  pasiskirstymą įvairiuose medžiagose bei jų dariniuose. Tačiau labiausiai tinkamas tokio plataus gyvavimo trukmių  $\tau_{ef, n, p}$  pasiskirstymo fizikinio mechanizmo paaiškinimas yra toks: bet kurioje medžiagoje, tame tarpe ir puslaidininkyje, yra daug įvairiausių liktinių defektų- dislokacijos, priemaišų sankaupos, kristalinės gardelės pažeidimai, intarpai, paviršiaus fizika ir t. t. Visą tai sukuria didelius medžiagos energetinių juostų, pvz. laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$ , iškraipius, ko pasėkoje laidumo juostos dugno  $\mathcal{E}_c$  plokštuma ( $x$ -,  $y$ - ašių kryptimis) įgauna potencialinio reljefo iškyšulius (potencinius barjerus  $\Delta\mathcal{E}_{c\uparrow}$ ) bei įgriuvus (potencines duobes  $\Delta\mathcal{E}_{c\downarrow}$ ), kurių energetiniai aukščiai  $+\Delta\mathcal{E}_{c\uparrow}$  ir gyliai  $-\Delta\mathcal{E}_{c\downarrow}$ , atitinkamai, yra labai įvairūs. Termoaktyvacinis laisvųjų krūvininkų pagavimas (rekombinacija) arba jų sužadinimas (generacija) sukelia šio atsitiktinio potencialinio reljefo parametrų atsitiktinius kitimus, kurie ir sukuria medžiagos varžos (arba laidžio) arba elektroninio įtaiso tam tikrų parametrų fluktuacijas, o tuo pačiu tai ir sąlygoja  $1/f$  triukšmą.

Įvairių elektronikos įtaisų ir grandinių keliamiems triukšmams nusakyti, be jau aprašytų atitinkamų elektrinių dydžių fluktuacijų spektrinių tankių  $S_{u, i}$ , yra vartojami ir kiti triukšmų parametrai- triukšmo ekvivalentai:

$R_{trš}$  (arba  $G_{trš}$ ) - triukšmo varža (arba laidumas);

$T_{trš}$  - triukšmo temperatūra;

$I_{ekv, s}$  - lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė;

$K_{trš}$  - triukšmo koeficientas.

**Triukšmo varža**  $R_{trš}$  - dydis, lygus rezistoriaus  $R$  varžai, kuriai esant rezistoriaus šiluminio triukšmo įtampos  $U_{trš}$  fluktuacijų  $\Delta U_T$  spektrinis tankis  $S_{u, T}(\omega)$  (1.393) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio ( $x$ ) įtampos  $U_x$  fluktuacijų  $\Delta U_{T, x}$  spektriniam tankiui  $S_{u, x}(\omega)$ :

$$S_{u, x}(\omega) = S_{u, T}(\omega) = \overline{\Delta U_T^2} / \Delta\omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{trš, x},$$

ir iš čia elektroninio įrenginio ( $x$ ) triukšmo varža  $R_{trš, x}$  yra išreiškiama taip:

$$R_{trš, x} = S_{u, x}(\omega) / (4 \cdot k \cdot T). \quad (1.406)$$



**Triukšmo laidumas**  $G_{\text{trš}}$  - dydis, lygus rezistoriaus  $R$  laidumui  $G = 1/R$ , kuriam esant rezistoriaus šiluminio triukšmo srovės  $I_{\text{trš}}$  fluktuacijų  $\Delta I_T$  spektrinis tankis  $S_{i_T}(\omega)$  (1.393) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio ( $x$ ) srovės  $I_x$  fluktuacijų  $\Delta I_{T_x}$  spektriniam tankiui  $S_{i_x}(\omega)$ :

$$S_{i_x}(\omega) = S_{i_T}(\omega) = \overline{\Delta I_T^2} / \Delta\omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot G_{\text{trš}_x},$$

ir iš čia:

$$G_{\text{trš}_x} = S_{i_x}(\omega) / (4 \cdot k \cdot T). \quad (1.407)$$

Dvipolio (pvz. diodo) atveju dydžius  $R_{\text{trš}}$  ir  $G_{\text{trš}}$  sieja šis sąryšis:

$$R_{\text{trš}} = G_{\text{trš}} \cdot |Z|^2, \quad (1.408)$$

kur:  $Z$  - dvipolio kompleksinė varža.

**Triukšmo temperatūra**  $T_{\text{trš}}$  - dydis, kurio vertė yra lygi absoliučiai juodo kūno arba suderintos apkrovos  $R_a = Z_o$  ( $Z_o$  - signalų perdavimo linijos banginė varža) temperatūrai  $T$ , kuriai esant juodo kūno arba suderintos apkrovos  $R_a$  šiluminio triukšmo galios  $P_{\text{trš}}$  spektrinis tankis  $S_{P_T}(\omega)$  yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio ( $x$ ) triukšmo galios  $P_{\text{trš}_x}$  spektriniam tankiui  $S_{P_x}(\omega)$ :

$$S_{P_x}(\omega) = k \cdot T_{\text{trš}_x},$$

arba

$$T_{\text{trš}_x} = S_{P_x}(\omega) / k. \quad (1.409)$$

Čia reikia pastebėti, jog triukšmo temperatūros  $T_{\text{trš}}$  sąvoka yra labai plačiai vartojama įvertinant triukšmų galią  $P_{\text{trš}}$  įvairiuose elektroniniuose įrenginiuose: elektrovakuoliniuose ir puslaidininkiniuose įtaisuose; aprašant šiluminį triukšmą puslaidininkiniuose, esančiuose stipriame elektriniame lauke; nusakant radijo ryšio antenų triukšmą; nusakant kosminių šaltinių radijo spinduliuotę ir t. t.

Triukšmo temperatūra  $T_{\text{trš}}$  yra dažniausiai surandama lyginant tiriamąjį elektroninio įrenginio ( $x$ ) ar kito šaltinio triukšmą su etaloniniu triukšmu generatoriaus triukšmo galia  $P_{\text{trš et}}$ . Įvairių dvipolių ( $x$ ) triukšmo temperatūrą  $T_{\text{trš}_x}$  surandame iš atitinkamų Naikvisto formulių- (1.393) ÷ (1.395):

$$T_{\text{trš}_x} = S_{u_x}(\omega) / (4 \cdot k \cdot R_x), \quad T_{\text{trš}_x} = S_{i_x}(\omega) / (4 \cdot k \cdot G_x), \quad (1.410)$$

kur:  $G_x = 1/R_x$ .

Iš formulių (1.406), (1.407) ir (1.410) seka sąryšiai:

$$T_{\text{trš}} = T \cdot R_{\text{trš}} / R = T \cdot G_{\text{trš}} / G. \quad (1.411)$$

kur:  $T$  - aplinkos (elektroninio įtaiso ar įrenginio) temperatūra triukšmo matavimo metu.

**Lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė**  $I_{\text{ekv s}}$  - dydis, kurio vertė yra lygi vakuuminio diodo anodo A pastoviai soties srovei  $I_{A o s}$ , kuriai esant vakuuminio diodo šratinio triukšmo srovės fluktuacijų  $\Delta I_{\text{šr}}$  spektrinis tankis  $S_{i \text{šr}}(\omega)$  (1.396) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įtaiso ( $x$ ) srovės  $I_x$  fluktuacijų  $\Delta I_x$  spektriniam tankiui  $S_{i x}(\omega)$ :

$$S_{i x}(\omega) = 2 \cdot q \cdot I_{\text{ekv s x}},$$

ir iš čia gauname:

$$I_{\text{ekv s x}} = S_{i x}(\omega) / (2 \cdot q). \quad (1.412)$$

Iš formulių (1.407), (1.408) ir (1.412) seka sąryšiai:

$$I_{\text{ekv s}} = 2 \cdot k \cdot T \cdot R_{\text{trš}} / (q \cdot |Z|^2) = 2 \cdot k \cdot T \cdot G_{\text{trš}} / q. \quad (1.413)$$

**Triukšmo koeficientas**  $K_{\text{trš}}$  - santykinis dydis, parodantis kiek kartų sumažėja naudingo signalo ( $U_s, I_s$ ) ir triukšmo ( $S_{\text{trš}}$ ) galių  $P_s$  ir  $P_{\text{trš}}$ , atitinkamai, santykis  $P_s / P_{\text{trš}}$  elektroninio įrenginio išėjime- ( $P_s / P_{\text{trš}}$ ) iš, palyginus su šiuo santykiu elektroninio įrenginio įėjime- ( $P_s / P_{\text{trš}}$ ) in :

$$K_{\text{trš}} = (P_s / P_{\text{trš}})_{\text{in}} / (P_s / P_{\text{trš}})_{\text{iš}} \geq 1. \quad (1.414)$$

Dažnai yra patogų nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) sukuriamų triukšmų galią  $P_{\text{trš x iš}}$  išėjime „Iš“ perskaičiuoti į jo įėjimą „In“ tokiu būdu:

$$P_{\text{trš x iš}} = K_p \cdot (P_{\text{trš in}} + P_{\text{trš x in}}), \quad (1.415)$$

kur:  $K_p = P_{s \text{iš}} / P_{s \text{in}}$  - nekurčio triukšmų idealaus elektroninio įrenginio kintamojo įėjimo signalo galios stiprinimo koeficientas;  $P_{\text{trš x in}}$  - perskaičiuota realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) kuriamų triukšmų  $P_{\text{trš x}}$  galia įėjime;  $P_{\text{trš in}}$  - kitų šaltinių kuriama triukšmų galia įėjime, nesusijusiu su nagrinėjamu realiu elektroniniu įrenginiu ( $x$ ).

Iš (1.415) matome, jog šis užrašymo būdas leidžia atskirti nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) triukšmų galios  $P_{\text{trš x iš}}$  išėjime sandus- paties realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) kuriamų triukšmų  $P_{\text{trš x}}$  galią bei kitų šaltinių kuriamą triukšmų galią  $P_{\text{trš in}}$  nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) įėjime.

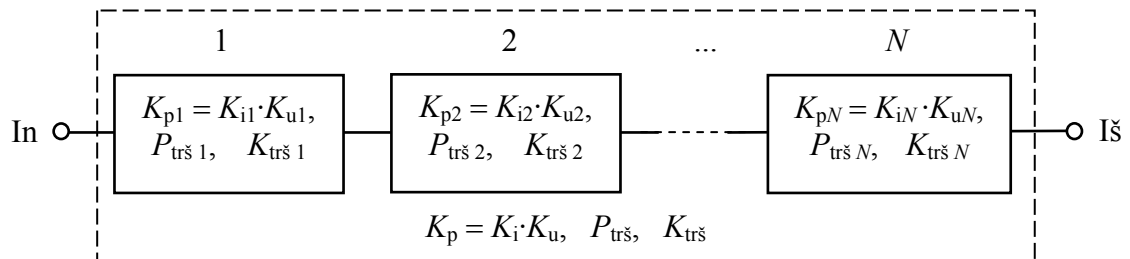
Iš (1.414) ir (1.415) realaus elektroninio įrenginio ( $x$ ) triukšmų koeficientą  $K_{\text{trš x}}$  galima užrašyti taip:

$$K_{\text{trš } x} = (P_{\text{trš in}} + P_{\text{trš } x \text{ in}}) / P_{\text{trš in}} \geq 1. \quad (1.416)$$

Iš (1.414) ÷ (1.416) seka sudėtinės elektroninės sistemos, sudarytos iš kelių, pvz.  $N \geq 2$ , nuosekliai sujungtų elektrinio signalo stiprinimo  $N$  pakopų (1.124 pav.), suminis triukšmų koeficientas  $K_{\text{trš}}^*$ :

$$K_{\text{trš}}^* = K_{\text{trš } 1} + (K_{\text{trš } 2} - 1) / K_{p1} + (K_{\text{trš } 3} - 1) / (K_{p1} \cdot K_{p2}) + \dots \\ + (K_{\text{trš } N} - 1) / (K_{p1} \cdot K_{p2} \cdots K_{p(N-1)}), \quad (1.417)$$

kur:  $K_{p1}, K_{p2}, \dots$  - pirmosios, antrosios ir t. t., atitinkamai, stiprinimo pakopos kintamojo signalo galios stiprinimo koeficientas (čia, gaunant išraišką (1.417), yra pasinaudota žinomomis tapatybėmis:  $K_p = K_u \cdot K_i$ ;  $K_u = K_{u1} \cdot K_{u2} \cdot K_{u3} \dots$ ,  $K_i = K_{i1} \cdot K_{i2} \cdot K_{i3} \dots$ , ir iš čia seka galios stiprinimo koeficientas-  $K_p = K_{p1} \cdot K_{p2} \cdot K_{p3} \dots$ ).



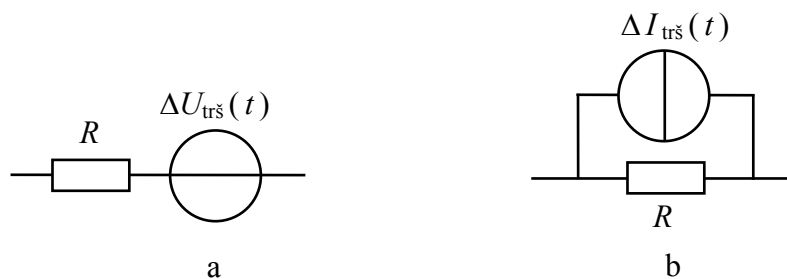
1.124 pav. Sudėtinė elektroninė sistema, sudarytos iš kelių, pvz.  $N \geq 2$ , nuosekliai sujungtų elektrinio signalo stiprinimo  $N$  pakopų- kaskadinis jungimo būdas

Iš gautos išraiškos (1.417) seka įsimintina išvada: daugiapakopės kaskadinės elektroninės sistemos suminis triukšmo koeficientas  $K_{\text{trš}}^*$  iš esmės yra apspręstas tik pirmosios bei šiek tiek mažiau antrosios pakopų triukšmų koeficientais. Todėl blogą galių santykį  $P_s / P_{\text{trš}}$  kaskadinio jungimo pirmosios- antrosios elektrinio signalo stiprinimo pakopų išėjime nebeįmanoma pagerinti toliau didinant kaskadinio jungimo elektroninės sistemos pakopų skaičių  $N$ . Čia reikia pastebėti, jog ši išvada tinka ir tada, kai pirmąją stiprinimo “pakopa” yra atvira erdvė (“eteris”) bei antrąją pakopa- elektromagnetinių bangų priėmimo pasyvioji antena, kurios išėjime yra žadinamas naudingojo signalo  $\omega_s$  nešlio dažnis  $\omega_{\text{neš}}$ , kuri savo ruožtu sukuria (žadina) naudingą signalą nešančios elektromagnetinės bangos antenos įėjime. Taigi, blogą “eterio” santykį  $P_s / P_{\text{trš}}$  nebeįmanoma pataisyti imtuvu, kad ir koks mažatriukšmis jis būtų, ir tokiu atveju, pvz. vaizdas televizoriaus ekrane yra su “sniegu”. Čia pastebėsime, jog tolimojo kosminio ryšio priemonėse yra naudojami specialūs signalų apdorojimo metodai, leidžiantys įmanomai sumažinti kosminių aparatų siūstuvo galią, kai naudingas signalas atitinkamais metodais yra “ištraukiamas” iš “eterio” triukšmų fono.

**Lygiaverčiai ( ekvivalentiniai ) įtampos arba srovės triukšmų generatoriai** yra taikomi nagrinėjant sudėtinio elektroninio įrenginio ar įtaiso suminį triukšmų koeficientą  $K_{\text{trš}}^*$ , nes dažnai yra patogiu jo atskirų sudėtinių dalių (  $x$  ) keliamus triukšmus, nusakomus atitinkamu triukšmų koeficientu  $K_{\text{trš } x}$ , atvaizduoti formaliai pakeistais lygiaverčiais įtampos  $U$  arba srovės  $I$  triukšmų generatoriais, kurių galia  $P_{\text{trš } x}$  yra užrašoma taip:

$$P_{\text{trš } x} = \overline{\Delta U^2} / R = \overline{\Delta I^2} \cdot R. \quad (1.418)$$

Rezistoriaus  $R$  atveju tokie pakeitimai yra parodyti 1.125 pav., kur parodytuose lygiaverčiuose įtampos ( a ) bei srovės ( b ) generatoriuose, kaip ir kintamųjų signalų generatoriuose, nėra pažymėti jų gnybtų poliarinumai, nes dėl triukšmo prigimties jie kinta laike  $t$  atsitiktiniu būdu.



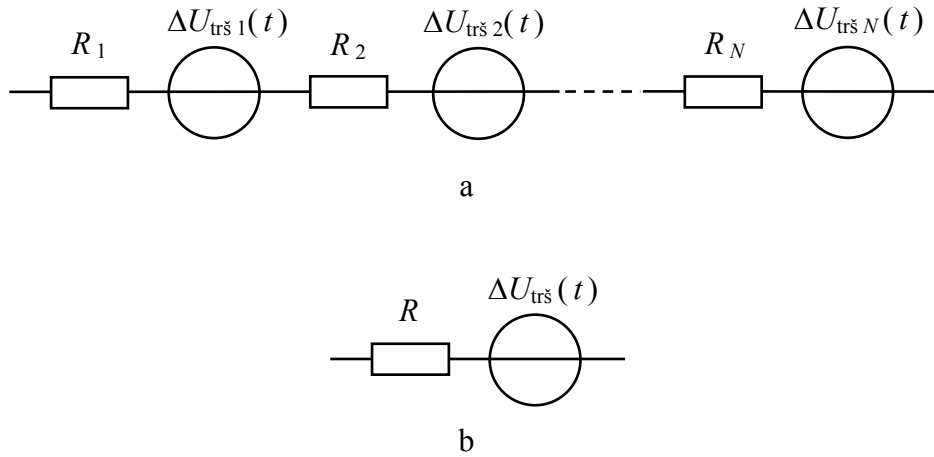
1.125 pav. Triukšmo galios  $P_{\text{trš } R}$  rezistoriuje  $R$  du pakeitimo būdai: a- lygiaverčiu įtampos  $\Delta U_{\text{trš}}(t)$  triukšmų generatoriumi ir b- lygiaverčiu srovės  $\Delta I_{\text{trš}}(t)$  triukšmų generatoriumi

Rezistoriaus  $R$  atveju lygiaverčių triukšmų generatorių (1.125 pav.) įtampa  $\Delta U_{\text{trš}}(t)$  ir srovė  $\Delta I_{\text{trš}}(t)$  yra nusakomos Naikvisto formulėmis (1.393):

$$\Delta U_{\text{trš}}(t) = (4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta \omega)^{1/2}, \quad \Delta I_{\text{trš}}(t) = (4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / R)^{1/2}. \quad (1.419)$$

Akivaizdu, jog šiuo ir kitokių triukšmų fizikinės prigimties atvejais lygiaverčių triukšmų generatorių įtampos ar srovės yra išreiškiamos anksčiau pateiktomis atitinkamomis triukšmų dispersijos įtampomis  $\overline{\Delta U_{\text{trš}}^2}$  ar srovėmis  $\overline{\Delta I_{\text{trš}}^2}$ . Čia svarbu tai, jog pakeitimas lygiaverčiais triukšmų generatoriais būtų atliekamas taip, kad sudėtinio elektroninio įrenginio ar įtaiso atitinkamų atskirų sudėtinių dalių (  $x$  ) atiduodama į išorinę grandinę, pvz. į apkrovą  $R_a$ , triukšmų galia  $P_{\text{trš } x}$  liktų nepakitusi.

Kai turime nuosekliai sujungtų kelių, pvz.  $N \geq 2$ , rezistorių  $R_N$  grandinę, kuri yra parodyta 1.126 pav. a (  $N = 1, 2, 3, \dots$  ), tai šiuo atveju kiekvieno rezistoriaus  $R_N$  keliami triukšmai yra atvaizduoti atitinkamais lygiaverčiais įtampų  $\Delta U_{\text{trš } N}(t)$  triukšmų generatoriais. Šios nuosekliai sujungtų rezistorių  $R_N$  grandinės lygiavertė ekvivalentinė schema yra parodyta 1.126 pav. b, kurios lygiaverčiai dydžiai yra randami taip:

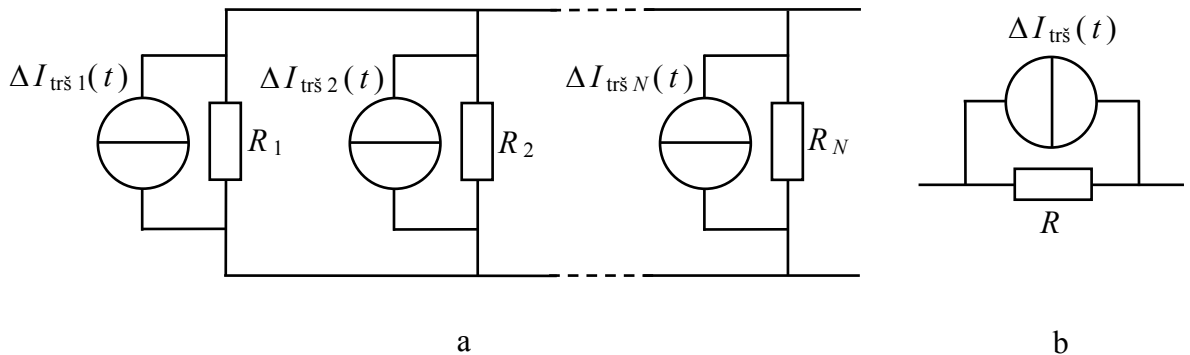


1.126 pav. Nuosekliai sujungtų kelių, pvz.  $N \geq 2$ , rezistorių  $R_N$  grandinė su jų atitinkamais lygiaverčiais įtampų  $\Delta U_{\text{trš } N}(t)$  triukšmų generatoriais (a) ir šios grandinės lygiavertė ekvivalentinė schema (b)

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{\text{trš}}(t) &= \{[\Delta U_{\text{trš } 1}(t)]^2 + [\Delta U_{\text{trš } 2}(t)]^2 + \dots + [\Delta U_{\text{trš } N}(t)]^2\}^{1/2}, \\ R &= R_1 + R_2 + \dots + R_N, \end{aligned} \right\} (1.420)$$

kur bendru atveju rezistoriai  $R_N$  gali būti ir prie skirtingų temperatūrų  $T_N$ .

Analogiškai, kai turime lygiagrečiai sujungtų kelių, pvz.  $N \geq 2$ , rezistorių  $R_N$  grandinę, kuri yra parodyta 1.127 pav. a, tai šiuo atveju kiekvieno rezistoriaus  $R_N$  keliame triukšmai yra atvaizduoti atitinkamais lygiaverčiais srovės  $\Delta I_{\text{trš } N}(t)$  triukšmų generatoriais.



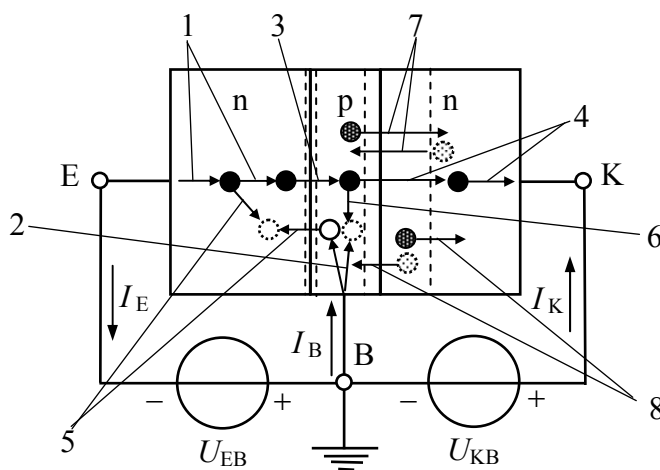
1.127 pav. Lygiagrečiai sujungtų kelių, pvz.  $N \geq 2$ , rezistorių  $R_N$  grandinė su jų atitinkamais lygiaverčiais srovės  $\Delta I_{\text{trš } N}(t)$  triukšmų generatoriais (a) ir šios grandinės lygiavertė ekvivalentinė schema (b)

Lygiagrečiai sujungtų rezistorių  $R_N$  grandinės (1.127 pav. a) lygiavertė ekvivalentinė schema yra parodyta 1.127 pav. b, kurios lygiaverčiai dydžiai yra randami taip:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_{\text{trš}}(t) &= \{[\Delta I_{\text{trš } 1}(t)]^2 + [\Delta I_{\text{trš } 2}(t)]^2 + \dots + [\Delta I_{\text{trš } N}(t)]^2\}^{1/2}, \\ 1/R &= 1/R_1 + 1/R_2 + \dots + 1/R_N. \end{aligned} \right\} (1.421)$$

### 2.3.1 Dvipolio tranzistoriaus triukšmai

Dvipolio tranzistoriaus triukšmai yra susiję su įvairiais fizikiniais procesais, vykstančiais jo santykinai sudėtingame struktūriniame darinyje. Todėl iš pradžių aptarsime dvipolio tranzistoriaus triukšmų šaltinius ir jų atvaizdavimą dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinėje grandinėje. Tuo tikslu pasinaudosime anksčiau aprašytais dvipolio n-p-n tranzistoriaus struktūrinio darinio schema (1.69 pav. a) bei jo ekvivalentine grandine bendros bazės jungimo schemoje (1.76 pav.). Taigi, 1.128 pav. yra parodytas dvipolio n-p-n tranzistoriaus darinys su nurodytomis krūvininkų judėjimo kryptimis ir jų sąlygotų srovių keliamais triukšmais, o 1.129 pav. yra parodyta ekvivalentinė dvipolio tranzistoriaus schema bendros bazės jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltiniu su vidaus varža  $R_s$  bei apkrovos rezistoriumi  $R_a$  kolektoriaus grandinėje.

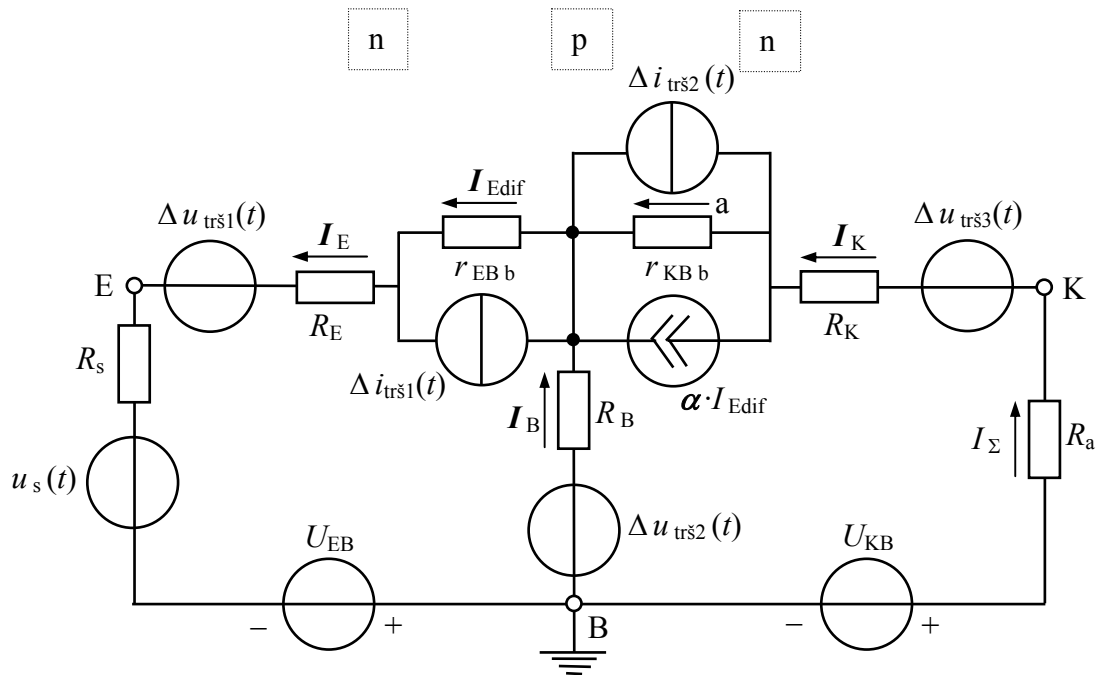


1.128 pav. Dvipolio n-p-n tranzistoriaus darinys su nurodytomis krūvininkų judėjimo kryptimis ir jų sąlygotų srovių keliamais triukšmais

Iš 1.129 pav. pateiktos ekvivalentinės schemos matyti, jog ją sunku suskaidyti į atskiras nuosekliai sujungtas įėjimo signalo  $u_s(t)$  galios perdavimo ekvivalentines pakopas. Todėl, pasinaudodami (1.415), dvipolio tranzistoriaus triukšmo koeficiento  $K_{trš}$  išraišką (1.416) pertvarkome taip:

$$K_{trš} = 1 + P_{trš\ x\ in} / P_{trš\ in} = P_{trš\ x\ iš} / (K_p \cdot P_{trš\ in}), \quad (1.422)$$

iš kur seka, jog elektroninės sistemos triukšmo koeficientą  $K_{trš}$  galima apibrėžti tokiu santykiu: visos triukšmo galios  $P_{trš\ x\ iš}$  elektroninės sistemos išėjime  $U_{iš}$  su nekuriiančio papildomų triukšmų idealaus elektroninio įrenginio ( $K_{trš}^* = 1$ ) triukšmo galia  $P_{trš\ iš}^* = K_p \cdot P_{trš\ in}$  jo išėjime, kai abiejų įrenginių galios stiprinimo koeficientas  $K_p$  yra vienodas.



1.129 pav. Ekvivalentinė dvipolio tranzistoriaus schema bendros bazės jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltiniu su vidaus varža  $R_s$  bei apkrovos rezistoriumi  $R_a$  kolektoriaus grandinėje

Paprastumo dėlei priimsime, jog apkrovos rezistorius  $R_a$  yra idealus- nekuriantis šiluminio triukšmo. Tokiu atveju tranzistoriaus išėjime suminio triukšmo galios  $P_{\text{trš iš}}$  sandus  $P_{\text{trš x iš}}$  galima užrašyti šiuo pavidalu:

$$P_{\text{trš x iš}} = \overline{\Delta I_x^2} \cdot R_a, \quad (1.423)$$

ir iš čia bei (1.422) turime:

$$K_{\text{trš}} = \left( \sum_{x=1}^N \overline{\Delta I_x^2} \right) / (K_p \cdot \overline{\Delta I_{\text{in}}^2}) = 1 + \left( \sum_{x=2}^N \overline{\Delta I_x^2} \right) / \overline{\Delta I_1^2}, \quad (1.424)$$

kur:  $\overline{\Delta I_1^2} = K_p \cdot \overline{\Delta I_{\text{in}}^2}$  - įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltinio vidaus varžo  $R_s$  generuojamas triukšmo srovės sandas, įeinantis į suminę triukšmo srovę  $\overline{I_{\Sigma}^2} = \sum_{x=1}^N \overline{\Delta I_x^2}$  išėjime ( tranzistoriaus apkrovoje  $R_a$  ),

Iš (1.424) seka: norint paskaičiuoti tranzistoriaus triukšmų koeficientą  $K_{\text{trš}}$ , pakanka surasti bendrą triukšmų srovės dispersiją  $\overline{I_{\Sigma}^2}$  apkrovos varžoje  $R_a$  ir paimti jos santykį su ta triukšmo srovės dispersijos dalimi  $\overline{\Delta I_1^2}$ , kurią apkrovoje  $R_a$  sudaro pats įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltinis.

Išnagrinėsime dvipolio n-p-n tranzistoriaus darinyje, parodytame 1.128 pav., judančių krūvininkų sąlygotas sroves ir jų keliamus triukšmus.

Iš emiterio omino kontakto E injektuoti elektronai (●) (1) emiterio srityje difunduoja link emiterinės p-n sandūros ir per ją patenka į bazės sritį (3). Šie elektronai emiterio srityje sukuria emiterio srovės  $I_E$  sandą  $I_{E_n}$ , kuris, savo ruožtu, dėl jų kelyje esančio barjero sukuria šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I_{sr E n}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{E n} \cdot \Delta \omega$ . Kita vertus, per tiesioginę kryptimi ( $U_{EB} < 0$ ) įjungtą emiterio p-n sandūrą iš bazės į emiterį yra injektuojamos skylės (○) (2, 5), kurios emiterio srityje arba prie jo omino kontakto E rekombinuoja su elektronais (5). Šios skylės emiterio srityje sukuria emiterio srovės  $I_E$  sandą  $I_{E_p}$ , kuris, savo ruožtu, dėl jau minėto barjero sukuria šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I_{sr E p}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{E p} \cdot \Delta \omega$  ir dėl rekombinacinio proceso sukuria generacinį-rekombinacinį triukšmą  $\overline{\Delta U_{(\tau-g) E}^2} = S_{i \tau-g}(\omega) \cdot R_{E}^2 \cdot \Delta \omega$ , kur spektrinis tankis  $S_{i \tau-g}$  yra paskaičiuojamas iš (1.403). Čia ir tolimesniame nagrinėjime yra sąmoningai pasirenkami triukšmų užrašymo pavidalai- srovės arba įtampos triukšmų generatoriais. Akivaizdu, jog nuosekliai sujungtuose rezistoriuose (pvz., rezistoriuose  $R_s$  ir  $R_E$  bei triukšmų fizikiniai procesai emiterio srityje) šiluminį ir generacinį-rekombinacinį triukšmus yra patogiau atvaizduoti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi (1.126 pav.), kai tuo tarpu šratinį triukšmą p-n sandūroje- lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi (1.127 pav.), nes jis yra šuntuojamas atitinkamos p-n sandūros diferencialine (difuzine) varža. Laikantis šios nuostatos šiluminį triukšmą rezistoriuje  $R_s$  ir emiterio srities varžoje  $R_E$  užrašome taikydami Naikvisto formulę (1.393) įtampai:  $\overline{\Delta U_{T R_s}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega$  ir  $\overline{\Delta U_{T R_E}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_E \cdot \Delta \omega$ , atitinkamai. Visus šiuos triukšmus ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (1.129 pav.) įskaitome atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais  $\Delta u_{trš 1}(t)$  ir  $\Delta i_{trš 1}(t)$ , kurių atitinkami dydžiai, taikant taisykles (1.420) ir (1.421), yra užrašomi taip:

$$\begin{aligned} \Delta u_{trš 1}(t) &= [\overline{\Delta U_{(\tau-g) E}^2} + \overline{\Delta U_{T R_s}^2} + \overline{\Delta U_{T R_E}^2}]^{1/2} = \\ &= \{4 I_{E p}^2 \cdot R_{E}^2 \cdot \Delta \omega \tau_{ef E} / [N_E (1 + \omega^2 \cdot \tau_{ef E}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_E)\}^{1/2}, \quad (1.425) \end{aligned}$$

$$\Delta i_{trš 1}(t) = [\overline{\Delta I_{sr E n}^2} + \overline{\Delta I_{sr E p}^2}]^{1/2} = [2 q I_E \Delta \omega]^{1/2}, \quad (1.426)$$

kur išraiškoje (1.426) yra pasinaudota akivaizdžia lygybe:  $I_E = I_{E_n} + I_{E_p}$  (1.193).

Anksčiau parodėme, jog emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_E \Rightarrow 1$  (1.197), nes to reikalauja efektyvi tranzistoriaus veika. Todėl  $I_{E_p} / I_{E_n} \ll 1$  ir  $I_{E_p} \ll I_E$ . Kita vertus, ši sąlyga reiškia, jog emiterį legiruojančių priemaišų (nagrinėjamu atveju donorų) tankis  $N_E$  taip pat yra labai didelis ( $N_E = 10^{19} \div 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ). Todėl išraiškoje (1.425) paprastumo dėlei pirmąjį narį galima atmesti ir turime apytikslę išraišką:

$$\Delta u_{trš 1}(t) \cong 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_E)]^{1/2}. \quad (1.427)$$



Čia reikia pastebėti, jog kai kada yra stebima ryški atmestojo nario triukšmų įtaka suminiam tranzistoriaus triukšmui jo išėjime. Tai siejama su blogu emiterio kontaktu E, kuriame vyksta intensyvi skylių generacija ir po to vykstanti jų rekombinacija su emiterio srities elektronais. Todėl aprašant šį procesą atmestasis pirmasis narys išraiškoje (1.425) yra paliekamas ir padauginamas iš emiterio omino kontakto neidealumo koeficiento  $\eta_E > 1$ , kur  $\eta_E$  tikroji vertė yra surandama iš eksperimento.

Anksčiau parodėme, jog per tiesioginę kryptimi įjungtą emiterio p-n sandūrą iš bazės į emiterį injektuojamas skylių kompensuoja kitos skylės, kurios yra injektuojamos į bazę iš bazės omino kontakto B (1.128 pav.- (2)). Šios skylės (2) sukuria bazės srovės  $I_B$  sandą  $I_{Bp}$  ( $I_{Bp} = I_{Ep}$ ). Kita vertus, tam tikrą dalis iš emiterio į bazę injektuotų elektronų rekombinuoja su skylėmis bazėje (1.128 pav.- (6)), ką nusako pernašos koeficientas  $\gamma_B$  (1.200)). Todėl iš bazės kontakto B į bazės p- sritį yra injektuojamas toks pat skaičius skylių, kurios sukuria bazės srovės  $I_B$  rekombinacinį sandą  $I_{rB}$  (1.194). Šis srovės sandas savo ruožtu sukuria generacinį-rekombinacinį triukšmą  $\overline{\Delta U^2}_{(\tau-g)B} = S_{i\tau-g}(\omega) \cdot R_B^2 \cdot \Delta\omega$ , kur spektrinis tankis  $S_{i\tau-g}$  taip pat yra paskaičiuojamas iš (1.403). Šį triukšmą ir bazės srities varžoje  $R_B$  šiluminį triukšmą  $\overline{\Delta U^2}_{TRb} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_B \cdot \Delta\omega$  ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi  $\Delta u_{trš2}(t)$ :

$$\begin{aligned} \Delta u_{trš2}(t) &= [\overline{\Delta U^2}_{(\tau-g)B} + \overline{\Delta U^2}_{TRb}]^{1/2} = \\ &= \{4 I_{rB}^2 \cdot R_B^2 \cdot \Delta\omega \cdot \tau_{efB} / [N_B (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_B \cdot \Delta\omega\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.428)$$

Čia pirmojo nario atmesti negalime, nes  $I_B = I_{Bp} + I_{rB} - I_{Ks}^*$  (1.195), ir kadangi srovės sandas  $I_{Bp} \cong I_{Ks}^*$ , tai  $I_{rB} \cong I_B$ . Kita vertus žinome, jog bazę legiruojančių priemaišų tankis  $N_B \ll N_E$  ( $N_B = 10^{16} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Todėl gautoje išraiškoje (1.428) srovę  $I_{rB}$  tolimesniuose skaičiavimuose pakeičiame į bazės srovę  $I_B$ . Tai susiję dar ir su tuo, jog tranzistorių įjungus bendro emiterio schemoje, bazės srovė  $I_B$  yra įėjimo srovė. Todėl, nagrinėjant tokios grandinės keliamų triukšmų koeficientą  $K_{trš}$ , bazės srovę  $I_B$  įskaityti būtina.

Anksčiau, nagrinėjant fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje, buvo parodyta, jog iš emiterio injektuotų elektronų sąlygotos srovės  $I_{ne} = I_{En}$  sandas  $I_{nk}$  yra proporcingas pernašos koeficientui  $\gamma_B$  (1.200) ( $I_{nk} = \gamma_B \cdot I_{ne}$ ). Šios srovės sando elektronai pasiekia kolektoriaus p-n sandūrą ir yra ekstrahuojami į kolektorių (1.128 pav.- (4)), kur sukuria kolektoriaus srovės  $I_K$  sandą  $I_{Kn} = I_{nk} = I_K / \gamma_K$  (1.210). Šis srovės sandas sąlygoja šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I^2}_{srKn} = 2 \cdot q \cdot I_{Kn} \cdot \Delta\omega$ . Kita vertus, normalioje dvipolio tranzistoriaus veikoje kolektoriaus p-n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ( $U_{KB} > 0$ ). Todėl per ją teka atgalinė kolektoriaus srovės  $I_{Ks}^*$ , kurią sąlygoja šalia kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos

srities termiškai generuojami elektronai bazėje ir skylės kolektoriuje (1.128 pav.- (7)), bei nuskurdintoje šios p-n sandūros srityje generuojamos krūvininkų poros (1.128 pav.- (8)). Šis kolektoriaus srovės  $I_K$  sandas  $I_{Ks}^*$  sukuria šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I_{\text{sr}Ks}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{Ks}^* \cdot \Delta \omega$ . Šiuos visus triukšmus ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi  $\Delta i_{\text{tr}2}(t)$ :

$$\Delta i_{\text{tr}2}(t) = [\overline{\Delta I_{\text{sr}Kn}^2} + \overline{\Delta I_{\text{sr}Ks}^2}]^{1/2} = [2 \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega]^{1/2}, \quad (1.429)$$

kur yra padarytas akivaizdus pakeitimas-  $I_K = I_{Kn} + I_{Ks}^*$ .

Anksčiau, nagrinėdami p-n sandūrą, parodėme, jog atgalinei įtampai p-n sandūroje pasiekus tam tikrą- didžiausiąją vertę  $|U_{\text{max}}|$ , įvyksta p-n sandūros griūtinis pamušimas. Ši reiškinį nusakome griūties didėjimo faktoriumi  $M$  (1.62). Todėl, esant būtinumui, šio reiškinio įtaką tranzistoriaus triukšmų koeficientui  $K_{\text{tr}2}$  įvertiname išraiškoje (1.429), kurioje srovę  $I_K$  padauginame iš griūties didėjimo faktoriaus  $M$ .

Šiluminį triukšmą  $\overline{\Delta U_{TRk}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_K \cdot \Delta \omega$  kolektoriaus srities varžoje  $R_K$  ( esant būtinumui ir apkrovoje  $R_a$  :  $\overline{\Delta U_{TRa}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_a \cdot \Delta \omega$  ) ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi  $\Delta u_{\text{tr}3}(t)$ :

$$\Delta u_{\text{tr}3}(t) = [\overline{\Delta U_{TRk}^2} + \overline{\Delta U_{TRa}^2}]^{1/2} = 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_K + R_a)]^{1/2}. \quad (1.430)$$

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{tr}1}(t)$  (1.129 pav.) sąlygota triukšmų srovė  $\Delta i_1(t)$  teka tranzistoriaus emiterio-bazės grandine, nes priimame, jog kolektoriaus p-n sandūros diferencialinė varža  $r_{KBb} \Rightarrow \infty$  (1.128). Taigi iš Omo dėsnio visai šiai grandinei ir išraiškos (1.427) randame:

$$\begin{aligned} \Delta i_1 &= \Delta u_{\text{tr}1} / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B) = \\ &= 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_E)]^{1/2} / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B). \end{aligned} \quad (1.431)$$

Ši srovė yra tiesiogine kryptimi įjungto emiterio p-n sandūros difuzinės srovės  $I_{E \text{ dif}}$  sandas ( dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje (1.129 pav.) šią srovę atitinka srovė, tekanti rezistoriumi  $r_{EBb}$  ) ir todėl jis sužadina ekvivalentinį srovės generatorių  $\alpha I_{E \text{ dif}}$ , kuris, savo ruožtu, bazės-kolektoriaus išėjimo grandinėje sukuria srovę  $\Delta I_{1,2} = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_1$ , o tuo pačiu ir apkrovoje  $R_a$  sukuria triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_{1,2}^2}$ :

$$\overline{\Delta I_{1,2}^2} = 4 \cdot (\alpha(\omega))^2 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_E) / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B)^2. \quad (1.432)$$

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus  $\Delta i_{\text{tr}1}(t)$  (1.129 pav.) sąlygota triukšmų srovė  $\Delta i_2(t)$  teka dvejomis lygiagrečiai sujungtomis grandinėmis: per diferencialinę varžą

$r_{EBb}$  ir per nuosekliai sujungtus rezistorius-  $R_E$ ,  $R_s$  ir  $R_B$ . Todėl, pasinaudoję Kirchhofo taisyklėmis ir (1.425), randame tekančios per rezistorių  $r_{EBb}$  srovės  $\Delta i_{2e}$  sandą  $\Delta i_{2e}$ , kuris išėjimo grandinės apkrovoje  $R_a$  sukuria srovės  $\Delta I_3 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_{2e}$  triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta I_3^2}$ :

$$\overline{\Delta I_3^2} = 2 \cdot [\alpha(\omega)]^2 \cdot q \cdot I_E \cdot \Delta \omega \cdot [\gamma_{ER} / (1 + \gamma_{ER})]^2, \quad (1.433)$$

kur:  $\gamma_{ER} = (R_s + R_E + R_B) / r_{EBb}$  - srovės  $\Delta i_{2e}$  persiskirstymo koeficientas.

Iš diferencialinės varžos  $r_{EBb}$  išraiškos (1.125) seka: didėjant srovei  $I_E > 1$  mA, varža  $r_{EBb}$  eksponentiškai mažėja ir todėl sparčiai artėja prie nulio. Todėl, kai  $r_{EBb} \Rightarrow 0$ , koeficientas  $\gamma_{ER} \Rightarrow \infty$  ir išraiškos (1.433) paskutinis laužtiniuose skliaustuose esantis narys artėja prie vieneto. Todėl tolimesniuose skaičiavimuose šį narį laikysime lygiu vienetui.

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{trš2}(t)$  (1.129 pav.) sąlygota triukšmų srovė  $\Delta i_3(t)$  teka bazės-emiterio grandine, nes ir toliau priimame, jog  $r_{KBb} \Rightarrow \infty$  (1.128). Taigi, iš Omo dėsnio visai šiai grandinei ir (1.428) randame:

$$\begin{aligned} \Delta i_3 &= \Delta u_{trš2} / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B) = \\ &= \{4 \cdot I_B^2 \cdot R_B^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{efB} / [N_B \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_B \cdot \Delta \omega\}^{1/2} / \\ & / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B). \end{aligned} \quad (1.434)$$

Ši srovė yra emiterio p-n sandūros difuzinės srovės  $I_{E dif}$  sandas, t. y. srovė tekanti rezistoriumi  $r_{EBb}$ , ir todėl yra sužadinamas ekvivalentinis srovės generatorius  $\alpha I_{E dif}$ , kuris, savo ruožtu, sukuria srovę  $\Delta I_4 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_3$  bazės-kolektoriaus išėjimo grandinėje, o tuo pačiu ir apkrovoje  $R_a$  sukuria triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_4^2}$ :

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_4^2} &= (\alpha(\omega))^2 \cdot \{4 \cdot I_B^2 \cdot R_B^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{efB} / [N_B \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_B \cdot \Delta \omega\} / \\ & / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B)^2. \end{aligned} \quad (1.435)$$

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus  $\Delta i_{trš2}(t)$  (1.129 pav.) sąlygota triukšmų srovė  $\Delta i_4(t)$  taip pat persiskirsto į dvi lygiagrečiai sujungtas grandines: per diferencialinę varžą  $r_{EBb}$  emiterio grandinę ir per rezistorių  $R_B$  bazės grandinę. Todėl, pasinaudoję Kirchhofo taisyklėmis ir išraiška (1.429), randame tekančios per rezistorių  $r_{EBb}$  srovės  $\Delta i_4$  sandą  $\Delta i_{4e}$ , kuris išėjimo grandinės apkrovoje  $R_a$  sukuria srovės  $\Delta I_5 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_{4e}$  triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta I_5^2}$ :

$$\overline{\Delta I_5^2} = 2 \cdot (\alpha(\omega))^2 \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega \cdot [\gamma_{KR} / (1 + \gamma_{KR})]^2, \quad (1.436)$$

kur:  $\gamma_{KR} = R_B / (R_s + R_E + r_{EBb})$  - srovės  $\Delta i_4$  persiskirstymo koeficientas.

Kita vertus, lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus  $\Delta i_{\text{trš } 2}(t)$  sąlygota srovė  $\Delta i_4(t)$  teka betarpiškai per apkrovą  $R_a$  ir joje sukuria triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_6^2}$ :

$$\overline{\Delta I_6^2} = 2 \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega. \quad (1.437)$$

Iš diferencialinės varžos  $r_{\text{KB } b}$  išraiškos (1.127) seka: atgaline kryptimi ( $U_{\text{KB}} > 0$ ) įjungtoje p-n sandūroje varžos  $r_{\text{KB } b}$  vertė artėja į begalybę. Todėl tranzistoriaus kolektoriaus-bazės išėjimo grandinėje lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš } 3}(t)$  (1.129 pav.) sąlygota srovė  $\Delta i_5(t) \Rightarrow 0$  ir jos sukuriama triukšmų srovės dispersija  $\overline{\Delta I_7^2} \Rightarrow 0$ . Taigi, žemuose ir vidutiniuose dažniuose ( $\omega \leq 3 \text{ MHz}$ ) lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš } 3}(t)$  kuriamų triukšmų galima nepaisyti. Aukštuose ir labai aukštuose dažniuose ( $\omega \geq 3 \text{ MHz}$ ) pasireiškia kolektoriaus p-n sandūros barjerinės talpos  $C_{\text{KB}}$  (1.76 pav.) įtaka, kuri nagrinėjamoje ekvivalentinėje schemoje (1.129 pav.) neparodyta. Šiuo atveju kolektoriaus-bazės išėjimo grandinėje lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš } 3}(t)$  sąlygota srovė  $\Delta i_5(t) \neq 0$ . Ši srovė teka per kondensatoriaus  $C_{\text{KB}}$  talpinę varžą  $1/(\omega \cdot C_{\text{KB}})$  ir yra perskirstoma į dvi lygiagrečiai sujungtas grandines: per diferencialinę varžą  $r_{\text{EB } b}$  emiterio grandinėje ir per rezistorių  $R_B$  bazės grandinėje. Tekantis per rezistorių  $r_{\text{EB } b}$  srovės  $\Delta i_5$  sandas  $\Delta i_{5e}$  jau aprašytu būdu patenka į išėjimo grandinės apkrovą  $R_a$  ir joje sukuria srovės  $\Delta I_7 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_{5e}$  triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta I_7^2}$ . Akivaizdu, jog šiuo atveju triukšmų srovės dispersijos  $\overline{\Delta I_7^2}$ , o tuo pačiu ir triukšmų galios spektrinio tankio  $S_{i_7}$  dažninė priklausomybė skiriasi nuo lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš } 3}(t)$  dažnių spektro. Atlikę skaičiavimus randame triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_7^2}$ :

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_7^2} = & 4 \cdot (\alpha(\omega))^2 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_K + R_a) \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B)^2 \cdot [\gamma_{\text{KR}} / (1 + \gamma_{\text{KR}})]^2 / \\ & / [(R_K + R_a) \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B) + R_B \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b}) + \\ & + (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B) / (\omega \cdot C_{\text{KB}})]^2. \end{aligned} \quad (1.438)$$

Kita vertus, lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš } 3}(t)$  sąlygota triukšmų srovė  $\Delta i_5(t)$  teka betarpiškai per apkrovą  $R_a$  ir joje sukuria triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_8^2}$ :

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_8^2} = & 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_K + R_a) \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B)^2 / \\ & / [(R_K + R_a) \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B) + R_B \cdot (R_s + R_E + r_{\text{EB } b}) + \\ & + (R_s + R_E + r_{\text{EB } b} + R_B) / (\omega \cdot C_{\text{KB}})]^2. \end{aligned} \quad (1.439)$$

Iš (1.432) surandame įėjimo signalo šaltinio  $u_s(t)$  vidaus varžos  $R_s$  sąlygotų triukšmų srovės dispersiją  $\overline{\Delta I_1^2}$  apkrovoje  $R_a$ :

$$\overline{\Delta I_1^2} = 4 \cdot (\alpha(\omega))^2 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot R_s / (R_s + R_E + r_{EBb} + R_B)^2. \quad (1.440)$$

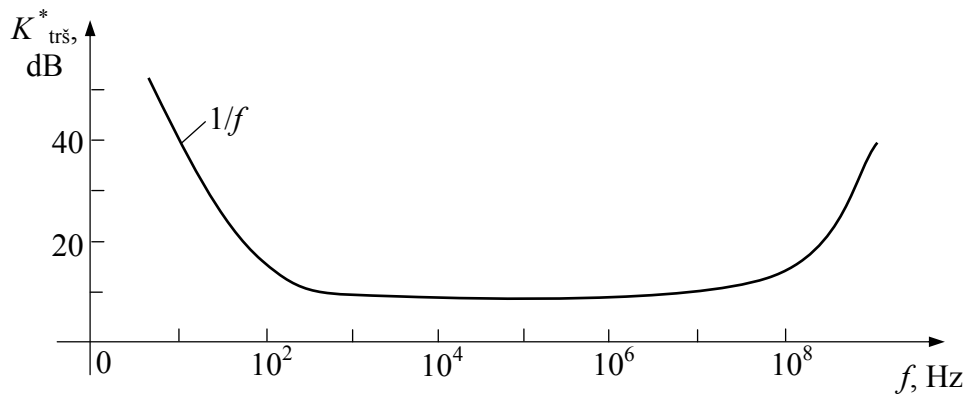
Į (1.424) iš išraiškų (1.432), (1.433), (1.435) ÷ (1.440) įstatę triukšmo srovių  $\Delta I_i$  dispersijų  $\overline{\Delta I_i^2}$  išraiškas (kur  $i = 1, 2, \dots, 8$ ) randame bendros bazės (BB) schemoje įjungto dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficientą  $K_{trš}$ :

$$\begin{aligned} K_{trš} \cong & 1 + R_B/R_s + I_E \cdot (R_s + R_B)^2 / \{2 \cdot \varphi_T \cdot R_s \cdot (1 + 1/\alpha(\omega))\} + \\ & + \alpha(\omega) \cdot I_E \cdot R_B^2 / (2 \cdot \varphi_T \cdot R_s) + (1 - \alpha(\omega))^2 \cdot I_E^2 \cdot R_B^2 \cdot \tau_{efB} / \\ & / [k \cdot T \cdot N_B \cdot R_s \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + R_a \cdot \{R_B^2 + (R_s + R_B)^2 / (\alpha(\omega))^2\} / \\ & / \{R_s \cdot [R_a + R_s \cdot R_B / (R_s + R_B) + 1 / (\omega \cdot C_{KB})]^2\} + A^* / \omega^\gamma, \quad (1.441) \end{aligned}$$

kur, gautos išraiškos supaprastinimo tikslu, varžų sumose atmestos varžos:  $R_E$ ,  $R_K$  ir  $r_{EBb}$ , nes dažniausiai yra tenkinamos sąlygos:  $R_E \approx R_K \ll R_B$ , o taip pat ir  $r_{EBb} \ll R_B$ , kai  $I_E > 1$  mA. Čia taip pat pasinaudojome anksčiau pateiktomis tapatybėmis:  $\varphi_T = k \cdot T / q$ ,  $I_K = \alpha(\omega) \cdot I_E$ ,  $I_K = \beta(\omega) \cdot I_B$  ir  $\beta(\omega) = \alpha(\omega) / (1 - \alpha(\omega))$ , o gautos išraiškos (1.441) pabaigoje patikslinimo tikslu yra pridėtas  $1/f$  triukšmą aprašantis papildomas narys  $A^* / \omega^\gamma$  (1.404).

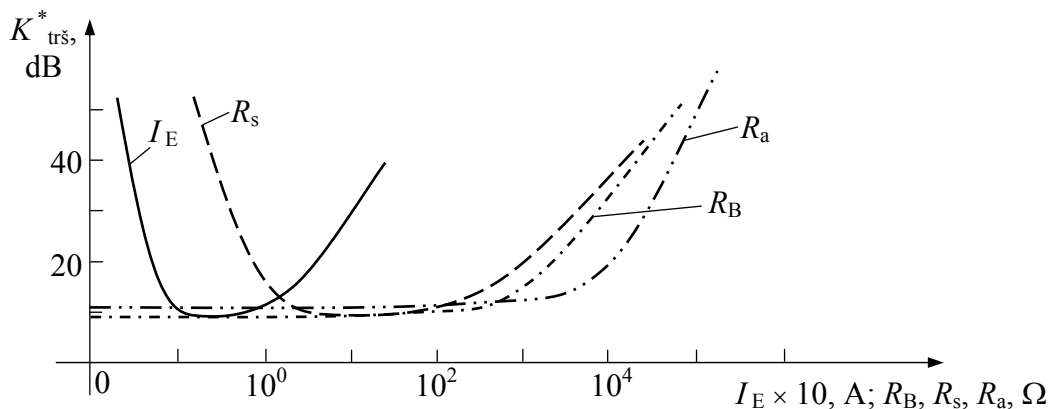
Akivaizdu, jog visiškai tokiu pat būdu triukšmų koeficientas  $K_{trš}$  yra išvedamas ir tranzistoriaus jungimo bendro emiterio (BE) grandinėje atveju. Tam užtenka 1.129 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje srovės generatorių  $\alpha \cdot I_{Ed}$  pakeisti į  $\alpha \cdot I_B$ . Šiuo atveju gaunama triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  išraiška mažai skiriasi nuo (1.441) ir iš čia seka: dvipolio tranzistoriaus keliami triukšmai beveik nepriklauso nuo jo jungimo schemos ir todėl gauta triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  išraiška (1.441) yra universali.

Iš (1.441) paskaičiuota triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybė nuo dažnio  $\omega$  yra parodyta 1.130 pav., kur koeficientas  $K_{trš}$  yra pateiktas decibelais (dB):  $K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$ .



1.130 pav. Iš (1.441) paskaičiuota dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybė nuo dažnio  $\omega$  ( $K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$ )

Iš 1.130 pav. pateiktos priklausomybės  $K_{\text{trš}}^*(\omega)$  matome: žemuose dažniuose ( $\omega \leq 1$  kHz) yra stebimas žymus triukšmų didėjimas, kai  $\omega \Rightarrow 0$ . Ši priklausomybė yra apspręsta  $1/f$  triukšmo (paskutinis išraiškos (1.441) narys). Aukštuose dažniuose ( $\omega \geq 1$  MHz) triukšmų didėjimą apsprendžia išraiškos (1.441) nariai, kurie yra atvirkščiai proporcingi koeficientui  $\alpha(\omega)$  bei narys, kuris yra proporcingas dydžiui  $(1 - \alpha(\omega))$ , nes didėjant dažniui  $\omega$ , koeficientas  $\alpha(\omega)$  mažėja (1.237). Kita vertus, aukštuose dažniuose triukšmų koeficiento  $K_{\text{trš}}$  papildomą didėjimą lemia priešpaskutinis išraiškos (1.441) narys, kuris yra atvirkščiai proporcingas dydžiui  $1/(\omega \cdot C_{\text{KB}})$ . Iš gautos išraiškos (1.441) taip pat seka stipri triukšmų koeficiento  $K_{\text{trš}}$  priklausomybė nuo emiterio srovės  $I_E$  (arba bazės srovės  $I_B$  bendro emiterio schemeje) bei įėjimo signalo šaltinio  $u_s(t)$  vidaus varžos  $R_s$ , o taip pat nuo varžų  $R_B$  ir  $R_a$ . Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, jog, nagrinėjant priklausomybę  $K_{\text{trš}}(I_E)$ , būtina įskaityti bazės varžos  $R_B$  bei koeficiento  $\alpha$  priklausomybes nuo emiterio srovės  $I_E$  (arba  $I_K$ ) (1.73 pav.). Anksčiau parodėme, jog didėjant srovei  $I_E$  bazės varža  $R_B$  mažėja dėl injektuotų šalutinių krūvininkų į bazę, nes tokiu pat kiekiu padidėja pagrindinių krūvininkų tankis joje. Šias priklausomybes teoriniame modelyje galima aprašyti tokio pavidalo aproksimacinėmis išraiškomis:  $\alpha(I_E) = \alpha_o \cdot [1 - \exp(-I_E/I_{E\alpha}^*)]$  - mažų ir vidutinių emiterio srovių diapazone ( $I_E \leq 10$  mA) ir  $R_B(I_E) = R_{B_o} / (1 + I_E/I_{E R_b}^*)$ , kur varža  $R_{B_o} = R_B$ , kai emiterio srovė  $I_E \Rightarrow 0$ , o  $I_{E\alpha}^*$  ir  $I_{E R_b}^*$  yra srovių koeficientai, nustatomi iš eksperimento (dažniausiai jų vertės yra artimos atgalinei emiterio srovei  $I_{E_s}^*$  (1.112)). Taikant šias aproksimacijas iš (1.441) paskaičiuotos triukšmų koeficiento  $K_{\text{trš}}$  priklausomybės nuo parametrų:  $I_E$  (arba  $I_K$ ),  $R_B$ ,  $R_s$  ir  $R_a$ , kai dažnis  $\omega$  yra intervale:  $2 \cdot \pi \cdot (10^4 \div 10^6)$  Hz (1.130 pav.), yra parodytos 1.131 pav.

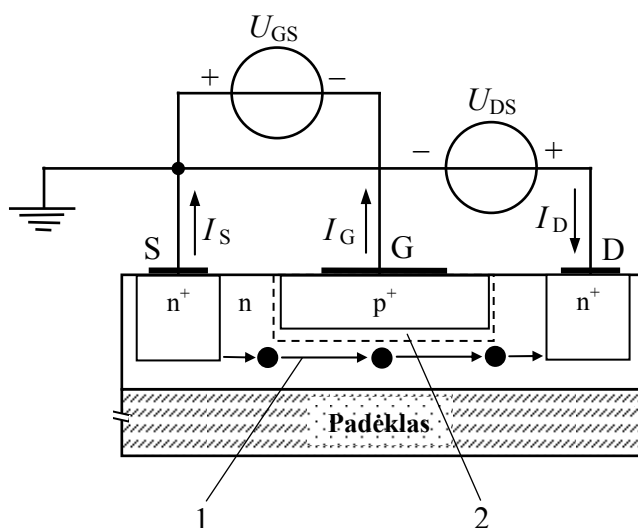


1.131 pav. Iš (1.441) paskaičiuotos dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{\text{trš}}$  priklausomybės nuo parametrų:  $I_E$  (arba  $I_K$ ),  $R_B$ ,  $R_s$  ir  $R_a$ , kai dažnis  $\omega$  yra intervale-  $2 \cdot \pi \cdot (10^4 \div 10^6)$  Hz (1.130 pav.) ir skaičiavimuose yra panaudotos tokio pavidalo aproksimacinės išraiškos:  
 $\alpha(I_E) = \alpha_o \cdot [1 - \exp(-I_E/I_{E\alpha}^*)]$ ,  $R_B(I_E) = R_{B_o} / (1 + I_E/I_{E R_b}^*)$

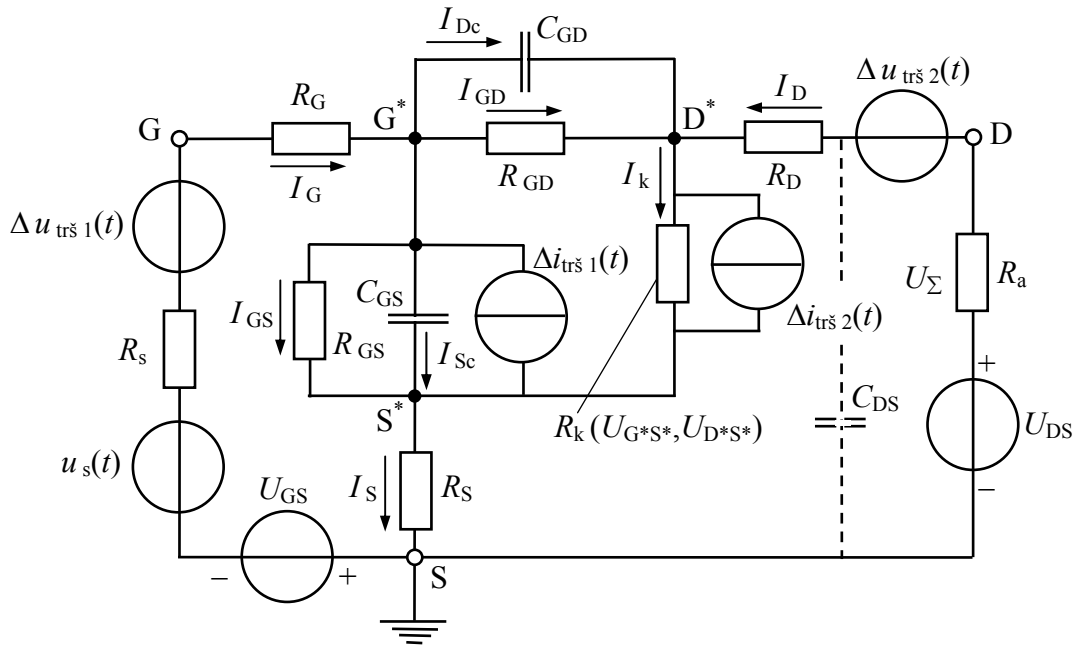
1.131 pav. stebimą triukšmų koeficiento  $K_{trš}(I_E)$  didėjimą mažų emiterio srovių  $I_E$  srityje ( $I_E \leq 10 \text{ mA}$ ) lemia koeficiento  $\alpha(I_E)$  priklausomybės pobūdis (1.73 pav.) atitinkamuose išraiškos (1.441) nariuose, proporcinguose atitinkamiems dydžiams:  $1/\alpha(I_E)$  bei  $(1 - \alpha(I_E))$ . Iš 1.131 pav. pateiktų grafikų matome, jog, parenkant srovės  $I_E$  vertę bei įėjimo signalo šaltinio  $u_s(t)$  vidaus varžos  $R_s$  vertę, galima pasiekti tranzistorinės stiprinimo pakopos triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  minimalią vertę-  $K_{trš \text{ min}}$ . Iš ten taip pat seka, jog būtina įmanomai mažinti dvipolio tranzistoriaus bazės srities varžą  $R_B$ , o tai neprieštarauja anksčiau parodytai įtakai (1.231), (1.232) bei tranzistoriaus greitaveikai bendro emiterio schemoje jį valdant įtampos šaltiniu.

### 2.3.2 Vienpolio (lauko) tranzistoriaus triukšmai

*Vienpolio tranzistoriaus triukšmų* koeficiento  $K_{trš}$  matematinė išraiška yra randama pasinaudojus anksčiau aprašyta metodika dvipolio tranzistoriaus atveju. Tuo tikslu pasinaudosime anksčiau aprašytomis atidarytojo sandūrinio n- kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinio darinio pjūviu bei jo ekvivalentine schema bendros ištakos (BI) jungimo grandinėje, parodytomis 1.101 pav. ir 1.109 pav., atitinkamai. Nagrinėjamo atidarytojo sandūrinio n- kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinis darinys su nurodytomis krūvininkų (elektronų (●)) judėjimo kryptimis ir jų sukurtų srovių sąlygojamais triukšmais yra parodytas 1.132 pav., o 1.133 pav. yra parodyta ekvivalentinė vienpolio tranzistoriaus schema bendros ištakos jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltiniu su vidaus varžu  $R_s$  bei apkrovos rezistoriumi  $R_a$  santakos grandinėje.



1.132 pav. Nagrinėjamo atidarytojo sandūrinio n- kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinis darinys su nurodytomis krūvininkų (elektronų (●)) judėjimo



1.133 pav. Ekvivalentinė vienpolio tranzistoriaus schema bendros ištakos jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltiniu su vidaus varžu  $R_s$  bei apkrovos rezistoriumi  $R_a$  santakos grandinėje

Išnagrinėsime judančių krūvininkų sąlygotas sroves ir jų keliamus triukšmus vienpolio tranzistoriaus darinyje, parodytame 1.132 pav.

Iš ištakos S omino kontakto  $n^+$ - srities injektuoti elektronai ( $\bullet$ ) (1) kanalo srityje dreifuoja link santakos D omino kontakto  $n^+$ - srities ir per ją išorinėje grandinėje sąlygoja vienodo dydžio, kai  $\omega \Rightarrow 0$ , santakos bei ištakos sroves  $I_S$  ir  $I_D$ , atitinkami, ( $I_S = I_D$ ). Šie elektronai kanalo srityje sąlygoja kanalo srovę  $I_k = I_S = I_D$ , kai  $\omega \Rightarrow 0$ . Priimsime, jog santakos D ir ištakos S ominiai kontaktai yra idealūs, o jų  $n^+$ -n sandūros neturi potencinio barjero ( $\Delta\mathcal{E} = 0$ ). Todėl šiuo atveju dreifuojančių elektronų sąlygotos srovės nekuria šratinio triukšmo. Kita vertus, užtūros G  $p^+$ -n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ( $U_{GS} < 0$ ). Todėl per ją teka labai maža atgalinė sotes srovė  $I_{GS} = I_G$  ((1.74), (1.75)), kuri sąlygoja užtūros srovės šratinį triukšmą  $\overline{\Delta I_{srIGs}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{GS} \cdot \Delta\omega$ .

Anksčiau parodėme, jog vienpolio tranzistoriaus kanalo varža  $R_k$  yra netiesinė funkcija nuo  $U_G$  ((1.289), (1.328)). Todėl šiluminių triukšmų aprašymui tokioje varžoje Naikvisto formulės (1.393) nebetinka. Nagrinėdamas netiesinių radiotechninių elementų keliamus triukšmus M. Gupta parodė, jog tokiu atveju netiesinio varžinio elemento  $R_x$ , kurio varža netiesiškai priklausančio nuo srovės  $i^n$  arba (ir) įtampos  $u^m$ , kur  $n$  ir  $m$  nelygus vienetui ir parodo netiesiškumo laipsnį, šiluminio triukšmo įtampos fluktuacijų dispersija  $\overline{\Delta U_{Tx}^2}$  yra išreiškiama taip:



$$\overline{\Delta U^2}_{T_x} = S_{u_x} \cdot \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot \overline{P_x} \cdot \Delta \omega / i^2, \quad (1.442)$$

kur:  $\overline{P_x} = U \cdot \overline{I} - U_0 \cdot I_0$  - išsklaidytoji vidutinė perteklinė galia netiesiniame varžė  $R_x$ , atsiradusi dėl fluktuacinės srovės  $i(t) = I(t) - I_0$  tekėjimo netiesiniame varžos elemente  $R_x(i^n, u^m)$ , kai juo teka nuolatinė srovė  $I_0$ .

Iš (1.442) yra gaunamos netiesinio varžos elemento  $R_x(i^n, u^m)$  šiluminio triukšmo įtampos  $U$  ir srovės  $I$  fluktuacijų  $\Delta U$  ir  $\Delta I$  spektrinių tankių  $S_{u_x}$  ir  $S_{i_x}$ , atitinkamai, išraiškos:

$$S_{u_x} = 4 \cdot k \cdot T \cdot [dU/dI + 0,5 \cdot I \cdot (d^2U/dI^2)]|_{I=I_0}, \quad (1.443)$$

$$S_{i_x} = S_{u_x} \cdot (dI/dU)^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot [dI/dU - 0,5 \cdot I \cdot (d^2I/dU^2)/(dI/dU)]|_{I=I_0}. \quad (1.444)$$

Iš (1.444) ir (1.284) randame lauko tranzistoriaus kanalo varžos  $R_k$  sąlygojamą šiluminį triukšmą  $\overline{\Delta I^2}_{T_k}$ , kai lauko tranzistoriaus veikos taškas yra jo išėjimo VACH pradinėje dalyje ( $U_{DS} \leq U_k$ ):

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I^2}_{T_k} = S_i \cdot \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot \{2 \cdot |U_k| \cdot I_{D \max} \cdot (1 - |U_{DS}|/|U_k|)/U_s^2 + \\ + I_k/[2 \cdot |U_k| \cdot (1 - |U_{DS}|/|U_k|)]\} \cdot \Delta \omega. \end{aligned} \quad (1.445)$$

Iš (1.445) seka akivaizdi išvada: kai įtampa  $U_{DS} \Rightarrow U_k$ , t. y., kai kanalas yra pilnai uždaromas, vienpolio tranzistoriaus kanalo sąlygojamas šiluminis triukšmas labai stipriai padidėja- teoriškai artėja prie  $\infty$ . Todėl pirmosios stiprinimo pakopos lauko tranzistoriaus veikos taškas turėtų būti jo išėjimo VACH pradinėje srityje. Tačiau anksčiau parodėme, jog šioje srityje vienpolio tranzistoriaus įtampos stiprinimo koeficientas  $K_u$  (1.297) labai sumažėja (1.96 pav. b) ir tampa mažesnis už vienetą ( $K_u \leq 1$ ). Todėl lauko tranzistoriaus veikos taškui esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje ( $U_{DS} \geq U_k$ ) išraiška (1.445) nėra taikoma. Šiuo atveju vienpolio tranzistoriaus uždaryto kanalo sąlygojamas šiluminis triukšmas  $\overline{\Delta I^2}_{T_k}$  yra užrašomas taip:

$$\overline{\Delta I^2}_{T_k} = B^* \cdot 4 \cdot k \cdot T \cdot S \cdot \Delta \omega, \quad (1.446)$$

kur:  $S$  - statusas (1.282),  $B^*$  - koeficientas, nustatomas eksperimentiškai.

Pažvelgę į anksčiau aprašytas įvairių vienpolių tranzistorių darinių konstrukcijas (1.101 pav., 1.102 pav., 1.104 pav., 1.108 pav., 1.119 pav.) matome, jog kanalas (ir ypač uždarytoje būsenoje) yra šalia ribos tarp puslaidininkio ir izoliatoriaus (dielektriko) - padėklo. Todėl čia vyksta gana intensyvi pagrindinių krūvininkų kanale sąveika su įvairių priemaišinių atomų jonais bei kitais liktiniais defektais puslaidininkio ir dielektriko paviršių sąlyčio plokštumose. To pasėkoje atsiranda pagrindinių krūvininkų tankio  $n_k$  kanale

fluktuacijos  $\Delta n_k$ , kurių sąlygotą triukšmą  $\overline{\Delta I_{\tau k}^2}$  tranzistoriaus kanale galima aprašyti analogiškai srovės rekombinacinio-generacinio triukšmo išraiškai (1.403):

$$\overline{\Delta I_{\tau k}^2} = 4 \cdot I_k^2 \cdot \tau_{efk} \cdot \Delta \omega / \{ N_k^* \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{efk})^2] \}, \quad (1.447)$$

kur:  $\tau_{efk}$  - pagrindinių krūvininkų efektyvioji pagavimo trukmė uždarytame kanale;  $N_k^*$  - įvairių priemaišinių atomų jonų bei kitų liktinių defektų tankis puslaidininkio ir dielektriko sąlyčio paviršių plokštumose, patenkančiose į uždaryto kanalo sritį.

Visi jau aprašyti ir kiti šiluminiai triukšmai vienpolio tranzistoriaus atitinkamų sričių varžose bei jungimo schemas grandinės rezistoriuose  $R_s$  ir  $R_a$  yra įskaityti ekvivalentinėje schemoje (1.133 pav.) atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais.

Vienpolio tranzistoriaus atitinkamų puslaidininkinių sričių varžas aprašantys rezistoriai  $R_s$  ir  $R_G$  bei įėjimo signalo  $u_s(t)$  įtampos šaltinio vidaus varža  $R_s$  sąlygoja šiluminius triukšmus:  $\overline{\Delta U_{T R_s}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega$ ,  $\overline{\Delta U_{T R_G}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_G \cdot \Delta \omega$ , ir  $\overline{\Delta U_{T R_s}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega$ , atitinkamai, kurie ekvivalentinėje schemoje (1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi  $\Delta u_{trš1}(t)$ :

$$\Delta u_{trš1}(t) = (\overline{\Delta U_{T R_s}^2} + \overline{\Delta U_{T R_s}^2} + \overline{\Delta U_{T R_G}^2})^{1/2} = 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_s + R_G)]^{1/2}. \quad (1.448)$$

Užtūros G atgalinės soties srovės  $I_{G_s}$  sąlygojamas srovės šratinis triukšmas  $\overline{\Delta I_{sr I G_s}^2}$  lauko tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje (1.133 pav.) yra įskaitytas lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi  $\Delta i_{trš1}(t)$ :

$$\Delta i_{trš1}(t) = (2 \cdot q \cdot I_{G_s} \cdot \Delta \omega)^{1/2}. \quad (1.449)$$

Vienpolio tranzistoriaus uždaryto kanalo sąlygojamas šiluminis triukšmas  $\overline{\Delta I_{T k}^2}$  bei srovės  $I_k$  rekombinacinis-generacinis triukšmas  $\overline{\Delta I_{\tau k}^2}$  ekvivalentinėje schemoje (1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi  $\Delta i_{trš2}(t)$ :

$$\begin{aligned} \Delta i_{trš2}(t) &= (\overline{\Delta I_{T k}^2} + \overline{\Delta I_{\tau k}^2})^{1/2} = \\ &= 2 \cdot \{ \Delta \omega \cdot \{ B^* \cdot k \cdot T \cdot S + I_k^2 \cdot \tau_{efk} / \{ N_k^* \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{efk})^2] \} \} \}^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.450)$$

Lauko tranzistoriaus santakos D puslaidininkinės srities varžos  $R_D$  ir, esant reikalui, apkrovos rezistoriaus  $R_a$  sąlygojami šiluminiai triukšmai:  $\overline{\Delta U_{T R_D}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_D \cdot \Delta \omega$  ir  $\overline{\Delta U_{T R_a}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_a \cdot \Delta \omega$ , atitinkamai, ekvivalentinėje schemoje (1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi  $\Delta u_{trš2}(t)$ :

$$\Delta u_{trš2}(t) = (\overline{\Delta U_{T R_D}^2} + \overline{\Delta U_{T R_a}^2})^{1/2} = 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_D + R_a)]^{1/2}. \quad (1.451)$$

Paprastumo dėlei priimsime, jog apkrovos rezistorius  $R_a$  yra idealus- nesukeliantis šiluminių triukšmų. Tokiu atveju lauko tranzistoriaus išėjime- santakoje D suminio triukšmo galios  $P_{\text{trš iš}}$  sandus  $P_{\text{trš n iš}}$  galima užrašyti šiuo pavidalu:

$$P_{\text{trš n iš}} = \overline{\Delta U_n^2} / R_a, \quad (1.452)$$

ir iš čia bei (1.422) randame:

$$K_{\text{trš}} = \left( \sum_{n=1}^N \overline{\Delta U_n^2} \right) / (K_p \cdot \overline{\Delta U_{\text{in}}^2}) = 1 + \left( \sum_{n=2}^N \overline{\Delta U_n^2} \right) / \overline{\Delta U_1^2}, \quad (1.453)$$

kur:  $\overline{\Delta U_1^2} = K_p \cdot \overline{\Delta U_{\text{in}}^2}$ - išėjimo įtampos triukšmas tranzistoriaus apkrovoje  $R_a$ , sąlygotas įėjimo signalo  $u_s(t)$  įtampos šaltinio vidaus varžos  $R_s$ , kuris tuo pačiu yra vienas iš suminės triukšmo įtampos  $\overline{U_{\Sigma}^2} = \sum_{n=1}^N \overline{\Delta U_n^2}$  tranzistoriaus išėjime- apkrovoje  $R_a$  sandų.

Iš (1.453) seka: norint paskaičiuoti vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficientą  $K_{\text{trš}}$ , pakanka paskaičiuoti bendrą triukšmų įtampos dispersiją  $\overline{U_{\Sigma}^2}$  apkrovoje  $R_a$  ir gautą rezultatą padalinti iš triukšmo įtampos dispersijos  $\overline{\Delta U_1^2}$ , kurią apkrovoje  $R_a$  sudaro įėjimo signalo  $u_s(t)$  įtampos šaltinio vidaus varža  $R_s$ .

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus  $\Delta u_{\text{trš 1}}(t)$  (1.133 pav.) apkrovoje  $R_a$  sąlygojama įtampos triukšmų dispersija  $\overline{\Delta U_{1,2,3}^2}$  yra:

$$\overline{\Delta U_{1,2,3}^2} = [K_u \cdot \Delta u_{\text{trš 1}}(t)]^2 = 4 \cdot K_u^2 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_S + R_G), \quad (1.454)$$

kur:  $K_u$  - vienpolio tranzistoriaus diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas ((1.296), (1.297), (1.365), (1.377)).

Čia reikia pastebėti, jog plačiame dažnių  $\omega$  diapazone  $\Delta \omega$  užtūros G talpos  $C_G$  sandų  $C_{GD}$  ir  $C_{GS}$  (1.133 pav.) įtaką suminiam triukšmų koeficientui  $K_{\text{trš}}$  įskaitome koeficiento  $K_u$  dažnine priklausomybe  $K_u(\omega)$  (1.377).

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus  $\Delta i_{\text{trš 1}}(t)$  (1.133 pav.) apkrovos varžoje  $R_a$  sąlygojamą triukšmų įtampos dispersiją  $\overline{\Delta U_4^2}$  surasime priimdami, jog varžos  $R_{GD} = R_{GS} \Rightarrow \infty$ . Šiuo atveju triukšmų srovė  $\Delta i_{\text{trš 1}}(t)$  tekės išimtinai vienpolio tranzistoriaus įėjimo grandine- užtūra G ir rezistoriuose  $R_G$ ,  $R_S$  bei  $R_s$  sąlygos triukšmų įtampą  $\Delta u_{\text{trš 1}}^*(t)$ :

$$\Delta u_{\text{trš 1}}^*(t) = \Delta i_{\text{trš 1}}(t) \cdot (R_s + R_S + R_G).$$

Ši triukšmų įtampa yra stiprinama ir tranzistoriaus apkrovoje  $R_a$  atsiranda triukšmų įtampos dispersiją  $\overline{\Delta U_4^2}$ :

$$\overline{\Delta U_4^2} = [K_u \cdot \Delta u_{\text{trš } 1}^*(t)]^2 = 2 \cdot q \cdot K_u^2 \cdot I_{G_s} \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_S + R_G)^2. \quad (1.455)$$

Čia taip pat plačiam dažnių  $\omega$  diapazone  $\Delta \omega$  užtūros G talpos  $C_G$  sandų  $C_{GD}$  ir  $C_{GS}$  (1.133 pav.) įtaką suminiam triukšmų koeficientui  $K_{\text{trš}}$  įskaitome koeficiento  $K_u$  dažnine priklausomybe  $K_u(\omega)$  (1.377).

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus  $\Delta i_{\text{trš } 2}(t)$  (1.133 pav.) apkrovos varžoje  $R_a$  sąlygojamą įtampos triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta U_5^2}$  surasime priimdami, jog uždaryto kanalo varža  $R_k \Rightarrow \infty$ . Šiuo atveju triukšmų srovė  $\Delta i_{\text{trš } 2}(t)$  tekės išimtinai vienpolio tranzistoriaus išėjimo grandine- santaka D ir apkrovos rezistoriuje  $R_a$  sąlygos įtampos dispersiją  $\overline{\Delta U_5^2}$ :

$$\overline{\Delta U_5^2} = [\Delta i_{\text{trš } 2}(t) \cdot R_a]^2 = 4 \cdot R_a^2 \cdot \Delta \omega \cdot \{B^* \cdot k \cdot T \cdot S + I_k^2 \cdot \tau_{\text{efk}} / \{N_k^* [1 + (\omega \cdot \tau_{\text{efk}})^2]\}\}. \quad (1.456)$$

Lygiavertis įtampos triukšmų generatorius  $\Delta u_{\text{trš } 2}(t)$  (1.133 pav.) veikia betarpiškai vienpolio tranzistoriaus išėjimo grandinėje- santakoje D ir apkrovos rezistoriuje  $R_a$  sąlygoja įtampos triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta U_6^2}$ :

$$\overline{\Delta U_6^2} = [\Delta u_{\text{trš } 2}(t)]^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_D + R_a). \quad (1.457)$$

Iš (1.454) surandame įėjimo signalo  $u_s(t)$  įtampos šaltinio vidaus varžos  $R_s$  apkrovoje  $R_a$  sąlygojamų įtampos triukšmų dispersiją  $\overline{\Delta U_1^2}$ :

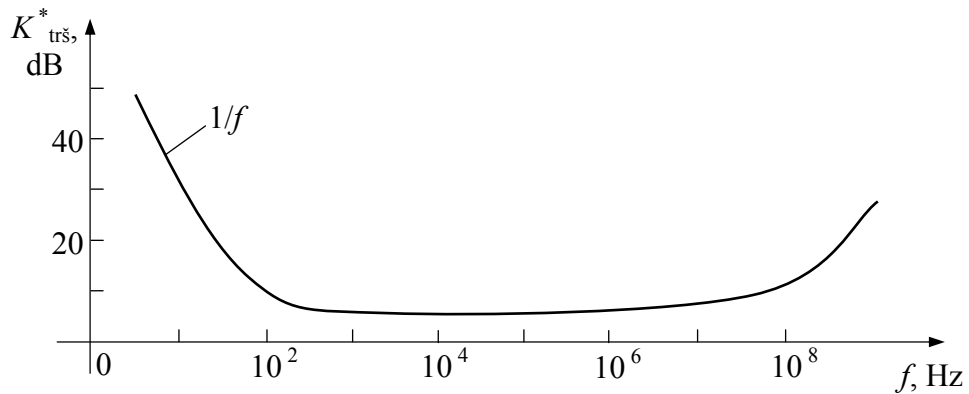
$$\overline{\Delta U_1^2} = 4 \cdot K_u^2 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega. \quad (1.458)$$

Taigi, į (1.453) įstatę atitinkamas įtampų triukšmo dispersijų  $\overline{\Delta U_n^2}$  išraiškas (1.454) ÷ (1.458), randame bendros ištakos (BI) schemoje įjungto vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficientą  $K_{\text{trš}}$ :

$$\begin{aligned} K_{\text{trš}} \cong & 1 + (R_S + R_G)/R_s + I_{G_s} \cdot (R_s + R_S + R_G)^2 / (2 \cdot \varphi_T \cdot R_s) + \\ & + R_a^2 \cdot \{B^* \cdot S + I_D^2 \cdot \tau_{\text{efk}} / \{k \cdot T \cdot N_k^* [1 + (\omega \cdot \tau_{\text{efk}})^2]\}\} / (R_s \cdot K_u^2) + \\ & + (R_D + R_a) / (R_s \cdot K_u^2) + A^* / \omega^\gamma, \end{aligned} \quad (1.459)$$

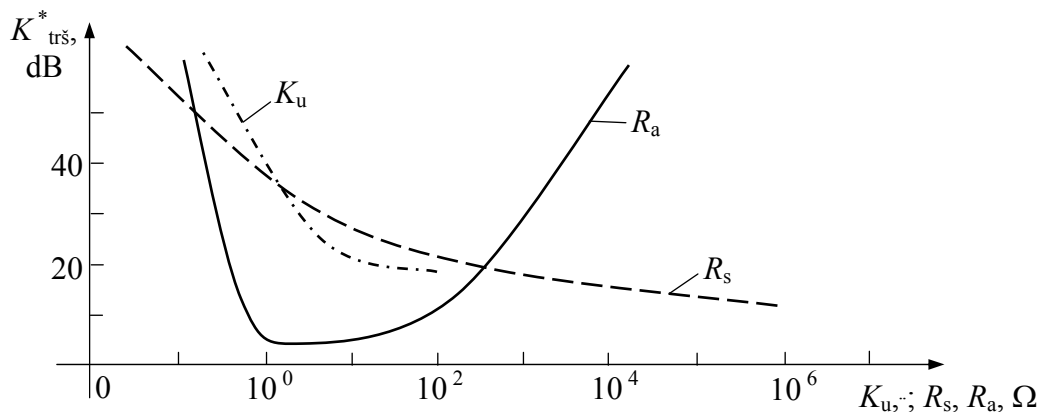
kur šios formulės išvedimo metu pasinaudojome anksčiau pateikta tapatybe:  $\varphi_T = k \cdot T / q$ , bei  $I_k = I_D$ , o taip pat gautos išraiškos (1.459) patikslinimo tikslu jos pabaigoje pridėjome  $1/f$  triukšmą aprašantį narį  $A^* / \omega^\gamma$  (1.404).

Iš (1.459) paskaičiuota lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{\text{trš}}$  priklausomybė nuo dažnio  $\omega$  yra parodyta 1.134 pav., kur triukšmų koeficientas  $K_{\text{trš}}$  yra pateiktas decibelais (dB):  $K_{\text{trš}}^* = 10 \cdot \lg K_{\text{trš}}$ .



1.134 pav. Iš (1.459) paskaičiuota lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybė nuo dažnio  $\omega$

1.134 pav. pateiktoje priklausomybėje  $K_{trš}(\omega)$  žemuose dažniuose ( $\omega \leq 1$  kHz) stebimą triukšmų didėjimą apsprendžia  $1/f$  triukšmas (paskutinis išraiškos (1.459) narys). Tuo tarpu aukštuose dažniuose ( $\omega \geq 1$  MHz) stebimą triukšmų didėjimą apsprendžia išraiškos (1.459) nariai, kurie yra atvirkščiai proporcingi įtampos stiprinimo koeficiento  $K_u(\omega)$  kvadratui, nes didėjant dažniui  $\omega$  koeficientas  $K_u(\omega)$  mažėja (1.377). Iš gautos išraiškos (1.459) taip pat seka stipri vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybė nuo įtampos stiprinimo koeficiento  $K_u$ , įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltinio vidaus varžos  $R_s$  bei apkrovos varžos  $R_a$ . Todėl 1.135 pav. yra parodytos iš (1.459) paskaičiuotos lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybės nuo parametrų:  $R_s$ ,  $R_a$  ir  $K_u$ , kai dažnis  $\omega$  yra intervale:  $2 \cdot \pi \cdot (10^4 \div 10^6)$  Hz (1.134 pav.).



1.135 pav. Iš (1.459) paskaičiuotos lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento  $K_{trš}$  priklausomybės nuo parametrų:  $R_s$ ,  $R_a$  ir  $K_u$ , kai dažnis  $\omega$  yra intervale:  $2 \cdot \pi \cdot (10^4 \div 10^6)$  Hz (1.134 pav.)

Atliekant priklausomybių  $K_{trš}(K_u, R_s, R_a)$  skaičiavimus pasinaudojome koeficiento  $K_u$  priklausomybe nuo  $R_a \equiv R_D$  (1.297) bei iš (1.282), (1.290) ir (1.297) sekančiu proporcingumu:  $K_u \sim |S| \cdot R_a \cdot r_{DS} / (R_a + r_{DS})$ . Taigi, iš 1.135 pav. pateiktų priklausomybių matome, jog, skirtingai nuo dvipolio tranzistoriaus (1.131 pav.), vienpolio tranzistoriaus stiprinimo pakopos triukšmų koeficientas  $K_{trš}$  įgauna minimumo vertę  $K_{trš \min}$  parenkant tik apkrovos rezistoriaus

$R_a$  varža, kai tuo tarpu įėjimo signalo  $u_s(t)$  šaltinio vidaus varža  $R_s$  bei įtampos stiprinimo koeficientas  $K_u$  turi būti įmanomai maksimalūs. Kita vertus, srovių  $I_{G_s}$  ir  $I_D$  santykinė įtaka suminiam triukšmų koeficientui  $K_{trš}$  yra palyginti nedidelė, tačiau pageidautina įmanomai mažinti užtūros atgalinę sotes srovę  $I_{G_s}$ . Čia reikia pastebėti, jog bendru atveju vienpolių tranzistorių triukšmų koeficientas  $K_{trš}$  yra mažesnis už dvipolių tranzistorių. Todėl mažatriukšmiuose stiprintuvuose pirmojoje stiprinimo pakopoje dažniausiai yra jungiami mažatriukšmiai lauko tranzistoriai.

Anksčiau parodėme, jog selektyviai įterpto arba indukuoto n-kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus (1.121 pav.) statusas  $S$ , o tuo pačiu ir įtampos stiprinimo koeficientas  $K_u$  yra didžiausi tarp visų vienpolių tranzistorių. Todėl tokio lauko tranzistoriaus triukšmų koeficientas  $K_{trš}$  yra mažiausias tarp vienpolių ir dvipolių tranzistorių. Dėl šios priežasties selektyviai įterpto arba indukuoto n-kanalo sandūriniai Šotkio tranzistoriai plačiai taikomi mažatriukšmių superaukštojo dažnio (3 ÷ 30 GHz) stiprintuvų pirmosiose stiprinimo pakopose, pvz. palydovinių televizinių sistemų superaukštojo dažnio imtuvuose-keitikliuose (konverteriuose) ir t. t.

### 3. PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ TEORINIO MODELIAVIMO BŪDAI

#### 3.1. Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema

Iš bendrosios fizikos elektros skyriaus žinome, jog visi gamtoje vykstantys elektromagnetiniai reiškiniai yra aprašomi *fundamentaliomis Maksvelo lygtimis*. Remiantis šiomis lygtimis fizikiniai procesai, vykstantis bet kokiame puslaidininkiniame įtaise, gali būti aprašyti *Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema*- parašyta vienos iš trijų Dekarto koordinačių sistemos, pvz.  $x$ -ašies kryptimi:

$$\left. \begin{aligned}
 \partial n_{px} / \partial t &= [\partial j_n(x) / \partial x] / q + g_{nx} - r_{nx}, \\
 \mathbf{j}_{nx} &= q \cdot [\mu_{nx} \cdot n_x \cdot \mathbf{E}_x + D_{nx} \cdot (\partial n / \partial x)], \\
 \partial p_{px} / \partial t &= -[\partial j_p(x) / \partial x] / q + g_{px} - r_{px}, \\
 \mathbf{j}_{px} &= q \cdot [\mu_{px} \cdot p_x \cdot \mathbf{E}_x - D_{px} \cdot (\partial p / \partial x)], \\
 \mathbf{j}_x &= \mathbf{j}_{nx} + \mathbf{j}_{px} + \mathbf{j}_{Cx}, \\
 \partial^2 \varphi(x) / \partial x^2 &= -\partial E(x) / \partial x = \\
 &= -(q / \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0) \cdot (p_x + N_{dx} - n_x - N_{ax}),
 \end{aligned} \right\} \quad (1.460)$$

kur: indeksas “ $x$ ” nurodo atitinkamo dydžio vertę puslaidininkio taške  $x$  arba jo kryptį (pvz.  $x$ -ašies kryptimi);  $\mathbf{j}_x$  - suminės srovės  $\mathbf{I}_x$  tankis;  $\mathbf{j}_{n x}$  ir  $\mathbf{j}_{p x}$  - elektroninė ir skylinė suminės srovės  $\mathbf{I}_x$  tankio  $\mathbf{j}_x$  sandai, atitinkamai;  $\mathbf{j}_{C x} = \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0 \cdot (\partial \mathbf{E}_x / \partial t)$  - slinkties srovės  $\mathbf{I}_{C x}$  tankis;  $g_{n, p x}$  - elektronų arba skylių generacijos sparta, atitinkamai;  $r_{n, p x}$  - elektronų arba skylių rekombinacijos sparta, atitinkamai;  $\varphi_x$  - elektrinio lauko  $\mathbf{E}$  potencialas taške  $x$ ;  $\mathbf{E}_x$  - elektrinio lauko stiprio  $\mathbf{E}$  sandas  $x$ -ašies kryptimi;  $\mu_{n x} = v_{drf n x} / E_x$  ir  $\mu_{p x} = v_{drf p x} / E_x$  - elektronų ir skylių judrumas taške  $x$ , atitinkamai ( $v_{drf n, p x}$  - elektronų arba skylių dreifinio greičio  $\mathbf{v}_{drf n, p}$  sandas  $x$ -ašies kryptimi, atitinkamai);  $D_{n x}$  ir  $D_{p x}$  - elektronų ir skylių difuzijos koeficientai taške  $x$ , atitinkamai;  $n_x$  arba  $n_{p x}$  ir  $p_x$  arba  $p_{n x}$  - elektronų ir skylių tankis taške  $x$ , atitinkamai (indeksas “ $n$ ” arba “ $p$ ” nurodo puslaidininkio laidumo tipą);  $N_{d x}$  ir  $N_{a x}$  - donorinių ir akceptorinių priemaišų tankis taške  $x$ , atitinkamai.

Akivaizdu, jog užrašant lygčių sistemą (1.460)  $y$ - bei  $z$ -ašių kryptimis, kintamasis  $x$  bei indeksas “ $x$ ” keičiami į atitinkamus kintamuosius  $y$  arba  $z$  su atitinkamais šių didžiųjų indeksais “ $y$ ” bei “ $z$ ”.

Sistemos (1.460) pirmoji ir trečioji lygtys yra vadinamos tolydumo lygtimis. Jos aprašo šalutinių krūvininkų (elektronų arba skylių) tankio  $n_p$  arba  $p_n$ , atitinkamai, pokytį  $\partial n_p / \partial t$  arba  $\partial p_n / \partial t$  per laiko vienetą puslaidininkio taške  $\{x, y, z\}$ , atsirandanti dėl suminės srovės  $\mathbf{I}$  elektroninės  $\mathbf{I}_n$  bei skylinės  $\mathbf{I}_p$  srovių sandų tankio  $\mathbf{j}_n$  ir  $\mathbf{j}_p$ , atitinkamai, pokyčio  $\partial \mathbf{j}_n / \partial (x, y, z)$  arba  $\partial \mathbf{j}_p / \partial (x, y, z)$ , atitinkamai, to taško  $\{x, y, z\}$  aplinkoje bei šalutinių krūvininkų padidėjimo ir sumažėjimo tame taške dėl generacijos ( $g_n, g_p$ ) ir rekombinacijos ( $r_n, r_p$ ) procesų, atitinkamai. Čia reikia pastebėti, kad suminės srovės  $\mathbf{I}$  elektroninės  $\mathbf{I}_n$  bei skylinės  $\mathbf{I}_p$  srovių sandų tankio pokyčiai taško  $\{x, y, z\}$  tūrio  $\partial V = \partial x \cdot \partial y \cdot \partial z$  aplinkoje atsiranda dėl skirtingo įeinančių ir išeinančių šalutinių krūvininkų skaičiaus tame elementariajame tūryje  $\partial V$  nagrinėjamame taške  $\{x, y, z\}$ .

Sistemos (1.460) antroji ir ketvirtoji lygtys yra vadinamos srovės tankio lygtimis. Jos aprašo elektronų ir skylių sąlygotų srovių tankio sandus  $\mathbf{j}_n$  ir  $\mathbf{j}_p$ , atitinkamai, atsirandančius dėl elektrinio lauko  $\mathbf{E}$  poveikio, t. y. dreifinės suminės srovės  $\mathbf{I}_{drf}$  tankio  $\mathbf{j}_{drf}$  sandų komponentes  $\mathbf{j}_{n drf}$  ir  $\mathbf{j}_{p drf}$ , kurios yra išreiškiamos taip:  $\mathbf{j}_{n drf} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \mathbf{E}$  ir  $\mathbf{j}_{p drf} = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \mathbf{E}$ . Kita vertus dėl krūvininkų tankių  $n$  ir  $p$  netolygaus pasiskirstymo puslaidininkio tūryje, kas yra nusakoma gradientais:  $\text{grad } n(x, y, z)$  ir  $\text{grad } p(x, y, z)$ , atsiranda difuzinė suminė srovė  $\mathbf{I}_{dif}$ , kurios tankio  $\mathbf{j}_{dif}$  elektroninės  $\mathbf{j}_{n dif}$  ir skylinės  $\mathbf{j}_{p dif}$  sandų komponentės yra išreiškiamos tokio pavidalo išraiškomis:  $\mathbf{j}_{n dif} = q \cdot D_n \cdot [\partial n / \partial (x, y, z)]$  ir  $\mathbf{j}_{p dif} = q \cdot D_p \cdot [\partial p / \partial (x, y, z)]$ .

Sistemos (1.460) penktoji lygtys yra vadinama suminės srovės tankio lygtimi. Ji aprašo suminės srovės  $\mathbf{I}$  tankį  $\mathbf{j}$  puslaidininkyje, kurios yra sudarytos iš elektroninės bei skylinės srovių  $\mathbf{I}_n$  ir  $\mathbf{I}_p$  sandų tankių  $\mathbf{j}_n$  ir  $\mathbf{j}_p$ , atitinkamai, bei slinkties srovės  $\mathbf{I}_C$  tankio  $\mathbf{j}_C$ .

Sistemos (1.460) šeštoji lygtis yra vadinama *Puasono lygtimi*. Ši lygtis suriša taško  $\{x, y, z\}$  potencialą  $\varphi(x, y, z)$  su suminiu erdviu krūviu  $Q_{x,y,z}$  to taško tūrio  $\partial V$  aplinkoje.

Lygčių sistemoje (1.460) skylinės srovės  $I_p$  tankio  $j_p$  išraiškose minuso ženklas “-” išreiškia tą faktą, jog skylinės srovės  $I_p$  kryptis sutampa su atitinkamos ašies  $x$ -,  $y$ - arba  $z$ -kryptimi tik tuo atveju, kai skylių tankis  $p(x, y, z)$  ta kryptimi mažėja- yra tenkinama nelygybė:  $\partial p / \partial(x, y, z) < 0$ , nes skylių judėjimo kryptis ir jų sąlygotos srovės kryptis yra priešingos.

Kartu su sistemos (1.460) lygtimis yra naudojamos šios tapatybės:

$$L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}, \quad L_p = (D_p \cdot \tau_p)^{1/2}, \quad (1.461)$$

bei Einšteino sąryšis:

$$\mu_n = q \cdot D_n / (k \cdot T), \quad \mu_p = q \cdot D_p / (k \cdot T), \quad (1.462)$$

kur:  $L_n$  ir  $L_p$  - elektronų ir skylių difuzijos nuotoliai, atitinkamai, t. y. atstumas, kuriame atitinkamų krūvininkų tankis sumažėja  $e = 2,718\dots$  kartų;  $\tau_n$  ir  $\tau_p$  - šalutinių krūvininkų, t. y. elektronų ( $n_p$ )  $p$ - puslaidininkyje ir skylių ( $p_n$ )  $n$ - puslaidininkyje gyvavimo trukmė, atitinkamai, kas atitinka laiko trukmę, per kurią atitinkamų šalutinių krūvininkų tankis  $n_p$  arba  $p_n$  sumažėja  $e$  kartų.

Dydžiai  $\tau_n$  ir  $\tau_p$  priklauso nuo rekombinacinių procesų puslaidininkio tūryje  $V$  ir jo paviršiuje  $S$ . Ši priklausomybė yra išreiškiama taip:

$$1/\tau_n = 1/\tau_{nV} + 1/\tau_{nS}, \quad 1/\tau_p = 1/\tau_{pV} + 1/\tau_{pS}, \quad (1.463)$$

kur:  $\tau_{n,pV}$  ir  $\tau_{n,pS}$  - atitinkamų šalutinių krūvininkų gyvavimo trukmė tūryje  $V$  ir paviršiuje  $S$ , atitinkamai.

Šalutinių krūvininkų (elektronų arba skylių) rekombinacijos sparta  $r_{n,p}$  yra tiesiog proporcinga jų pertekliniam tankiui  $\Delta n_p = n_p - n_{p0}$  arba  $\Delta p_n = p_n - p_{n0}$ , bei atvirkščiai proporcinga gyvavimo trukmei  $\tau_{n,p}$ :

$$r_n = \Delta n_p / \tau_n = (n_p - n_{p0}) / \tau_n, \quad r_p = \Delta p_n / \tau_p = (p_n - p_{n0}) / \tau_p, \quad (1.464)$$

kur:  $n_{p0}$  ir  $p_{n0}$  - šalutinių krūvininkų pusiausvyriniai tankiai, priklausantys nuo aplinkos temperatūros  $T$  (temperatūrai didėjant, šalutinių krūvininkų pusiausvyriniai tankiai taip pat didėja).

Čia reikia pastebėti, jog išraiškos (1.464) aprašo ir temperatūrinę šalutinių krūvininkų generacijos spartą, kai jų tankis tampa mažesnis už pusiausvyrinį tankį.

Elektronų arba skylių generacijos sparta  $g_{n,p}$  užrašoma priklausomai nuo fizikinio generacijos proceso pobūdžio. Pvz., optinio sužadinimo metu puslaidininkyje yra



generuojamos elektronų-skylių poros, kurių skaičius  $N_{n-p}$  per laiko vienetą  $\Delta t$  yra lygus arba mažesnis už puslaidininkį pasiekusių optinių fotonų  $h \cdot \nu$  skaičių  $N_{hv}$  per tą patį laiko vienetą  $\Delta t$ , t. y. galima užrašyti:  $g_n = g_p = k_{hv} \cdot N_{hv}$ , kur:  $k_{hv} \leq 1$  - optinio žadinimo koeficientas.

Nagrinėjant puslaidininkio sritį, kurioje vyksta griūtinis pramušimas (1.62), joje generuojamų krūvininkų porų generacijos spartą  $g_{n,p}$  galima užrašyti per griūtės didėjimo faktorių  $M$  (1.62):  $g_n = g_p = (M - 1)$ . Čia priimame, kad elektronų ir skylių indelis  $i$  faktorių  $M$  yra vienodas. Tačiau dėl skirtingų elektronų ir skylių judrių  $\mu_{n,p}$  (1.462) (dažniausiai  $\mu_n > \mu_p$ ) elektronų ir skylių indelis  $i$  faktoriaus  $M$  vertę yra skirtingas ir todėl dydžių  $g_n$  ir  $g_p$  vertės skiriasi. Šį faktą galima įskaityti taip:  $g_n = [M_n(E) - 1]$  ir  $g_p = [M_p(E) - 1]$ , kur funkcijos  $M_{n,p}(E)$  yra parenkamos iš eksperimento. Čia pastebėsime, jog funkcijų  $M_{n,p}(E)$  vertės bendru atveju priklauso nuo krypties puslaidininkyje.

Krūvininkų judriai  $\mu_{n,p}$  (1.462), o tuo pačiu ir difuzijos koeficientai  $D_{n,p}$ , taip pat nėra pastovūs didžiai- jie priklauso nuo legiruojančių priemaišų tankių  $N_{a,d}$ . Puslaidininkiuose, didėjant  $N_{a,d}$ , krūvininkų judriai  $\mu_{n,p}$  mažėja. Ši priklausomybė gali būti aprašyta įvairaus pobūdžio aproksimacijomis, pvz.:  $\mu_{n,p} = \mu_{n,p i} / [1 + (N_{a,d} / N^*)^\eta]$ , kur:  $\mu_{n,p i}$  - atitinkamų krūvininkų judriai savitojo laidumo i-puslaidininkyje;  $\eta$  ir  $N^*$  - parenkami koeficientai.

Iš pirmosios ir antrosios bei iš trečiosios ir ketvirtosios sistemos (1.460) lygčių galima užrašyti šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  (arba  $p_n$ ) priklausomybę nuo koordinatės  $\{x, y, z\}$  ir laiko  $t$ , pvz.  $x$ - ašies kryptimi tokio pavidalo lygčių sistema:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_{px}}{\partial t} &= g_{nx} - (n_{px} - n_{pox}) / \tau_{nx} + n_{px} \cdot \mu_{nx} \cdot [\partial E(x) / \partial x] + \\ &+ \mu_{nx} \cdot E_x \cdot [\partial n_p(x) / \partial x] + D_{nx} \cdot [\partial^2 n_p(x) / \partial x^2], \\ \frac{\partial p_{nx}}{\partial t} &= g_{px} - (p_{nx} - p_{nox}) / \tau_{px} + p_{nx} \cdot \mu_{px} \cdot [\partial E(x) / \partial x] + \\ &+ \mu_{px} \cdot E_x \cdot [\partial p_n(x) / \partial x] + D_{px} \cdot [\partial^2 p_n(x) / \partial x^2], \end{aligned} \right\} (1.465)$$

kur matematinio išvedimo metu pasinaudojome tapatybėmis (1.464).

Lygtys (1.465) ir atitinkamos lygtys sistemoje (1.460), turinčios narius su elektrinio lauko stipriu  $E$ , galioja tik iki tam tikrų elektrinio lauko stiprio  $E_{max}$  verčių. Esant stipriam elektriniam laukui  $E \geq E_{max}$ , sandauga  $\mu \cdot E$  tampa pastovi ir nebeprisklauso nuo  $E$  (1.120 pav.). Todėl prie stiprių elektrinio lauko  $E$  verčių  $E \geq E_{max}$ , visose sistemos (1.460) bei (1.465) lygtyse atitinkamos sandaugos  $\mu \cdot E$  yra pakeičiamos atitinkamomis krūvininkų dreifinio greičio  $v_{drf}$  soties vertėmis  $v_s$ .

Akivaizdu, jog bendru atveju lygtys (1.465) neturi analizinio sprendinio. Kita vertus, lygčių sistema (1.460) ir iš jos gaunamos lygtys (1.465) aprašo tik makroskopinius procesus, t. y. tokius, kuriems galioja Einšteino sąryšis (1.462). Iš čia seka, kad teoriškai modeliuojamo

puslaidininkinio įtaiso atitinkamos srities matmenys turi būti nemažesni, kaip šimtosios mikrono (  $\mu\text{m}$  ) dalys. Todėl lygčių sistema (1.460) neaprašo magnetinių reiškinių ir puslaidininkinio kristalo defektų, nes joje nėra tam būtinų lygties narių. Kita vertus, šios lygtys gali būti taikomos, kai yra tenkinamos sąlygos: legiruojančių priemaišų tankio  $N_{a, d}$  gradientas-  $\text{grad } N_{a, d} \leq 10^{24} \text{ cm}^{-4}$  ( Si, Ge ); srovės  $I$  tankis-  $j \leq 10^6 \text{ A/cm}^2$ ; elektrinių signalų kitimo dažnis-  $\omega \leq 2 \cdot \pi \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ . Šie apribojimai įprastiniuose puslaidininkiniuose įtaisuose dažniausiai nėra viršijami, todėl lygčių sistema (1.460) ir iš jos gautos lygtys (1.465) yra plačiai taikomos teoriniuose puslaidininkinių įtaisų skaičiavimuose.

Matematinis Šoklio lygčių (1.460) sprendimas ir iš jų gautų lygčių (1.465) sudarytos sistemos sprendimas reikalauja kraštinių sąlygų, kurias bendriausiu atveju galima formuluoti sekančiai:

- 1) prie laisvo puslaidininkio paviršiaus, neturinčio kontakto su laidininku, elektroninės  $I_n$  ir skylinės  $I_p$  suminės srovės  $I = I_n + I_p$  sandų statmenos paviršiumi komponentės  $I_{n \perp}$  ir  $I_{p \perp}$ , atitinkamai, yra pilnai apspręstos paviršinio generacinio-rekombinacinio proceso. Tai seka iš to, jog suminės srovės  $I$  tankio  $j$  statmena paviršiumi komponentė  $j_{\perp}$  per tokį paviršių yra lygi nuliui (  $j_{\perp} = 0$  ). Todėl krūvininkų srautas link paviršiaus turi būti lygus rekombinavusių prie paviršiaus krūvininkų skaičiui  $N_{n, p}$  per laiko vienetą  $\Delta t$ , t. y krūvininkų rekombinacijos spartos  $r_{n, p S}$  ir generacijos spartos  $g_{n, p S}$  prie paviršiaus skirtumui, kurį užrašome taip:  $(\partial j_{n, p \perp} / \partial \eta) / q = r_{n, p S} - g_{n, p S}$ , kur:  $\eta$ - normalė nagrinėjamo paviršiaus taške  $\{x, y, z\}$ . Taip pat, nesant išorinių elektrinių laukų (  $E_{\text{isor}} = 0$  ), nagrinėjamo paviršiaus taške  $\{x, y, z\}$  elektrinio lauko stiprio  $E$  statmena paviršiumi komponentė  $E_{\perp}$  yra lygi nuliui:  $E_{\perp} = -\partial \varphi / \partial \eta = 0$ ;
- 2) kai puslaidininkio paviršius liečiasi su dielektriko sluoksniu ir per jį veikia išorinis elektrinis laukas  $E_{\text{isor}}$  ( ši situacija atitinka MOP (MDP) tranzistorius), tai šiuo atveju kraštinės sąlygos yra nusakomos elektrinio lauko  $E_{\text{isor}}$  vektoriui, riboje tarp dielektriko ir puslaidininkio, tokio pavidalo išraiškomis:

$$\varepsilon_d \cdot \varepsilon_o \cdot E_{\text{isor d} \perp} - \varepsilon_p \cdot \varepsilon_o \cdot E_{\text{isor p} \perp} = -\sigma_S \quad \text{ir} \quad E_{\text{isor d} \parallel} = E_{\text{isor p} \parallel}$$

kur:  $\sigma_S$  - paviršinis krūvininkų tankis riboje tarp dielektriko ir puslaidininkio ( indeksai “d” ir “p” nurodo parametrų vertes dielektrike ir puslaidininkyje, atitinkamai, o indeksas “ $\perp$ ” nurodo tangentinės ( liestinės ) komponentės vertę);

- 3) kai puslaidininkio paviršius liečiasi su metalo sluoksniu ( ši situacija atitinka ominių arba Šotkio kontaktus ), tai šiuo atveju kraštinės sąlygas riboje tarp metalo ir puslaidininkio nusako termodinaminę pusiausvyrą ir jos yra išreiškiamos taip:

$n_{n,p} \cdot p_{n,p} = n_i^2$  bei paviršiniam krūvininkų tankiui  $\rho_x$  tokio pavidalo tapatybe:

$$\rho_x = q \cdot (p_x + N_{dx} - n_x - N_{ax}) = 0;$$

4) srovė  $I$  per puslaidininkio omini kontaktą yra nusakoma integralu:

$$I = \int_S j(x, y, z) \cdot dS, \text{ kur: } S - \text{ ominio kontakto plotas; } j(x, y, z) - \text{ srovės tankis}$$

omnio kontakto taške  $\{x, y, z\}$ .

Esant atitinkamoms kraštinėms sąlygoms yra sprendžiama lygčių sistema (1.460) bei, esant būtinybei, kitos papildomos lygtys. Sprendimo metu yra randamos parametrų  $n, p, \varphi$  ir  $E$  funkcinės priklausomybės nuo laiko  $t$  ir koordinatės  $\{x, y, z\}$ . Iš gautų priklausomybių yra paskaičiuojami atitinkamų srovių  $I$  tankių  $j$  sandai  $j_{n,p}$  ir iš jų suminės srovės per puslaidininkinio darinio atitinkamus ominus kontaktus. Bendru atveju lygčių sistema (1.460) su atitinkamomis kraštinėmis sąlygomis aprašo puslaidininkinio įtaiso statines (nepriklausomas nuo laiko  $t$ ) ir dinamines (kintamas laike  $t$ ) charakteristikas mažo bei didelio įėjimo signalo sąlygų atvejais (*mažo įėjimo signalo sąlygos atvejis* atitinka tiesinių grandinių savybę- t. y., kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos nepriklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose, o *didelio įėjimo signalo sąlygos atvejis* atitinka netiesinių grandinių savybę- t. y., kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose (kontaktuose)).

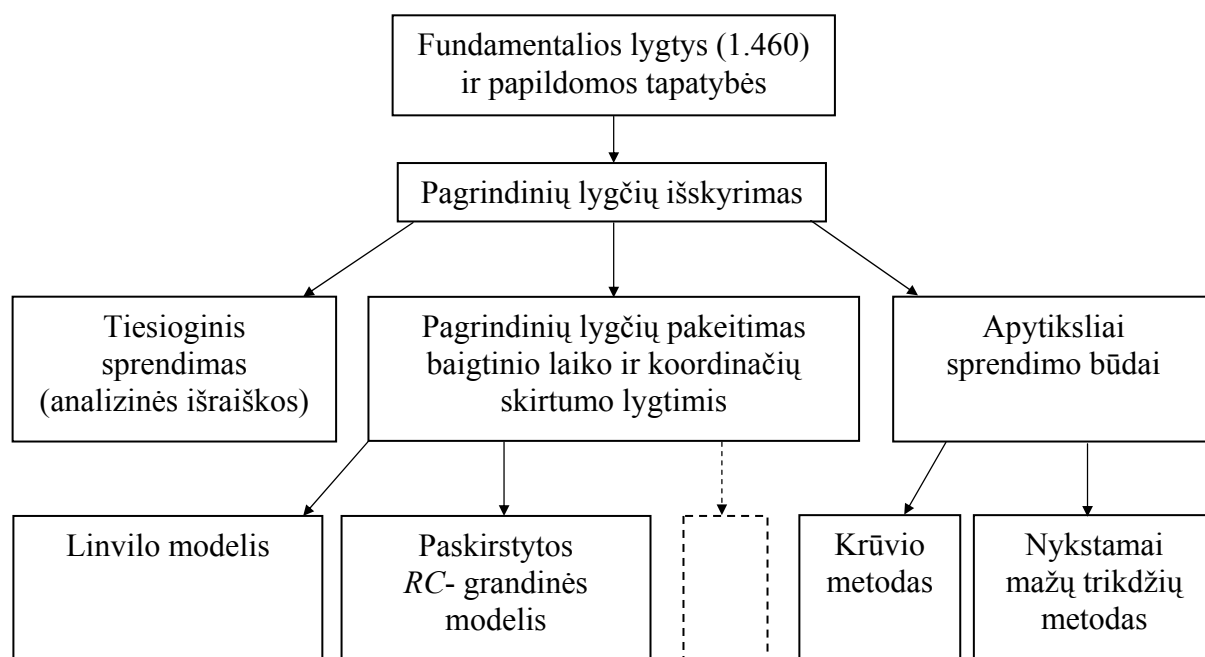
Skaičiuojant dažnines puslaidininkinio įtaiso charakteristikas, t. y. jų priklausomybę nuo dažnio  $\omega$ , mažo įėjimo signalo sąlygos atveju lygčių sistemoje (1.460) kintamieji dydžiai dažniausiai yra užrašomi pavidalu:  $\xi = \xi_0 + \xi_0 \cdot e^{j\omega \cdot t}$ , kur indeksu "0" yra pažymėta pastovi komponentė, o indeksu "o"- kintamosios komponentės amplitudė, kurios daugyba iš  $e^{j\omega \cdot t}$  reiškia vektoriaus  $\xi_0$  sukimą kompleksinėje plokštumoje  $\{Re, Im\}$  kampiniu greičiu  $\omega$  prieš laikrodžio rodyklę (1.4 pav. ir 1.6 pav.).

Jau minėjome, jog lygčių sistemos (1.460) su atitinkamomis kraštinėmis sąlygomis bei kitomis būtinomis lygtimis bendras sprendimas yra susijęs su dideliais matematiniais sunkumais ir reikalauja ypač galingų kompiuterių bei daug skaičiavimo laiko su jais. Todėl įvairūs matematiniai modeliai skiriasi padarytais lygčių sistemos (1.460) supaprastinimais ir prielaidomis, leidžiančiomis žinomais matematiniais būdais gauti pakankamai tikslius sprendinius konkreitiems puslaidininkiniams įtaisams bei jų klasėms. Dažniausiai konkrečiai puslaidininkinių įtaisų klasei (pvz., diodams, vienpoliams arba dvipoliams tranzistoriams ir t.t.) iš lygčių sistemos (1.460) yra išskiriama *pagrindinė* arba *kelios pagrindinės lygtys*, kurios pakankamai tiksliai aprašo pagrindinius fizikinius procesus puslaidininkiniame įtaise arba atskirose to prietaiso srityse. Pvz., dvipolio tranzistoriaus atveju yra apsiribojama fizikinių procesų aprašymu jo bazėje. Todėl užtenka išspręsti pirmąją arba trečiąją lygčių sistemos (1.460) lygtį su kraštinėmis sąlygomis prie emiterio ir kolektoriaus bazėje, t. y. apsiribojama

tolydumo lygties šalutiniams krūvininkams bazės srityje sprendimu. Tai jau parodėme anksčiau, nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus fizikinius veikos pagrindus ((1.201) ÷ (1.209)). Vienpolio tranzistoriaus atveju (pvz. sandūrinio) užtenka išspręsti pirmąją arba trečiąją lygčių sistemos (1.460) lygtį kanalo srityje su kraštinėmis sąlygomis prie ištakos S ir santakos D, t. y. apsiribojama tolydumo lygties pagrindiniams krūvininkams kanale sprendimu, bei Puasono lygties nuskurdintoje užtūros G p-n sandūros srityje sprendimu. Tai taip pat jau parodėme anksčiau, nagrinėdami puslaidininkinio diodo ((1.37) ÷ (1.42)) bei vienpolio tranzistoriaus ((1.324) ÷ (1.330)) fizikinius veikos pagrindus.

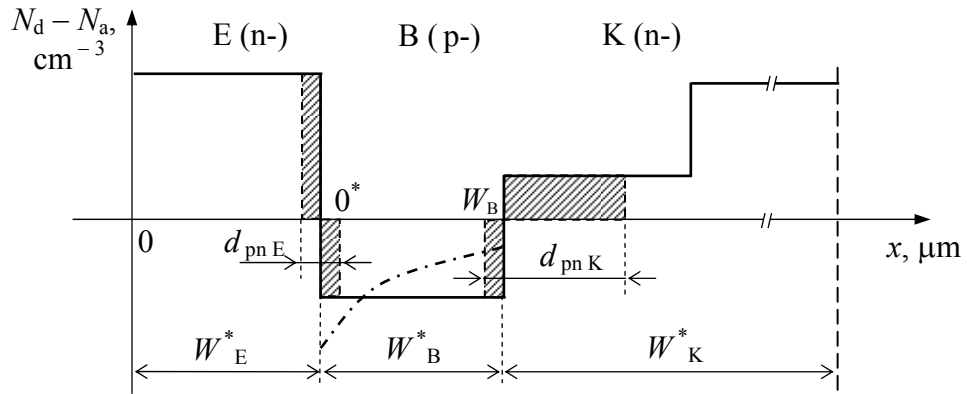
Remiantis anksčiau išdėstytais prielaidomis konkretaus puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis gali būti sudarytas trimis būdais (1.136 pav.).

**1. Tiesioginis Šoklio lygčių sistemos sprendimas**- tai pagrindinių sistemos (1.460) lygčių sprendimas įprastais metodais, kai atskirais atvejais galima rasti analizinį sprendinį žinomais matematiniais lygčių analizės metodais. Kitais atvejais, kai diferencialinių lygčių sistema yra netiesinė, naudojami įvairūs skaitmeniniai tokių lygčių sprendimo metodai.



1.136 pav. Puslaidininkinio įtaiso matematiniai modeliai bei galimi sprendimo būdai

Dažniausiai dalinių laiko  $\partial F/\partial t$  ir koordinatės  $\partial F/\partial (x, y, z)$  išvestinių netiesinės diferencialinės lygtys yra pakeičiamos baigtinių laiko  $\Delta F/\Delta t$  ir koordinatės  $\Delta F/\Delta (x, y, z)$  skirtumų lygtimis, kur:  $F$ - atitinkamo parametro funkcija. Pailiustruosime tai vienmate tolydumo lygtimi (1.465), aprašančia fizikinius procesus dvipolio n-p-n tranzistoriaus bazėje. Lygtyje (1.465) dydžiai  $\tau_{n x}$ ,  $\mu_{n x}$  ir  $D_{n x}$  yra funkcijos nuo legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  pasiskirstymo bazėje (1.137 pav.), kur  $x$ - ašis yra nukreipta nuo emiterio E link kolektoriaus K.



1.137 pav. Legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  ir  $N_d(x)$  pasiskirstymas  $x$ -ašies kryptimi dvipolio n-p-n tranzistoriaus emiteryje E, bazėje B ir kolektoriuje K

Kraštines sąlygas šalutiniams krūvininkams bazėje B prie emiterio E ( $x = 0^*$ ) ir prie kolektoriaus K ( $x = W_B$ ) riboje su atitinkamomis p-n sandūrų nuskurdintomis sritimis galima užrašyti taip:

$$n_p(0, t) = n_{p0}(0) \cdot \exp(-U_{EB}/\varphi_T), \quad n_p(W_B, t) = n_{p0}(W_B) \cdot \exp(-U_{KB}/\varphi_T), \quad (1.466)$$

kur:  $n_{p0}(0)$  ir  $n_{p0}(W_B)$ - pusiausvyrinių (termodinaminės pusiausvyros prasme) elektronų tankio  $n_{p0}(x)$  pasiskirstymo vertės p- laidumo bazėje prie emiterio E ir kolektoriaus K nuskurdintų p-n sandūrų sričių, atitinkamai;  $W_B$  - neutralios bazės storis.

Pradiniu laiko momentu  $t = 0$ , kol dar nėra įėjimo signalo įtampos  $u_{in}(t)$  arba srovės  $i_{in}(t)$  šuolio emiteryje, elektronų tankio  $n_p(x, 0)$  pasiskirstymas p- bazėje atitinka stacionarų pusiausvyrinį pasiskirstymą:

$$n_p(x, 0) = n_{p0}(x) = n_i^2 / p_{p0}(x) \cong n_i^2 / |N_a(x)|, \quad (1.467)$$

ir tai sudaro kraštinę sąlygą šalutinių krūvininkų tankio pasiskirstymui bazėje, kur:  $p_{p0}(x)$ - skylių (pagrindinių krūvininkų) stacionarus tankis bazėje.

Pusiausvyrinių elektronų tankio  $n_{p0}(x)$  pasiskirstymas p- laidumo bazėje bendru atveju nėra pastovus. Jis priklauso nuo įtampų  $U_{EB}$  ir  $U_{KB}$ , bei nuo legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  bazėje pasiskirstymo pobūdžio. Kai įtampos  $U_{EB} \geq 0$  ir  $U_{KB} \geq 0$ , t. y. emiterio ir kolektoriaus p-n sandūros įjungtos atgaline kryptimi, nepriklausomai nuo tankio  $N_a(x)$  bazėje pasiskirstymo pobūdžio, pusiausvyrinių elektronų tankis  $n_{p0}(0) \cong 0$  ir  $n_{p0}(W_B) \cong 0$ . Tačiau  $\partial(n_{p0}(0))/\partial x > 0$  ir  $\partial(n_{p0}(W_B))/\partial x < 0$ , t. y. per emiterio bei kolektoriaus p-n sandūras teka atgalinės sotes srovės:  $I_{Es}^*$  ir  $-I_{Ks}^*$ , atitinkamai, ir tai yra papildomos kraštinės sąlygos išraiškai (1.467). Todėl difuzinio tranzistoriaus bazės srityje  $0^* < x < W_B$  (čia ir vėliau  $x$  vertės imamos neutralios bazės srityje:  $0^* \div W_B$  (1.137 pav.), t. y. tarp

nuskurdintų p-n sandūrų sričių, kurios 1.137 pav. yra pavaizduotos užbrūkšniuotomis sritimis) priklausomybę  $n_{p0}(x)$  galima aprašyti tiesine funkcija:  $n_{p0}(x) = n_i^2 / |N_a| = \text{const}$ , kurioje, kai  $x = 0^*$  ir  $x = W_B$ , priimame vertę  $n_{p0} \cong 0$ . Kita vertus, kai  $x \Rightarrow 0^*$  ir  $x \Rightarrow W_B$ , tankis  $n_{p0}(x)$  mažėja taip, kad išvestinė  $\partial(n_{p0}(x)) / \partial x = j_{Esn}^* / (q \cdot D_n)$  prie emiterio ir  $\partial(n_{p0}(x)) / \partial x = -j_{Ksn}^* / (q \cdot D_n)$  prie kolektoriaus p-n sandūrų, atitinkamai, kur:  $j_{Esn}^*$  ir  $j_{Ksn}^*$  - emiterio bei kolektoriaus p-n sandūrų atgalinių soties srovių  $I_{Es}^*$  ir  $-I_{Ks}^*$  tankių  $j_{Es}^*$  ir  $j_{Ks}^*$  elektroninės dedamosios, atitinkamai. Akivaizdu, jog dreifinio tranzistoriaus bazėje pasiskirstymui  $n_{p0}(x)$  tiesinės aproksimacijos taikyti negalima dėl joje egzistuojančio elektrinio lauko  $E_B$  (1.239). Anksčiau buvo parodyta, jog šis laukas susidaro dėl legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  bazėje netolygaus pasiskirstymo (brūkšniuota-taškinė kreivė 1.137 pav.).

Anksčiau nagrinėdami fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje parodėme, jog dėl tankio  $N_a(x)$  gradiento  $\partial(N_a(x)) / \partial x \neq 0$  įtakos, p- laidumo bazėje nusistovi elektrinis laukas  $E_B$ , veikiantis šalutinius krūvininkus- elektronus. Šio lauko stiprį  $E_B$  randame iš nusistovėjusios pagrindinių krūvininkų- skylių p- bazėje pusiausvyros sąlygos, kuriai esant pusiausvyrinių skylių suminės srovės  $I_{px}$  tankio  $j_{px}$  difuzinio sando  $j_{p \text{ dif } x}$  modulis  $j_{p \text{ dif } x}$  tampa lygus ją kompensuojančiam skylių dreifinio sando  $j_{p \text{ drf } x}$  moduliui  $j_{p \text{ drf } x}$ . Todėl iš (1.460) galima užrašyti:

$$j_{px} = j_{p \text{ dif } x} - j_{p \text{ drf } x} = q \cdot [D_{px} \cdot (\partial p_{p0}(x) / \partial x) - \mu_{px} \cdot p_{p0}(x) \cdot E_B(x)] = 0,$$

ir iš čia randame:

$$E_B(x) = D_{px} \cdot (\partial p_{p0}(x) / \partial x) / (\mu_{px} \cdot p_{p0}(x)). \quad (1.468)$$

Iš formulių (1.462), (1.467) ir (1.468) gauname anksčiau pateiktą elektrinio lauko  $E_B(x)$  išraišką (1.239). Šio elektrinio lauko įtakoje pusiausvyrinių elektronų tankio  $n_{p0}(x)$  pasiskirstymas dreifinio tranzistoriaus p- laidumo neutralios bazės srityje-  $0^* < x < W_B$  turi tenkinti sąlygą:

$$j_{nx} = j_{n \text{ drf } x} + j_{n \text{ dif } x} = q \cdot [\mu_{nx} \cdot n_{p0}(x) \cdot E_B(x) + D_{nx} \cdot (\partial n_{p0}(x) / \partial x)],$$

ir iš čia bei (1.462) ir (1.239) randame:

$$j_{nx} = q \cdot D_{nx} \cdot [-n_{p0}(x) \cdot (\partial N_a(x) / \partial x) / N_a(x) + (\partial n_{p0}(x) / \partial x)],$$

bei iš čia, esant kraštinei sąlygai:  $n_{p0}(x) = 0$ , kai  $x = W_B$ , gauname dreifinio tranzistoriaus p- laidumo neutralios bazės srityje-  $0^* < x < W_B$  pusiausvyrinių elektronų tankio  $n_{p0}(x)$  pasiskirstymą:

$$n_{p0}(x) = [j_{nx}/(q \cdot D_{nx} \cdot N_a(x))] \cdot \int_x^{W_B} N_a(x) \cdot dx.$$

Šioje išraiškoje, kai  $x \Rightarrow W_B$ , srovės tankis  $j_{nx} \cong -j_{Ks}^*$ , o kai  $x \Rightarrow 0^*$ , srovės tankis  $j_{nx} \cong j_{Es}^*$ . Tuo atveju, kai  $N_a(x) = N_{ae} \cdot \exp(-b_E \cdot x)$ - eksponentinis pasiskyrimas, kur:  $b_E = (1/W_B) \cdot \ln(N_{ae}/N_{ak})$ - elektrinio lauko  $E_B$  bazėje faktorius, srovės tankio  $j_{nx}$  priklausomybei nuo  $x$  neutralioje bazės srityje-  $0^* \leq x \leq W_B$  galima taikyti tiesinę aproksimaciją:  $j_n(x) = j_{Es}^* \cdot (1 - x/W_B) - j_{Ks}^* \cdot x/W_B$ . Čia reikia pastebėti, jog difuziniame ir dreifiniame tranzistoriuose bazės srovės  $I_B$  tankis  $j_B^* = j_{Es}^* + j_{Ks}^*$ , nes įtampos  $U_{EB} \geq 0$  ir  $U_{KB} \geq 0$ , t. y. emiterio ir kolektoriaus p-n sandūros yra įjungtos atgaline kryptimi.

Elektrinio lauko  $E_B(x)$  išraišką (1.239) galima užrašyti ir taip:

$$E_B(x) = -(k \cdot T/q) \cdot (dN_a(x)/dx)/N_a(x) = -(k \cdot T/q) \cdot (d(\ln|N_a|)/dx),$$

iš kur, esant eksponentiniam  $N_a(x)$  pasiskirstymui dreifinio tranzistoriaus bazėje, gauname elektrinio lauko stiprio  $E_B(x)$  išraišką:

$$E_B(x) = -k \cdot T \cdot b_E/q = -k \cdot T \cdot (1/W_B) \cdot \ln(N_{ae}/N_{ak})/q, \quad (1.469)$$

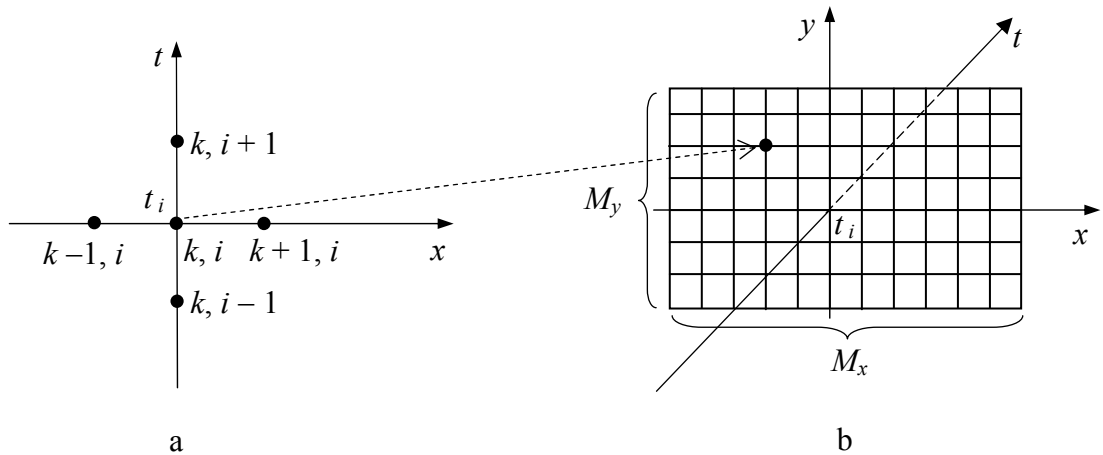
kur:  $N_{ae}$  ir  $N_{ak}$  - legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  bazėje vertės prie emiterio E ir kolektoriaus K p-n sandūrų ribų, atitinkamai.

Iš (1.469) seka: esant eksponentiniam legiruojančių priemaišų tankio  $N_a(x)$  bazėje pasiskirstymui, dreifinio tranzistoriaus neutralioje bazėje nusistovi pastovaus stiprio elektrinis laukas  $E_B(x) = \text{const}$ , kuris veikia tik šalutinius krūvininkus bazėje. Kita vertus akivaizdu, jog šiuo atveju yra gaunama mažiausia šalutinių krūvininkų lėkio trukmė  $t_{dB}$  per bazę (1.240).

**2. Baigtinių skirtumų metodas**- tai toks diferencialinių lygčių sprendimo būdas, kai vienmatės tolydumo lygties (1.465) dalinės išvestinės yra pakeičiamos baigtinių laiko  $\Delta F/\Delta t$  ir koordinatės  $\Delta F/\Delta(x, y, z)$  skirtumų lygtimis, kur:  $\Delta F$ - atitinkamo parametro baigtinis pokytis. Taikant šį metodą, pvz. n-p-n tranzistoriaus neutralios bazės sričiai, vienmatės tolydumo lygtys (1.465) yra užrašomos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} \partial n_{px}/\partial t &\cong (n_{p(k,i+1)} - n_{p(k,i)})/\Delta t, \\ \partial n_p(x)/\partial x &\cong (n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x, \\ \partial^2 n_p(x)/\partial x^2 &\cong (n_{p(k+1,i)} - 2 \cdot n_{p(k,i)} + n_{p(k-1,i)})/\Delta x^2, \end{aligned} \right\} (1.470)$$

kur:  $\Delta t$  ir  $\Delta x$  - laiko ir koordinatės “žingsniai”, atitinkamai;  $k$  ir  $i$  - koordinatės ir laiko “žingsnio” indeksai, atitinkamai, nurodantys tankio  $n_p(k, i)$  vertę koordinatės  $x$  ir laiko momento  $t$  taške  $\{k, i\}$  (1.138 pav. a).



1.138 pav. Diferencialinių lygčių sprendimo būdas baigtinių skirtumų metodu, kuriame puslaidininkinio įtaiso atitinkama sritis yra suskaidoma į  $\{M_y \times M_x\}$  dalių-“tinklelio” metodu (b), taikant laiko  $t$  ir koordinatės  $x$  “žingsnius”  $\Delta t_i$  ir  $\Delta x_k$ , atitinkamai (a)

1.138 pav. pavaizduota situacija yra vadinama “tinklelio” metodu, kurio esmę sudaro tai, jog puslaidininkinio įtaiso atitinkama sritis yra suskaidoma į  $\{M_y \times M_x\}$  dalių, t. y. taip, kaip yra parodyta 1.138 pav. b.

Gautos išraiškos (1.470) yra įstatomos į lygtį (1.465) ir taip yra gaunama lygtis, kuri atitinkamoje tranzistoriaus srityje, pvz. neutralioje bazėje, tinklelio metodu aprašo šalutinių krūvininkų tankio  $n_p(k, i)$  priklausomybę nuo koordinatės  $\{x, y, z\}$  ir laiko  $t$ :

$$n_p(k, i+1) \cong n_p(k, i) - \Delta t \cdot [(n_p(k, i) - n_{p0}(k, i)) / \tau_{nk} + \mu_{nk} \cdot E_B \cdot (n_p(k+1, i) - n_p(k, i)) / \Delta x + D_{nk} \cdot (n_p(k+1, i) - 2 \cdot n_p(k, i) + n_p(k-1, i)) / \Delta x^2]. \quad (1.471)$$

Gauta lygtis (1.471) yra nuosekliai taikoma kiekviename tinklelio  $\{M_y \times M_x\}$  taške (šiuo atveju  $x$ -ašies kryptimi) ir tokiu būdu galima paskaičiuoti elektronų tankio  $n_p(x, t)$  pasiskirstymą p- laidumo bazėje kiekvienu laiko momentu  $t_i$ . Čia reikia pastebėti, jog dėl bazės, o tuo pačiu ir kitų tranzistoriaus sričių suminio krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos, didėjant šalutinių krūvininkų tankiui  $n_p$ , tiek pat padidėja ir pagrindinių krūvininkų  $p_p$  tankis tranzistoriaus bazėje:  $p_p = p_{p0} + n_p$ . Todėl prie didelių srovių, kai  $n_p \approx p_{p0}$ , pagrindinių krūvininkų (skylių) tankio  $p_p(x)$  pasiskirstymas bazėje pasikeičia ir įtakoja elektrinį lauką  $E_B(x)$  (1.468) dreifinio tranzistoriaus bazėje. Ši įtaka yra įskaitoma tada, kai kartu su



šalutinius krūvininkus ( elektronus ) aprašančiomis lygtimis (1.471) yra sprendžiamos pagrindinius krūvininkus ( skyles ) aprašančios lygtys, pvz. p- laidumo bazėje vienu metu yra sprendžiamos tolydumo (1.465) ir Puasono (1.460) lygtys:

$$\left. \begin{aligned} \partial p_{p_x} / \partial t &= - ( p_{p_x} - p_{p_{ox}} ) / \tau_{p_x} + p_{p_x} \cdot \mu_{p_x} \cdot ( \partial E_B(x) / \partial x ) + \\ &+ \mu_{p_x} \cdot E_{B_x} \cdot ( \partial p_p(x) / \partial x ) + D_{p_x} \cdot ( \partial^2 p_p(x) / \partial x^2 ), \\ \partial^2 \varphi(x) / \partial x^2 &= - \partial E_B(x) / \partial x = \\ &= - [ q / ( \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0 ) ] \cdot ( p_{p_x} - n_{p_x} - N_{ax} ). \end{aligned} \right\} (1.472)$$

Vienmačių lygčių sistemos (1.472) atitinkamų narių dalinės išvestinės anksčiau aprašytu būdu (1.470) yra pakeičiamos baigtinių laiko  $\Delta F / \Delta t$  ir koordinatės  $\Delta F / \Delta (x, y, z)$  skirtumų lygtimis:

$$\left. \begin{aligned} \partial p_{p_x} / \partial t &\cong ( p_{p(k, i+1)} - p_{p(k, i)} ) / \Delta t, \\ \partial p_p(x) / \partial x &\cong ( p_{p(k+1, i)} - p_{p(k, i)} ) / \Delta x, \\ \partial^2 p_p(x) / \partial x^2 &\cong ( p_{p(k+1, i)} - 2 \cdot p_{p(k, i)} + p_{p(k-1, i)} ) / \Delta x^2, \\ \partial E_B(x) / \partial x &\cong ( E_{B(k+1, i)} - E_{B(k, i)} ) / \Delta x. \end{aligned} \right\} (1.473)$$

Gautas išraiškas (1.473) įstatę į (1.472), gauname tinklelio metodu bendriausiu atveju aprašančias n-p-n tranzistoriaus neutralioje bazėje pagrindinių krūvininkų ( skylių ) tankio  $p_{p(k, i)}$  priklausomybes nuo koordinatės  $\{x, y, z\}$  ir laiko  $t$  baigtinių skirtumų lygtys:

$$\left. \begin{aligned} p_{p(k, i+1)} &= p_{p(k, i)} - \Delta t \cdot [ ( p_{p(k, i)} - p_{p_{ox}(k, i)} ) / \tau_{p_k} + \\ &+ p_{p(k, i)} \cdot \mu_{p_k} \cdot ( E_{B(k+1, i)} - E_{B(k, i)} ) / \Delta x + \\ &+ \mu_{p_k} \cdot E_{B_k} \cdot ( p_{p(k+1, i)} - p_{p(k, i)} ) / \Delta x + \\ &+ D_{p_k} \cdot ( p_{p(k+1, i)} - 2 \cdot p_{p(k, i)} + p_{p(k-1, i)} ) / \Delta x^2 ], \\ E_{B(k+1, i)} &= E_{B(k, i)} + \Delta x \cdot [ q / ( \varepsilon_k \varepsilon_0 ) ] \cdot ( p_{p(k, i)} - n_{p(k, i)} - N_{ak} ). \end{aligned} \right\} (1.474)$$

Gautos lygtys (1.472) ÷ (1.474) aprašo fizikinius procesus tranzistoriaus bazėje nuo jos sudarymo momento  $t_0$ , t. y. nuo legiruojančių priemaišų  $N_a(x, y, z)$  įvedimo ( įterpimo ) į bazę momento. Todėl jų sprendimas automatiškai duoda elektrinio lauko  $E_B$  pasiskirstymo  $E_B(x, y, z)$  vertes visuose bazės srities taškuose  $\{x, y, z\}$ . Iš čia seka: esant atitinkamoms kraštinėms sąlygoms (1.466) ÷ (1.467) bendras lygčių (1.471) ir (1.474) sprendimas duoda šalutinių krūvininkų ( elektronų ) tankio  $n_p(x, t)$  pasiskirstymą p- laidumo bazėje kiekvienu laiko momentu  $t \geq t_0$  visame per bazę tekančių srovių verčių diapazone. Čia pastebėsime, jog

lygčių sistema (1.474) yra sprendžiama kartu su kraštinėmis sąlygomis (1.466) ÷ (1.467) bei anksčiau pateiktomis papildomomis kraštinėmis sąlygomis šalutiniams krūvininkams bazėje. Kita vertus, pagrindiniams krūvininkams bazėje pradinio laiko momentu  $t_0 = 0$ , kai įtampos  $U_{EB} \geq 0$  ir  $U_{KB} \geq 0$  ( tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus p-n sandūros yra įjungtos atgaline kryptimi ), su iš lygčių (1.467) gaunama tapatybe  $p_{p0}(x) \cong |N_a(x)|$  tuo pačiu metu yra taikomos šios papildomos kraštinės sąlygos:  $\partial(p_{p0}(0^*)) / \partial x = 0$  ir  $\partial(p_{p0}(W_B)) / \partial x = 0$ . Krūvininkų gyvavimo trukmės  $\tau_{nk}$  (1.471) ir  $\tau_{pk}$  (1.474) tranzistoriaus bazėje yra surištos šia priklausomybe:  $n_{pk} / \tau_{nk} = p_{pk} / \tau_{pk} = g_{n-p}$  - krūvininkų poros generacijos sparta.

Nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai n-p-n tranzistoriaus bazėje, kitu laiko momentu  $t_0^* = 0$  bendros bazės (BB) schemoje įjungto tranzistoriaus emiterio p-n sandūra yra veikiami neigiamo poliaringumo įtampos šuoliu  $u_{EB}(t) = -U_{EB0} \cdot 1(t)$ , kur:  $1(t)$ - vienetinio šuolio funkcija, o  $U_{EB0}$  - įtampos šuolio amplitudė. Esant šiai sąlygai iš emiterio injektuojamų šalutinių krūvininkų (elektronų) tankis  $n_p(0^*, t)$  bazėje prie emiterio p-n sandūros taip pat šuoliu padidėja iki vertės, kuri yra nusakoma atitinkama kraštine sąlyga (1.466). Todėl, dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos bazėje, atitinkamai padidėja ir pagrindinių krūvininkų (skylių) tankis  $p_p(0^*, t) = p_{p0}(0^*) \cdot \exp(-U_{EB} / \varphi_T)$ , tačiau taip, kad būtų tenkinama papildoma kraštinė sąlyga:

$$\Delta p_p = p_p(0^*, t) - p_{p0}(0^*) = \Delta n_p = n_p(0^*, t) - n_{p0}(0^*). \quad (1.475)$$

Nagrinėjamu atveju per emiterio p-n sandūrą teka tiesiogine emiterio srovė  $i_E(t)$ , kurios tankio  $j_E(t) = i_E(t) / S_E$  elektroninis sandas  $j_{En}(t)$  yra išreiškiamas taip:  $j_{En}(t) = q \cdot D_n \cdot [\partial(n_p(x, t)) / \partial x]_{x=0}$ , kur:  $S_E$  - emiterio p-n sandūros plotas. Analogiškai, spręsdami atitinkamas lygtys emiterio srityje randame srovės tankio  $j_E(t)$  skylinio sando vertę:  $j_{Ep}(t) = -q \cdot D_p \cdot [\partial(p_n(x, t)) / \partial x]_{x=0}$ , kur:  $p_n(x, t)$ - skylių tankio priklausomybė nuo koordinatės  $\{x, y, z\}$  ir laiko  $t$  tranzistoriaus n-laidumo emityje (čia priimame, jog tiesiogine kryptimi įjungto emiterio p-n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis  $d_{pnE} \cong 0$ ). Iš atliktų emiterio srovės  $i_E(t)$  suminio tankio  $j_E(t)$  atitinkamų srovių tankių sandų skaičiavimo rezultatų randame suminę emiterio srovę:  $i_E(t) = (j_{En}(t) + j_{Ep}(t)) \cdot S_E$ . Akivaizdu, kad tokiu pat būdu yra paskaičiuojama ir per užtvarine kryptimi įjungtą kolektoriaus p-n sandūrą tekanti kolektoriaus srovė:  $i_K(t) = (j_{Kn}(t) + j_{Kp}(t)) \cdot S_K$ , kur atitinkami sandai yra:  $j_{Kn}(t) = q \cdot D_n \cdot [\partial(n_p(x, t)) / \partial x]_{x=W_B}$  - kolektoriaus srovės tankio elektroninis sandas;  $j_{Kp}(t) = -q \cdot D_p \cdot [\partial(p_n(x, t)) / \partial x]_{x=W_B + d_{pnK}}$  - kolektoriaus srovės tankio skylinis sandas;  $S_K$  - kolektoriaus p-n sandūros plotas. Čia srovės tankis  $j_{Kp}(t)$  yra randamas tranzistoriaus n-laidumo kolektoriuje, t. y. taške  $x = W_B + d_{pnK}$ , kur:  $d_{pnK}$  -

kolektoriaus p-n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis. Kadangi kolektoriaus p-n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ( $U_{KB} \geq 0$ ), tai skaičiuojant šalutinių krūvininkų tankio  $p_n(x, t)$  pasiskirstymą kolektoriuje yra taikoma papildoma kraštinė sąlyga:  $p_n(W_B + d_{pnK}, t) \cong 0$ . Šiuo atveju abejuose nagrinėjamuose dvipoliuose tranzistoriuose (difuziniame ir dreifiniame) bazės srovės  $i_B(t)$  tankis  $j_B(t)$  yra išreiškiamas taip:  $j_B(t) = j_E(t) - j_K(t)$ .

Akivaizdu, jog esminis išnagrinėto tiesioginio pagrindinių sistemos (1.460) lygčių skaitmeninio sprendimo metodo privalumas yra jo universalumas. Tačiau, iš kitos pusės, akivaizdu ir tai, jog tokiu atveju reikia labai sparčių ir didelės operatyvinės atminties skaičiavimo mašinų, nes pakankamai tikslus skaitmeninis sistemos (1.460) lygčių sprendimas tinklelio metodu reikalauja labai mažų koordinatės  $\Delta(x, y, z)$  ir laiko  $\Delta t$  „žingsnių“.

Vienas iš būdų sumažinti skaičiavimo mašinos operatyvinės atminties apimtį, reikalingos skaitmeniniam sprendimui tinklelio metodu, yra atsisakymas skaičiuoti pagrindinių krūvininkų tankio pasiskirstymą (arba šalutinių krūvininkų tankio pasiskirstymą vienpolio tranzistoriaus atveju) kai tai neturi esminės įtakos gautų teorinių tranzistoriaus charakteristikų tikslumui. Difuzinio tranzistoriaus atveju paprastai užtenka aprašyti tik šalutinius krūvininkus atitinkamose srityse. Dreifinio tranzistoriaus atveju taip pat galima aprašyti tik šalutinius krūvininkus atitinkamose darinio srityse. Tačiau šiuo atveju nagrinėjant fizikinius procesus bazėje būtina įvertinti elektrinio lauko  $E_B$  ((1.239), (1.469)) priklausomybę nuo šalutinių krūvininkų tankio ( $p_n$  arba  $n_p$ ) bazėje. Ši priklausomybė gali būti užrašoma atitinkama aproksimacija, pvz. -  $E_B(n_{p(k,i)}) = E_{B0} \cdot [1 - (n_{p(k,i)}/p_{p0})^\eta]$ , kur:  $E_{B0}$  - pradinė  $E_B$  modulio vertė (1.469), kai  $n_p = n_{p0}$ ;  $\eta$  - parenkamas koeficientas. Čia elektronų tankis  $n_{p(k,i)}$  p-bazėje kinta intervale:  $n_{p0} \leq n_{p(k,i)} \leq p_{p0}$ .

Kitas būdas sumažinti skaičiavimo mašinos operatyvinės atminties apimtį, reikalingos skaitmeniniam sprendimui tinklelio metodu, yra kintamo dydžio koordinatės  $\Delta(x, y, z)$  ir laiko  $\Delta t$  „žingsnių“ taikymas, juos parenkant skaičiavimo metu. Tuo tikslu, pvz. vienmatės tolydumo lygties (1.465) antros eilės dalinė išvestinė  $\partial^2 n_p(x)/\partial x^2$  yra pakeičiama baigtinių koordinatės  $\Delta F/\Delta(x, y, z)$  skirtumų lygtimi, pvz. tokiu pavidalu:

$$\begin{aligned} \partial^2 n_p(x)/\partial x^2 \cong & 2 \cdot [(n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x_{(k+1)} - \\ & - (n_{p(k,i)} - n_{p(k-1,i)})/\Delta x_k] / (\Delta x_k + \Delta x_{(k+1)}), \end{aligned} \quad (1.476)$$

kur:  $\Delta x_k$  ir  $\Delta x_{(k+1)}$  - koordinatės  $x$  „žingsniai“ į kairę ir į dešinę, atitinkamai, nuo taško „ $k$ “ (1.138 pav.).

Iš (1.476) matyti, jog „žingsnis“  $\Delta x$  skaičiavimo metu gali būti kintamas, t. y. parenkamas priklausomai nuo tankio  $n_p(x)$  kitimo spartos, kurią nusakome grad  $n_p(x)$ . Šią priklausomybę galima užrašyti tokio pavidalo proporcija:  $\Delta x_k \sim 1/\text{grad } n_p(x)|_{x=k}$ . Įstatę

išraišką (1.476) į sistemas (1.465) pirmąją lygtį, gauname tinklelio metodu aprašančią šalutinių krūvininkų (elektronų) tankio  $n_{p(k,i)}$  priklausomybę nuo koordinatės  $\{x, y, z\}$  ir laiko  $t$  atitinkamoje tranzistoriaus srityje, pvz. p- bazėje, baigtinių skirtumų lygtį:

$$\begin{aligned} \partial n_{pk} / \partial t \cong & - (n_{p(k,i)} - n_{p0(k,i)}) / \tau_{nk} + \mu_{nk} \cdot E_{Bk} \cdot (n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)}) / \Delta x_k + \\ & + 2 \cdot D_{nk} \cdot [(n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)}) / \Delta x_{(k+1)} - \\ & - (n_{p(k,i)} - n_{p(k-1,i)}) / \Delta x_k] / (\Delta x_k + \Delta x_{(k+1)}), \end{aligned} \quad (1.477)$$

kur priimta:  $E_B(x) = \text{const}$  (1.469).

Gauta išraiška (1.477) yra pertvarkoma taip, kad būtų parodyta akivaizdi sąsaja su fizikiniais procesais nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, pvz. dvipolio tranzistoriaus bazėje. Tuo tikslu difuzinės srovės  $I_{n \text{ dif } x}$  bei dreifinės srovės  $I_{n \text{ drf } x}$  sandai yra užrašomi taip:

$$I_{n \text{ dif } x} = q \cdot S_{Bx \perp} \cdot D_{nx} \cdot [\partial (n_p(x, t)) / \partial x], \quad I_{n \text{ drf } x} = q \cdot S_{Bx \perp} \cdot \mu_{nx} \cdot E_B(x) \cdot n_p(x), \quad (1.478)$$

kur:  $S_{Bx \perp}$ - nagrinėjamos bazės sritys skerspjūvio, statmeno  $x$ -ašiai, plotas taške  $x$ .

**3. Linvilo metodas (Linvilo modelis)** - šio modelio esmę sudaro tai, jog tinklelio metodu išraiškos (1.478) yra užrašomos skirtuminiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} I_{n \text{ dif } k} & \cong (q \cdot S_{Bk \perp} \cdot D_{nk} / \Delta x_k) \cdot (n_{p(k-1,i)} - n_{p(k,i)}) = \\ & = H_{n \text{ dif } k} \cdot (n_{p(k-1,i)} - n_{p(k,i)}), \\ I_{n \text{ drf } k} & = H_{n \text{ drf } k} \cdot n_{p(k,i)}, \end{aligned} \right\} \quad (1.479)$$

kur:  $H_{n \text{ dif } k} = q \cdot S_{Bk \perp} \cdot D_{nk} / \Delta x_k$  - diskretinis “difuzijos elementas”, aprašantis iš kairės pusės įtekančios į tašką “ $k$ ” difuzinės srovės  $I_{n \text{ dif } x}$  sandą;  $H_{n \text{ drf } k} = q \cdot S_{Bk \perp} \cdot \mu_{nk} \cdot E_{B(k,i)} / \Delta x_k$  - diskretinis “dreifo elementas”, aprašantis tekančios per tašką “ $k$ ” dreifinės srovės  $I_{n \text{ drf } x}$  sandą.

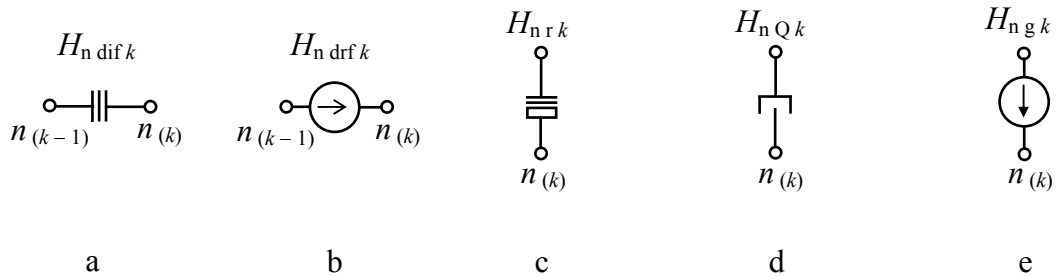
Iš lygčių (1.479) užrašymo pavidalo seka, jog formaliai įvesti “elementai” gali būti taikomi formalių elektroninių grandinių sudarymui, kurios, savo ruožtu, yra sprendžiamos taikant Kirchhofo taisyklės arba iš jų sekančiais kontūrinių srovių arba mazginių įtampų metodais. Šis pakeitimo būdas yra vadinamas *Linvilo metodu (Linvilo modelis)*.

Be jau aprašytų diskretinių “elementų”, galima įvesti “generacijos elementą”-  $H_{ngk}$ , “rekombinacijos elementą”-  $H_{nrk} = [q \cdot S_{Bk \perp} / (2 \cdot \tau_{nk})] \cdot (\Delta x_{(k+1)} + \Delta x_k)$  ir “kaupimo elementą”-  $H_{nqk} = (q \cdot S_{Bk \perp} / 2) \cdot (\Delta x_{(k+1)} + \Delta x_k)$ , kurių išraiškos yra gautos padauginus lygties (1.477) abejas puses iš  $q \cdot S_{Bk \perp}$ . Čia reikia pastebėti, jog “generacijos elementas”  $H_{ngk}$  gali būti išreikštas analogiškai “rekombinacijos elementui”  $H_{nrk}$ , o formalioje elektroninėje grandinėje jo srovė turi ištekti iš nagrinėjamo taško “ $k$ ”. Visi šie “elementai” yra vadinami Linvilo elementais ir lygtis (1.477), taikant Linvilo elementus, gali būti užrašyta taip:

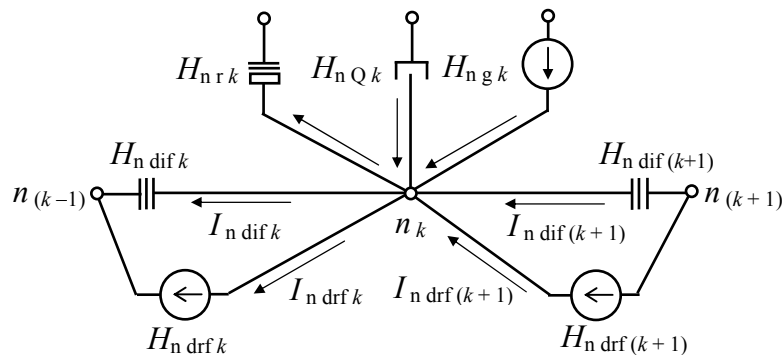
$$\left. \begin{aligned} H_{nQk}(\partial n_{pk}/\partial t) - H_{nrk}n_{p(k,i)} + H_{nrk}n_{po(k,i)} + \\ + I_{ndrf(k+1,i)} - I_{ndrf(k,i)} + I_{ndif(k+1,i)} - I_{ndif(k,i)} = 0, \end{aligned} \right\} (1.480)$$

kur visi lygties nariai turi srovės dimensiją ir ši lygtis išreiškia pirmąją Kirchhofo taisyklę mazginiam taškui “ $k$ ”.

Linvilo elementų scheminiai pažymėjimai yra parodyti 1.139 pav., o 1.140 pav. yra parodyta lygčių (1.479) ir (1.480) atitikmuo formaliąja ekvivalentine grandine.



1.139 pav. Linvilo elementų scheminiai pažymėjimai: a- “difuzijos elementas”, b- “dreifo elementas”, c- “rekombinacijos elementas”, d- “kaupimo elementas”, e- “generacijos elementas”



1.140 pav. Lygčių (1.479) ir (1.480) atitikmuo formaliąja ekvivalentine grandine, sudaryta iš Linvilo elementų

Pagrindinis Linvilo modelio privalumas yra tame, jog simboliniai Linvilo elementai vienareikšmiškai atitinka tam tikrą fizikinį procesą nagrinėjamoje puslaidininkinio darinio srityje ir tuo pačiu yra elektroninės grandinės įtaisai. Todėl įvairių puslaidininkinių įtaisų atitinkamose srityse fizikiniai procesai yra aprašomi įprastomis elektroninių grandinių teorinio modeliavimo lygtimis, kurios, savo ruožtu, yra sprendžiamos atitinkamais standartiniais metodais. Tačiau dažniausiai standartiniuose elektroninių grandinių teorinio sprendimo metoduose kintamieji dydžiai yra srovė  $I$  ir įtampa  $U$ , kai tuo tarpu Linvilo metode- srovė  $I$  ir krūvininkų tankis  $n_p$  arba  $p_n$ . Šis Linvilo metodo trukumas yra pašalinamas kintamųjų  $n_p$  arba  $p_n$  pakeitimu į tokį pavidalą:

$$n_p, p_n \equiv n_i \cdot \exp[\pm(\varphi_{n,p} - \varphi_i)/\varphi_T],$$

kur:  $\varphi_{n,p} = -\mathcal{E}_{F_{n,p}}/q$  - atitinkamo Fermi lygmens kvazipotencialas n- arba p- laidumo puslaidininkyje, atitinkamai;  $\varphi_i = -\mathcal{E}_{F_i}/q$  - Fermi kvazipotencialas savitojo i- laidumo puslaidininkyje; ženklas “+” yra rašomas skylėms, o ženklas “-” - elektronams ir iš čia galima užrašyti:

$$\varphi_n = \varphi_i - \varphi_T \cdot \ln(n/n_i), \quad \varphi_p = \varphi_i + \varphi_T \cdot \ln(p/n_i). \quad (1.481)$$

Iš išraiškų (1.462), (1.481) ir iš Puasono lygties (1.460) yra gaunama elektrinio lauko  $E$  išraiška:  $E(x) = -\partial\varphi(x)/\partial x$ , ir iš čia bei tapatybės-  $\varphi_T = kT/q$ , srovės tankio lygtys (1.460) taške “k” galima užrašyti taip:

$$\left. \begin{aligned} j_{nk} &= q \cdot \mu_{nk} [n_k E_k + \varphi_T \cdot (\partial n / \partial x)|_k] = -q \cdot \mu_{nk} n_k (\partial \varphi_n / \partial x)|_k, \\ j_{pk} &= q \cdot \mu_{pk} [p_k E_k - \varphi_T \cdot (\partial p / \partial x)|_k] = -q \cdot \mu_{pk} p_k (\partial \varphi_p / \partial x)|_k. \end{aligned} \right\} \quad (1.482)$$

Kaupimo srovę  $I_{Q_{n,p}}$  taške “k” galima užrašyti tokiu pavidalu:  $I_{Q_{n,p,k}} = \partial Q_{n,p,k} / \partial t$ , kur:  $Q_{n,p,k}$  - krūvis, kaupiamas taško “k” aplinkoje  $\partial V_k$ . Iš čia, panaudoję akivaizdžią išraišką krūviui  $Q_{nk} = q \cdot n_{pk} \Delta x_k \cdot S_{Bk\perp}$  - elektronams p- bazėje ( arba skylėms, pvz. n- emiteryje-  $Q_{pk} = q \cdot p_{nk} \Delta x_k \cdot S_{Ek\perp}$ ), kaupimo srovę  $I_{Q_{n,p}}$  taške “k” užrašome taip:

$$I_{Q_{nk}} = q \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk\perp} \cdot (\partial n_p / \partial t) = (q \cdot n_{pk} \Delta x_k \cdot S_{Bk\perp} / \varphi_T) \cdot [\partial(\varphi_{nk} - \varphi_k) / \partial t], \quad (1.483)$$

kur:  $\varphi_k$  - elektrostatinis potencialas taške “k”.

Iš (1.483) matyti, jog kaupimo srovės  $I_{Q_{nk}}$  išraiškos pavidalas yra analogiškas per kondensatorių  $C$  tekančios slinkties srovės išraiškai. Todėl galima užrašyti:

$$I_{Q_{nk}} = C_{nk} [\partial(\varphi_{nk} - \varphi_k) / \partial t], \quad (1.484)$$

kur:  $C_{nk} = (q \cdot n_i \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk\perp} / \varphi_T) \cdot \exp[(\varphi_{nk} - \varphi_k) / \varphi_T]$  - netiesinė talpa  $C(U)$ , priklausanti nuo įtampos  $U$  tarp kondensatoriaus  $C$  išvadų (kontaktų).

Analogiškai, iš (1.482) elektronų srovę  $I_{nk}$ , pvz. p- bazėje, užrašome tokiu pavidalu:

$$I_{nk} = q \cdot \mu_{nk} \cdot S_{Bk\perp} \cdot (n_k - n_{(k+1)}) \cdot (\varphi_{nk} - \varphi_{n(k+1)}) / (2 \cdot \Delta x_k),$$

iš kur seka, jog šios srovės išraiška yra analogiška per rezistorių  $R$  tekančios srovės išraiškai ir todėl galima užrašyti:

$$I_{nk} = (\varphi_{nk} - \varphi_{n(k+1)}) / R_{nk}, \quad (1.485)$$

kur:  $R_{nk} = 2 \cdot \Delta x_k^2 / [D_{nk} \cdot (C_{nk} + C_{n(k+1)})]$  - netiesinė varža  $R(C_{i-j})$ , priklausanti nuo talpų  $C_i$  ir  $C_j$ , prijungtų prie netiesinio rezistoriaus išvadų (kontaktų).

Krūvininkų rekombinacijos srovė  $I_{n, p r k}$  taško “ $k$ ” aplinkoje galima užrašyti tokio pavidalo išraiška:  $I_{n, p r k} = \Delta Q_{n, p k} / \tau_{n, p k}$ , kur:  $\Delta Q_{n, p k}$  - perteklinių krūvininkų krūvis. Iš čia, pvz. perteklinių elektronų p- laidumo bazėje, rekombinacijos srovė  $I_{n r k}$  taško “ $k$ ” aplinkoje yra užrašoma tokiu pavidalu:

$$I_{n r k} = q \cdot \Delta y_k \cdot S_{B k \perp} \cdot (n_{p(k,i)} - n_{p o(k,i)}) / \tau_{n k} =$$

$$= q \cdot \Delta y_k \cdot S_{B k \perp} \cdot \{ n_i \cdot \exp [(\varphi_{n k} - \varphi_k) / \varphi_T] - n_{p o(k,i)} \} / \tau_{n k}, \quad (1.486)$$

kur:  $\Delta y_k$  - koordinatės “žingsnis”  $y$ -ašies kryptimi (1.138 pav.), nes dvipolio tranzistoriaus atveju rekombinacinė srovė bazėje teka bazės omino kontakto kryptimi (p-n-p tranzistoriuje) arba jam priešinga kryptimi (n-p-n tranzistoriuje). Todėl plotas  $S_{B k \perp}$  yra orientuotas statmenai  $y$ - ašiai.

Analogiškai išraiškai (1.485), rekombinacinė elektronų srovė  $I_{n r k}$  (1.486) taip pat gali būti užrašyta pavidalu, atitinkančių tekančios per netiesinį rezistorių  $R_{n r k}(\varphi_{n k}, \varphi_k)$  srovės išraišką:

$$I_{n r k} = (\varphi_{n k} - \varphi_{(k+1)}) / R_{n r k}(\varphi_{n k}, \varphi_k), \quad (1.487)$$

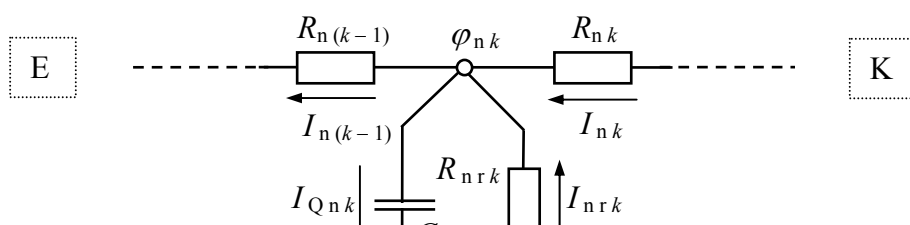
kur netiesinio rezistoriaus  $R_{n r k}(\varphi_{n k}, \varphi_k)$  VACH atitinka išraišką (1.486).

**4. Paskirstytos RC- grandinės modelis-** kai naudojant simbolinius netiesinius “elementus”  $R_{n k}$ ,  $R_{n r k}$  ir  $C_{n k}$  yra sudaroma formalioji fizikinė ekvivalentinė grandinė. Šios formaliosios ekvivalentinės grandinės gretimi mazgai turi kvazipontencialą  $\varphi_{n, p k}$  ir elektrostatinį potencialą  $\varphi_k$ . Šiuo metodu taško “ $k$ ” aplinkoje sudaryta ekvivalentinė RC- grandinė yra parodyta 1.141 pav. Ši grandinė aprašo fizikinius procesus nagrinėjamo puslaidininkinio įtaiso atitinkamoje srityje, pvz. dvipolio n-p-n tranzistoriaus bazėje.

Taikydami formaliąją RC- grandinę visuose tinklelio metodu suskirstytuose bazės taškuose gauname paskirstytos RC- grandinės modelį. Tolydumo lygtis (1.460) elektronams p- bazėje yra užrašoma taikant pirmąją Kirchhofo taisyklę kiekvienam mazginiam taškui “ $k$ ” (1.141 pav.):

$$C_{n k} \cdot [\partial (\varphi_{n k} - \varphi_k) / \partial t] + I_{n r k}(\varphi_{n k}, \varphi_k) - (\varphi_{n k} - \varphi_{n(k+1)}) / R_{n k} +$$

$$+ (\varphi_{n(k-1)} - \varphi_{n k}) / R_{n(k-1)} = 0. \quad (1.488)$$



1.141 pav. Bazės srities taško “k” aplinkoje sudaryta formalioji n-p-n tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė RC- grandinė

**5. Apytiksliai Šoklio lygčių sistemos sprendimo būdai**- t. y. pagrindinių lygčių (1.460) apytiksliai sprendimo būdai remiasi įvairiais galimais supaprastinimais ir prielaidomis, leidžiančiomis daugeliu atveju gauti pakankamai tikslias analizes išraiškas. Pvz., žemojo ir vidutiniojo dažnių  $\omega$  diapazonuose  $\Delta\omega$  (iki 3 MHz) elektroninių schemų aktyvieji elementai- tranzistoriai gali būti laikomi neinertiškais, nes daugeliu atveju fizikinių procesų nusistovėjimo trukmės tranzistoriuose yra žymiai trumpesnės už pereinamųjų procesų trukmes elektroninės schemos grandinėse. Šiuo atveju srovės tranzistoriaus išvaduose (kontaktuose) iš karto “seka” įtampų kitimą atitinkamuose elektroninės grandinės mazguose, t. y. srovių vertės atitinka stacionarų krūvininkų tankio pasiskirstymą atitinkamose tranzistoriaus srityse. Todėl teoriškai aprašant elektroninių schemų dinamines savybes užtenka turėti tranzistoriaus statines charakteristikas- VACH. Toks elektroninių grandinių sprendimo metodas yra vadinamas *kvazistatiniu artiniu*.

**5.1. Krūvio metodas**- tai vienas iš apytiksliai pagrindinių lygčių (1.460) sprendimo kvazistatiniu artinio būdu, kurio esmę sudaro tai, jog atitinkamo sprendimo keliu yra randamas suminis krūvis  $Q$  nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, pvz. bazėje-  $Q_B$ . Skaičiuojant krūvį  $Q$  yra laikoma, kad nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje krūvininkų pasiskirstymas tūryje  $V$  ir laike  $t$  yra artimas stacionariam. Viena iš pagrindinių krūvio metodo prielaidų yra tai, jog potencialo  $\varphi$  ir šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  arba  $p_n$  nestacionarus pasiskirstymas tūryje  $V$  ir laike  $t$  yra užrašomas, pvz. elektronams  $n_p$  p- laidumo bazėje  $x$ - koordinatės kryptimi, tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x, t) &\cong \varphi_0(x) \cdot F_\varphi(\varphi_1(t), \varphi_2(t)), \\ n_p(x, t) &\cong n_{p0}(x) \cdot F_n(n_{p1}(t), n_{p2}(t)), \end{aligned} \right\} \quad (1.489)$$

kur:  $\varphi_0(x)$  ir  $n_{p0}(x)$ - potencialo ir elektronų tankio stacionarūs pasiskirstymai, atitinkamai;  $F_\varphi(\varphi_1(t), \varphi_2(t))$  ir  $F_n(n_{p1}(t), n_{p2}(t))$ - atitinkamų kraštinių sąlygų funkcijos.



Iš (1.489) seka, jog krūvio metode funkcijų  $\varphi(x, t)$  ir  $n_p(x, t)$  priklausomybės nuo laiko  $t$  yra apspręstos tik kraštinių sąlygų kitimo laike  $t$ . Pvz., n-p-n difuzinio tranzistoriaus bazėje elektronų tankio  $n_p(x, t)$  stacionarų pasiskirstymą nuo  $x$  galima išreikšti tiesine priklausomybe:  $n_{p0}(x) = n_{p0e} \cdot [1 - (x/W_B)]$  ir  $n_p(x, t) \cong n_{pe}(t) \cdot [1 - (x/W_B)]$ , kur:  $n_{p0e}$  ir  $n_{pe}(t)$ - elektronų tankio stacionari reikšmė ir priklausomybė nuo laiko  $t$ , atitinkamai, prie emiterio p-n sandūros ribos bazėje, o  $x$  kinta intervale:  $0^* \leq x \leq W_B$  (1.137 pav.).

Suminis krūvis  $Q$ , pvz. p- bazėje-  $Q_B$ , yra randamas integruojant elektronų tankio  $n_p(x, t)$  pasiskirstymą visame bazės tūryje  $V_B$  pagal koordinatę  $x$  (1.489):

$$Q_B = -q \cdot S_{B\perp} \cdot \int_0^{W_B} n_p(x) \cdot dx = -q \cdot S_{B\perp} \cdot Q_B [n_{p1}(t), n_{p2}(t)] = -q \cdot S_{B\perp} \cdot W_B \cdot n_{pe}(t) / 2, \quad (1.490)$$

kur:  $n_{p1}(t)$  ir  $n_{p2}(t)$ - elektronų tankis bazėje prie emiterio ir kolektoriaus p-n sandūrų, atitinkamai, o tai ir yra kraštinės sąlygos nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, pvz. n-p-n tranzistoriaus bazėje.

Diferencijuojant funkciją  $Q_B(n_{p1}(t), n_{p2}(t))$  pagal laiką  $t$  galima rasti tekančias per puslaidininkinio įtaiso išvadus (ominius kontaktus) sroves:

$$I_1 = (\partial Q_B / \partial n_{p1}) \cdot (\partial n_{p1} / \partial t), \quad I_2 = (\partial Q_B / \partial n_{p2}) \cdot (\partial n_{p2} / \partial t). \quad (1.491)$$

Kita pagrindinių krūvio metodo prielaidų yra tai, jog įtekančios arba ištekančios iš nagrinėjamos puslaidininkinio įtaiso atitinkamos srities srovės  $I_k$  yra tiesiog proporcingos toje srityje sukauptam krūviui  $Q_k$ . Pvz., dvipolio tranzistoriaus atveju emiterio  $i_E$ , kolektoriaus  $i_K$  ir bazės  $i_B$  srovės aktyvioje veikoje ( tranzistoriaus veikos taškas yra tarp soties ir atkirtos sričių (1.58 pav.)) krūvio metode yra užrašomos taip:

$$i_E(t) = |Q_B(t)| / \tau_E, \quad i_K(t) = |Q_B(t)| / \tau_K, \quad i_B(t) = |Q_B(t)| / \tau_B, \quad (1.492)$$

kur:  $\tau_E$ ,  $\tau_K$  ir  $\tau_B$  - emiterio, kolektoriaus ir bazės srovių, atitinkamai, trukmės konstantos.

Iš jau anksčiau žinomos srovių balanso sąlygos tranzistoriuje (1.108)-  $i_E = i_K + i_B$  ir iš (1.492) seka:

$$1/\tau_E = 1/\tau_K + 1/\tau_B. \quad (1.493)$$

Nesunku pastebėti, jog padauginę abejas pirmosios lygties (1.465) puses iš  $q$  ir atlikę integravimą visame, pvz. bazės tūryje  $V_B$ , kai  $g_{nx} = 0$ , gauname tokio pavidalo išraišką:

$$(\partial Q_B / \partial t) = -Q_B / \tau_{nB} + i_E - i_K = -Q_B / \tau_{nB} + i_B,$$

iš kur, esant pastoviai srovei ( stacionarus atvejis ), seka-  $\partial Q_B / \partial t = 0$  ir iš čia randame:

$$i_B = |Q_B|/\tau_{nB},$$

ir iš čia bei (1.492) gauname, jog:  $\tau_B = \tau_{nB} \equiv \tau_{efB}$ .

Pasinaudojus sąryšiu (1.150) ir srovių balanso sąlyga (1.108), iš (1.492) galima užrašyti:

$$i_E = \beta \cdot i_B + i_B = (1 + \beta) \cdot |Q_B(t)|/\tau_B = |Q_B(t)|/\tau_E,$$

iš kur seka:  $\tau_E = \tau_B/(1 + \beta) = \tau_{efB}/(1 + \beta)$ .

Analogiškai, iš sąryšio (1.126) ir (1.492) randame:

$$i_K/\alpha = i_K + i_B = |Q_B(t)|/\tau_K + |Q_B(t)|/\tau_B = |Q_B(t)|/(\alpha \cdot \tau_K),$$

iš kur seka:  $\tau_K = \tau_B \cdot (1 - \alpha)/\alpha = \tau_{efB}/\beta$ .

**5.2. Nykstamai mažų trikdžių metodas** - tai kitas pagrindinių lygčių (1.460) apytikslio sprendimo kvazistatinio artinio būdas, kurio esmę sudaro tai, jog netiesinės diferencialinės lygties dalinės laiko  $\partial F/\partial t$  ir koordinatės  $\partial F/\partial(x, y, z)$  išvestinės yra užrašomos stacionaraus sprendinio  $F_o(x)$ , kurio priklausomybę nuo laiko  $F_o(t)|_x$  apsprendžia kraštinės sąlygos-  $F_1(t)$  ir  $F_2(t)$ , ir papildomo dinaminio nario  $F_{\sim}(x, t)$  aritmetine suma:

$$\partial F/\partial t = F(F, F', F''), F(x_1) = F_1, F(x_2) = F_2, F(x, t) = F_o(x) + F_{\sim}(x, t), \quad (1.494)$$

kur:  $F' = \partial F/\partial x$  - pirmoji išvestinė,  $F'' = \partial^2 F/\partial x^2$  - antroji išvestinė.

Viena iš pagrindinių nykstamai mažų trikdžių metodo prielaidų yra ši nelygybė:

$$\partial F_{\sim}/\partial t \ll \partial F_o/\partial t. \quad (1.495)$$

Šios prielaidos fizikinė esmė yra ta, jog lygties (1.494) nestacionarus sprendinys yra artimas stacionariam sprendiniui  $F_o(x)$ , kuris, savo ruožtu, priklauso tik nuo išorinių nagrinėjamos puslaidininkinio įtaiso srities kraštinių sąlygų-  $F_1(t)$  ir  $F_2(t)$ . Iš čia seka, kad ieškomas netiesinės diferencialinės lygties apytikslis sprendinys  $F(x, t)$  turi išreikštinį pavidalą:  $F(x, t) = F(x, F_1(t), F_2(t))$ .

Dalinių išvestinių metodu lygtį (1.494), panaudojus nelygybę (1.495), galima užrašyti taip:

$$\partial F/\partial t \cong \partial F_o/\partial t = (\partial F_o/\partial F_1) \cdot (\partial F_1/\partial t) + (\partial F_o/\partial F_2) \cdot (\partial F_2/\partial t). \quad (1.496)$$

Pradinę lygtį (1.494) atžvilgiu funkcijos  $F_{\sim}(x, t)$ , pritaikę gautą išraišką (1.496), užrašome tokiu pavidalu:

$$(\partial F_0 / \partial F_1) \cdot F'_1 + (\partial F_0 / \partial F_2) \cdot F'_2 = F((F_0 + F_{\sim}), (F'_0 + F'_{\sim}), (F''_0 + F''_{\sim})), \quad (1.497)$$

kur:  $F'_1 = \partial F_1 / \partial t$ ,  $F'_2 = \partial F_2 / \partial t$ , o nagrinėjamos atitinkamos puslaidininkinės srities ribose funkcija  $F_{\sim}$  yra lygi nuliui-  $F_{\sim}(x_1, t) = 0$ ,  $F_{\sim}(x_2, t) = 0$ .

Išsprendę lygtį (1.496), randame funkcijos  $F_{\sim}$  priklausomybę-  $F_{\sim}(x, F_1(t), F_2(t))$  ir iš čia- tekančias per nagrinėjamos atitinkamos puslaidininkinės srities ribas sroves  $I_1$  ir  $I_2$  bei jų priklausomybes nuo įtampų  $U_1$  ir  $U_2$  bei jų išvestinių  $U'_1 = \partial U_1 / \partial t$  ir  $U'_2 = \partial U_2 / \partial t$  ir iš čia srovės  $I_1$  ir  $I_2$  yra išreiškiamos tokio pavidalo išraiškėmis:

$$I_1 = F_1(U_1, U_2, U'_1, U'_2, x_1), \quad I_2 = F_2(U_1, U_2, U'_1, U'_2, x_2). \quad (1.498)$$

**Isimintini p-n sandūros ( diodo ) ir dvipolio tranzistoriaus teorinių skaičiavimų rezultatai** yra pateikti toliau p-n sandūros ( diodo ) bei dvipolio tranzistoriaus bazės srities atvejais.

1.142 pav. vertikalioje pozicijoje A, esant termodinaminei pusiausvyrai, yra parodytos staigiosios p-n sandūros legiruojančių priemaišų suminio tankio  $N = N_d - |N_a|$  pasiskirstymo priklausomybė nuo  $x$  (a), elektrinio lauko stiprio  $E$  priklausomybė nuo  $x$  (b), elektrostatinio potencialo  $\varphi$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  (c) ir staigiosios p-n sandūros energetinė diagrama (d), o 1.142 pav. vertikalioje pozicijoje B- atitinkamai tolydinės p-n sandūros atveju.

Kontaktinis p-n sandūros potencialas  $\varphi_k$ , kuris sukuria barjerą ir neleidžia perteklinių elektronų ( $N_d - n_n$ ) bei skylių ( $|N_a| - p_p$ ) difuzijos iš n- į p- sritys ir atvirkščiai, yra randamas taip:

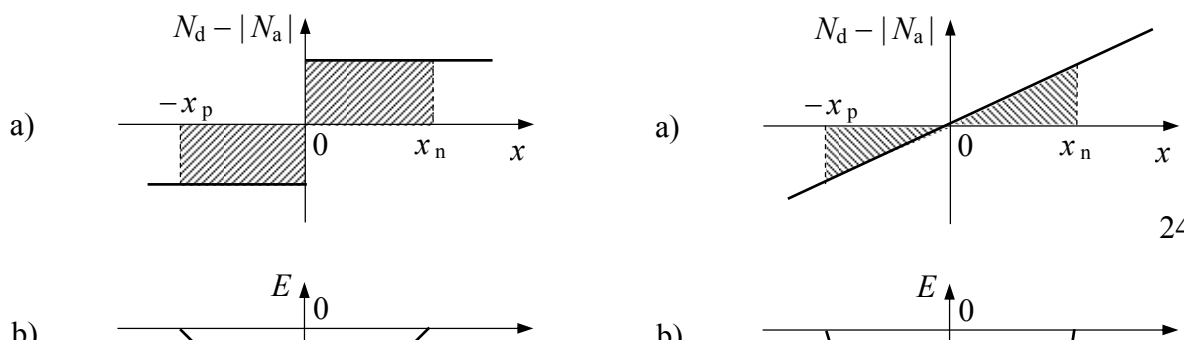
$$\begin{aligned} \varphi_k &= \mathcal{E}_g / q - (\varphi_n + \varphi_p) = \varphi_T \cdot \ln(N_c \cdot N_v / n_i^2) - [\varphi_T \cdot \ln(N_c / n_{n0}) + \varphi_T \cdot \ln(N_v / p_{p0})] = \\ &= \varphi_k = \varphi_T \cdot \ln(n_{n0} p_{p0} / n_i^2) \cong \varphi_T \cdot \ln(|N_a| N_d / n_i^2). \end{aligned} \quad (1.499)$$

Esant termodinaminei pusiausvyrai galioja sąryšis:  $n_{n0} \cdot p_{p0} = n_{p0} \cdot p_{n0} = n_i^2$  ir todėl iš (1.499) galima užrašyti:

$$\varphi_k = \varphi_T \cdot \ln(n_{n0} / n_{p0}) = \varphi_T \cdot \ln(p_{p0} / p_{n0}). \quad (1.500)$$

Iš (1.500) seka:

$$n_{p0} = n_{n0} \cdot \exp(-\varphi_k / \varphi_T), \quad p_{n0} = p_{p0} \cdot \exp(-\varphi_k / \varphi_T). \quad (1.501)$$



1.142 pav. Esant termodinaminei pusiausvyrai teoriškai paskaičiuotos staigiosios p-n sandūros (A) bei tolydinės p-n sandūros (B) legiruojančių priemaišų suminio tankio  $N = N_d - |N_a|$  pasiskirstymo priklausomybė nuo  $x$  (a), elektrinio lauko stiprio  $E$  priklausomybė nuo  $x$  (b), elektrostatinio potencialo  $\varphi$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  (c) ir atitinkamos p-n sandūros energetinė diagrama (d)

Nuskurdintoje p-n sandūros srityje ( užbrūkšniuoti plotai 1.142 pav. A-a ir B-a ) donorų  $N_d$  ir akceptorių  $N_a$  jonizuotų atomų krūviai yra lygūs:

$$N_d \cdot x_n = N_a \cdot x_p. \quad (1.502)$$

Elektrinio lauko  $E$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  simetrinės staigiosios p-n sandūros atveju (1.142 pav. A-b) yra randama iš išraiškų:

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= -q \cdot |N_a| \cdot (x - x_p) / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ E(x) &= -E_{\max} + q \cdot N_d \cdot x / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0) = q \cdot N_d \cdot (x - x_n) / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } 0 \leq x \leq x_n. \end{aligned} \right\} (1.503)$$

Elektrostatinio potencialo  $\varphi$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  staigiosios p-n sandūros atveju (1.142 pav. A-c) yra randama iš išraiškų:

$$\left. \varphi(x) = q \cdot |N_a| \cdot (x + |x_p|)^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } -x_p \leq x \leq 0, \right\} \quad 244$$

(1.504)

$$\varphi(x) = q \cdot N_d \cdot (2 \cdot x_n \cdot x - x^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o + q \cdot |N_a| \cdot x_p^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o)), \text{ kai } 0 \leq x \leq x_n.$$

Iš (1.504) seka:  $\varphi_k = |E_{\max}| \cdot (x_n + |x_p|) / 2 = |E_{\max}| \cdot d_{pn} / 2$ , kur:  $E_{\max} = q \cdot N_d \cdot x_n / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o)$  arba  $E_{\max} = q \cdot N_a \cdot x_p / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o)$  - elektrinio lauko  $E$  stiprio  $E(x)$  maksimali modulio vertė, kai  $x = 0$ . Todėl staigiosios p-n sandūros atveju nuskurdintos srities storiui  $d_{pn}$  gauname:

$$d_{pn} = x_n + |x_p| = [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot \varphi_k \cdot (|N_a| + N_d) / (q \cdot |N_a| \cdot N_d)]^{1/2}. \quad (1.505)$$

Iš šios išraiškos seka svarbi išvada: kai  $|N_a| \gg N_d$ , tai  $x_n \gg |x_p|$  ir storis  $d_{pn} \cong x_n$ . Ir atvirkščiai, kai  $N_d \gg |N_a|$ , tai  $|x_p| \gg x_n$  ir storis  $d_{pn} \cong |x_p|$ , t. y. nuskurdinta p-n sandūros sritis randasi puslaidininkio srityje su mažesniu legiruojančių priemaišų tankiu.

Bendriausiu atveju kūno elektrinė talpa  $C = d \cdot Q / d \cdot U$  ir iš čia nesimetrinės staigiosios p-n sandūros atveju barjerinė talpa  $C_{pn}$  yra randama iš išraiškos:

$$\begin{aligned} C_{pn} &= S_{pn} \cdot d [q \cdot |N_{a,d}| \cdot d_{pn}] / d [q \cdot |N_{a,d}| \cdot d_{pn}^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o)] = \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{pn} / d_{pn} = \\ &= S_{pn} \cdot \{q \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot |N_{a,d}| / [2 \cdot (\varphi_k \pm U_{np} - 2 \cdot \varphi_T)]\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.506)$$

kur:  $|N_{a,d}| = |N_a|$ , kai  $|N_a| \ll N_d$  ir  $|N_{a,d}| = N_d$ , kai  $N_d \ll |N_a|$ .

Gautoje išraiškoje (1.506) p-n sandūros įtampos  $U_{np}$  poliaringumas „±“ yra nusakomas p- srities atžvilgiu, t. y. atitinka įtampos ženklą n- srityje- katode „K“.

Elektrinio lauko  $E$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  simetrinės tolydinės p-n sandūros atveju (1.142 pav. B-b) yra randama iš išraiškos:

$$E(x) = -q \cdot a \cdot [(d_{pn} / 2)^2 - x^2] / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad (1.507)$$

kur:  $a = d \cdot |N_{a,d}| / d \cdot x$  - legiruojančių priemaišų tankio  $N_{a,d}$  gradientas, o koordinatė  $x$  kinta ribose:  $-d_{pn} / 2 \leq x \leq d_{pn} / 2$ .

Elektrinio laiko  $E(x)$  modulio  $E(x)$  maksimumo vertę  $|E_{\max}|$  įgyja taške  $x = 0$ :

$$E_{\max} = -q \cdot a \cdot d_{pn}^2 / (8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o). \quad (1.508)$$

Elektrostatinio potencialo  $\varphi$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  simetrinės tolydinės p-n sandūros atveju (1.142 pav. B-c) yra randama iš išraiškos:

$$\varphi(x) = |E_{\max}| \cdot (|x_p| + x) - q \cdot a \cdot (|x_p|^3 + x^3) / (6 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad (1.509)$$

kur:  $-x_p \leq x \leq x_n$ .

Iš (1.509) seka: simetrinės tolydinės p-n sandūros atveju kontaktinis p-n sandūros potencialas  $\varphi_k$  yra:

$$\varphi_k = q \cdot a \cdot d_{pn}^3 / (12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o) \cong \varphi_T \cdot \ln [(a \cdot d_{pn} / (2 \cdot n_i))^2], \quad (1.510)$$

ir iš čia:

$$d_{pn} = [12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot \varphi_k / (q \cdot a)]^{1/3}. \quad (1.511)$$

Simetrinės tolydinės p-n sandūros atveju (1.142 pav. B-b) barjerinė talpa  $C_{pn}$  yra randama iš išraiškos:

$$\begin{aligned} C_{pn} &= S_{pn} \cdot \{d(q \cdot a \cdot d_{pn}^2 / 8) / d[q \cdot a \cdot d_{pn}^3 / (12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o)]\} = \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{pn} / d_{pn} = \\ &= S_{pn} \cdot \{q \cdot a \cdot (\varepsilon \cdot \varepsilon_o)^2 / [12 \cdot (\varphi_k \pm U_{np})]\}^{1/3}. \end{aligned} \quad (1.512)$$

Kai  $a \neq \text{const}$ , pvz.  $a_n = d N_d / dx > a_p = d |N_a| / dx$ , tai elektrinio lauko  $E$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  nesimetrinės tolydinės p-n sandūros atveju yra aprašoma taip:

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= q \cdot a_p \cdot (x^2 - |x_p|^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad \text{kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ E(x) &= q \cdot (a_n \cdot x^2 - a_p \cdot |x_p|^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad \text{kai } 0 \leq x \leq x_n, \end{aligned} \right\} \quad (1.513)$$

iš kur seka:  $E_{\max} = -q \cdot a_p \cdot x_p^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o)$ , kai  $x = 0$ . Kita iš čia sekanti išvada yra ta, jog galioja sąryšis:  $a_n \cdot x_n^2 - a_p \cdot x_p^2 = 0$ , arba  $a_n / a_p = x_p^2 / x_n^2$ , kas iš esmės reiškia tą faktą, jog jonizuotų donorų ir akceptorų suminiai krūviai  $Q_d$  ir  $-Q_a$ , atitinkamai, nuskurdintose p-n sandūros atitinkamose srityse yra lygūs-  $|Q_a| = Q_d$ .

Elektrostatinio potencialo  $\varphi$  priklausomybė nuo atstumo  $x$  nesimetrinės tolydinės p-n sandūros atveju yra randama iš išraiškų:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x) &= q \cdot a_p \cdot (2 \cdot |x_p|^3 / 3 + |x_p|^2 \cdot x - x^3 / 3) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad \text{kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ \varphi(x) &= q \cdot (a_p \cdot |x_p|^2 \cdot x - a_n \cdot x^3 / 3) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o + q \cdot a_p \cdot |x_p|^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o)), \quad \text{kai } 0 \leq x \leq x_n, \end{aligned} \right\} \quad (1.514)$$

iš kur seka nesimetrinės tolydinės p-n sandūros kontaktinis potencialas  $\varphi_k$ :

$$\varphi_k = q \cdot a_p \cdot x_p^2 \cdot d_{pn} / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o) \cong q \cdot a_p \cdot d_{pn}^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o), \quad (1.515)$$

kur apytikslė lygybė, kai  $a_p \ll a_n$ , ir iš čia:

$$d_{pn} = [3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot \varphi_k / (q \cdot a_p)]^{1/3}. \quad (1.516)$$

Nesimetrinės tolydinės p-n sandūros atveju barjerinė talpa  $C_{pn}$  yra randama iš išraiškos:

$$C_{pn} \cong S_{pn} \cdot \left\{ d(q \cdot a_p \cdot d_{pn}^2 / 2) / d[q \cdot a_p \cdot d_{pn}^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0)] \right\} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / d_{pn} =$$

$$= S_{pn} \cdot \{ q \cdot a_p \cdot (\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 / [3 (\varphi_k \pm U_{np})] \}^{1/3}. \quad (1.517)$$

Srovės stipris  $I$  per p-n sandūrą yra išreiškiamas taip:

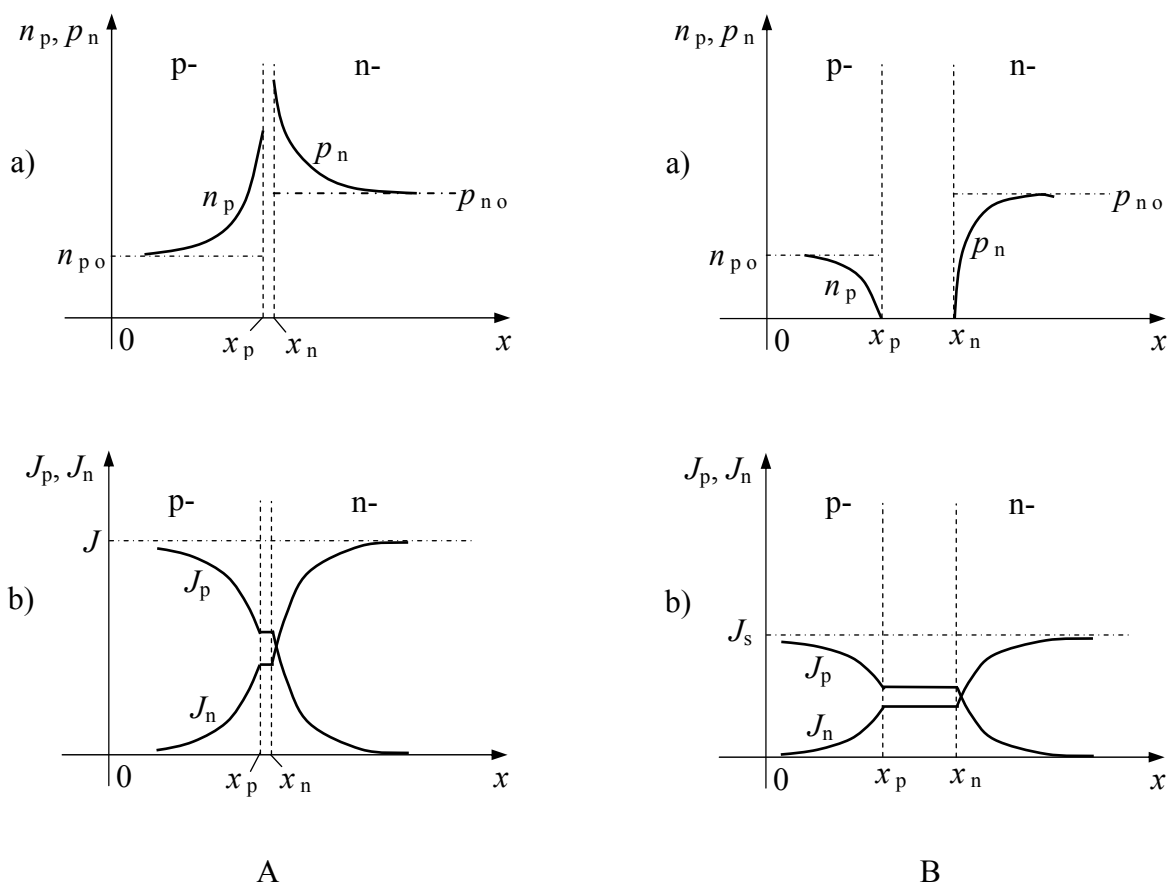
$$I = I_p + I_n = I_s \cdot \left\{ \exp[(\pm U_{pn} / (m \varphi_T)) - 1] \right\},$$

$$I_s = q \cdot (D_p \cdot p_{n0} / L_p + D_n \cdot n_{p0} / L_n) \cdot S_{pn}$$
(1.518)

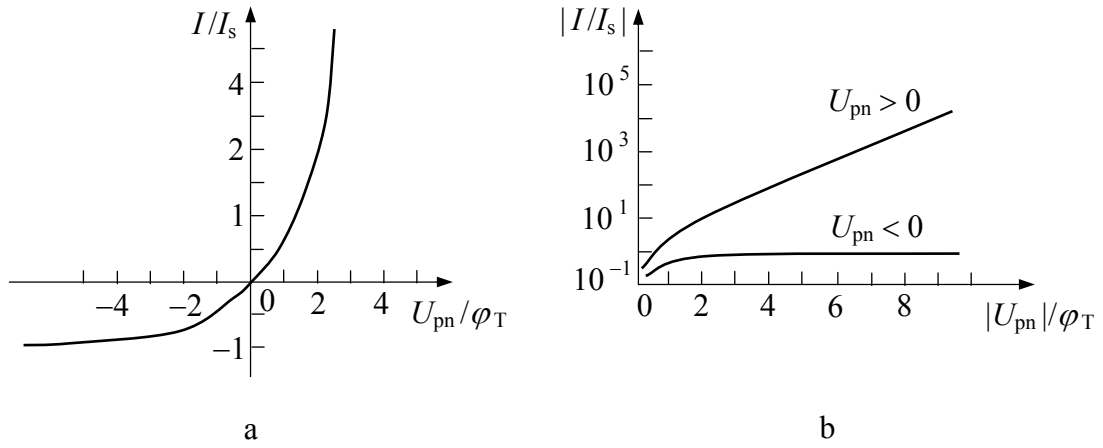
kur:  $m = 1 \div 2$ , o ženklas “ $\pm$ ” atitinka įtampos ženklą p- srityje, t. y. anode „A“.

1.143 pav. yra parodytos šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  arba  $p_n$  (a) ir srovės  $I$  tankio  $J$  sandų  $J_n$  ir  $J_p$  (b) priklausomybės nuo koordinatės  $x$ , kai p-n sandūra yra įjungta tiesiogine (A) ir atgaline (B) kryptimis, atitinkamai.

1.144 pav. yra parodytos iš (1.518) paskaičiuotos p-n sandūros VACH, kurios yra pateiktos tiesiniame (a) ir pusiau logaritminiame (b) masteliuose, atitinkamai.

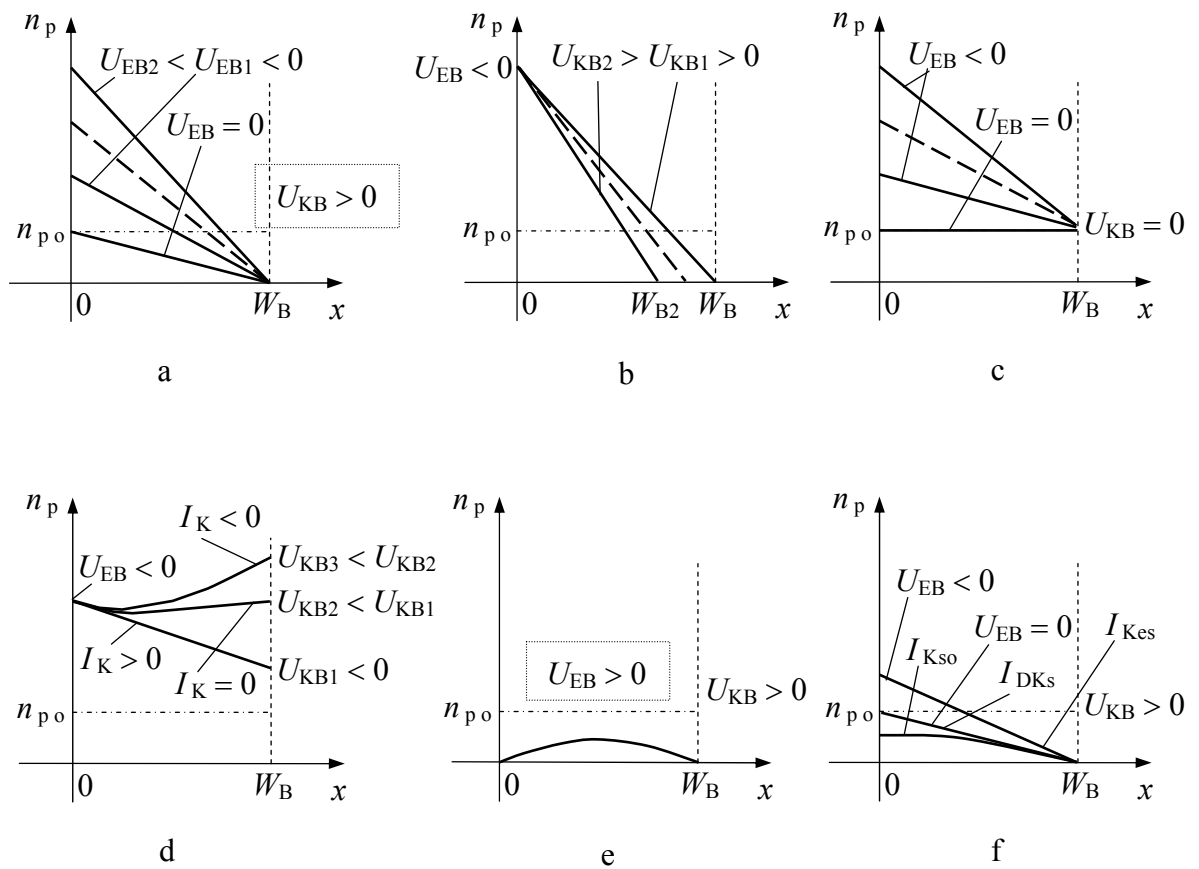


1.143 pav. Šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  arba  $p_n$  (a) ir srovės  $I$  tankio  $J$  sandų  $J_n$  ir  $J_p$  (b) priklausomybės nuo koordinatės  $x$ , kai p-n sandūra yra įjungta tiesiogine (A) ir atgaline (B) kryptimis, atitinkamai



1.144 pav. Iš (1.518) paskaičiuotos p-n sandūros VACH, kurios yra pateiktos normuotuose tiesiniame (a) ir pusiau logaritminiame (b) masteliuose

1.145 pav. yra parodytos elektronų tankio  $n_p$  stacionaraus pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  dvipolio n-p-n difuzinio tranzistoriaus bazėje ( $0 \leq x \leq W_B$ ), esant įvairioms įtampoms emiterio ir kolektoriaus p-n sandūrose ir priimant, jog emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_E \cong 1$  (1.196).



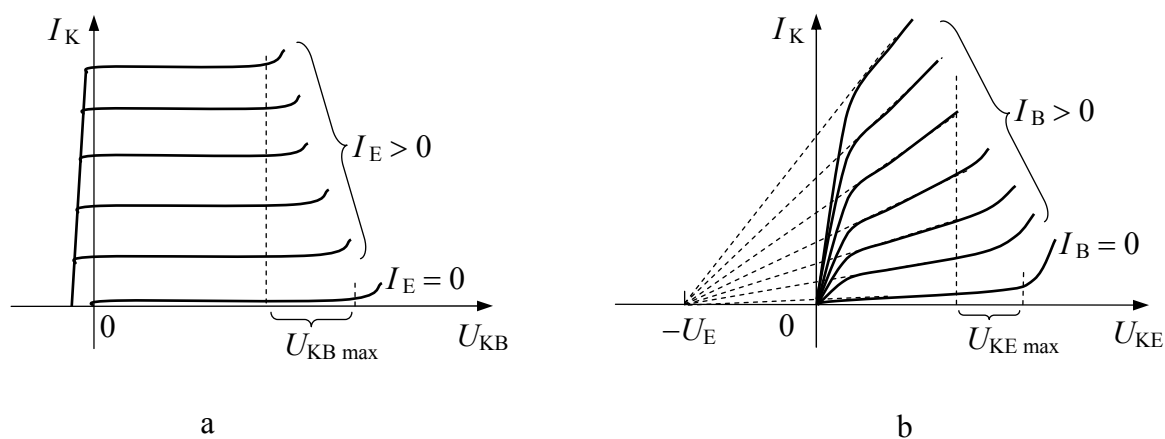
1.145 pav. Elektronų tankio  $n_p$  stacionaraus pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  dvipolio n-p-n difuzinio tranzistoriaus bazėje ( $0 \leq x \leq W_B$ ), esant įvairioms įtampoms emiterio  $U_{EB}$  ir kolektoriaus  $U_{KB}$  p-n sandūrose ir priimant, jog emiterio efektyvumo koeficientas  $\gamma_E \cong 1$  (1.196)



Iš 1.145 pav. pateiktų priklausomybių  $n_p(x)$  seka pagrindinės (pamatinės) dvipolio tranzistoriaus veikos principų išvados:

- 1) šalutinių krūvininkų tankis bazėje prie emiterio ( $x = 0$ ) ir kolektoriaus ( $x = W_B$ ) p-n sandūrų yra tiesiog proporcingas faktoriui-  $\exp(\pm U_{pn}/\varphi_T)$  (1.466);
- 2) emiterio ir kolektoriaus srovės  $I_E$  ir  $I_K$ , atitinkamai, yra tiesiog proporcingos šalutinių krūvininkų tankio bazėje gradientui ( $\partial n_p/\partial x$  arba  $\partial p_n/\partial x$ ) prie emiterio ( $x = 0$ ) ir kolektoriaus ( $x = W_B$ ) p-n sandūrų, atitinkamai;
- 3) aktyviosios veikos metu (emiterio p-n sandūra yra atidaryta, o kolektoriaus p-n sandūra- uždaryta) bazės srovė  $I_B = I_E - I_K$ , o soties (abejos p-n sandūros yra atidarytos) ir atkirtos (abejos p-n sandūros yra uždarytos) atvejais bazės srovė yra išreiškiama taip:  $I_B = I_E + I_K$ .

Akivaizdu, jog 1.145 pav. pateiktos priklausomybės  $n_p(x)$  leidžia paaiškinti dvipolio tranzistoriaus VACH. Dvipolio tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus srovės  $I_E$  ir  $I_K$ , atitinkamai, yra pridėtų įtampų  $U_{EB}$  ir  $U_{KB}$  funkcijos:  $I_E = F_1(U_{EB}, U_{KB})$  ir atitinkamai  $I_K = F_2(U_{EB}, U_{KB})$ . Bendros bazės (BB) ir bendro emiterio (BE) jungimo schemose n-p-n tranzistoriaus atveju šias funkcijas atitinkančios išėjimo VACH yra parodytos 1.146 pav. a ir b, atitinkamai.



1.146 pav. Bendros bazės (BB) ir bendro emiterio (BE) jungimo schemose n-p-n tranzistoriaus atveju funkcijas  $I_E = F_1(U_{EB}, U_{KB})$  ir  $I_K = F_2(U_{EB}, U_{KB})$  atitinkančios išėjimo VACH

Bendros bazės jungimo schemoje išėjimo VACH (1.146 pav. a) pavidalas atitinka tai, jog kolektoriaus srovė  $I_K \cong I_E$ , nes  $\alpha_o \cong 1$  (1.109) ir kolektoriaus srovė  $I_K$  praktiškai nepriklauso nuo įtampos  $U_{KB}$ . Kita vertus, šioje jungimo schemoje kolektoriaus srovė  $I_K \cong I_E$  ir prie  $U_{KB} = 0$ , nes kolektoriaus p-n sandūra ir šiuo atveju atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš bazės, ką patvirtina šalutinių krūvininkų tankio pasiskirstymo pobūdis bazėje, parodytas 1.145 pav. c. Kad srovė  $I_K$  taptų lygi nuliui būtina pradaryti kolektoriaus p-n sandūrą, t. y. pridėti įtampą tiesiogine kryptimi (Si atveju  $|U_{KB}| \cong 1$  V). To pasėkoje šalutinių

krūvininkų tankis bazėje prie kolektoriaus ( $x = W_B$ ) tampa lygus jų tankiui prie emiterio ( $x = 0$ ). Tai iliustruoja šalutinių krūvininkų tankio  $n_p(x)$  pasiskirstymo pobūdis bazėje, parodytas 1.145 pav. d.

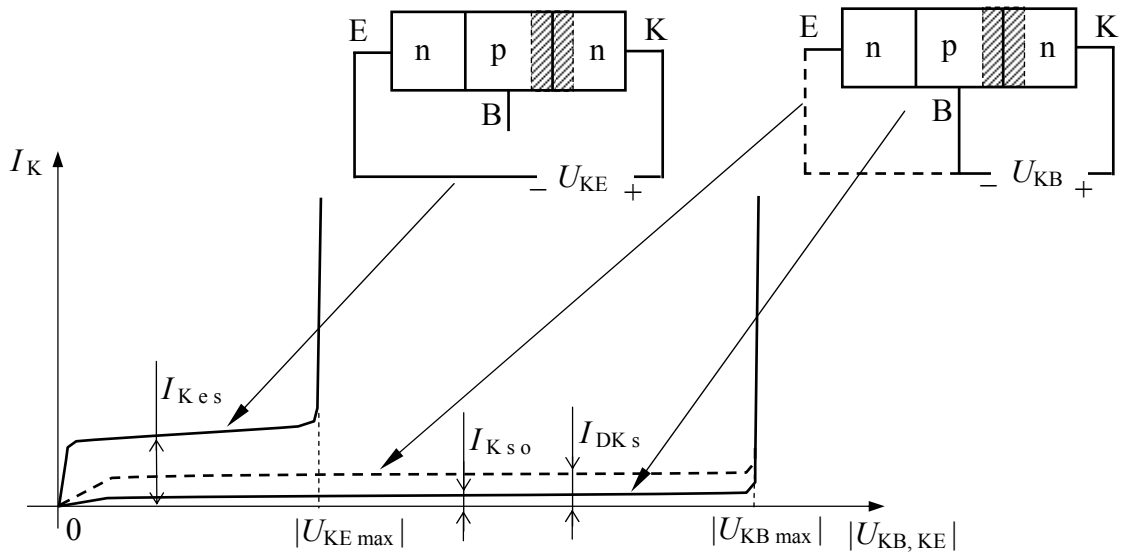
Kolektoriaus p-n sandūros atgalinė soties srovė  $I_{Ks0}$  (matuojama bendros bazės schemoje, esant atjungtam emiteriui, t. y., kai  $I_E = 0$ ) yra daug mažesnė už atgalinę diodo soties srovę  $I_s$  (1.28), nes šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  gradientas  $\partial n_p / \partial x$  bazėje prie emiterio ( $x = 0$ ) lygus nuliui ir tai sumažina šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  gradientą bazėje prie kolektoriaus ( $x = W_B$ ) (1.145 pav. f). Dėl tos pačios priežasties atgalinė soties srovė  $I_{Ks0}$  taip pat mažesnė ir už kolektoriaus p-n sandūros atgalinę soties srovę  $I_{DKs}$  (1.113), kuri yra matuojama bendros bazės schemoje, esant trumpajam jungimui emiterio p-n sandūroje ( $U_{EB} = 0$ ).

Bendro emiterio jungimo schemoje išėjimo VACH (1.146 pav. b) pobūdis atitinka tai, jog kolektoriaus srovė  $I_K \gg I_B$ , nes  $\beta_o \gg 1$  (1.107) ir šiuo atveju kolektoriaus srovė  $I_K$  gana stipriai priklauso nuo įtampos  $U_{KE}$ . Kita vertus, kai  $U_{KE} \Rightarrow 0$ , kolektoriaus srovė  $I_K \Rightarrow 0$ , nes kolektoriaus p-n sandūra atsidaro ir šiuo atveju išnyksta šalutinių krūvininkų ekstrakcija iš bazės į kolektorių, ką patvirtina šalutinių krūvininkų tankio  $n_p(x)$  pasiskirstymo pobūdis bazėje, kuris yra parodytas 1.145 pav. c ir d.

Kolektoriaus p-n sandūros atgalinė soties srovė  $I_{Kes}$  (1.143) (matuojama bendro emiterio schemoje, esant atjungtai bazei, t. y., kai  $I_B = 0$ ) yra daug didesnė už atgalinę diodo soties srovę  $I_s$  ((1.28), (1.75)), o tuo pačiu ir už sroves  $I_{Ks0}$  bei  $I_{DKs}$  (1.145 pav. f). Tai matyti iš 1.147 pav. parodytų dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių  $I_E = 0$  ir  $I_B = 0$  eigos pobūdžio iki pramušimo įtampų  $U_{KB \max}$  ir  $U_{KE \max}$  bendros bazės bei bendro emiterio jungimo schemose, atitinkamai.

Bendro emiterio jungimo schemoje išėjimo VACH (1.146 pav. b) pobūdžio stipri priklausomybė nuo įtampos  $U_{KE}$  yra apspręsta bazės srovės  $I_B$  stiprinimo koeficiento  $\beta_o$  priklausomybe nuo  $U_{KE}$ . Ši priklausomybė paaiškinama tuo, jog didėjant įtampai  $|U_{KE}|$ , tuo pačiu didėja įtampa  $|U_{KB}|$  kolektoriaus p-n sandūroje, ko pasekoje didėja šios p-n sandūros nuskurdintos srities storis  $d_{pnK}$  (1.69 pav. b, o taip pat žiūrėk (1.41)). Todėl tuo pačiu mažėja bazės storis  $W_B$  (1.145 pav. b) ir to pasekoje didėja  $\gamma_B$  (1.209),  $\alpha_o$  (1.214) bei  $\beta_o$  (1.110). Šis reiškinys yra vadinamas *Erlio efektu* ir jis charakterizuojamas *Erlio įtampa*  $U_E$  (1.146 pav. b). Kai dvipolio tranzistoriaus bazės storis  $W_B$  yra daug didesnis už kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities storio  $d_{pnK}$  (1.137 pav.) sando dalį  $d_{pnK(B)}$  bazėje, Erlio įtampa  $U_E$  yra paskaičiuojama taip:

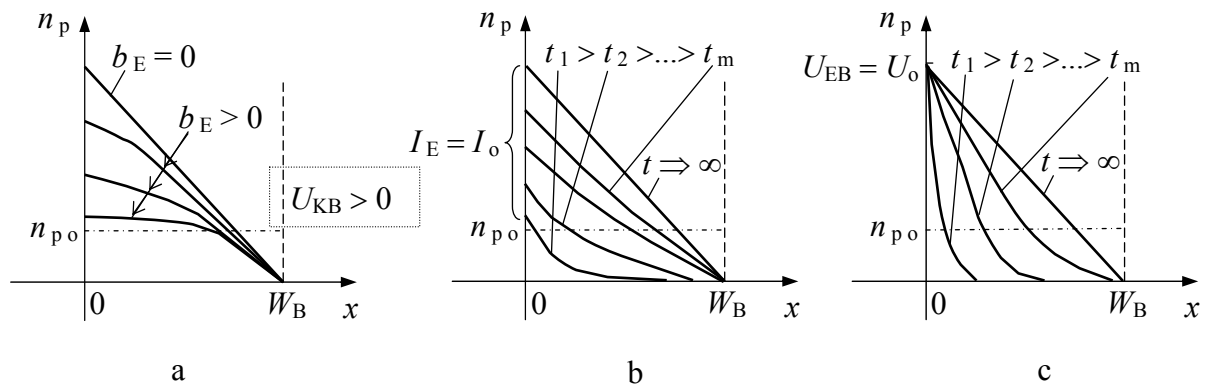
$$U_E \cong q \cdot N_B \cdot W_B^2 / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o). \quad (1.519)$$



1.147 pav. Dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių  $I_E = 0$  ir  $I_B = 0$  eigos pobūdžiai iki pramušimo įtampų  $U_{KB \max}$  ir  $U_{KE \max}$  bendros bazės (BB) bei bendro emiterio (BE) jungimo schemose, atitinkamai

Sąryšis tarp įtampų  $U_{KB \max}$  ir  $U_{KE \max}$  yra nusakomas išraiška (1.213).

1.148 pav. a yra parodytos stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio (pvz. elektronų  $n_p$  p- bazėje) pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  dvipolio n-p-n tranzistoriaus bazėje, esant įvairioms elektrinio lauko  $E_B$  bazėje faktoriaus  $b_E$  (1.469) vėrtėms ir palaikant sąlygą:  $I_E = \text{const}$ .



1.148 pav. Stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio (pvz. elektronų  $n_p$  p- bazėje) pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  dvipolio n-p-n tranzistoriaus bazėje, esant įvairioms elektrinio lauko  $E_B$  bazėje faktoriaus  $b_E$  (1.469) vėrtėms ir palaikant sąlygą:  $I_E = \text{const}$

Iš 1.148 pav. a pateiktų priklausomybių  $n_p(x)$  matyti, jog didėjant elektrinio lauko  $E_B$  bazėje faktoriui  $b_E$ , šalutinių krūvininkų tankis  $n_p$  bazėje mažėja. Tai paaiškinama tuo, jog pastovus emiterio srovės stipris  $I_E = \text{const}$  yra palaikomas didėjančio šalutinių krūvininkų dreifinio greičio  $v_{n, p}$  bazėje, kurio vėrtė didėja dėl atsirandančio vis stipresnio elektrinio

lauko  $E_B$  bazėje (1.469). Iš čia seka, jog dreifinio tranzistoriaus atveju ( $b_E > 0$ ) tokio pat stiprio emiterio srovė  $I_E$  yra užtikrinama mažesne įtampos  $U_{EB}$  verte, palyginus su difuzinio tranzistoriaus atveju ( $b_E = 0$ ). Kita vertus, 1.148 pav. a parodytos kreivės  $n_p(x)$  iliustruoja stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  kitimą dreifinio tranzistoriaus bazėje, priklausomai nuo emiterio srovės  $I_E$  stiprio. Matome, jog didėjant srovei  $I_E$ , dreifinio tranzistoriaus bazėje stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  pasiskirstymo priklausomybė nuo  $x$  artėja prie pasiskirstymo, kuris yra būdingas difuziniam tranzistoriui (1.145 pav. a, b). Tai reiškia, kad prie didelių srovių  $I_E$  ( arba  $I_K$  ) dreifinio tranzistoriaus savybės tampa tapačios difuzinio tranzistoriaus savybėms (1.116 pav.).

1.148 pav. b yra parodytos šalutinių krūvininkų tankio  $n_p$  pasiskirstymo priklausomybės nuo  $x$  difuzinio n-p-n tranzistoriaus bazėje įvairiais laiko  $t$  momentais, kai į emiterį yra paduodamas vienetinis emiterio srovės  $I_E(t)$  šuolis:  $i_E = I_0 \cdot 1(t)$  ir analogiškai, 1.148 pav. c- kai yra paduodamas vienetinis emiterio įtampos  $U_{EB}(t)$  šuolis:  $u_{EB} = U_0 \cdot 1(t)$ . Iš 1.148 pav. pateiktų grafikų  $n_p(x, t)$  matome, kad perjungiant dvipolį tranzistorių įėjimo srovės šuoliu, įtampa jo įėjime nusistovi per tam tikrą laiką  $\Delta t$ . Ir atvirkščiai, kai dvipolis tranzistorius yra perjungiamas įėjimo įtampos šuoliu, įėjimo srovė pradiniu laiko momentu  $t = 0$  yra didžiausia ir bėgant laikui mažėdama nusistovi per tą patį laiką  $\Delta t$ . Tai sąlygoja dvipolio tranzistoriaus impulsinių bei dažninių savybių priklausomybę nuo jo valdymo būdo, ką esame parodę anksčiau.

### 3.2. Fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodas

Elektroninių skaičiavimo mašinų programose, skirtose puslaidininkinių įtaisų teoriniam modeliavimui bei įvairių grandynų su jaus skaičiavimui, yra plačiai taikomas puslaidininkinių įtaisų modeliavimas *fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodu*. Jo esmę sudaro tai, jog puslaidininkinis įtaisas yra pakeičiamas elektronine grandine, kuri yra sudaryta iš įprastų radiotechninių elementų, kurie įmanomai tiksliai atspindi fizikinius procesus įvairiuose puslaidininkinio įtaiso srityse. Iš čia seka, kad puslaidininkinio įtaiso ir jį aprašančios fizikinės ekvivalentinės schemos elektrinės charakteristikos ir parametrai turi sutapti kuo didesniu tikslumu. Priklausomai nuo modeliuojamų elektrinių parametrų bei charakteristikų, fizikinės ekvivalentinės schemos yra taikomos *mažo* arba *didelio* įėjimo signalo atvejams.

Mažo įėjimo signalo sąlygos atvejis atitinka tiesinių grandinių savybę- t. y., kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos nepriklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose.

Didelio įėjimo signalo sąlygos atvejis atitinka netiesinių grandinių savybę- t. y., kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose.

**3.2.1. Keturpolių metodas** (*tiesiniai keturpoliai*)- tai teorinio modeliavimo būdas, kai elektroninių grandinių teoriniuose skaičiavimuose puslaidininkiniai įtaisai bei schemas su jais gali būti pakeičiami *keturpoliais*, kurie, priklausomai nuo aprašomo puslaidininkinio įtaiso, gali būti *tiesiniai* arba *netiesiniai*, *pasyvūs* arba *aktyvūs*. Keturpolis elektroninėse grandinėse yra vaizduojamas taip, kaip yra parodyta 1.149 pav.

Keturpolių teorija nagrinėja bendras elektrinių schemų savybes išorinių išvadų ( kontaktų ) atžvilgiu, nepriklausomai nuo keturpoliu atvaizduotos konkrečios elektroninės schemas ar puslaidininkinio įtaiso vidaus struktūros. Elektrinio parametro indekso skaitmuis



1.149 pav. Keturpolio žymėjimas elektroninėse grandinėse ( čia kaip ir anksčiau elektrinių signalų parametrų pajuodintas šriftas atitinka jų laikinių diagramų harmoninį pavidalą )

“1” žymi jo vertę įėjime, o skaitmuis “2”- išėjime. Bet kuriuos du iš keturių elektrinių parametrų laikome nepriklausomais kintamaisiais, o likusius du- funkcijomis, priklausančiomis nuo pasirinktų kintamųjų dydžių. Akivaizdu, kad iš keturių elektrinių parametrų:  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $U_1$  ir  $U_2$  galime sudaryti šešias keturpolį aprašančias lygčių sistemas:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_1(I_1, I_2), \\ U_2 &= F_2(I_1, I_2), \end{aligned} \right\} \text{Z- parametrų sistema} \quad (1.520)$$

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= F_3(U_1, U_2), \\ I_2 &= F_4(U_1, U_2), \end{aligned} \right\} \text{Y- parametrų sistema} \quad (1.521)$$

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_5(I_1, U_2), \\ I_2 &= F_6(I_1, U_2), \end{aligned} \right\} \text{H- parametrų sistema} \quad (1.522)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= F_7(U_1, I_2), \\ I_1 &= F_8(U_1, I_2), \end{aligned} \right\} \text{G- parametrų sistema} \quad (1.523)$$

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_9(U_2, I_2), \\ I_1 &= F_{10}(U_2, I_2), \end{aligned} \right\} \text{A- parametrų sistema} \quad (1.524)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= F_6(U_1, I_1), \\ I_2 &= F_6^*(U_1, I_1). \end{aligned} \right\} B\text{-parametrų sistema} \quad (1.525)$$

Dažniausiai yra naudojamos šios tiesinių keturpolių aprašančios parametrų sistemos:

1) **tuščios eigos parametrų sistema** (*Z-parametrai*), kuri yra nusakoma, esant tuščiajai eigai kintamajam signalui įėjime arba išėjime. Čia tuščioji eiga reiškia, jog atitinkama keturpolio grandinė- įėjimo arba išėjimo yra nutraukta. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (1.520), kurią užrašysime tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2, \\ U_2 &= Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.526)$$

kur:  $Z_{11}$ ,  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$  ir  $Z_{22}$  - charakteringosios keturpolio varžos, kurios bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš *Z*-parametrų apibrėžties (tuščioji eiga) seka:

$$Z_{11} = U_1 / I_1 |_{I_2=0}, \quad (1.527)$$

keturpolio įėjimo varža, esant tuščiajai eigai jo išėjime ( $I_2 = 0$ );

$$Z_{12} = U_1 / I_2 |_{I_1=0}, \quad (1.528)$$

keturpolio grįžtamojo ryšio varža, esant tuščiajai eigai jo įėjime ( $I_1 = 0$ );

$$Z_{21} = U_2 / I_1 |_{I_2=0}, \quad (1.529)$$

keturpolio tiesioginio perdavimo varža, esant tuščiajai eigai jo išėjime ( $I_2 = 0$ );

$$Z_{22} = U_2 / I_2 |_{I_1=0}, \quad (1.530)$$

keturpolio išėjimo varža, esant tuščiajai eigai jo įėjime ( $I_1 = 0$ ).

2) **užtrumpintos eigos (trumpojo jungimo) parametrų sistema** (*Y-parametrai*), kuri yra nusakoma, esant užtrumpintai eigai kintamajam signalui įėjime arba išėjime. Čia užtrumpinta eiga nurodo, jog keturpolio įėjimo arba išėjimo išvadai yra sujungti tarpusavyje. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (1.521), kurią užrašysime tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= Y_{11} \cdot U_1 + Y_{12} \cdot U_2, \\ I_2 &= Y_{21} \cdot U_1 + Y_{22} \cdot U_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.531)$$

kur:  $Y_{11}$ ,  $Y_{12}$ ,  $Y_{21}$  ir  $Y_{22}$  - charakteringieji keturpolio laidumai, kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš  $Y$ - parametrų apibrėžties ( užtrumpintoji eiga ) seka:

$$Y_{11} = I_1 / U_1 |_{U_2=0}, \quad (1.532)$$

keturpolio įėjimo laidumas, esant trumpajam jungimui jo išėjime ( $U_2 = 0$ );

$$Y_{12} = I_1 / U_2 |_{U_1=0}, \quad (1.533)$$

keturpolio grįžtamojo ryšio laidumas, esant trumpajam jungimui jo įėjime ( $U_1 = 0$ );

$$Y_{21} = I_2 / U_1 |_{U_2=0}, \quad (1.534)$$

keturpolio tiesioginio perdavimo laidumas, esant trumpajam jungimui jo išėjime ( $U_2 = 0$ );

$$Y_{22} = I_2 / U_2 |_{U_1=0}, \quad (1.535)$$

keturpolio išėjimo laidumas, esant trumpajam jungimui jo įėjime ( $U_1 = 0$ ).

3) **mišrioji ( hibridinė ) parametrų sistema** ( $H$ - parametrai ), kuri yra nusakoma, esant tuščiajai eigai kintamajam signalui įėjime arba trumpajam jungimui išėjime. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (1.522), kurią užrašysime tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= H_{11} \cdot I_1 + H_{12} \cdot U_2, \\ I_2 &= H_{21} \cdot I_1 + H_{22} \cdot U_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.536)$$

kur:  $H_{11}$ ,  $H_{12}$ ,  $H_{21}$  ir  $H_{22}$  - mišrieji keturpolio parametrai, kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš  $H$ - parametrų apibrėžties ( tuščioji eiga įėjime arba trumpasis jungimas išėjime ) seka:

$$H_{11} = U_1 / I_1 |_{U_2=0}, \quad (1.537)$$

keturpolio įėjimo varža, esant trumpajam jungimui jo išėjime ( $U_2 = 0$ );

$$H_{12} = U_1 / U_2 |_{I_1=0}, \quad (1.538)$$

keturpolio įtampos grįžtamojo ryšio koeficientas, esant tuščiajai eigai jo įėjime ( $I_1 = 0$ );

$$H_{21} = I_2 / I_1 |_{U_2=0}, \quad (1.539)$$

keturpolio srovės perdavimo koeficientas, esant trumpajam jungimui jo išėjime ( $U_2 = 0$ );

$$H_{22} = I_2 / U_2 |_{I_1=0}, \quad (1.540)$$

keturpolio išėjimo laidumas, esant tuščiajai eigai jo įėjime ( $I_1 = 0$ ).

Akivaizdu, kad bet kurios tiesinio keturpolio lygčių sistemos parametrai gali būti perskaičiuojami į kitos lygčių sistemos parametrus. Pvz., iš  $Z$ - parametrų lygčių sistemos (1.526) randame srovių  $I_1$  ir  $I_2$  išraiškas per likusius parametrus:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= (Z_{22} \cdot U_1 - Z_{12} \cdot U_2) / \Delta Z, \\ I_2 &= (-Z_{21} \cdot U_1 + Z_{11} \cdot U_2) / \Delta Z, \end{aligned} \right\} \quad (1.541)$$

kur:  $\Delta Z = Z_{11} \cdot Z_{22} - Z_{12} \cdot Z_{21}$ - lygčių sistemos (1.526) determinantas.

Gautą lygčių sistemą (1.541) palyginame su (1.531) ir randame  $Y$ - bei  $Z$ - parametrų sąryšio išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= Z_{22} / \Delta Z, & Y_{12} &= -Z_{12} / \Delta Z, \\ Y_{21} &= -Z_{21} / \Delta Z, & Y_{22} &= Z_{11} / \Delta Z. \end{aligned} \right\} \quad (1.542)$$

Analogiškai randame visų trijų:  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametrų sistemų tarpusavio sąryšio išraiškas, kurios yra pateiktos 4- oje lentelėje, kur atitinkamų lygčių sistemų (1.531) ir (1.536) determinantai  $\Delta Y$  ir  $\Delta H$  yra:  $\Delta Y = Y_{11} \cdot Y_{22} - Y_{12} \cdot Y_{21}$  ir  $\Delta H = H_{11} \cdot H_{22} - H_{12} \cdot H_{21}$ .

4 lentelė

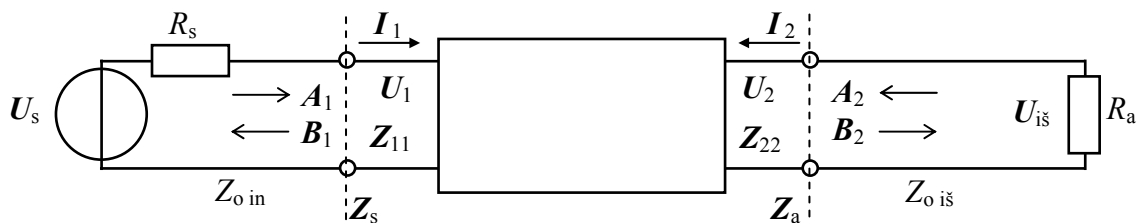
Perskaičiuojamieji parametrai	Žinomi parametrai, per kuriuos yra išreiškiami perskaičiuojamieji parametrai (indeksai "i" ir "j" atitinka arba "1" arba "2")					
	$\ Z_{ij}\ $		$\ Y_{ij}\ $		$\ H_{ij}\ $	
$\ Z_{ij}\ $	$Z_{11}$	$Z_{12}$	$Y_{22} / \Delta Y$	$-Y_{12} / \Delta Y$	$\Delta H / H_{22}$	$H_{12} / H_{22}$
	$Z_{21}$	$Z_{22}$	$-Y_{21} / \Delta Y$	$Y_{11} / \Delta Y$	$-H_{21} / H_{22}$	$1 / H_{22}$
$\ Y_{ij}\ $	$Z_{22} / \Delta Z$	$-Z_{12} / \Delta Z$	$Y_{11}$	$Y_{12}$	$1 / H_{11}$	$-H_{12} / H_{11}$
	$-Z_{21} / \Delta Z$	$Z_{11} / \Delta Z$	$Y_{21}$	$Y_{22}$	$H_{21} / H_{11}$	$\Delta H / H_{11}$
$\ H_{ij}\ $	$\Delta Z / Z_{22}$	$Z_{12} / Z_{22}$	$1 / Y_{11}$	$-Y_{12} / Y_{11}$	$H_{11}$	$H_{12}$
	$-Z_{21} / Z_{22}$	$1 / Z_{22}$	$Y_{21} / Y_{11}$	$\Delta Y / Y_{11}$	$H_{21}$	$H_{22}$

**Galios sklaidos parametrų sistema** ( $S_p$  - parametrai) - taikoma superaukštame ir didesnių dažnių diapazone ( $f \geq 3$  GHz), nes realizuoti  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametrų sistemų nusakomas sąlygas: *tuščioji eiga* arba *trumpasis jungimas*, tampa sudėtinga arba praktiškai neįmanoma. Todėl superaukštame ir didesnių dažnių diapazone yra taikoma *galios sklaidos parametrų sistema* ( $S_p$  - parametrai), kuri bendru atveju yra nusakoma esant nesuderintai matavimo sistemai, kai įėjimo ir išėjimo signalų perdavimo traktų banginės varžos  $Z_0$  in ir



$Z_{o\text{ iš}}$ , atitinkamai, nėra lygios įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus ( šaltinio ) vidaus varžai  $R_s$  ir išėjimo signalo apkrovos rezistoriaus varžai  $R_a$ , atitinkamai (  $R_s \neq Z_{o\text{ in}}$  ir  $R_a \neq Z_{o\text{ iš}}$  ).  
Suderintos matavimo sistemos atveju šios varžos tenkintų sąlygas:  $R_s = Z_{o\text{ in}}$  ir  $R_a = Z_{o\text{ iš}}$ .

Nesuderintos matavimo sistemos sąlygas tenkinanti grandinė yra parodyta 1.150 pav., kur yra pateikta apibendrinta keturpolio grandinė su skirtingais įėjimo ir išėjimo signalų traktais ( pvz., bendraašis ( koaksialinis ) kabelis arba bangolaidis ), kur įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus ( šaltinio ) vidaus varža yra pavaizduota rezistoriumi  $R_s$ ; išėjimo signalo apkrova- rezistoriumi  $R_a$ ; signalų perdavimo skirtingų traktų banginės varžos yra pažymėtos simboliiais:  $Z_{o\text{ in}}$ - įėjimo trakto ir  $Z_{o\text{ iš}}$ - išėjimo trakto, atitinkamai; keturpolio įėjimo ir išėjimo varžos-  $Z_{11}$  ir  $Z_{22}$ , atitinkamai, bei įėjimo ir išėjimo srovės  $I_1$  ir  $I_2$  bei įtampos  $U_1$  ir  $U_2$ , atitinkamai.



1.150 pav.  $S_p$ - parametrų nesuderintos matavimo sistemos sąlygas tenkinanti grandinė

Tegul 1.150 pav. parodytos matavimo sistemos įėjimo trakte  $Z_{o\text{ in}}$  sklinda krentanti  $A_1$  ir atsispindėjusi  $B_1$  įėjimo signalo  $U_s$  elektromagnetinės bangos, o išėjimo trakte  $Z_{o\text{ iš}}$ , atitinkamai, sklinda krentanti  $A_2$  ir atsispindėjusi  $B_2$  išėjimo signalo  $U_{iš}$  bangos. Krentančių ir atsispindėjusių bangų galios  $P_{a i}$  ir  $P_{b i}$ , atitinkamai, yra išreiškiamos per galios parametrus  $A_i$  ir  $B_i$  tokiu būdu ( kur indeksas  $i = 1$  arba  $2$  ):

$$|P_{a i}| = |A_i|^2 \sim U^2/R, \quad |P_{b i}| = |B_i|^2 \sim U^2/R. \quad (1.543)$$

Esant suderintai signalų perdavimo traktų varžai-  $R_s = Z_{o\text{ in}}$  ir  $R_a = Z_{o\text{ iš}}$ , atitinkamų signalų galios parametrai  $A_i$  ir  $B_i$  gali būti išreikšti per keturpolio sroves  $I_i$  ir įtampas  $U_i$  tokio pavidalo išraiškomis:

$$A_i = (U_i + I_i \cdot Z_{o\text{ in, iš}}) / (2 \cdot Z_{o\text{ in, iš}}^{1/2}), \quad B_i = (U_i - I_i \cdot Z_{o\text{ in, iš}}) / (2 \cdot Z_{o\text{ in, iš}}^{1/2}), \quad (1.544)$$

kur indeksas  $i = 1$  atitinka varžą  $Z_{o\text{ in}}$ , o indeksas  $i = 2$  atitinka varžą  $Z_{o\text{ iš}}$ .

Kai signalų perdavimo traktų varža  $Z_{o\text{ in, iš}}$  nėra suderinta (  $R_s \neq Z_{o\text{ in}}$ ,  $R_a \neq Z_{o\text{ iš}}$  ), išraiškos (1.544) yra užrašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= (U_1 + I_1 \cdot Z_s) / (2 \cdot |\text{Re } Z_s|^{1/2}), & B_1 &= (U_1 - I_1 \cdot Z_s^*) / (2 \cdot |\text{Re } Z_s|^{1/2}), \\ A_2 &= (U_2 + I_2 \cdot Z_a) / (2 \cdot |\text{Re } Z_a|^{1/2}), & B_2 &= (U_2 - I_2 \cdot Z_a^*) / (2 \cdot |\text{Re } Z_a|^{1/2}), \end{aligned} \right\} \quad (1.545)$$

kur:  $Z_s$  ir  $Z_a$  - perskaičiuotos įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus ir apkrovos varžos  $R_s$  ir  $R_a$ , atitinkamai, į keturpolio įėjimo ir išėjimo gnybtų plokštumas (1.150 pav.), o  $Z_s^*$  ir  $Z_a^*$  - kompleksinių dydžių  $Z_s$  ir  $Z_a$  jungtiniai kompleksiniai dydžiai, kurių menamųjų dalių ženklai yra priešingi, atitinkamai.

Išraiškos (1.545) yra parašytos pasinaudojus harmoninio signalo  $A$  laiko funkcijos  $A(t) = A_o \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi)$  atvaizdavimu kompleksine forma tokiu žinomu pavidalu:

$$A(t) = (A_o/2) \cdot e^{j\omega t} + (A_o^*/2) \cdot e^{-j\omega t}.$$

Paprastai parametrai  $A_i$  yra laikomi nepriklausomais, o parametrai  $B_i$  - funkcijomis nuo kintamųjų  $A_i$ . Kai matavimo sistema nėra suderinta ( $R_s \neq Z_{o\ in}$ ,  $R_a \neq Z_{o\ iš}$ ) priklausomos funkcijos  $B_i(A_{1,2})$  bendru atveju yra užrašomos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= S_{p11} \cdot A_1 + S_{p12} \cdot A_2, \\ B_2 &= S_{p21} \cdot A_1 + S_{p22} \cdot A_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.546)$$

kur:  $S_{p11}$ ,  $S_{p12}$ ,  $S_{p21}$  ir  $S_{p22}$  - keturpolio galios sklaidos parametrai ( $S_p$  - parametrai), kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Akivaizdu, kad keturpolio galios sklaidos parametrai  $S_{p\ i\ j}$  yra lengvai randami iš (1.546), tuo tikslu priimant sąlygą-  $A_i = 0$ :

$$\left. \begin{aligned} S_{p11} &= B_1/A_1|_{A_2=0}, & S_{p12} &= B_1/A_2|_{A_1=0}, \\ S_{p21} &= B_2/A_1|_{A_2=0}, & S_{p22} &= B_2/A_2|_{A_1=0}. \end{aligned} \right\} \quad (1.547)$$

Priimta sąlyga  $A_i = 0$  yra lengvai realizuojama matavimų metu suderinant apkrovos varžos  $R_a$  ir įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus vidaus varžos  $R_s$  vertes su signalų perdavimo traktų bangine varža  $Z_{o\ iš}$  ir  $Z_{o\ in}$ , atitinkamai ( $R_s = Z_{o\ in}$  ir  $R_a = Z_{o\ iš}$ ).

Iš išraiškų (1.547) matyti, jog keturpolio galios sklaidos parametrai  $S_{p11}$  ir  $S_{p22}$  savo esme atitinka galios atspindžio koeficientus nuo keturpolio įėjimo ir išėjimo, atitinkami, esant suderintai apkrovai ( $R_a = Z_{o\ iš}$ ) arba suderintai įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus vidaus varžai ( $R_s = Z_{o\ in}$ ), atitinkamai. Kita vertus, galios sklaidos parametrai  $S_{p12}$  ir  $S_{p21}$  savo esme atitinka keturpolio galios perdavimo-stiprinimo koeficientą atgaline ( $K_{p\ i}$ ) ir tiesiogine ( $K_p$ ) kryptimis, atitinkamai.

Akivaizdu, jog nuo keturpolio įėjimo ir išėjimo atsispindėjusių signalų galios  $P_{b\ i}$ , o tuo pačiu ir jas nusakantys galios parametrai  $B_i$  (1.543), priklauso nuo keturpolio įėjimo-išėjimo varžų  $Z_{11}$  ir  $Z_{22}$ , atitinkamai, ir signalų perdavimo traktų banginių varžų  $Z_{o\ in}$  ir  $Z_{o\ iš}$  atitinkamų santykių, kur atskiru atveju įėjimo ir išėjimo signalų traktų varžos  $Z_{o\ in, iš}$  gali būti

vienodos ( $Z_{o\ in} = Z_{o\ iš} = Z_o$ ). Taigi, suderintoje matavimo sistemoje tiesinio keturpolio galios sklaidos parametrai  $S_{p\ ij}$  gali būti išreikšti tokio pavidalo išraiškomis:

$$\left. \begin{aligned} S_{p11} &= (Z_{11} - Z_{o\ in}) / (Z_{11} + Z_{o\ in})|_{A_2=0}, & S_{p12} &= -K_i \cdot I_1 / I_2|_{A_1=0}, \\ S_{p21} &= -K_i \cdot I_2 / I_1|_{A_2=0}, & S_{p22} &= (Z_{22} - Z_{o\ iš}) / (Z_{22} + Z_{o\ iš})|_{A_1=0}, \end{aligned} \right\} \quad (1.548)$$

kur:  $K_i = 2 \cdot Z_{o\ in} / (Z_{11} + Z_{o\ in})$  ir  $K_i = 2 \cdot Z_{o\ iš} / (Z_{22} + Z_{o\ iš})$  - tiesinio keturpolio srovės perdavimo-stiprinimo koeficientai tiesiagine ir atgaline kryptimis, atitinkamai.

**Įtampos sklaidos parametru sistema** ( $S_u$  - parametrai) - suderintos matavimo sistemos tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrai  $S_{u\ ij}$ , kurie yra dažnai naudojami vietoje keturpolio galios sklaidos parametru  $S_{p\ ij}$  ( $S_p$  - parametru), aprašančių keturpolį nesuderintoje matavimo sistemoje.

$S_u$  - parametrai yra randami užrašant tokio pavidalo lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} U_{B1} &= S_{u11} \cdot U_{A1} + S_{u12} \cdot U_{A2}, \\ U_{B2} &= S_{u21} \cdot U_{A1} + S_{u22} \cdot U_{A2}, \end{aligned} \right\} \quad (1.549)$$

kur:  $U_{A\ i}$  ir  $U_{B\ i}$  - krentančių ir atsispindėjusių nuo keturpolio įėjimo ir išėjimo elektromagnetinių bangų įtampos, atitinkamai (indeksas  $i = 1$  arba  $2$ ).

Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, jog skirtingai nuo  $S_p$  - parametru (1.546), naujai įvestoje  $S_u$  - parametru sistemoje (1.549) nėra atspindžio nuo suderintų varžų  $R_s = Z_{o\ in}$  ir  $R_a = Z_{o\ iš}$ , kur įėjimo ir išėjimo signalų traktų varžos  $Z_{o\ in, iš}$  gali būti vienodos ( $Z_{o\ in} = Z_{o\ iš}$ ). Todėl iš čia seka, kad įtampa  $U_{A2} = 0$ , kai  $U_{A1} \neq 0$ , ir atvirkščiai, kai  $U_{A2} \neq 0$ , įtampa  $U_{A1} = 0$ . Paskutinioji sąlyga yra realizuojama sukeitus vietomis įėjimo signalo  $U_s$  generatorių su apkrovos rezistoriumi  $R_a$ . Iš čia seka, jog tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrai  $S_{u\ ij}$  lengvai randami iš (1.549), priimant sąlygą  $U_{A\ i} = 0$ :

$$\left. \begin{aligned} S_{u11} &= U_{B1} / U_{A1}|_{U_{A2}=0}, & S_{u12} &= U_{B1} / U_{A2}|_{U_{A1}=0}, \\ S_{u21} &= U_{B2} / U_{A1}|_{U_{A2}=0}, & S_{u22} &= U_{B2} / U_{A2}|_{U_{A1}=0}. \end{aligned} \right\} \quad (1.550)$$

Sąlyga  $U_{A\ i} = 0$ , analogiškai sąlygai  $A_i = 0$ , yra realizuojama suderinant apkrovos varžos  $R_a$  ir įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus vidaus varžos  $R_s$  vertes su atitinkamų signalų perdavimo traktų banginėmis varžomis  $Z_{o\ iš}$  ir  $Z_{o\ in}$  ( $R_s = Z_{o\ in}$  ir  $R_a = Z_{o\ iš}$ ).

Iš išraiškų (1.550) seka, jog keturpolio įtampos sklaidos parametrai  $S_{u11}$  ir  $S_{u22}$  savo esme atitinka įtampos atspindžio koeficientus nuo keturpolio įėjimo ir išėjimo, atitinkami, esant suderintai apkrovai  $R_a$  ( $R_a = Z_{o\ iš}$ ) arba suderintai įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus vidaus

varžai  $R_s$  ( $R_s = Z_{o\ in}$ ), atitinkamai. Kita vertus, įtampos sklaidos parametrai  $S_{u12}$  ir  $S_{u21}$  savo esme atitinka keturpolio įtampos perdavimo-stiprinimo koeficientą atgaline ( $K_{u\ i}$ ) ir tiesiogine ( $K_u$ ) kryptimis, atitinkamai.

Tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrai  $S_{u\ ij}$  (1.550) ( $S_u$  - parametrai), kaip ir keturpolio galios sklaidos parametrai  $S_{p\ ij}$  (1.547) ( $S_p$  - parametrai), taip pat yra nedimensiniai dydžiai, kai tuo tarpu  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametrai yra dimensiniai dydžiai. Kita vertus,  $S_p$  - parametrai skiriasi nuo  $S_u$  - parametru dar ir todėl, jog nesuderintoje matavimo sistemoje, dėl daugkartinių atspindžių nuo nesuderintų varžų  $Z_{i\ i}$ ,  $R_s$  ir  $R_a$ , įėjimo ir išėjimo traktuose nusistovi kitokio dydžio krentančios  $A_i$  ir atsispindėjusios  $B_i$  bangos. Akivaizdu, kad tiesinio keturpolio atveju  $S_p$  - parametrai gali būti išreikšti per  $S_u$  - parametrus, ir atvirkščiai, o taip pat ir per  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametrus.

Esant suderintai matavimo sistemai ( $R_s = Z_{o\ in}$  ir  $R_a = Z_{o\ iš}$ ) sklindančių signalų galios parametrai  $A_i$  ir  $B_i$  (1.543) yra vienareikšmiškai išreiškiami per atitinkamas krentančių ir atsispindėjusių bangų įtampas  $U_{A\ i}$  ir  $U_{B\ i}$  (1.549) nuo tiesinio keturpolio įėjimo ir išėjimo:

$$A_i = U_{A\ i} / Z_{o\ in, iš}^{1/2}, \quad B_i = U_{B\ i} / Z_{o\ in, iš}^{1/2}, \quad (1.551)$$

kur indeksas  $i = 1$  atitinka varžą  $Z_{o\ in}$ , o indeksas  $i = 2$  atitinka varžą  $Z_{o\ iš}$ .

Akivaizdu, kad esant suderintai matavimo sistemai tiesinio keturpolio atveju gauname tapatybę:  $S_{p\ ij} = S_{u\ ij}$ , t. y.  $S_p$  - parametrai sutampa su  $S_u$  - parametrais.

Kai turime nesuderintą matavimo sistemą ( $R_s \neq Z_{o\ in}$  ir  $R_a \neq Z_{o\ iš}$ ),  $S_p$  - parametrai nesutampa su  $S_u$  - parametrais ir jų perskaičiavimui iš vienos sistemos į kitą pasitelksime įtampos atspindžio koeficiento  $\Gamma_a$  nuo apkrovos varžos  $R_a$  ir įtampos atspindžio koeficiento  $\Gamma_s$  nuo įėjimo signalo  $U_s$  generatoriaus vidaus varžos  $R_s$  išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_a &= U_{A2} / U_{B2} = (R_a - Z_{o\ iš}) / (R_a + Z_{o\ iš}), \\ \Gamma_s &= U_{A1} / U_{B1} = (R_s - Z_{o\ in}) / (R_s + Z_{o\ in}). \end{aligned} \right\} \quad (1.552)$$

Nusistovėjusių srovių  $I_i$  ir įtampų  $U_i$  vertes lygtyse (1.545) galima užrašyti tokio pavidalo išraiškėmis:

$$I_i = (U_{A\ i} + U_{B\ i}) / Z_{o\ in, iš}, \quad U_i = (U_{A\ i} + U_{B\ i}). \quad (1.553)$$

Išsprendę lygčių sistemą: (1.545) ÷ (1.547), (1.549) ÷ (1.553), gauname  $S_p$  - parametru perskaičiavimo iš žinomų  $S_u$  - parametru išraiškas:

$$\left. \begin{aligned}
\mathbf{S}_{p11} &= [\mathbf{A}_s^* \cdot (\mathbf{S}_{u11} - \Gamma_s^* + \Gamma_s^* \cdot \Gamma_a^* \cdot \mathbf{S}_{u22} - \Gamma_a^* \cdot \Delta \mathbf{S}_u)] / \\
&\quad / [\mathbf{A}_s \cdot (1 - \Gamma_s \cdot \mathbf{S}_{u11} - \Gamma_a \cdot \mathbf{S}_{u22} + \Gamma_s \cdot \Gamma_a \cdot \Delta \mathbf{S}_u)], \\
\mathbf{S}_{p12} &= [\mathbf{A}_a^* \cdot \mathbf{S}_{u12} \cdot (1 - |\Gamma_s|^2)] / [\mathbf{A}_s \cdot (1 - \Gamma_s \cdot \mathbf{S}_{u11} - \Gamma_a \cdot \mathbf{S}_{u22} + \Gamma_s \cdot \Gamma_a \cdot \Delta \mathbf{S}_u)], \\
\mathbf{S}_{p21} &= [\mathbf{A}_s^* \cdot \mathbf{S}_{u21} \cdot (1 - |\Gamma_a|^2)] / [\mathbf{A}_a \cdot (1 - \Gamma_s \cdot \mathbf{S}_{u11} - \Gamma_a \cdot \mathbf{S}_{u22} + \Gamma_s \cdot \Gamma_a \cdot \Delta \mathbf{S}_u)], \\
\mathbf{S}_{p22} &= [\mathbf{A}_a^* \cdot (\mathbf{S}_{u22} - \Gamma_a^* + \Gamma_s \cdot \Gamma_a^* \cdot \mathbf{S}_{u11} - \Gamma_s \cdot \Delta \mathbf{S}_u)] / \\
&\quad / [\mathbf{A}_a \cdot (1 - \Gamma_s \cdot \mathbf{S}_{u11} - \Gamma_a \cdot \mathbf{S}_{u22} + \Gamma_s \cdot \Gamma_a \cdot \Delta \mathbf{S}_u)],
\end{aligned} \right\} (1.554)$$

kur:  $\mathbf{A}_{a,s} = [(1 - \Gamma_{a,s}^*) \cdot (1 - |\Gamma_{a,s}|^2)^{1/2}] / |1 - \Gamma_{a,s}|$ ,  $\Delta \mathbf{S}_u = \mathbf{S}_{u11} \cdot \mathbf{S}_{u22} - \mathbf{S}_{u12} \cdot \mathbf{S}_{u21}$ - lygčių sistemos (1.549) determinantas.

Išraiškose (1.554) kompleksiniai dydžiai pažymėti indeksu “\*” yra jų jungtiniai kompleksiniai dydžiai. Čia pastebėsime, jog suderintoje matavimo sistemoje tiesinio keturpolio parametrai  $\Gamma_a = \Gamma_a^* = \Gamma_s = \Gamma_s^* = 0$  ir iš (1.554) seka tapatybės:  $\mathbf{S}_{p_{ij}} = \mathbf{S}_{u_{ij}} \equiv \mathbf{S}$ .

$S_p$  - parametų perskaičiavimui iš žinomų  $Z$ - parametų (1.526) yra sprendžiama lygčių sistema: (1.526), (1.544)- čia naudojami tik parametrai  $\mathbf{A}_i$ , (1.551) ir (1.553). Išsprendę šią lygčių sistemą atžvilgiu ieškomų funkcijų  $\mathbf{B}_i(\mathbf{A}_{1,2})$  gauname tokio pavidalo lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned}
\mathbf{B}_1 &= \{[(Z_{o\ in} - \mathbf{Z}_{11}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}] / \\
&\quad / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\} \cdot \mathbf{A}_1 + \\
&\quad + \{[2 \cdot \mathbf{Z}_{12} \cdot (Z_{o\ in} \cdot Z_{o\ iš})^{1/2}] / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\} \cdot \mathbf{A}_2, \\
\mathbf{B}_2 &= \{[2 \cdot \mathbf{Z}_{21} \cdot (Z_{o\ in} \cdot Z_{o\ iš})^{1/2}] / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\} \cdot \mathbf{A}_1 + \\
&\quad + \{(Z_{o\ iš} - \mathbf{Z}_{22}) / (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) - (2 \cdot Z_{o\ iš} \cdot \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}) / \\
&\quad / \{(\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) \cdot [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\}\} \cdot \mathbf{A}_2.
\end{aligned} \right\} (1.555)$$

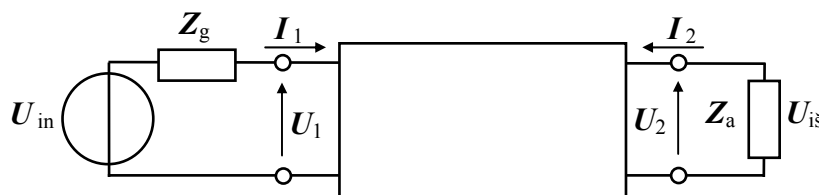
Palyginę gautą sistemą (1.555) su  $S_p$  - parametų sistema (1.546), užrašome  $\mathbf{S}_{p_{ij}}$  parametų perskaičiavimo iš žinomų  $\mathbf{Z}_{ij}$  parametų išraiškas:

$$\left. \begin{aligned}
\mathbf{S}_{p11} &= \{[(Z_{o\ in} - \mathbf{Z}_{11}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}] / \\
&\quad / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\}, \\
\mathbf{S}_{p12} &= \{[2 \cdot \mathbf{Z}_{12} \cdot (Z_{o\ in} \cdot Z_{o\ iš})^{1/2}] / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\}, \\
\mathbf{S}_{p21} &= \{[2 \cdot \mathbf{Z}_{21} \cdot (Z_{o\ in} \cdot Z_{o\ iš})^{1/2}] / [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\}, \\
\mathbf{S}_{p22} &= (Z_{o\ iš} - \mathbf{Z}_{22}) / (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) - (2 \cdot Z_{o\ iš} \cdot \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}) / \\
&\quad / \{(\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) \cdot [(\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\ in}) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\ iš}) + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]\}.
\end{aligned} \right\} (1.556)$$

Akivaizdu, jog  $S_p$  - parametų perskaičiavimo iš žinomų  $Y$ - ir  $H$ - parametų atitinkamos išraiškos lengvai gaunamos iš sistemos (1.556), padarius joje atitinkamus pakeitimus iš 4-os lentelės.

Čia būtina pastebėti, kad vienas iš pagrindinių  $S_p$  - bei  $S_u$  - parametų skirtumų nuo  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametų yra tai, jog tiesinio keturpolio sklaidos parametrai  $S_{p\ ij}$  ir  $S_{u\ ij}$  priklauso nuo signalų perdavimo traktų banginių varžų  $Z_{o\ in}$  ir  $Z_{o\ iš}$  bei atitinkamų tiesinio keturpolio įėjimo ir išėjimo varžų  $Z_{11}$  ir  $Z_{22}$  santykio verčių. Tai akivaizdžiai seka iš tiesinio keturpolio sklaidos parametų  $S_{p11}$ ,  $S_{u11}$  ir  $S_{p22}$ ,  $S_{u22}$  ((1.547), (1.550)), kurie savo esme atitinka galios  $P_i$  atspindžio koeficientus nuo keturpolio įėjimo ir išėjimo, atitinkami. Kai  $Z_{11} = Z_{o\ in}$  ir  $Z_{22} = Z_{o\ iš}$ - suderintoje matavimo sistemoje parametrai  $S_{p11, 22} = S_{u11, 22} = 0$ , o kai turime sąlygas:  $Z_{11} \gg Z_{o\ in}$  ir  $Z_{22} \gg Z_{o\ iš}$ , parametrai  $S_{p11, 22} \cong S_{u11, 22} \cong 1$ , kas seka iš (1.548). Tuo tarpu nesuderintoje matavimo sistemoje, esant sąlygoms:  $Z_{11} = Z_{o\ in}$  ir  $Z_{22} = Z_{o\ iš}$ , parametrai  $S_{p11, 22} \neq S_{u11, 22} \neq 0$ , kas seka iš (1.556), nes šiuo atveju egzistuoja atspindžiai nuo nesuderintų varžų  $R_s$  ir  $R_a$ .

Taikant tiesinio keturpolio parametrus puslaidininkinių įtaisų, pvz. tranzistorių bei įvairių elektroninių grandynų su jais, elektrinėms charakteristikoms aprašyti, būtina įvertinti įėjimo ir išėjimo grandinių savybes. Įėjimo grandinėje dažniausiai yra įjungtas įėjimo signalo  $U_{in}$  ( arba  $U_s$ , arba  $U_g$  ) įtampos arba srovės  $I_{in}$  ( $I_s$ ) šaltinis su vidaus varža  $Z_g$  arba  $Z_s$ , o išėjimo grandinėje yra įjungta apkrovos kompleksinė varža  $Z_a$  (1.151 pav.). Šiuo atveju formalios tiesinio keturpolio lygtys yra sprendžiamos kartu su įėjimo ir išėjimo grandines aprašančiomis lygtimis.



1.151 pav. Tiesinio keturpolio grandinė su įėjimo signalo  $U_{in}$  šaltinio vidaus ir apkrovos kompleksinėmis varžomis  $Z_g$  ir  $Z_a$ , atitinkamai

Taigi, 1.151 pav. parodytai grandinei galima užrašyti:

$$U_{in} = I_1 \cdot Z_g + U_1, \quad U_2 = -I_2 \cdot Z_a = -U_{iš}, \quad (1.557)$$

kur minuso ženklas įtampos  $U_2$  išraiškoje atitinka 1.151 pav. pasirinktą srovės  $I_2$  kryptį.

Pasirinkus, pvz.  $Z$ - parametų sistemą (1.526), lygtys (1.557) yra užrašomos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_{in} &= (\mathbf{Z}_{11} + \mathbf{Z}_g) \cdot \mathbf{I}_1 + \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{I}_2, \\ 0 &= \mathbf{Z}_{21} \cdot \mathbf{I}_1 + (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a) \cdot \mathbf{I}_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.558)$$

kur antrosios lygties nulinė vertė reiškia tai, jog keturpolio išėjimo grandinėje nėra nepriklausomų įtampos šaltinių (antroji Kirchhofo taisyklė).

Iš gautos lygčių sistemos (1.558) nesunkiai randame:

1) įėjimo srovę  $\mathbf{I}_{in}$  :

$$\mathbf{I}_{in} = \mathbf{I}_1 = U_{in} / [\mathbf{Z}_{11} + \mathbf{Z}_g - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21} / (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a)]; \quad (1.559)$$

2) išėjimo srovę  $\mathbf{I}_{is}$  :

$$\mathbf{I}_{is} = \mathbf{I}_2 = -[\mathbf{Z}_{21} / (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a)] \cdot \mathbf{I}_1; \quad (1.560)$$

3) srovės perdavimo koeficientą  $\mathbf{K}_i$  :

$$\mathbf{K}_i = \mathbf{I}_2 / \mathbf{I}_1 = -\mathbf{Z}_{21} / (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a); \quad (1.561)$$

4) įtampos perdavimo koeficientą  $\mathbf{K}_u$  :

$$\mathbf{K}_u = U_2 / U_1 = \mathbf{Z}_{21} \cdot \mathbf{Z}_a / [(\mathbf{Z}_{11} + \mathbf{Z}_g) \cdot (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a) - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21}]; \quad (1.562)$$

5) įėjimo varžą  $\mathbf{Z}_{in}$  :

$$\mathbf{Z}_{in} = U_1 / \mathbf{I}_1 = \mathbf{Z}_{11} - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21} / (\mathbf{Z}_{22} + \mathbf{Z}_a); \quad (1.563)$$

6) išėjimo varžą  $\mathbf{Z}_{is}$  :

$$\mathbf{Z}_{is} = U_2 / \mathbf{I}_2 |_{U_{in}=0} = \mathbf{Z}_{22} - \mathbf{Z}_{12} \cdot \mathbf{Z}_{21} / (\mathbf{Z}_{11} + \mathbf{Z}_g), \quad (1.564)$$

kur matematinio išvedimo metu pasinaudojome įtampos  $U_2$  išraiška iš (1.526).

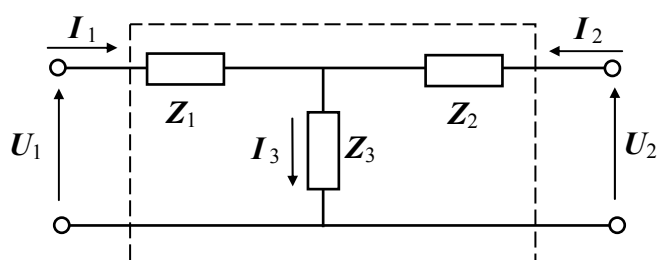
Gauti dydžiai (1.559) ÷ (1.564) analogišku būdu, arba pasitelkus parametrų  $\mathbf{Z}_{ij}$  išraiškas iš 4- os lentelės, nesunkiai gali būti užrašyti per kitas tiesinio keturpolio parametrų sistemas, pvz.  $Y$ -  $\{\mathbf{Y}_{ij}\}$  arba  $H$ -  $\{\mathbf{H}_{ij}\}$ .

**3.2.2. Puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinė ( lygiavertė ) schema**- kitas teorinio modeliavimo būdas, kai nagrinėjant puslaidininkinių įtaisų elektrines charakteristikas vietoje formalių tiesinių keturpolių (1.149 pav., 1.150 pav., 1.151 pav.) yra sudaromos įvairios puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinės ( lygiavertės) schemas, kurių elektroninės grandinės elementai yra sudaryti iš atitinkamų  $Z$ -,  $Y$ - arba  $H$ - sistemų parametrais nusakomų dydžių.

Dažniausiai yra taikomos *dviejų pavidalų ekvivalentinės schemas*, kurios gali būti *pasyvios* arba *aktyvios*.

1. **Pasyviosios ekvivalentinės grandinės**- kuriuose nėra naudojami valdomi įtampos arba ( ir ) srovės šaltiniai.

1.1. *T- pavidalo ekvivalentinė schema* gali būti sudaryta iš varžinių  $Z_k$ , laidumo  $Y_k$  arba iš mišriųjų  $H_k$  elementų ( $k = 1, 2, 3$ ). Pvz. iš varžinių elementų  $Z_k$  sudaryta T- pavidalo ekvivalentinė schema yra parodyta 1.152 pav., kur  $Z_k$  bendru atveju yra skirtingų dydžių (nesimetrinis tiesinis keturpolis).



1.152 pav. Iš varžinių elementų  $Z_k$  sudaryta T- pavidalo ekvivalentinė schema

1.152 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisykles ir  $Z$ - sistemos parametų  $Z_{ij}$  apibrėžtys (1.527) ÷ (1.530), nesunkiai randame parametų  $Z_{ij}$  išraiškas per varžinius elementus  $Z_k$ :

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= U_1/I_1|_{I_2=0} = Z_1 + Z_3, & Z_{12} &= U_1/I_2|_{I_1=0} = Z_3, \\ Z_{21} &= U_2/I_1|_{I_2=0} = Z_3, & Z_{22} &= U_2/I_2|_{I_1=0} = Z_2 + Z_3. \end{aligned} \right\} (1.565)$$

Analogiškai, 1.152 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisykles ir  $Y$ - sistemos parametų  $Y_{ij}$  apibrėžtys (1.532) ÷ (1.535) nesunkiai randame parametų  $Y_{ij}$  išraiškas per varžinius elementus  $Z_k$ :

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= I_1/U_1|_{U_2=0} = [Z_1 + Z_2 \cdot Z_3 / (Z_2 + Z_3)]^{-1}, \\ Y_{12} &= I_1/U_2|_{U_1=0} = -Z_3 / [Z_2 \cdot (Z_1 + Z_3) + Z_1 \cdot Z_3], \\ Y_{21} &= I_2/U_1|_{U_2=0} = -Z_3 / [Z_1 \cdot (Z_2 + Z_3) + Z_2 \cdot Z_3], \\ Y_{22} &= I_2/U_2|_{U_1=0} = [Z_2 + Z_1 \cdot Z_3 / (Z_1 + Z_3)]^{-1}. \end{aligned} \right\} (1.566)$$

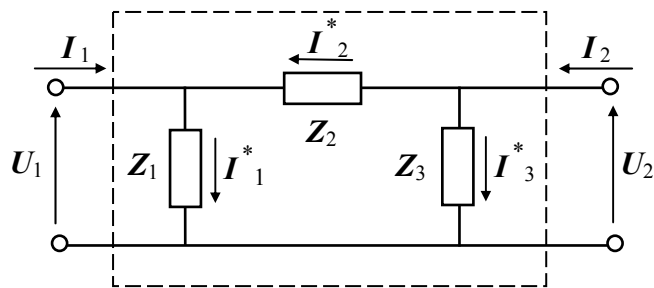
Tokiu pat būdu 1.152 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisykles ir pasinaudoję  $H$ - sistemos parametų  $H_{ij}$  apibrėžtimis (1.537) ÷ (1.540), nesunkiai randame parametų  $H_{ij}$  išraiškas per varžinius elementus  $Z_k$ :



$$\left. \begin{aligned}
 H_{11} &= U_1/I_1|_{U_2=0} = Z_1 + Z_2 \cdot Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\
 H_{12} &= U_1/U_2|_{I_1=0} = Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\
 H_{21} &= I_2/I_1|_{U_2=0} = -Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\
 H_{22} &= I_2/U_2|_{I_1=0} = (Z_2 + Z_3)^{-1}.
 \end{aligned} \right\} (1.567)$$

Čia reikia pastebėti, jog tiesinio keturpolio kitų sistemų parametrai  $Y_{ij}$  (1.566) ir  $H_{ij}$  (1.567) taip pat yra lengvai išreiškiami per  $Z_k$  kitu būdu- panaudojus atitinkamas išraiškas iš 4- os lentelės gautoms Z- sistemos parametų  $Z_{ij}$  išraiškoms (1.565) per varžinius elementus  $Z_k$ .

1.2. Π- pavidalo ekvivalentinė schema gali būti sudaryta iš varžinių  $Z_k$ , laidumo  $Y_k$  arba iš mišriųjų  $H_k$  elementų ( $k = 1, 2, 3$ ). Pvz. iš varžinių elementų  $Z_k$  sudaryta Π- pavidalo ekvivalentinė schema yra parodyta 1.153 pav., kur  $Z_k$  bendru atveju yra skirtingų dydžių (nesimetrinis keturpolis).



1.153 pav. Iš varžinių elementų  $Z_k$  sudaryta Π- pavidalo ekvivalentinė schema

1.153 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisykles ir Z- sistemos parametų  $Z_{ij}$  apibrėžtis (1.527) ÷ (1.530) nesunkiai randame parametų  $Z_{ij}$  išraiškas per varžinius elementus  $Z_k$ :

$$\left. \begin{aligned}
 Z_{11} &= U_1/I_1|_{I_2=0} = Z_1 \cdot (Z_2 + Z_3) / (Z_1 + Z_2 + Z_3), \\
 Z_{12} &= U_1/I_2|_{I_1=0} = Z_1 \cdot Z_3 / (Z_1 + Z_2 + Z_3), \\
 Z_{21} &= U_2/I_1|_{I_2=0} = Z_1 \cdot Z_3 / (Z_1 + Z_2 + Z_3), \\
 Z_{22} &= U_2/I_2|_{I_1=0} = Z_3 \cdot (Z_1 + Z_2) / (Z_1 + Z_2 + Z_3).
 \end{aligned} \right\} (1.568)$$

Analogiškai, 1.153 pav. parodytai Π- pavidalo ekvivalentinei schemai pritaikę Kirchhofo taisykles ir Y- bei H- sistemų atitinkamų parametų  $Y_{ij}$  ir  $H_{ij}$  apibrėžtis (1.532) ÷ (1.535) ir (1.537) ÷ (1.540), atitinkamai, randame parametų  $Y_{ij}$  bei  $H_{ij}$  išraiškas per varžinius elementus  $Z_k$ :

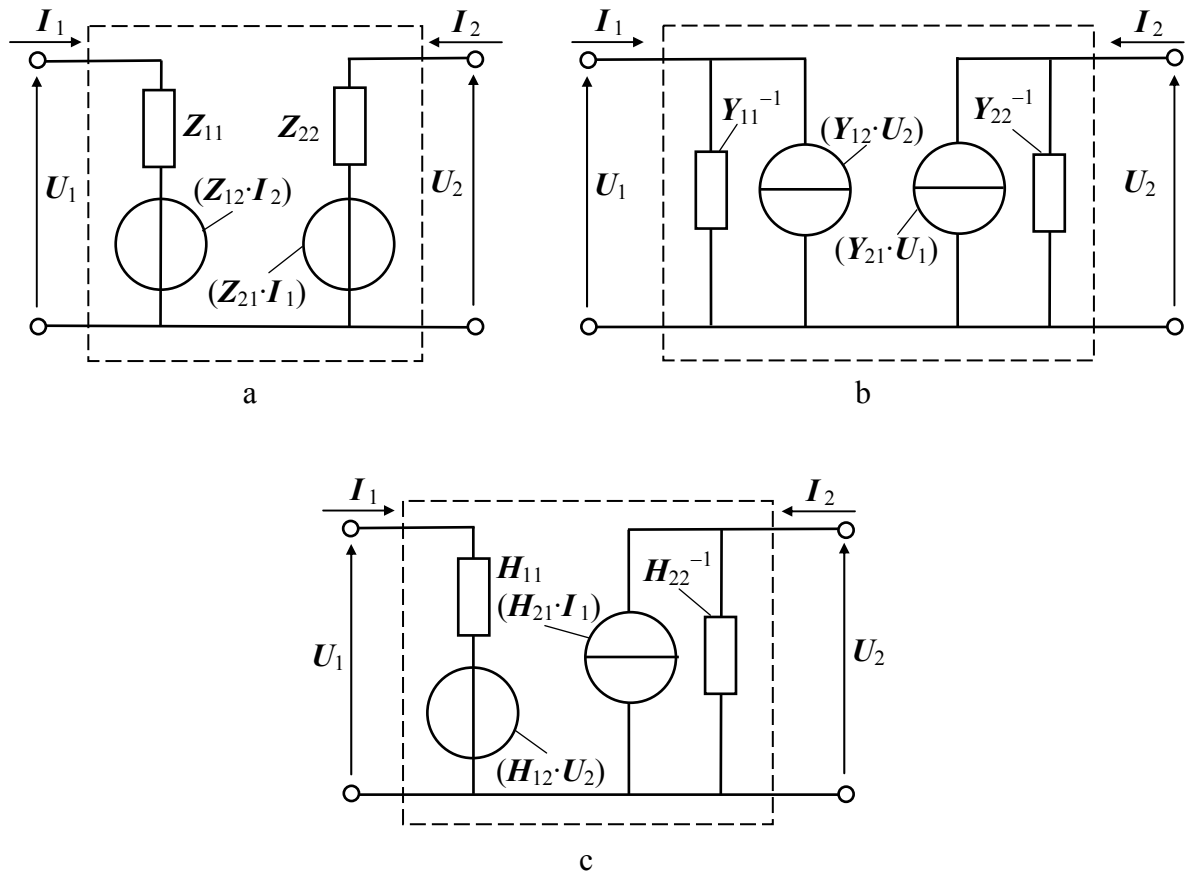
$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= I_1/U_1|_{U_2=0} = (Z_1 + Z_2)/(Z_1 \cdot Z_2), \\ Y_{12} &= I_1/U_2|_{U_1=0} = -1/Z_2, \\ Y_{21} &= I_2/U_1|_{U_2=0} = -1/Z_2, \\ Y_{22} &= I_2/U_2|_{U_1=0} = (Z_2 + Z_3)/(Z_2 \cdot Z_3). \end{aligned} \right\} (1.569)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{11} &= U_1/I_1|_{U_2=0} = Z_1 \cdot Z_2 / (Z_1 + Z_2), \\ H_{12} &= U_1/U_2|_{I_1=0} = Z_1 / (Z_1 + Z_2), \\ H_{21} &= I_2/I_1|_{U_2=0} = -Z_1 / (Z_1 + Z_2), \\ H_{22} &= I_2/U_2|_{I_1=0} = (Z_1 + Z_2 + Z_3) / [Z_3 \cdot (Z_1 + Z_2)]. \end{aligned} \right\} (1.570)$$

Akivaizdu, jog išraiškas (1.569) ir (1.570) galima gauti panaudojus atitinkamas šių parametrų išraiškas per  $Z$ - sistemos parametrus iš 4- os lentelės ir su gautomis išraiškomis (1.568) atlikus nesudėtingus aritmetinius veiksmus.

**2. Aktyviosios ekvivalentinės grandinės**- kuriuose yra naudojami valdomi įtampos arba ( ir ) srovės šaltiniai. Pvz. tranzistoriai ( vienpoliai, dvipoliai ir kiti ), skirtingai nuo pasyvių radiotechninių elementų, pasižymi elektrinių signalų stiprinimo savybėmis. Todėl juos teoriškai modeliuojančio keturpolio ekvivalentinė schema turi būti stipriai nesimetrinė, t. y. įėjimo signalo  $U_{in}$  ( arba  $I_{in}$  ) įtaka išėjimo grandinei turi būti žymiai stipresnė už išėjimo signalo  $U_{is}$  ( arba  $I_{is}$  ) įtaką įėjimo grandinei. Šioms ir kitoms aktyvių puslaidininkinių įtaisų savybėms teoriškai modeliuoti *pasyviosios ekvivalentinės keturpolių grandinės* ( pvz. 1.152 pav., 1.153 pav. ir t. t.) yra pakeičiamos į *aktyviasias ekvivalentines grandines*, kuriuose panaudojami valdomi įtampos arba ( ir ) srovės šaltiniai. Tokios aktyviosios ekvivalentinės grandinės su dviem valdomais šaltiniais yra parodytos 1.154 pav. Šios aktyviosios ekvivalentinės grandinės aprašo bet kokią tranzistorių tiesinio keturpolio ekvivalentinėje grandinėje, atitinkančioje  $Z$ - (a) (1.526),  $Y$ - (b) (1.531) bei  $H$ - (c) (1.536) sistemų atitinkamais parametrais nusakomus ekvivalentinės grandinės elementų dydžius.

Iš 1.154 pav. a pateiktos keturpolio ekvivalentinės schemos seka, jog ji yra sudaryta išlaikant  $Z$ - sistemos (1.526) parametrais  $Z_{ij}$  nusakomus sąryšius tarp atitinkamų elektrinių dydžių  $U_l$  ir  $I_l$  ( $l = 1; 2$ ). Šioje schemoje įėjimo įtampa  $U_1$  yra sudaryta iš dviejų įtampų sumos- įtampos įėjimo varžoje  $Z_{11}$ , per kurią teka įėjimo srovė  $I_1$ , ir valdomo įtampos šaltinio išvaduose atsirandančios įtampos  $Z_{12} \cdot I_2$ , kuri savo ruožtu priklauso nuo išėjimo srovės  $I_2$ . Analogiškai, išėjimo įtampa  $U_2$  taip pat yra sudaryta iš dviejų įtampų sumos- įtampos išėjimo varžoje  $Z_{22}$ , per kurią teka išėjimo srovė  $I_2$ , ir antrojo valdomo įtampos šaltinio išvaduose



1.154 pav. Aktyviosios ekvivalentines grandines, kuriuose yra panaudoti du valdomi įtampos arba ( ir ) srovės šaltiniai

atsirandančios įtampos  $Z_{21} \cdot I_1$ , kuri priklauso nuo įėjimo srovės  $I_1$ . Tokiu pat būdu yra sudarytos ir kitos dvi keturpolio ekvivalentinės schemas (1.154 pav. b ir c), išlaikant  $Y$ - ir  $H$ -sistemų (1.531) ir (1.536), atitinkamai, parametrais  $Y_{ij}$  ir  $H_{ij}$ , atitinkamai, nusakomus sąryšius tarp atitinkamų elektrinių parametrų  $U_l$  ir  $I_l$ . Šiuose atvejuose skirtumas tik tame, jog atvaizduojant keturpolio ekvivalentinėje schemoje priklausomą srovę, vienas iš jos sumos sandų yra atvaizduojamas atitinkamu valdomu srovės šaltiniu.

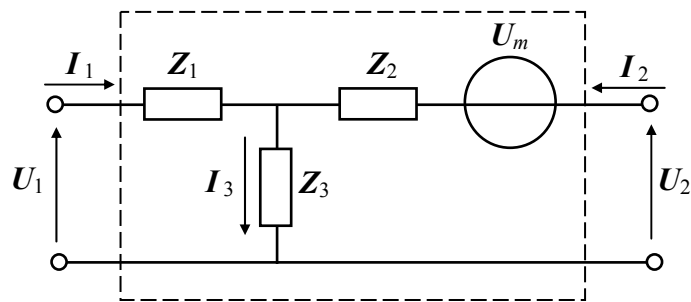
Įprastai tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo savybės yra nepalyginamai stipresnės už signalo perdavimo savybes atgaline kryptimi ( grįžtamojo ryšio savybės ). Todėl tranzistoriui yra taikoma tiesinio keturpolio ekvivalentinė schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno valdomo srovės arba įtampos šaltinio, kuris atvaizduoja tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo savybes. Pvz., iš tiesinio keturpolio  $Z$ - parametrų sistemos (1.526) ir ją realizuojančios ekvivalentinės schemas 1.154 pav. a seka, jog grįžtamojo ryšio įtaką galima atmesti, kai  $Z_{21} - Z_{12} > 0$ , t. y. esant sąlygai:  $Z_{21} > Z_{12}$ . Šiuo atveju įvedame parametraž-  $Z_m = Z_{21} - Z_{12}$  ir lygčių sistemą (1.526) užrašome taip:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2, \\ U_2 &= (Z_m + Z_{12}) \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2, \end{aligned} \right\}$$

kurią pertvarkome tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_{11} - Z_{12}) \cdot I_1 + Z_{12} \cdot (I_1 + I_2), \\ U_2 &= Z_m \cdot I_1 + (Z_{22} - Z_{12}) \cdot I_2 + Z_{12} \cdot (I_1 + I_2). \end{aligned} \right\} \quad (1.571)$$

Gauta lygčių sistema (1.571) gali būti atvaizduota T- pavidalo tiesinio keturpolio ekvivalentinė schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno valdomo įtampos šaltinio. Tokia ekvivalentinė schema yra parodyta 1.155 pav., kur pažymėta:  $Z_1 = Z_{11} - Z_{12}$ ;  $Z_2 = Z_{22} - Z_{12}$ ;  $Z_3 = Z_{12}$ ;  $U_m = (Z_{21} - Z_{12}) \cdot I_1 = Z_m \cdot I_1$ .



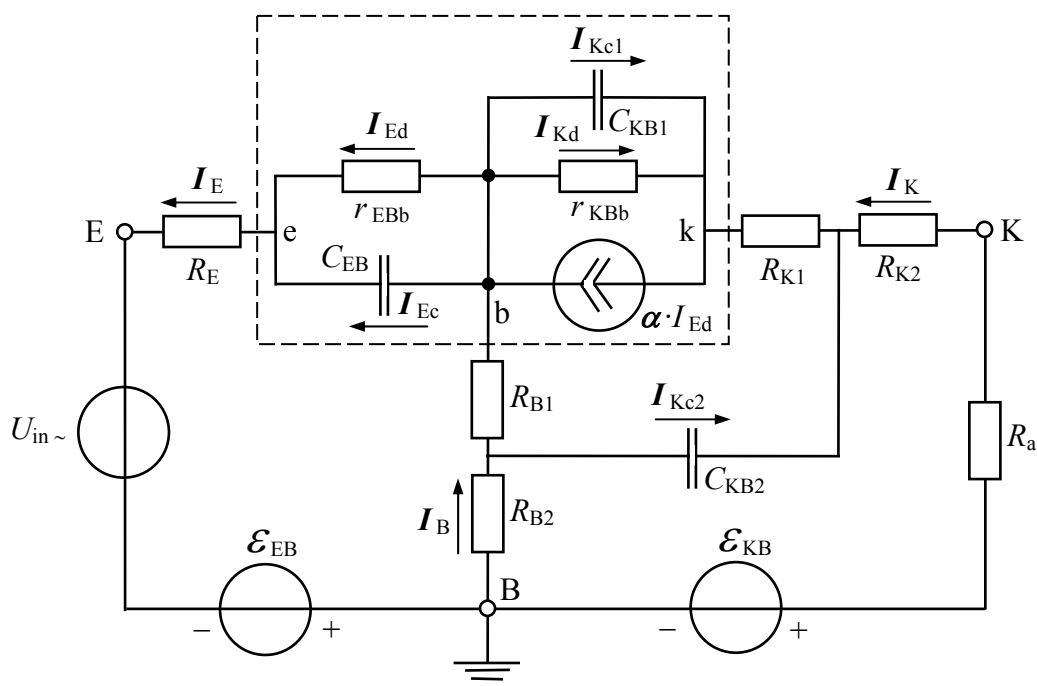
1.155 pav. T- pavidalo tiesinio keturpolio ekvivalentinė schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno valdomo įtampos šaltinio

Čia įėjimo srove  $I_1$  valdomas įtampos šaltinis  $U_m$  generuoja įtampą, kuri yra proporcinga tiesinio keturpolio varžų skirtumui  $Z_{21} - Z_{12}$  ir iš čia akivaizdu, jog  $U_m > 0$ , kai  $Z_{21} > Z_{12}$ .

**3.2.3. Puslaidininkinių įtaisų fizikinės ekvivalentinės schemas-** tai matematinis modelis, kuris įmanomai pilnai atitinka vykstančius fizikinius procesus įvairiuose puslaidininkinio įtaiso srityse. Anksčiau aprašytos tiesinio keturpolio ekvivalentinės schemas savo esme yra formalios, o jų parametrai bei grandinės elementai nustatomi iš eksperimento. Eksperimento metu matavimo sąlygos yra nustatomos iš atitinkamo matuojamojo parametro apibrėžties sąlygų: *trumpasis jungimas* arba *nutraukta (atvira)*, arba *suderinta* atitinkama keturpolio grandinė. Akivaizdu, jog puslaidininkinio įtaiso gamybos proceso metu, norint keisti jo elektrines charakteristikas ir parametrus reikiama linkme, formalus puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis nėra patogus. Šiuo ir kitais atvejais būtina turėti puslaidininkinio įtaiso matematinį modelį, kuris įmanomai pilnai atitiktų vykstančius fizikinius procesus jame. Šį reikalavimą tenkinančios puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinės schemas yra vadinamos *fizikinėmis ekvivalentinėmis schemomis*.

Fizikines ekvivalentines schemas jau taikėme anksčiau, nagrinėdami įvairių diodų (1.35 pav. ir 1.48 pav.) bei įvairių tranzistorių (1.76 pav., 1.81 pav., 1.109 pav., 1.129 pav. ir

1.133 pav.) fizikinius veikos pagrindus. Iš jau anksčiau pateiktų fizikinių ekvivalentinių schemų seka jų sudarymo principai- konkretaus puslaidininkinio įtaiso įvairios darinio sritys yra atvaizduojamos atitinkamais elektrinės grandinės pasyviaisiais elementais ( rezistoriais ( varžais ), laidžiais, kondensatoriais, indukcinėmis ritelėmis ( induktyvumais ) ir t. t.), o tiesioginio stiprinimo ir grįžtamųjų ryšių savybės yra atvaizduojamos atitinkamais valdomais srovės arba įtampos šaltiniais ( generatoriais ). Sudarant įvairių tranzistorių fizikines ekvivalentines schemas dažnai naudinga juose išskirti vidinę ( teorinę ) ir pasyviąją ( išorinę ) grandinės dalys. Remiantis šiais principais 1.155 pav. yra parodyta bendros bazės (BB) grandinėje įjungto nekorpusinio dvipolio tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė schema, kurioje “vidinis” tranzistorius yra išskirtas brūkšniuotos linijos stačiakampiu.



1.155 pav. Bendros bazės (BB) grandinėje įjungto nekorpusinio dvipolio tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė schema, kurioje “vidinis” tranzistorius yra išskirtas brūkšniuotos linijos stačiakampiu

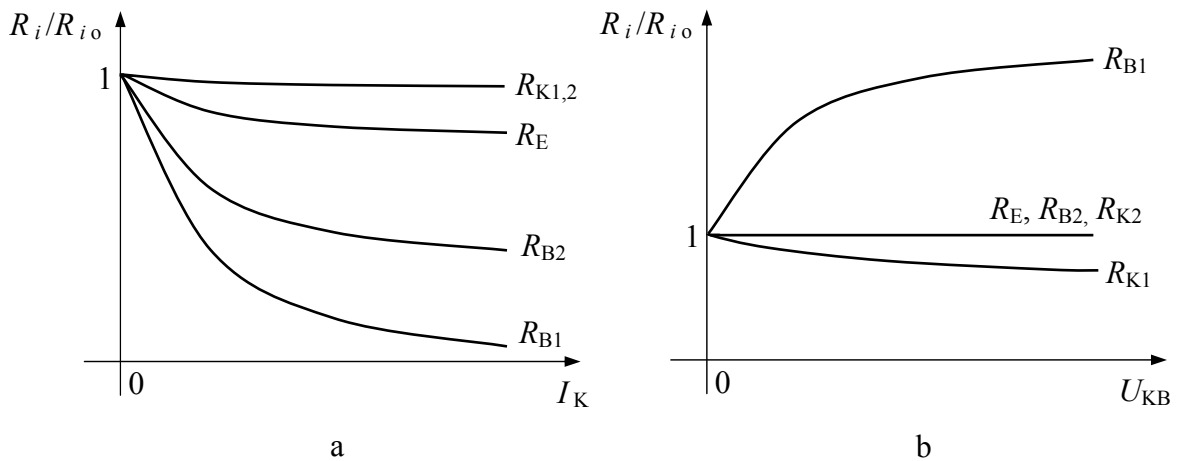
Šioje (1.155 pav.) tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje maitinimo šaltinių  $\mathcal{E}_{EB}$  ir  $\mathcal{E}_{KB}$  pastoviųjų įtampų poliaringumai atitinka normaliai įjungtą n-p-n laidumo dvipolį tranzistorių, o radiotechninių elementų pažymėjimai atitinka pažymėjimus, aprašytus anksčiau 1.76 pav. Palyginę šias ekvivalentines schemas matome, jog patikslintoje dvipolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.155 pav.) bazės ir kolektoriaus puslaidininkinės sritys yra atvaizduotos *paskirstytų parametru RC-* grandinėmis. Taip daroma todėl, jog planariosios konstrukcijos dvipoliame tranzistoriuje (1.83 pav. b, 1.112 pav.) bazės ir kolektoriaus ( ir ypač tuo atveju, kai kolektoriaus ominis kontaktas yra padarytas tame

pačiame puslaidininkinio kristalo paviršiuje kartu su emiterio ir bazės sričių ominiais kontaktais (1.113 pav.) puslaidininkinės sritys yra sudarytos iš aktyviosios ir pasyvosios sričių. Aktyviosios bazės ir kolektoriaus sritys randasi betarpiškai po emiterio sritimi ir šios sritys fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.155 pav.) yra atvaizduotos rezistoriais  $R_{B1}$  ir  $R_{K1}$ , atitinkamai, bei kolektorinės p-n sandūros aktyviaja barjerine talpa  $C_{KB1}$ . Tokiu pat būdu bazės ir kolektoriaus pasyvosios puslaidininkinės sritys yra atvaizduotos rezistoriais  $R_{B2}$  ir  $R_{K2}$ , atitinkamai, bei kolektorinės p-n sandūros pasyviaja barjerine talpa  $C_{KB2}$ .

Dvipolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo-perdavimo savybė fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.155 pav.) yra atvaizduota valdomu srovės šaltiniu  $\alpha \cdot I_{Ed}$ , kurio generuojama srovė yra užrašyta per emiterio p-n sandūros difuzinės srovės  $I_{Ed}$  modulį  $I_{Ed}$ . Ši srovė teka per tiesiogine kryptimi įjungtą emiterio p-n sandūrą ir jos stipris yra atvirkščiai proporcingas šios p-n sandūros diferencialinei varžai  $r_{EBb}$  ((1.124),(1.125)). Kita vertus anksčiau parodėme, jog kolektoriaus srovė  $I_K$  yra apspręsta tik šalutinių krūvininkų injekcijos iš emiterio į bazę. Todėl ne visa srovė  $I_{Ed}$  sukuria srovę  $I_K$  ir šį reiškinį fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.155 pav.) aprašome atitinkama koeficiento  $\alpha$  išraiška (1.233), kurioje šalutinių krūvininkų sąlygotos srovės  $I_K$  modulis  $I_{Ko}$  yra nusakomas koeficientu  $\alpha_o$  (1.214). Kita vertus, papildoma dvipolio tranzistoriaus charakteristikų priklausomybė nuo dažnio  $\omega$  yra įvertinta emiterio p-n sandūros barjerine talpa  $C_{EB}$ , kuri šuntuoja diferencialinę varžą  $r_{EBb}$ . Čia reikia pastebėti, kad kai kada vietoje valdomo srovės šaltinio  $\alpha \cdot I_{Ed}$  yra naudojamas įėjimo įtampa  $U_{in} \sim$  valdomas įtampos šaltinis. Tačiau šis dvipolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo-perdavimo savybės atvaizdavimo būdas nėra tinkamas, nes šalutinių krūvininkų ekstrakcijos iš bazės į kolektorių reiškinys vyksta per atgalinę kryptimi įjungtą kolektorinę p-n sandūrą, kurios varža  $r_{KBb}$  yra labai didelė ir iš esmės atitinka srovės šaltinio elektrines savybes. Kita vertus, emiterio grandinės fazinės charakteristikos įtaka dvipolio tranzistoriaus dažninėms savybėms yra žymiai tiksliau įvertinama, kai valdomo srovės šaltinio išraiška yra užrašoma per emiterio p-n sandūros kompleksinę difuzinę srovę-  $\alpha \cdot I_{Ed}$ .

Kai dvipolis tranzistorius yra įjungtas bendro emiterio (BE) arba bendro kolektoriaus (BK), arba emiterinio kartotuvo (EK) grandinėse, jo fizikinė ekvivalentinė schema, kuri yra parodyta 1.81 pav., atžvilgiu parodytos 1.155 pav., pakinta nežymiai. Iš 1.81 pav. matome, jog pagrindinis skirtumas yra valdomo srovės šaltinio užrašymo pavidale-  $\beta \cdot I_B$ , kur šiuo šaltiniu generuojama srovė yra užrašyta per bazės srovės  $I_B$  modulį  $I_B$ , o koeficientas  $\beta$  gali būti išreikštas anksčiau pateikta aproksimacine formule (1.243). Čia taip pat bazės grandinės fazinės charakteristikos įtaka dvipolio tranzistoriaus dažninėms savybėms yra žymiai tiksliau įvertinama, kai valdomo srovės šaltinio išraiška yra užrašoma per kompleksinę srovę-  $\beta \cdot I_B$ .

Anksčiau parodėme, jog dvipolio tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos radiotechninių elementų vertės priklauso nuo srovių ir įtampų verčių jo išvaduose. Tipinės kai kurių iš šių elementų dydžių priklausomybės nuo kolektoriaus srovės  $I_K$  ir įtampos  $U_{KB}$  dvipolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos atveju (1.83 pav. b) yra parodytos 1.156 pav. a ir b, atitinkamai, o barjerinių talpų  $C_{EB}$  ir  $C_{KB}$  priklausomybės nuo atitinkamų įtampų  $U_{EB}$  ir  $U_{KB}$  buvo aptartos anksčiau, nagrinėjant p-n sandūros veikos fiziką, ir yra parodytos 1.23 pav.



1.156 pav. Tipinės dvipolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos atveju (1.83 pav. b) atitinkamų sričių varžų  $R_i \Leftrightarrow R_E, R_B, R_K$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės  $I_K$  ir įtampos  $U_{KB}$ , kur varžų  $R_i$  atitinkamos priklausomybės yra pateiktos normuotame mastelyje atžvilgiu atitinkamos vertės  $R_{i0}$ , kai  $I_K \Rightarrow 0$  ir  $U_{KB} \Rightarrow 0$

Remiantys anksčiau išdėstytais principais yra sudaromos ir vienpolių tranzistorių fizikinės ekvivalentinės schemos, kurių vienas iš galimų variantų yra pateiktas 1.109 pav. Šioje ekvivalentinėje schemoje nėra valdomo srovės arba įtampos šaltinio, atvaizduojančio vienpolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo-perdavimo savybės. Taip pasielgta todėl, kad skirtingai nuo dvipolio tranzistoriaus, lauko tranzistoriuje nėra krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos reiškinių, ko pasekoje, esant įtampai  $U_{DS} = 0$ , visada santakos ( arba ištakos ) srovė  $I_{D, S} = 0$  (1.92 pav. b), kai tuo tarpu dvipolio tranzistoriaus atveju bendros bazės grandinėje prie  $U_{KB} = 0$ , srovė  $I_K \approx I_E > 0$  (1.56 pav. b). Todėl 1.109 pav. pateiktoje vienpolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje pagrindinė lauko tranzistoriaus savybė- jo santakos srovės  $I_D$  priklausomybė nuo užtūros įtampos  $U_{GS}$  yra atvaizduota įėjimo įtampai  $U_{in} \sim$  proporcingo dydžio įtampa  $U_{in}^* \sim U_{GS}^* \sim ((1.370), (1.371))$  valdoma kanalo varža  $R_k$ , kurios dydis įvairiuose tranzistoriaus jungimo schemose yra išreiškiamas anksčiau pateiktomis priklausomybėmis- (1.268) ir (1.291).

Kai lauko tranzistoriaus išėjimo grandinėje maitinimo šaltinio įtampa  $|\mathcal{E}_{DS}| > 0$ , kintamosios įėjimo įtampos  $U_{in} \sim$  pokyčio  $\pm \Delta U_{in}$  poveikyje (1.109 pav.) kanalo varža  $R_k$  kinta dydžiu  $\pm \Delta R_k$  ir to pasėkoje apkrovos rezistoriuje  $R_a$  atsiranda srovės  $I_D$  kintamasis sandas  $\Delta I_D$ , kurio dydį išreiškiame taip:

$$\begin{aligned} \Delta I_D &\cong |\mathcal{E}_{DS}| / (R_k - \Delta R_k + R_a) - |U_{DS}| / (R_k + \Delta R_k + R_a) = \\ &= 2 \cdot |\mathcal{E}_{DS}| \cdot |\Delta R_k| / [(R_k + R_a)^2 - \Delta R_k^2], \end{aligned} \quad (1.572)$$

kur priėmėme, jog  $R_a \gg R_D \approx R_S$ .

Panaudojus vienpolio tranzistoriaus diferencialinį statumą  $S_s$  (1.282) mažų dažnių srityje ( $\omega \Rightarrow 0$ ), santakos srovės  $I_D$  pokytį  $\Delta I_D$  (1.572) galima išreikšti per įėjimo signalui  $U_{in} \sim$  proporcingo dydžio įtampos  $U_{in}^*$  pokytį  $\Delta U_{in}^*$  tokio pavidalo lygtimi:  $\Delta I_D = S_s \cdot \Delta U_{in}^*$ , kur žemadažnio diferencialinio statumo  $S_s$  vertė imama lauko tranzistoriaus veikos taško aplinkoje  $\{I_D, U_D\}$ , laikantis mažo įėjimo signalo sąlygos:  $S_s \cong \text{const}$ , kai  $\Delta I_D > 0$ . Taikant šį metodą dažnai vienpolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje vietoje valdomo kanalo rezistoriaus  $R_k$  yra įjungiamas valdomas srovės šaltinis, kuris generuoja kintamąją srovę  $S_s \cdot \Delta U_{in}^*$ . Šiuo atveju fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.109 pav.) dažnai nerodomi pastoviosios įtampos maitinimo šaltiniai  $\mathcal{E}_{GS}$  ir  $\mathcal{E}_{DS}$  (atitinkamos grandinės jų vietoje yra sujungtos trumpai). Tačiau diferencialinio statumo  $S_s$  vertė yra nustatoma lauko tranzistoriaus veikos taške  $\{I_D, U_D\}$ , kurio vieta priklauso nuo maitinimo šaltinių  $\mathcal{E}_{GS}$  ir  $\mathcal{E}_{DS}$  įtampų dydžių ir apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžos (1.95 pav.). Iš čia seka, kad įvairių tranzistorių fizikinės ekvivalentinės schemos savo esme yra netiesinės grandinės, nes jas sudarančių radiotechninių elementų vertės priklauso nuo tranzistoriaus veikos taško vietos įėjimo bei išėjimo VACH (1.156 pav. ir t. t.). Todėl anksčiau aprašytos tiesinių keturpolių matematinio modeliavimo lygtys daugeliu atvejų negali būti taikomos puslaidininkinių įtaisų aprašymui, kai jų veika netenkina mažo signalo sąlygos.

**3.2.4. Netiesiniai keturpoliai**- kai keturpolio parametrai priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose. Šiuo atveju matematinės keturpolio lygtys yra užrašomos esant *mažo įėjimo signalo sąlygai* (251 p.).

Mažo įėjimo signalo sąlyga- taikoma netiesiniam keturpoliui ir ši sąlyga reiškia, jog išėjimo signalo  $U_{is} \sim$  spektras atitinka įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  spektrą, t. y. netiesinis keturpolis elgiasi kaip tiesinis keturpolis. Netiesinio keturpolio įėjime veikiant, pvz. harmoniniam

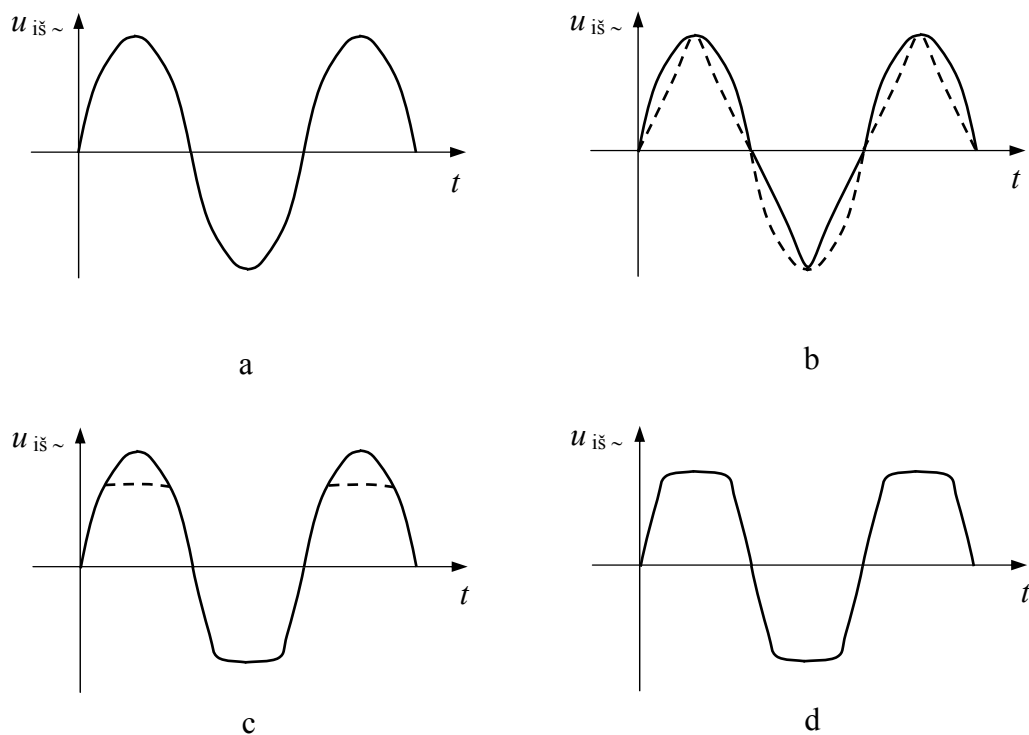


( sinusiniam arba kosinusiniam ) signalui  $u_{in \sim} = U_o \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$ , mažo įėjimo signalo sąlyga gali būti nusakyta netiesinių iškreipčių faktoriumi  $\delta$ :

$$\delta = [(U_2^2 + U_3^2 + \dots + U_n^2)^{1/2} / U_1] \cdot 100 \%, \quad (1.573)$$

kur:  $U_1, U_2, \dots, U_n$  - pirmosios ( pagrindinės ) ( $\omega$ ), antrosios ( $2 \cdot \omega$ ), ... ,  $n$ - tosios ( $n \cdot \omega$ ) išėjimo signalo  $u_{iš \sim}$  harmonikų ( spektro sandų ) amplitudės, atitinkamai.

Mažo įėjimo signalo sąlyga gali būti nusakoma įvedus iškreipčių faktoriaus  $\delta$  vertei apribojimą, pvz.-  $\delta \leq 1 \%$ . Akivaizdu, jog šis metodas reikalauja specialios matavimo įrangos ir todėl nėra parankus. Todėl matavimų metu mažo įėjimo signalo sąlygą yra žymiai paprasčiau kontroliuoti stebint išėjimo signalo  $u_{iš}(t)$  pavidalą oscilografo ekrane, kai įėjime veikia harmoninis įėjimo signalas  $u_{in \sim} = U_o \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$ . Ši situacija yra parodyta 1.157 pav., kur yra pateiktos įvairios išėjimo signalo  $u_{iš}(t)$  oscilogramos netiesinio keturpolio išėjime, kai to keturpolio įėjime veikia skirtingų amplitudžių  $U_o$  harmoninis įėjimo signalas.



1.157 pav. Įvairios išėjimo signalo  $u_{iš}(t)$  oscilogramos netiesinio keturpolio išėjime, kai to keturpolio įėjime veikia skirtingų amplitudžių  $U_o$  harmoninis įėjimo signalas: a- yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga; b ÷ d- nėra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga

Iš 1.157 pav. pateiktų oscilogramų matome: netiesinio keturpolio atveju įėjimo signalo  $u_{in \sim}$  amplitudė  $U_o$  tenkina mažo įėjimo signalo sąlygą tik situacijoje (a). Kitais atvejais įėjimo signalo amplitudė  $U_o$  yra per didelė, nes išėjimo signalas yra iškraipytas, t. y. savo pavidalu skiriasi nuo harmoninio signalo formos (a): situacijoje (b) yra stebimas neigiamų ( arba

teigiamų) sinusoidės pusperiodžių nesimetriškumas; situacijoje (c)- vienpusis ribojimas iš apačios arba iš viršaus; situacijoje (d)- dvipusis ribojimas ir t. t.

Netiesinio keturpolio atveju srovės  $I_i$  ir įtampos  $U_i$  jo įėjime ir išėjime gali būti užrašytos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_{1o} + u_{1\sim}, & I_1 &= I_{1o} + i_{1\sim}, \\ U_2 &= U_{2o} + u_{2\sim}, & I_2 &= I_{2o} + i_{2\sim}, \end{aligned} \right\} \quad (1.574)$$

kur:  $U_{1o}, U_{2o}, I_{1o}, I_{2o}$  - atitinkamų įtampų ir srovių pastovieji sandai;  $u_{1\sim}, u_{2\sim}, i_{1\sim}, i_{2\sim}$  - atitinkamų įtampų ir srovių kintamieji sandai, kurių amplitudės tenkina mažo įėjimo signalo sąlygą.

Tegul netiesinio keturpolio įėjimo įtampa  $U_1$  ir išėjimo srovė  $I_2$  yra priklausomi dydžiai (funkcijos) nuo įėjimo srovės  $I_1$  ir išėjimo įtampos  $U_2$ :

$$U_1 = F_1(I_1, U_2), \quad I_2 = F_2(I_1, U_2), \quad (1.575)$$

t. y. analogiškai  $H$ - parametrų sistemai ((1.522), (1.536)).

Dešiniąsias išraiškų (1.575) puses skleidžiame Teiloro eilute, pvz. tranzistoriaus veikos taške  $\{I_{1o}, U_{2o}\}$ , kintamųjų dydžių  $i_{1\sim}$  ir  $u_{2\sim}$  atžvilgiu ir apsiribojame nariais, turinčiais kintamuosius dydžius  $i_{1\sim}$  ir  $u_{2\sim}$  pirmajame laipsnyje:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &\cong U_1(I_{1o}, U_{2o}) + i_{1\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial i_1)|_{I_{1o}, U_{2o}} + u_{2\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial u_2)|_{I_{1o}, U_{2o}}, \\ I_2 &\cong I_2(I_{1o}, U_{2o}) + i_{1\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial i_1)|_{I_{2o}, U_{2o}} + u_{2\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial u_2)|_{I_{2o}, U_{2o}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.576)$$

Palyginę gautas išraiškas (1.576) su lygtimis (1.574) matome, jog ir šiuo atveju dešinėsios išraiškų (1.576) pusės yra pastoviųjų ir kintamųjų dydžių sumos. Todėl išraiškas (1.576) galima užrašyti tokiu pavidalu:

$$U_1 \cong U_{1o}|_{I_{1o}, U_{2o}} + u_{1\sim}, \quad I_2 \cong I_{2o}|_{I_{2o}, U_{2o}} + i_{2\sim}, \quad (1.577)$$

kur:

$$\left. \begin{aligned} u_{1\sim} &= i_{1\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial i_1)|_{I_{1o}, U_{2o}} + u_{2\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial u_2)|_{I_{1o}, U_{2o}}, \\ i_{2\sim} &= i_{1\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial i_1)|_{I_{2o}, U_{2o}} + u_{2\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial u_2)|_{I_{2o}, U_{2o}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.578)$$

**1. Diferencialiniai h- parametrai-** taikomi tada, kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga netiesinio keturpolio įėjime. Esant šiai sąlygai, išėjime veikiančių srovių  $I_i$  ir

įtampų  $U_i$  kintamuosius sandus aprašanti lygčių sistema (1.578), analogiškai  $H$ - parametru sistemai (1.536), yra užrašoma per *diferencialinius  $h$ - parametrus* :

$$\left. \begin{aligned} u_{1\sim} &= h_{11} \cdot i_{1\sim} + h_{12} \cdot u_{2\sim}, \\ i_{2\sim} &= h_{21} \cdot i_{1\sim} + h_{22} \cdot u_{2\sim}, \end{aligned} \right\} \quad (1.579)$$

kur iš jau anksčiau pateiktų  $H$ - parametru apibrėžčių ((1.537) ÷ (1.540))- tuščioji eiga įėjime arba trumpasis jungimas išėjime atitinkamo signalo kintamajam sandui, seka:

- 1) netiesinio keturpolio *diferencialinė įėjimo varža*  $h_{11}$  veikos taške  $\{ I_{10}, U_{20} \}$ , esant trumpajam jungimui kintamajam signalui jo išėjime ( $u_{2\sim} = 0$ ):

$$h_{11} = \partial U_1 / \partial i_1 \Big|_{u_{2\sim}=0, \{ I_{10}, U_{20} \}}; \quad (1.580)$$

- 2) netiesinio keturpolio išėjimo įtampos  $U_2$  *grįžtamojo ryšio diferencialinis koeficientas*  $h_{12}$  veikos taške  $\{ I_{10}, U_{20} \}$ , esant tuščiajai eigai kintamajam signalui jo įėjime ( $i_{1\sim} = 0$ ):

$$h_{12} = \partial U_1 / \partial u_2 \Big|_{i_{1\sim}=0, \{ I_{10}, U_{20} \}}; \quad (1.581)$$

- 3) netiesinio keturpolio įėjimo srovės  $I_1$  *perdavimo diferencialinis koeficientas*  $h_{21}$  veikos taške  $\{ I_{10}, U_{20} \}$ , esant trumpajam jungimui kintamajam signalui jo išėjime ( $u_{2\sim} = 0$ ):

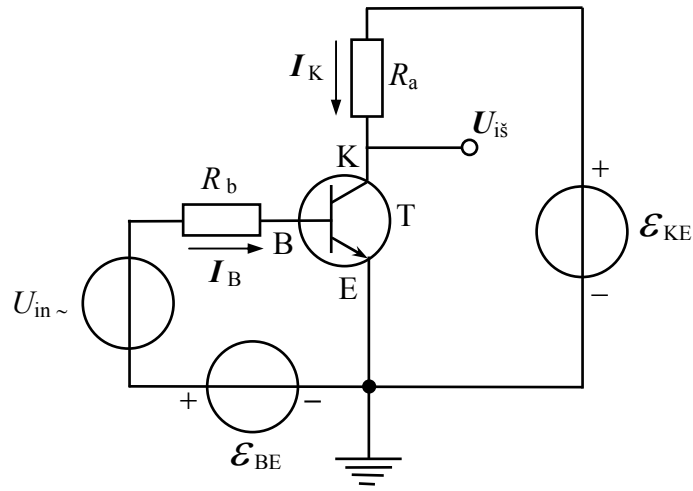
$$h_{21} = \partial I_2 / \partial i_1 \Big|_{u_{2\sim}=0, \{ I_{10}, U_{20} \}}; \quad (1.582)$$

- 4) netiesinio keturpolio *išėjimo diferencialinis laidumas*  $h_{22}$  veikos taške  $\{ I_{10}, U_{20} \}$ , esant tuščiajai eigai kintamajam signalui jo įėjime ( $i_{1\sim} = 0$ ):

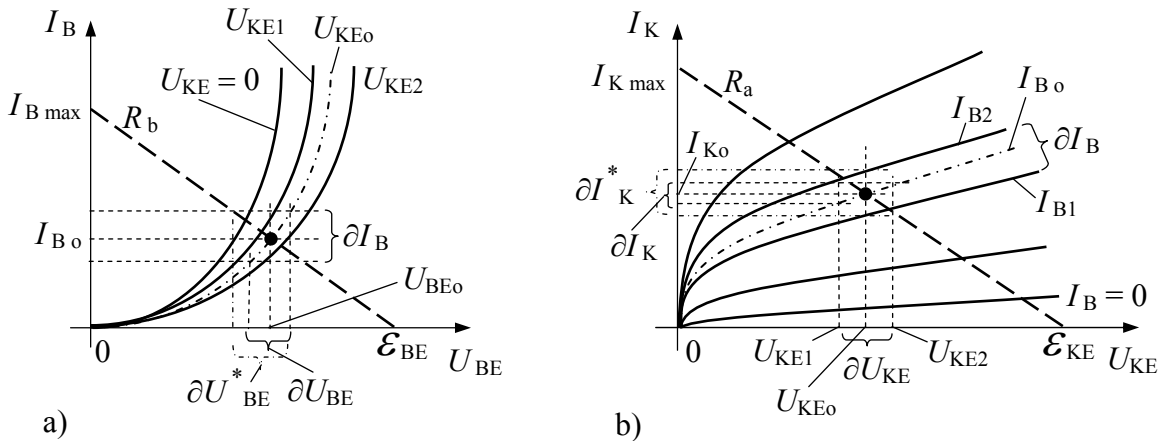
$$h_{22} = \partial I_2 / \partial u_2 \Big|_{i_{1\sim}=0, \{ I_{10}, U_{20} \}}. \quad (1.583)$$

Čia aprašytos diferencialinių  $h$ - parametru sistemos (1.579) taikymą pailiustruosime bendro emiterio (BE) grandinėje (1.158 pav.) įjungto dvipolio tranzistoriaus atveju, kuri yra parodyta 1.158 pav., o tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo VACH yra pateiktos 1.159 pav. a ir b, atitinkamai.

**2. Grafinės analizės metodas**- kai puslaidininkinio įtaiso diferencialiniai parametrai yra nustatomi iš atitinkamų VACH įvairiose jungimo grandinėse- BB, BE, BK arba EK. Pvz. BE grandinėje (1.158 pav.) tranzistoriaus bazės B ir kolektoriaus K pastoviųjų srovių  $I_B$  ir  $I_K$  bei pastoviųjų įtampų  $U_{BE}$  ir  $U_{KE}$ , atitinkamai, pokyčių sandai  $\partial I_B$  ir  $\partial I_K$  bei  $\partial U_{BE}$  ir  $\partial U_{KE}$ ,



1.158 pav. Bendro emiterio (BE) grandinėje įjungto dvipolio tranzistoriaus stiprinimo pakopa



1.159 pav. Dvipolio tranzistoriaus įėjimo (a) ir išėjimo (b) VACH BE grandinėje

atitinkamai, yra nustatomi iš tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo VACH (1.159 pav.). Tuo tikslu įėjimo (1.159 pav. a) ir išėjimo (1.159 pav. b) VACH plokštumose yra nubraižomos atitinkamų apkrovos rezistorių  $R_b$  ir  $R_a$  apkrovos tiesės, kurios yra aprašomos tokio pavidalo lygtimis:

$$I_B = I_{B \max} - |U_{BE}|/R_b, \quad I_K = I_{K \max} - |U_{KE}|/R_a, \quad (1.584)$$

kur:  $I_{B \max} = |\mathcal{E}_{BE}|/R_b$  ir  $I_{K \max} = |\mathcal{E}_{KE}|/R_a$ .

Nagrinėjamos BE schemos (1.158 pav.) įėjime (B-E grandinėje) nusistovi pastovioji bazės srovė  $I_{B0}$  ir tarp bazės B ir emiterio E išvadų- pastovioji įtampa  $U_{BE0}$ , kurių dydžiai yra nusakomi Omo dėsnio visai įėjimo grandinei:

$$I_{B0} = |\mathcal{E}_{BE}|/(R_b + R_{BEe}) = |\mathcal{E}_{BE}|/\{R_b + |U_{BE0}|/[I_{Bs}^* \cdot \exp(U_{BE0}/\varphi_T)]\}, \quad (1.585)$$

kur pasinaudojome anksčiau gauta varžos  $R_{BE}$  e išraiška (1.149) ir nusistovėjusios vertės nusako tranzistoriaus veikos tašką  $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$  įėjimo grandinėje.

Esant sąlygai  $I_B = I_{B0}$ , kai  $U_{BE} = U_{BE0}$ , iš (1.585) ir bazės srovės  $I_B$  lygties (1.584) gauname:

$$I_{B0} = (|\mathcal{E}_{BE}| - |U_{BE0}|)/R_b, \quad |\mathcal{E}_{BE}| - I_{Bs}^* R_b \cdot \exp(U_{BE0}/\varphi_T) - |U_{BE0}| = 0, \quad (1.586)$$

kur emiterio p-n sandūros įtampa  $U_{BE0}$  skaičiavimo mašinos pagalba yra paskaičiuojama iš antrosios analiziškai neišsprendžiamos lygties.

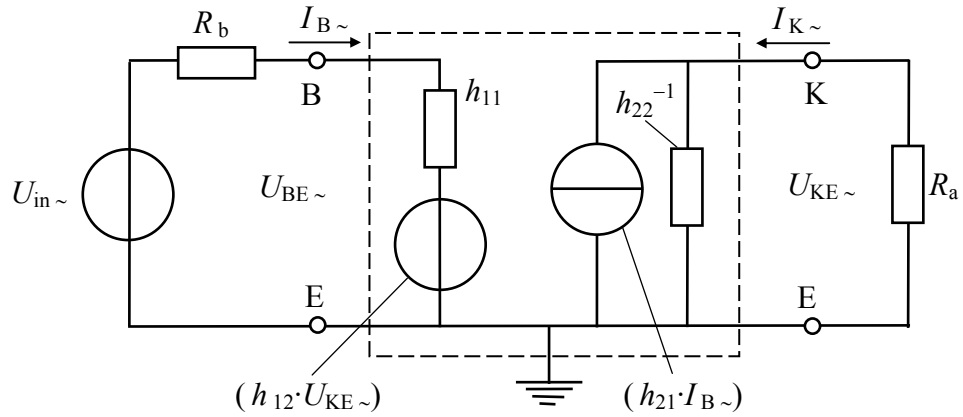
Tranzistoriaus bazės srovės  $I_{B0}$  vertę atitinkančios išėjimo VACH kreivės ir apkrovos  $R_a$  tiesės susikirtimo taškas nusako tranzistoriaus veikos taško vietą  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$  išėjimo VACH (1.159 pav. b) kreivių šeimoje. Iš čia surandame pastoviosios kolektoriaus srovės  $I_K$  ir pastoviosios įtampos  $U_{KE}$  veikos taško sandus  $I_{K0}$  ir  $U_{KE0}$ , atitinkamai. Įėjimo ir išėjimo VACH surastuose tranzistoriaus veikos taškuose  $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$  ir  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ , atitinkamai, nustatome atitinkamų srovių  $I_{B, K}$  ir įtampų  $U_{BE, KE}$  pokyčių sandus  $\partial I_{B, K}$  ir  $\partial U_{BE, KE}$ , atitinkamai. Tuo tikslu tranzistoriaus veikos taškų  $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$  ir  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$  aplinkoje nubraižome pakankamai mažus stačiuosius trikampius taip, kaip yra parodyta 1.159 pav. a ir b. Nubraižytų stačiųjų trikampių statiniai atitinka įėjimo ir išėjimo srovių bei įtampų kintamuosius sandus:  $\partial I_B$ ,  $\partial U_{BE}$  ir  $\partial I_K$ ,  $\partial U_{KE}$ , atitinkamai. Iš gautų tranzistoriaus veikos taške  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$  pokyčių  $\partial I_{B, K}$  ir  $\partial U_{BE, KE}$  paskaičiuojame diferencialinius parametrus  $h_{11}$  (1.580) ir  $h_{22}$  (1.583):

$$h_{11} = \partial U_{BE} / \partial I_B, \quad h_{22} = \partial I_K / \partial U_{KE}. \quad (1.587)$$

Diferencialiniai parametrai  $h_{12}$  (1.581) ir  $h_{21}$  (1.582) reikalauja kitų apibrėžties sąlygų. Todėl tranzistoriaus veikos taškų  $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$  ir  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$  aplinkoje nubraižome pakankamai mažus papildomus stačiuosius trikampius taip, kaip yra parodyta 1.159 pav. a ir b brūkšniuotomis-taškinėmis linijomis. Šių papildomų stačiųjų trikampių statiniai atitinka įėjimo ir išėjimo srovių bei įtampų papildomus kintamuosius sandus  $\partial I_K^*$  ir  $\partial U_{BE}^*$ , atitinkamai. Iš gautų tranzistoriaus veikos taške  $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$  papildomų pokyčių  $\partial I_K^*$  ir  $\partial U_{BE}^*$  paskaičiuojame diferencialinius parametrus  $h_{12}$  (1.581) ir  $h_{21}$  (1.582):

$$h_{12} = \partial U_{BE}^* / \partial U_{KE}, \quad h_{21} = \partial I_K^* / \partial I_B. \quad (1.588)$$

Mažo įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  sąlygos tenkinimo atveju nagrinėjamam bendro emiterio grandinėje įjungtam dvipoliui tranzistoriui (1.158 pav.) galima pritaikyti anksčiau aprašytą tiesinio keturpolio aktyviają ekvivalentinę grandinę (1.154 pav. c), kuri atitinka  $H$ - parametrų sistemą ir diferencialinių  $h$ - parametrų atveju yra parodyta 1.160 pav.



1.160 pav. Mažo įėjimo signalo  $U_{in\sim}$  sąlygos tenkinimo atveju bendro emiterio grandinėje (BE) įjungto dvipolio tranzistoriaus aktyvioji ekvivalentinė grandinė, atitinkanti  $H$ -parametų sistemą ir diferencialinius  $h$ -parametrus

Taikydami Omo dėsnį įėjimo ir išėjimo grandinėms, iš 1.160 pav. pateiktos ekvivalentinės schemos užrašome harmoninės įėjimo srovės  $I_B$  ir harmoninės išėjimo įtampos  $U_{is} = U_{KE}$  kintamųjų sandų  $I_{B\sim}$  ir  $U_{KE\sim}$ , atitinkamai, išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} I_{B\sim} &= (U_{in\sim} - h_{12} \cdot U_{KE\sim}) / (R_b + h_{11}), \\ U_{is\sim} &= U_{KE\sim} = -h_{21} \cdot I_{B\sim} \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_a)], \end{aligned} \right\} \quad (1.589)$$

kur minuso ženklas antroje išraiškoje užrašytas todėl, jog bendro emiterio grandinėje išėjimo įtampos  $U_{is\sim}$  fazė yra priešinga įėjimo įtampos  $U_{in\sim}$  fazei.

Iš lygčių sistemos (1.589) gauname:

$$\begin{aligned} U_{is\sim} &= - \{ \{ h_{21} \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_a)] \} / \\ &/ \{ R_b + h_{11} + h_{12} \cdot h_{21} \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_a)] \} \} \cdot U_{in\sim} = -K_{ue} \cdot U_{in\sim}, \end{aligned} \quad (1.590)$$

kur:  $K_{ue}$  - bendro emiterio (BE) grandinės su dvipoliu tranzistoriumi diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas:

$$K_{ue} = h_{21} \cdot R_a / [(R_b + h_{11}) \cdot (1 + h_{22} \cdot R_a) + h_{12} \cdot h_{21} \cdot R_a]. \quad (1.591)$$

Palyginę čia gautą išraišką (1.591) su anksčiau pateikta išraiška (1.162) matome, jog abejose išraiškose yra gauta ta pati BE grandinėje įjungto dvipolio tranzistoriaus diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{ue}$  priklausomybė nuo apkrovos rezistoriaus  $R_a$  varžos vertės. Išvedant formulę (1.162) nebuvo įskaitoma varža  $R_b$  bazės grandinėje. Tačiau akivaizdu, jog jos įtaka formulėje (1.162) būtų ta pati, kaip ir gautoje išraiškoje (1.591), nes esant rezistoriui  $R_b$ , įtampa  $U_{BE\sim} = U_{in\sim} - I_{B\sim} \cdot R_b$ , t. y. mažesnė už  $U_{in\sim}$ . Kita vertus, taikant tiesinio keturpolio aktyviają ekvivalentinę grandinę (1.160 pav.), gautoje BE

grandinės diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento  $K_{u_e}$  išraiškoje (1.591) nebelieka tiesiogiai išreikštos priklausomybės nuo maitinimo šaltinio pastoviosios įtampos  $\mathcal{E}_{KE}$  ir nuo pastoviosios srovės  $I_{K_0}$  tranzistoriaus kolektoriaus grandinėje. Gautoje išraiškoje (1.591) šių parametrų įtaka BE grandinės koeficiento  $K_{u_e}$  vertei yra įskaityta netiesiogiai per netiesinio keturpolio diferencialinius  $h$ - parametrus, kurių dydžiai priklauso nuo tranzistoriaus veikos taško vietos jo įėjimo ir išėjimo VACH.

Diferencialinės  $z$ - ir  $y$ - parametrų sistemos- savo esme yra analogiškos diferencialinei  $h$ - parametrų sistemai (1.579), nes akivaizdu, jog analogiškai tiesinėms  $Z$ - (1.526) ir  $Y$ - (1.531) parametrų sistemoms anksčiau pateikti tiesinio keturpolio srovių  $I_{i,j}$  ir įtampų  $U_{i,j}$  įėjime ir išėjime galimi užrašymo pavidalai (1.520) ÷ (1.525) gali būti panaudoti ir kitose netiesinio keturpolio galimose atitinkamų parametrų funkcinėse priklausomybėse. Todėl, kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga, analogiškai diferencialinei  $h$ - parametrų sistemai (1.579) yra užrašomos *diferencialinės  $z$ - ir  $y$ - parametrų sistemos*, kurių pavidalai yra tokie pat, kaip ir tiesinių  $Z$ - ir  $Y$ - parametrų sistemų (1.526) ir (1.531), atitinkamai. Čia skirtumas tik toks, jog šiuo atveju vietoje didžiųjų tiesinio keturpolio parametrų raidžių yra rašomos mažosios netiesinio keturpolio diferencialinių parametrų raidės, atitinkamai. Analogiškai diferencialiniams  $h$ - parametrų sistemos nariams, diferencialinių  $z$ - ir  $y$ - parametrų sistemų atitinkami nariai yra išreiškiami per tiesinių  $Z$ - ir  $Y$ - parametrų sistemų (1.527) ÷ (1.530) ir (1.532) ÷ (1.535) atitinkamus narius, pakeičiant kompleksinių srovių ir įtampų dydžius į atitinkamus tų dydžių kintamųjų sandų mažos amplitudės pokyčius-  $\partial U_{i,j}$ ,  $\partial I_{i,j}$ . Tokiu būdu gautų diferencialinių  $z$ - ir  $y$ - parametrų sistemų atitinkami nariai gali būti surasti jau anksčiau aprašytu grafinės analizės metodu iš puslaidininkinio įtaiso, pvz. tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo VACH. Kita vertus, panaudojus jau anksčiau pateiktą tiesinio keturpolio parametrų perskaičiavimo 4-tą lentelę, diferencialinių  $z$ - ir  $y$ - parametrų sistemų atitinkami nariai gali būti surasti iš jau paskaičiuotų diferencialinių  $h$ - parametrų sistemos narių- (1.587) ir (1.588). Taip pat, mažo įėjimo signalo  $U_{in} \sim$  sąlygos tenkinimo atveju, nagrinėjamam atitinkamoje grandinėje įjungtam dvipoliui arba vienpoliui tranzistoriui galima pritaikyti anksčiau aprašytas tiesinio keturpolio aktyviausias ekvivalentines grandines (1.154 pav., arba 1.155 pav. ir t. t.), atitinkančias  $Z$ - ,  $Y$ - arba  $H$ - parametrų sistemas.

**3.2.5. Puslaidininkinio įtaiso fizikinės ekvivalentinės schemos elementų sąryšis su atitinkamo keturpolio parametrų sistemos nariais**- tai būdas, leidžiantis teoriškai numatyti puslaidininkinio įtaiso elektrinių savybių ir charakteristikų sąryšį su jo darinio atskirų sričių elektro-fizikiniais parametrais. Todėl akivaizdu, jog labai dažnai naudinga žinoti puslaidininkinio įtaiso, pvz. įvairių tranzistorių, atitinkamos fizikinės ekvivalentinės schemos elementų sąryšį su to puslaidininkinio įtaiso atitinkamos keturpolio parametrų sistemos

dydžiais. Tuo tikslu, pvz. įjungto bendro emiterio grandinėje dvipolio tranzistoriaus supaprastinta fizikinė ekvivalentinė schema (1.76 pav.) yra aprašoma mažo įėjimo signalo  $U_{in}$  sąlygą tenkinimo atveju vienu iš žinomų tiesinių elektroninių grandinių analizės metodu, pvz. harmoninio signalo  $U_{in}$  atveju Kirchhofo taisyklėmis kompleksine forma. Palyginę šią tranzistoriaus fizikinę ekvivalentinę schemą (1.76 pav.) su anksčiau aprašyta tiesinio keturpolio T- pavidalo ekvivalentinė schema (1.152 pav.), kuri yra sudaryta iš varžinių elementų  $Z_k$ , matome jų tapatumą. Todėl iš tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos (1.76 pav.), kai nėra apkrovos rezistoriaus  $R_a$  ( $R_a = 0$ ), nesunkiai surandame varžinių elementų  $Z_k$  išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= R_E + [r_{EBb}/(j \cdot \omega \cdot C_{EB})]/[r_{EBb} + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{EB})], \\ Z_2 &= R_K + [r_{KBb}/(j \cdot \omega \cdot C_{KB})]/[r_{KBb} + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{KB})], \\ Z_3 &= R_B. \end{aligned} \right\} \quad (1.592)$$

Gautas išraiškas (1.592) įstatę į  $z$ - parametrų išraiškas (1.565), randame apytiksles netiesinio keturpolio diferencialinių  $z$ - parametrų išraiškas per tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementus:

$$\left. \begin{aligned} z_{11} &= \partial U_{EB} / \partial I_E |_{I_K=0} \approx R_E + R_B + [r_{EBb}/(j \cdot \omega \cdot C_{EB})]/[r_{EBb} + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{EB})], \\ z_{12} &= \partial U_{EB} / \partial I_K |_{I_E=0} \approx R_B, & z_{21} &= \partial U_{KB} / \partial I_E |_{I_K=0} \approx R_B, \\ z_{22} &= \partial U_{KB} / \partial I_K |_{I_E=0} \approx R_K + R_B + [r_{KBb}/(j \cdot \omega \cdot C_{KB})]/[r_{KBb} + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{KB})]. \end{aligned} \right\} \quad (1.593)$$

Tiksliai netiesinio keturpolio diferencialinių  $z$ - parametrų išraiškas per tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementus galima gauti tik įskaičius srovės generatoriaus  $\alpha \cdot I_{Ed}$  įtaką srovių ir įtampų vertėms atitinkamose tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos (1.76 pav.) grandinėse. Tačiau šiuo atveju taikant, pvz. Kirchhofo taisyklės kompleksine forma, yra gaunama netiesinė lygčių sistema, kuri dažniausiai neturi analizinio sprendinio. Todėl tiksliai netiesinio keturpolio diferencialinių  $z$ - parametrų išraiškas per tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementus galima gauti tik panaudojus skaičiavimo mašinas, pvz. pakankamai galingą personalinį kompiuterį.

Atskiru atveju paprastumo dėlei galima priimti, jog bendros bazės (BB) jungimo schemoje tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.76 pav.) srovės generatorius yra valdomas emiterio srove  $I_E$ , t. y. per emiterio srities varžą  $R_E$  tekančiu šios srovės modulių  $I_E$ . Todėl šiuo atveju valdomas srovės generatorius yra užrašomas taip:  $\alpha \cdot I_E$ , ir esant šiai prielaidai, taikydami Kirchhofo taisyklės, kai  $R_a = 0$  ( trumpasis jungimas išėjime ), gauname tiesinę lygčių sistemą:



$$\left. \begin{aligned} U_{in} &= I_E \cdot Z_1 + I_B \cdot Z_3, \\ I_K \cdot R_K - (I_{Kc} + I_{Kd}) \cdot Z_2^* - I_B \cdot Z_3 &= 0, \\ I_K + I_{Kc} + I_{Kd} - \alpha \cdot I_E &= 0, \\ -I_E + I_K + I_B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.594)$$

kur:  $Z_2^* = Z_2 - R_K$ .

Iš (1.594) randame:

$$h_{11} = \partial U_{in} / \partial I_E |_{U_{KB} \sim 0} \cong [Z_1 + (1 - \alpha) \cdot R_B + (R_B - R_K) \cdot Z_1 / Z_2^* + R_B \cdot R_K / Z_2^*] / [1 + (R_B + R_K) / Z_2^*], \quad (1.595)$$

$$h_{21} = \partial I_K / \partial I_E |_{U_{KB} \sim 0} \cong (\alpha + R_B / Z_2^*) / (1 + R_B / Z_2^* + R_K / Z_2^*). \quad (1.596)$$

Diferencialiniai parametrai  $h_{12}$  ir  $h_{22}$  yra randami esant kitoms sąlygoms tranzistoriaus įėjime ir išėjime- (1.581) ir (1.583), t. y. tuščioji eiga įėjime, kurios metu srovė  $I_E = 0$ . Šiuo atveju vietoje apkrovos rezistoriaus  $R_a$  (1.76 pav.) yra įjungtas mažos amplitudės kintamosios įtampos šaltinis  $U_{KB \sim}$ , o šaltinis  $U_{in \sim}$  yra atjungtas nuo įėjimo grandinės. Akivaizdu, kad šiuo atveju neveiks ir valdomas srovės šaltinis-  $\alpha \cdot I_E = 0$ . Todėl, taikydami Kirchhofo taisyklės fizikinei ekvivalentinei grandinei (1.76 pav.), gauname kitą tiesinę lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} U_{KB} &= I_K \cdot R_K - (I_{Kc} + I_{Kd}) \cdot Z_2^* - I_B \cdot R_B, \\ U_{EB} &= -I_B \cdot R_B, \\ I_B &= I_{Kc} + I_{Kd}, \\ I_{Kc} + I_{Kd} &= -I_K. \end{aligned} \right\} \quad (1.597)$$

Išsprendę šią lygčių sistemą (1.597), randame:

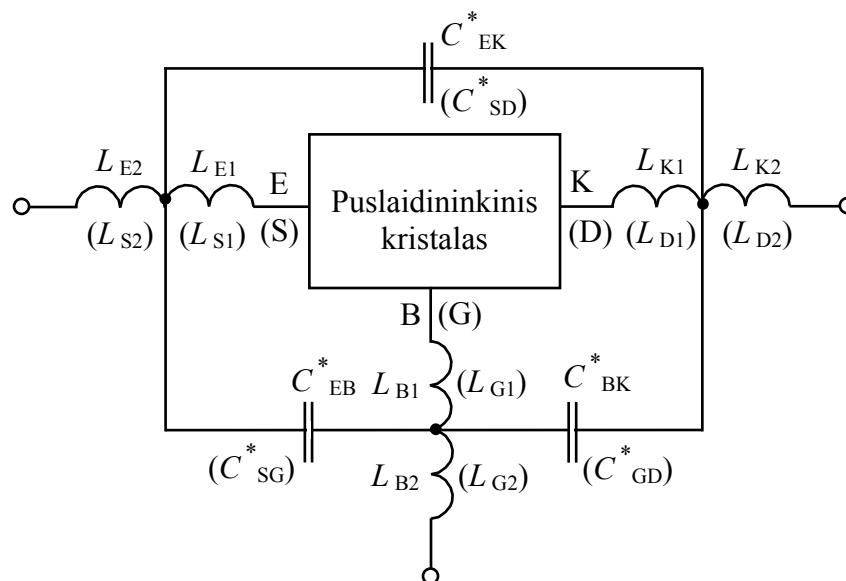
$$h_{12} = \partial U_{EB} / \partial U_{KB} |_{I_E \sim 0} \cong R_B / (R_B + R_K + Z_2^*), \quad (1.598)$$

$$h_{22} = \partial I_K / \partial U_{KB} |_{I_E \sim 0} \cong (R_B + R_K + Z_2^*)^{-1}. \quad (1.599)$$

Tokiu pat būdu yra gaunamos ir kitų diferencialinių parametru  $z$ - ir  $y$ - sistemų atitinkami nariai arba, panaudojus jau anksčiau pateiktą tiesinio keturpolio parametru perskaičiavimo 4-tą lentelę, jie gali būti surasti iš jau paskaičiuotų diferencialinių  $h$ -parametru sistemos narių (1.595), (1.596), (1.598) ir (1.599).

**Parazitinių parametru įtaka** dvipolio bei vienpolio tranzistorių dažninėms savybėms buvo anksčiau išnagrinėta dvipolio bei vienpolio tranzistorių atitinkamų p-n sandūrų ir kitų

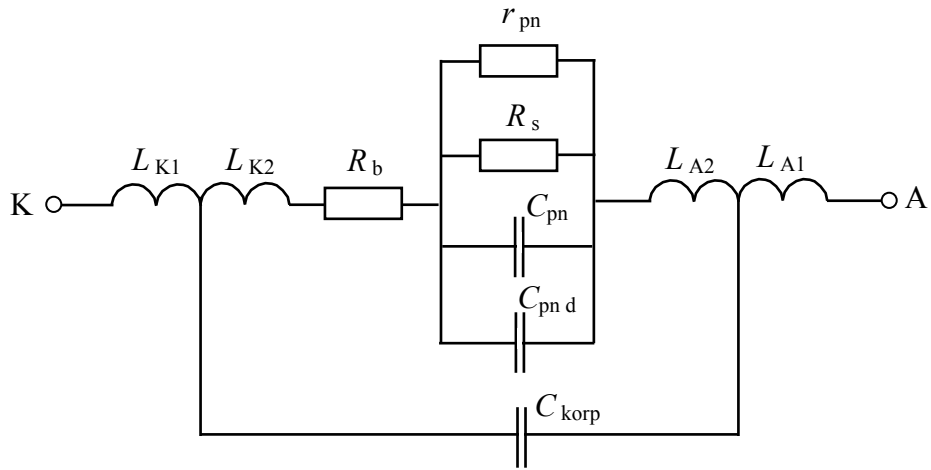
talpų atveju. Tačiau didelę įtaką šioms savybėms turi ir tranzistorių išvadų induktyvumai. Akivaizdu, kad šie induktyvumai turi būti įmanomai minimalūs. Kai puslaidininkinio įtaiso kristalas yra patalpinamas į atitinkamą korpusą, šie induktyvumai įgauna paskirstytą pobūdį. Tranzistoriaus ( dvipolio ar vienpolio ) atveju korpuso įtaką dažninėms savybėms yra įskaitoma papildant tranzistoriaus fizikinę ekvivalentinę schemą išvadų ( kontaktų ) ir korpuso parazitiniiais induktyvumais bei talpomis, parodant jas atskirai nuo puslaidininkinio kristalo ( vidinių ) parametrų (1.161 pav.).



1.161 pav. Dvipolio ir vienpolio tranzistoriaus korpuso įtakos dažninėms savybėms įskaitymas, papildant tranzistoriaus fizikinę ekvivalentinę schemą išvadų ir korpuso parazitiniiais induktyvumais  $L_{ij}$  bei talpomis  $C_{ij}$ , kur: i, j - atitinkamo dydžio raidiniai bei skaitiniai indeksai

Parodytoje 1.161 pav. fizikinėje ekvivalentinėje schemeje yra pažymėta:  $C_{EB}^*$ ,  $C_{BK}^*$  ir  $C_{EK}^*$  - parazitinės talpos tarp atitinkamų dvipolio tranzistoriaus išvadų;  $L_{E1}$  ir  $L_{E2}$ ,  $L_{B1}$  ir  $L_{B2}$  bei  $L_{K1}$  ir  $L_{K2}$  - parazitiniai dvipolio tranzistoriaus atitinkamų išvadų induktyvumai tarp puslaidininkinio kristalo ir korpuso bei tarp korpuso ir jungiamųjų elektroninės schemos taškų, atitinkamai. Skliaustuose pažymėti dydžiai aprašo vienpolio tranzistoriaus atitinkamus parazitinius parametrus.

Tokiu pat principu parazitiniiais parametrais yra patikslinamos ir įvairių puslaidininkinių diodų fizikinės ekvivalentinės schemos. Pvz. p-n sandūros ekvivalentinę grandinę kintamajai srovei, kuri yra parodyta 1.35 pav., labai aukštų ir didesnių dažnių diapazonuose ( $f > 30$  MHz) būtina papildyti išvadų ( kontaktų ) induktyvumais  $L_{A, K}$  bei parazitine korpuso talpa  $C_{korp}$  taip, kaip yra parodyta 1.162 pav.



1.162 pav. Puslaidininkinių diodų fizikinės ekvivalentinės schemos, parodytos 1.35 pav., labai aukštų ir didesnių dažnių diapazonuose ( $f > 30$  MHz) patikslinimas išvadų induktyvumais  $L_{A,K}$  bei parazitine korpuso talpa  $C_{korp}$

Iš 1.162 pav. matome, jog analogiškai tranzistoriaus atvejui (1.161 pav.), kai puslaidininkinis diodo kristalas yra patalpinamas į atitinkamą korpusą, parazitiniai anodo A ir katodo K induktyvumai  $L_{A,K}$  įgauna paskirstytą pobūdį-  $L_{A1,2}$  ir  $L_{K1,2}$ , atitinkamai.

Anksčiau pateiktoje tunelinio diodo fizikinėje ekvivalentinėje schemoje, kuri yra parodyta 1.48 pav., jau yra įskaityti visi parazitiniai parametrai-  $L$  ir  $C$ .

### 3.3. Sudėtinių keturpolių metodas

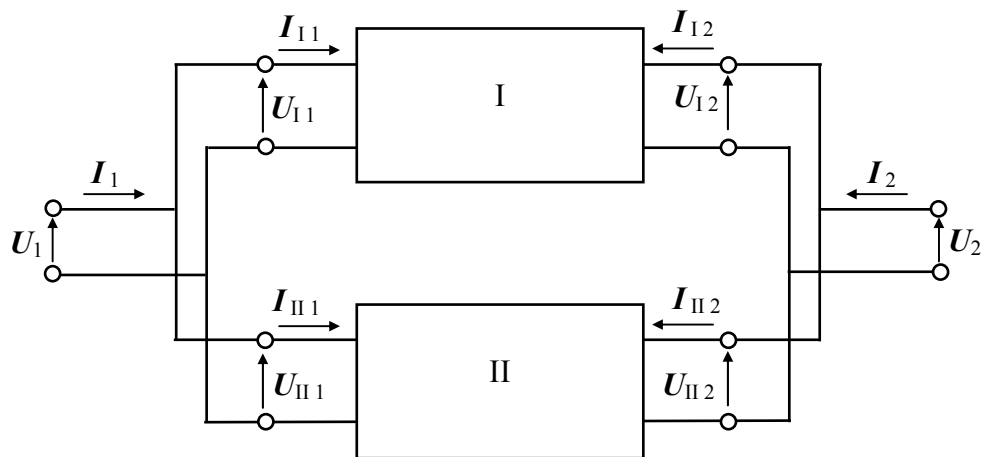
Akivaizdu, jog teoriškai keturpolio metodu galima aprašyti bet kokio sudėtingumo elektroninę grandinę. Tačiau iš kitos pusės akivaizdu ir tai, kad sudėtingos elektroninės grandinės atveju matematinės lygtys ir jų sistema tampa pernelyg griozdiška ir nepakankamai saugi nuo galimų klaidų įsivėlimo. Todėl mažo įėjimo signalo sąlygos atveju, t. y. tiesinės grandinės atveju, galima taikyti sudėtingos elektroninės grandinės skaidymo į paprastesnes tarpusavyje sujungtas grandinės metodą. Šiuo atveju paprastesnėms grandinėms yra taikomas atitinkamo tiesinio keturpolio atitikmuo ir sudėtinga elektroninė grandinė yra modeliuojama atitinkamai sujungtais tiesiniais keturpoliais.

Du keturpoliai tarpusavyje gali būti sujungti penkiais būdais.

**1. Lygiagretusis jungimas-** kai atitinkami pirmojo ( I ) ir antrojo ( II ) keturpolių įėjimai bei išėjimai tarpusavyje yra sujungti lygiagrečiai, kas yra parodyta 1.163 pav.

Pritaikę Kirchhofo taisyklės 1.163 pav. parodytos grandinės įėjimui ir išėjimui, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{I1} + I_{II1}, & I_2 &= I_{I2} + I_{II2}, \\ U_1 &= U_{I1} = U_{II1}, & U_2 &= U_{I2} = U_{II2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.600)$$



1.163 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių lygiagretusis jungimas

Iš (1.600) seka: lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (1.521), kurią savo ruožtu aprašo  $Y$ -parametrų sistema (1.531). Todėl sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame per jų  $Y$ -parametrus:

$$I_{II} = Y_{I11} \cdot U_{I1} + Y_{I12} \cdot U_{I2}, \quad I_{I2} = Y_{I21} \cdot U_{I1} + Y_{I22} \cdot U_{I2}, \quad (1.601)$$

$$I_{II1} = Y_{II11} \cdot U_{II1} + Y_{II12} \cdot U_{II2}, \quad I_{II2} = Y_{II21} \cdot U_{II1} + Y_{II22} \cdot U_{II2}, \quad (1.602)$$

kur indeksais „I“ ir „II“ yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio signalų parametrai bei atitinkami  $Y$ -parametrų elementai ( $i, j = 1$  arba  $2$ ).

Iš (1.600) ÷ (1.602) nesunkiai gauname lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $Y$ -parametrų sistemą (1.531), kuri yra išreikšta per sudėtinio I ir II keturpolių atitinkamų  $Y_I$ - ir  $Y_{II}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius  $Y_{Iij}$  ir  $Y_{IIij}$ :

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= (Y_{I11} + Y_{II11}) \cdot U_1 + (Y_{I12} + Y_{II12}) \cdot U_2, \\ I_2 &= (Y_{I21} + Y_{II21}) \cdot U_1 + (Y_{I22} + Y_{II22}) \cdot U_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.603)$$

Palyginę gautą sistemą (1.603) su (1.531) užrašome sudėtinio keturpolio  $Y$ -parametrų sistemos narių  $Y_{ij}$  sąryšio lygtys per sudėtinio I ir II keturpolių atitinkamų  $Y_I$ - ir  $Y_{II}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius  $Y_{Iij}$  ir  $Y_{IIij}$ :

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= Y_{I11} + Y_{II11}, & Y_{12} &= Y_{I12} + Y_{II12}, \\ Y_{21} &= Y_{I21} + Y_{II21}, & Y_{22} &= Y_{I22} + Y_{II22}. \end{aligned} \right\} \quad (1.604)$$

Iš (1.604) seka: lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $Y$ -parametrų sistemos atitinkamas narys  $Y_{ij}$  yra lygus sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai sujungtų  $k$  keturpolių

atitinkamų  $Y_k$ - parametru sistemų atitinkamų narių  $Y_{k ij}$  sumai:  $Y_{ij} = \sum_1^k Y_{k ij}$ , t.y. ši išvada galioja bet kokiam lygiagrečiai sujungtų keturpolių skaičiui  $k = 1, 2, 3, \dots$  (čia indeksai „1...“ yra pakeisti indeksais „ $k$ “). Kita vertus, iš matematikos kurso žinome, jog tiesinių lygčių sistemos, turinčios anksčiau pateiktų tiesinių keturpolių  $Z$ -,  $Y$ - ir  $H$ - parametrus aprašančių lygčių sistemų (1.526), (1.531) ir (1.536), atitinkamai, pavidalus, gali būti užrašytos matricų forma ir yra sprendžiamos matricų algebros metodais. Todėl daugeliu atvejų tiesinio keturpolio lygtys yra patogiu užrašyti matricų pavidalu, pvz. tiesinio keturpolio  $Y$ - parametru sistemą (1.531) yra užrašoma taip:

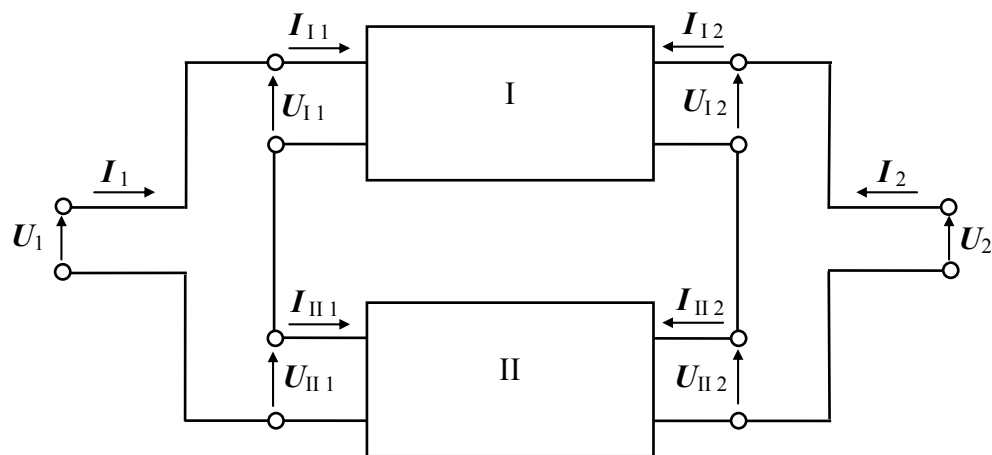
$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} . \quad (1.605)$$

Tokiu pat pavidalu yra užrašomos ir I bei II keturpolių  $Y$ - parametru lygtys (1.601) ir (1.602). Sudėję matricų pavidalu užrašytų lygčių kairiąsias ir dešiniąsias puses bei pasinaudoję lygybėmis (1.600) gauname, jog lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $Y$ -parametru matrica yra lygi lygiagrečiai sujungtų I ir II keturpolių atitinkamų  $Y$ - parametru matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{I11} & Y_{I12} \\ Y_{I21} & Y_{I22} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Y_{II21} & Y_{II22} \\ Y_{II21} & Y_{II22} \end{pmatrix} . \quad (1.606)$$

Akivaizdu, jog gauta matricų pavidalo išraiška (1.606) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai sujungtų tiesinių keturpolių sveikam skaičiui  $k$ .

**2. Nuoseklusis jungimas-** kai atitinkami pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai bei išėjimai tarpusavi yra sujungti nuosekliai, kas yra parodyta 1.164 pav.



1.164 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių nuoseklusis jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklės 1.164 pav. parodytos grandinės įėjimui ir išėjimui gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 = I_{I1} = I_{II1}, & & I_2 = I_{I2} = I_{II2}, \\ U_1 = U_{I1} + U_{II1}, & & U_2 = U_{I2} + U_{II2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.607)$$

Iš (1.607) seka: nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (1.520), kurią savo ruožtu aprašo Z- parametrų sistema (1.526). Todėl nuoseklaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame per jų Z- parametrus:

$$U_{I1} = Z_{I11} \cdot I_{I1} + Z_{I12} \cdot I_{I2}, \quad U_{I2} = Z_{I21} \cdot I_{I1} + Z_{I22} \cdot I_{I2}, \quad (1.608)$$

$$U_{II1} = Z_{II11} \cdot I_{II1} + Z_{II12} \cdot I_{II2}, \quad U_{II2} = Z_{II21} \cdot I_{II1} + Z_{II22} \cdot I_{II2}, \quad (1.609)$$

kur indeksais „I ij“ ir „II ij“ yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio atitinkamų signalų parametrai bei atitinkami Z- parametrų elementai.

Iš (1.607) ÷ (1.609) nesunkiai gauname nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio Z- parametrų sistemą (1.526), kuri yra išreikšta per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų Z<sub>I</sub>- ir Z<sub>II</sub>-parametrų sistemų atitinkamus narius Z<sub>I ij</sub> ir Z<sub>II ij</sub>:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_{I11} + Z_{II11}) \cdot I_1 + (Z_{I12} + Z_{II12}) \cdot I_2, \\ U_2 &= (Z_{I21} + Z_{II21}) \cdot I_1 + (Z_{I22} + Z_{II22}) \cdot I_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.610)$$

Palyginę gautą sistemą (1.610) su (1.526), užrašome nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio Z- parametrų sistemos narių Z<sub>ij</sub> sąryšio lygtys per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų Z<sub>I</sub>- ir Z<sub>II</sub>-parametrų sistemų atitinkamus narius Z<sub>I ij</sub> ir Z<sub>II ij</sub>:

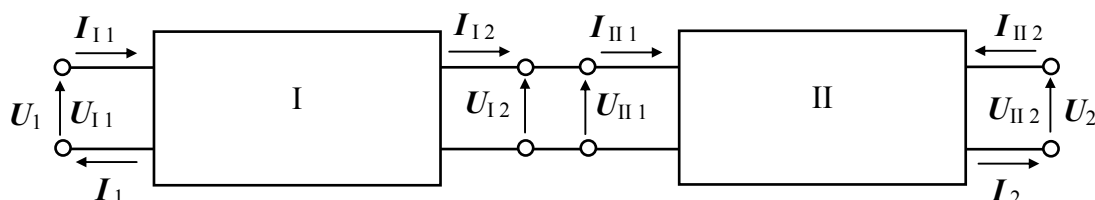
$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= Z_{I11} + Z_{II11}, & Z_{12} &= Z_{I12} + Z_{II12}, \\ Z_{21} &= Z_{I21} + Z_{II21}, & Z_{22} &= Z_{I22} + Z_{II22}. \end{aligned} \right\} \quad (1.611)$$

Iš (1.611) seka: nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio Z- parametrų sistemos atitinkamas narys Z<sub>ij</sub> yra lygus sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai sujungtų k keturpolių atitinkamų Z<sub>k</sub>- parametrų sistemų atitinkamų narių Z<sub>k ij</sub> sumai:  $Z_{ij} = \sum_1^k Z_{k ij}$ , t. y. ši išvada galioja bet kokiam nuosekliai sujungtų keturpolių skaičiui k = 1, 2, 3, ... (čia indeksai „I...“ yra pakeisti indeksais „k“). Čia taip pat jau anksčiau aprašytu būdu yra parodoma, jog nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio Z- parametrų matrica yra lygi nuosekliai sujungtų k keturpolių atitinkamų Z<sub>k ij</sub>- parametrų matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{11} & \mathbf{Z}_{12} \\ \mathbf{Z}_{21} & \mathbf{Z}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{I11} & \mathbf{Z}_{I12} \\ \mathbf{Z}_{I21} & \mathbf{Z}_{I22} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{II21} & \mathbf{Z}_{II22} \\ \mathbf{Z}_{II21} & \mathbf{Z}_{II22} \end{pmatrix}, \quad (1.612)$$

kur gauta matricų pavidalo išraiška (1.612) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių sveikam skaičiui  $k$ .

**3. Kaskadinis jungimas-** kai pirmojo (I) keturpolio išėjimas ir antrojo (II) keturpolio įėjimas yra sujungti tarpusavi, kas yra parodyta 1.165 pav.



1.165 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių kaskadinis jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę 1.165 pav. parodytos grandinės įėjimui ir išėjimui bei tarpusavyje sujungtų I ir II keturpolių išėjimo-įėjimo grandinei gauname:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I}_1 &= \mathbf{I}_{I1}, & \mathbf{I}_{I2} &= \mathbf{I}_{II1}, & \mathbf{I}_2 &= \mathbf{I}_{II2}, \\ \mathbf{U}_1 &= \mathbf{U}_{I1}, & \mathbf{U}_{I2} &= \mathbf{U}_{II1}, & \mathbf{U}_2 &= \mathbf{U}_{II2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.613)$$

Iš (1.613) seka: kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiausiai aprašo lygčių sistema (1.524), kurią savo ruožtu aprašo  $A$ - parametrų sistema  $\| \mathbf{A}_{ij} \|$ . Todėl kaskadinio jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame per jų  $A$ - parametrus:

$$\mathbf{U}_{I1} = \mathbf{A}_{I11} \cdot \mathbf{U}_{I2} + \mathbf{A}_{I12} \cdot \mathbf{I}_{I2}, \quad \mathbf{I}_{I1} = \mathbf{A}_{I21} \cdot \mathbf{U}_{I2} + \mathbf{A}_{I22} \cdot \mathbf{I}_{I2}, \quad (1.614)$$

$$\mathbf{U}_{II1} = \mathbf{A}_{II11} \cdot \mathbf{U}_{II2} + \mathbf{A}_{II12} \cdot \mathbf{I}_{II2}, \quad \mathbf{I}_{II1} = \mathbf{A}_{II21} \cdot \mathbf{U}_{II2} + \mathbf{A}_{II22} \cdot \mathbf{I}_{II2}, \quad (1.615)$$

kur indeksais „I“ ir „II“ yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio signalų parametrai bei atitinkami  $A$ - parametrų elementai.

Iš (1.613) ÷ (1.615) nesunkiai gauname kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio  $A$ - parametrų sistemą (1.524), kuri yra išreikšta per sudėtinųjų I ir II keturpolių atitinkamų  $A_I$ - ir  $A_{II}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius  $\mathbf{A}_{Iij}$  ir  $\mathbf{A}_{IIij}$ :

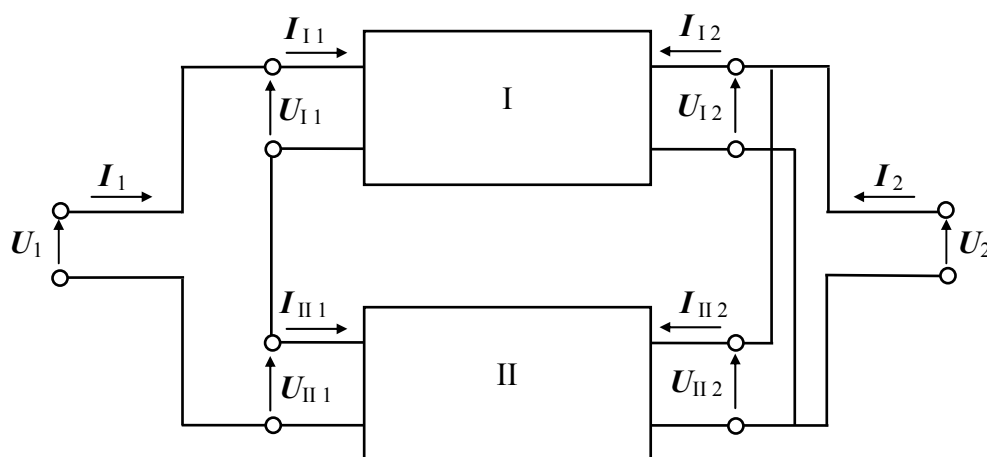
$$\left. \begin{aligned} \mathbf{U}_1 &= (\mathbf{A}_{I11} \cdot \mathbf{A}_{II11} + \mathbf{A}_{I12} \cdot \mathbf{A}_{II21}) \cdot \mathbf{U}_2 + (\mathbf{A}_{I11} \cdot \mathbf{A}_{II12} + \mathbf{A}_{I12} \cdot \mathbf{A}_{II22}) \cdot \mathbf{I}_2, \\ \mathbf{I}_1 &= (\mathbf{A}_{I21} \cdot \mathbf{A}_{II11} + \mathbf{A}_{I22} \cdot \mathbf{A}_{II21}) \cdot \mathbf{U}_2 + (\mathbf{A}_{I21} \cdot \mathbf{A}_{II12} + \mathbf{A}_{I22} \cdot \mathbf{A}_{II22}) \cdot \mathbf{I}_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.616)$$

Iš (1.616) matome: kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio  $A$ - parametų matrica yra lygi kaskadiškai sujungtų  $k$  keturpolių atitinkamų  $A_k$ - parametų matricų sandaugai:

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{I11} & A_{I12} \\ A_{I21} & A_{I22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{II21} & A_{II22} \\ A_{II11} & A_{II12} \end{pmatrix}, \quad (1.617)$$

kur gauta matricų pavidalo išraiška (1.617) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių kaskadiškai sujungtų tiesinių keturpolių sveikam skaičiui  $k$ .

**4. Nuosekliai-lygiagretus jungimas-** kai pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai yra sujungti tarpusavi nuoseklia, o jų išėjimai- lygiagrečiai, kas yra parodyta 1.166 pav.



1.166 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių nuosekliai-lygiagretus jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę 1.166 pav. parodytos grandinės įėjimui ir išėjimui gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 = I_{I1} = I_{II}, & \quad I_2 = I_{I2} + I_{II2}, \\ U_1 = U_{I1} + U_{II1}, & \quad U_2 = U_{I2} = U_{II2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.618)$$

Iš (1.618) seka: nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (1.522), kurią savo ruožtu aprašo  $H$ - parametų sistema  $\| H_{ij} \|$  (1.536). Todėl nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame per jų  $H$ - parametrus:

$$U_{I1} = H_{I11} \cdot I_{I1} + H_{I12} \cdot U_{I2}, \quad I_{I2} = H_{I21} \cdot I_{I1} + H_{I22} \cdot U_{I2}, \quad (1.619)$$

$$U_{II1} = H_{II11} \cdot I_{II1} + H_{II12} \cdot U_{II2}, \quad I_{II2} = H_{II21} \cdot I_{II1} + H_{II22} \cdot U_{II2}, \quad (1.620)$$

kur indeksais „I“ ir „II“ yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio signalų parametrai bei atitinkami  $H$ - parametų elementai.



Iš (1.618) ÷ (1.620) nesunkiai gauname nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $H$ - parametrų sistemą (1.522), kuri yra išreikšta per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų  $H_I$  - ir  $H_{II}$  -parametrų sistemų atitinkamus narius  $H_{I ij}$  ir  $H_{II ij}$  :

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (H_{I 11} + H_{II 11}) \cdot I_1 + (H_{I 12} + H_{II 12}) \cdot U_2, \\ U_2 &= (H_{I 21} + H_{II 21}) \cdot I_1 + (H_{I 22} + H_{II 22}) \cdot U_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.621)$$

Palyginę gautą sistemą (1.621) su (1.522) užrašome nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $H$ - parametrų sistemos narių  $H_{ij}$  sąryšio lygtys per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų  $H_I$  - ir  $H_{II}$  -parametrų sistemų atitinkamus narius  $H_{I ij}$  ir  $H_{II ij}$  :

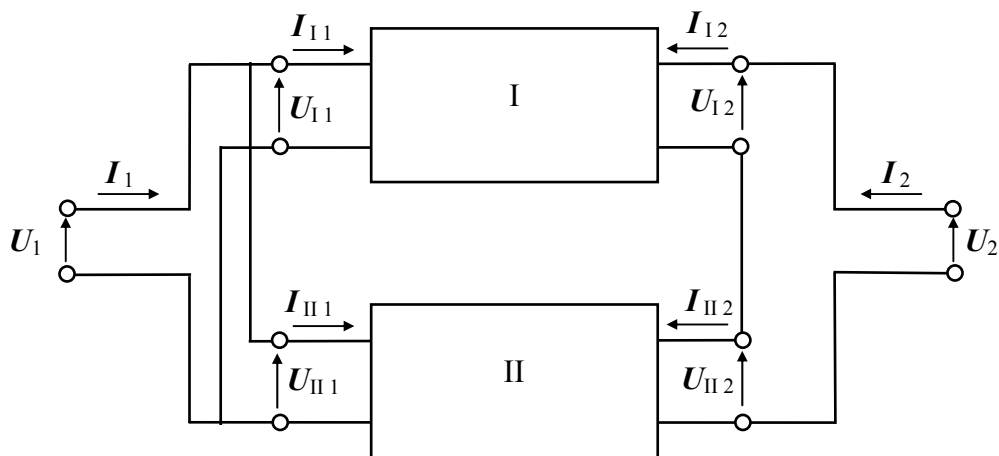
$$\left. \begin{aligned} H_{11} &= H_{I 11} + H_{II 11}, & H_{12} &= H_{I 12} + H_{II 12}, \\ H_{21} &= H_{I 21} + H_{II 21}, & H_{22} &= H_{I 22} + H_{II 22}. \end{aligned} \right\} \quad (1.622)$$

Iš (1.622) matome: nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio  $H$ - parametrų matrica yra lygi nuosekliai-lygiagrečiai sujungtų  $k$  keturpolių atitinkamų  $H$ - parametrų matricių sumai:

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{I 11} & H_{I 12} \\ H_{I 21} & H_{I 22} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{II 11} & H_{II 12} \\ H_{II 21} & H_{II 22} \end{pmatrix}, \quad (1.623)$$

kur gauta matricių pavidalo išraiška (1.623) galioja bet kokiam nuosekliai-lygiagretaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai-lygiagrečiai sujungtų tiesinių keturpolių sveikam skaičiui  $k$ .

**5. Lygiagrečiai-nuoseklus jungimas-** kai pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai yra sujungti tarpusavi lygiagrečiai, o jų išėjimai- nuosekliai, kas yra parodyta 1.167 pav.



1.167 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių lygiagrečiai-nuoseklus jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklės 1.167 pav. parodytos grandinės įėjimui ir išėjimui gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{I1} + I_{II1}, & I_2 &= I_{I2} = I_{II2}, \\ U_1 &= U_{I1} = U_{II1}, & U_2 &= U_{I2} + U_{II2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.624)$$

Iš (1.624) seka: lygiagrečiai-nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (1.523), kurią savo ruožtu aprašo  $G$ -parametrų sistema  $\| \mathbf{G}_{ij} \|$ . Todėl lygiagrečiai-nuoseklaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame per jų  $G$ -parametrus:

$$U_{I2} = \mathbf{G}_{I11} \cdot U_{I1} + \mathbf{G}_{I12} \cdot I_{I2}, \quad I_{I1} = \mathbf{G}_{I21} \cdot U_{I1} + \mathbf{G}_{I22} \cdot I_{I2}, \quad (1.625)$$

$$U_{II2} = \mathbf{G}_{II11} \cdot U_{II1} + \mathbf{G}_{II12} \cdot I_{II2}, \quad I_{II1} = \mathbf{G}_{II21} \cdot U_{II1} + \mathbf{G}_{II22} \cdot I_{II2}, \quad (1.626)$$

kur indeksais „I“ ir „II“ yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio signalų parametrai bei atitinkami  $G$ -parametrų elementai.

Iš (1.624) ÷ (1.626) nesunkiai gauname lygiagrečiai-nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio  $G$ -parametrų sistemą (1.523), kuri yra išreikšta per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų  $G_I$ - ir  $G_{II}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius  $\mathbf{G}_{Iij}$  ir  $\mathbf{G}_{IIij}$ :

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= (\mathbf{G}_{I11} + \mathbf{G}_{II11}) \cdot U_1 + (\mathbf{G}_{I12} + \mathbf{G}_{II12}) \cdot I_2, \\ I_1 &= (\mathbf{G}_{I21} + \mathbf{G}_{II21}) \cdot U_1 + (\mathbf{G}_{I22} + \mathbf{G}_{II22}) \cdot I_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.627)$$

Palyginę gautą sistemą (1.627) su (1.523) užrašome lygiagrečiai-nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio  $G$ -parametrų sistemos narių  $\mathbf{G}_{ij}$  sąryšio lygtys per sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų  $G_I$ - ir  $G_{II}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius  $\mathbf{G}_{Iij}$  ir  $\mathbf{G}_{IIij}$ :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{G}_{11} &= \mathbf{G}_{I11} + \mathbf{G}_{II11}, & \mathbf{G}_{12} &= \mathbf{G}_{I12} + \mathbf{G}_{II12}, \\ \mathbf{G}_{21} &= \mathbf{G}_{I21} + \mathbf{G}_{II21}, & \mathbf{G}_{22} &= \mathbf{G}_{I22} + \mathbf{G}_{II22}. \end{aligned} \right\} \quad (1.628)$$

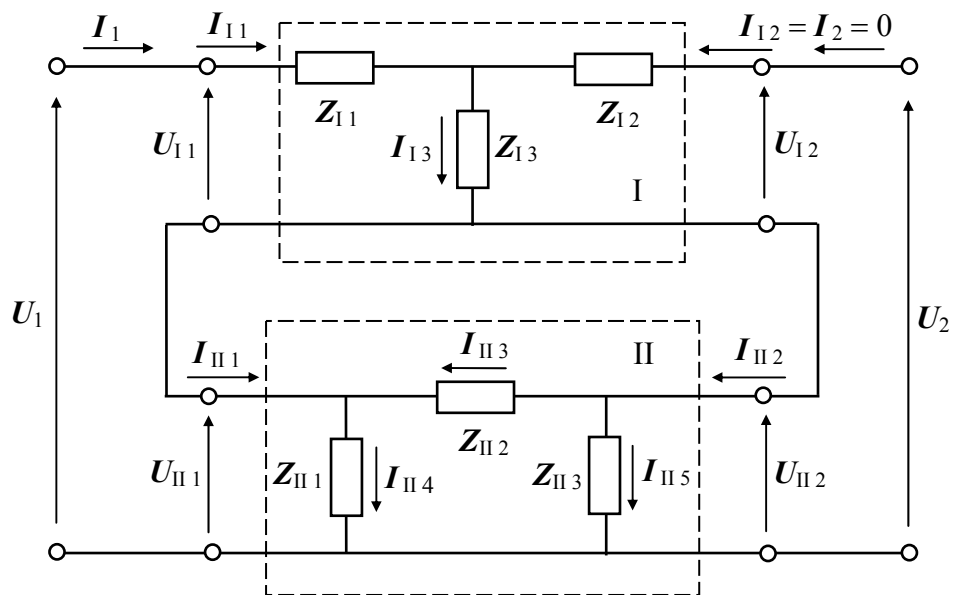
Iš (1.628) matome: lygiagrečiai-nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio  $G$ -parametrų matrica yra lygi lygiagrečiai-nuosekliai sujungtų  $k$  keturpolių atitinkamų  $G_{kij}$ -parametrų matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{G}_{11} & \mathbf{G}_{12} \\ \mathbf{G}_{21} & \mathbf{G}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{I11} & \mathbf{G}_{I12} \\ \mathbf{G}_{I21} & \mathbf{G}_{I22} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{II21} & \mathbf{G}_{II22} \\ \mathbf{G}_{II21} & \mathbf{G}_{II22} \end{pmatrix}, \quad (1.629)$$

kur gauta matricų pavidalo išraiška (1.629) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai-nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių sveikam skaičiui  $k$ .

Čia būtina pastebėti, jog gautos išraiškos (1.611), (1.622) ir (1.628) bei jų atitikmenys matricių pavidalu (1.612), (1.623) ir (1.629) yra teisingos tik tuo atveju, kai sudėtinį keturpolį sudarantys tiesiniai keturpoliai tenkina *reguliarumo sąlyga*. Ši sąlyga yra formuluojama taip: nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių įėjimuose arba ( ir ) išėjimuose teka vienodos srovės-  $I_{I1} = I_{II1}$ ,  $I_{I2} = I_{II2}$ , kai bendru atveju  $I_{I1} = I_{II1} \neq I_{I2} = I_{II2}$ . Kitaip tariant taikomų tiesinių keturpolių vidinė ekvivalentinė grandinė yra sudaryta taip, kad realiomis sąlygomis yra tenkinamos atitinkamos srovių lygybių išraiškos (1.607), 1.618) ir (1.624). Šis reikalavimas ne visais atvejais yra išpildomas, nes pvz. keturpoliams, turintiems konduktyvųjų ( galvaninių ) ryši tarp įėjimo ir išėjimo, esant nuosekliajam jungimui reguliarumo sąlyga gali būti netenkinama. Tai matyti iš 1.168 pav. pateiktos nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio grandinės, kurioje pirmasis ( I ) keturpolis turi T- pavidalo ekvivalentinę schemą (1.152 pav.), o antrasis ( II ) keturpolis- II- pavidalo ekvivalentinę schemą (1.153 pav.).

Iš 1.168 pav. matome: kai antrojo keturpolio varžiniai elementai  $Z_{II1}$  ir  $Z_{II3}$  yra lygūs ( $Z_{II1} = Z_{II3}$ ), o sudėtinio keturpolio išėjimo gnybtai yra atviri ( $I_{I2} = I_{II2} = 0$ ), tai iš Kirchhofo taisyklių seka lygybės:  $I_{II1} = I_{II2} = I_{I1}/2$ . Taigi matome, jog nuosekliai sujungtoms įėjimo ir išėjimo grandinėms nei pirmajam ( I ), nei antrajam ( II ) keturpoliams nėra tenkinama reguliarumo sąlyga. Iš čia seka, jog taikant sudėtinų keturpolių metodą nuoseklaus jungimo atveju būtina įsitikinti parinktų tiesinių keturpolių atitikimą reguliarumo sąlygos atžvilgiu.



1.168 pav. Nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio grandinė, kurioje pirmasis ( I ) keturpolis turi T- pavidalo ekvivalentinę schemą (1.152 pav.), o antrasis ( II ) keturpolis- II- pavidalo ekvivalentinę schemą (1.153 pav.) ir šiuo atveju nėra tenkinama reguliarumo sąlyga

## LITERATŪRA

1. Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices.- Wiley-Interscience, 2006, 815 p.
2. Sze S. M. Modern Semiconductor Device physics.- John Wiley & Sons, INC, 1997, 556 p.
3. Sze S. M. Semiconductor Devices. Physics and Technology.- John Wiley & Sons, INC, 2002, 564 p.
4. Тугов Н. М., Глебов Б. А., Чариков Н. А. Полупроводниковые приборы / Под ред. В. А. Лабунцоваю - М.: Энергоатомиздат, 1990, 576 с., ил.
5. Пауль Р. Транзисторы. Физические основы и свойства / Пер. с нем. под ред. И. А. Палехова.- М.: Сов. радио, 1973, 504 с., ил.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / В 2-х книгах / Пер. с англ. - 2-е перераб. и доп. изд. - М.: Мир, 1984, 456x2 с., ил.
7. Кремниевые планарные транзисторы / В. Г. Колесников, В. И. Никишин, В. Ф. Сыдоров и др. / Под ред. Я. А. Федотова. - М.: Сов. радио, 1973, 336 с., ил.
8. Кремер Г. Гетероструктурные биполярные транзисторы и интегральные схемы. - ТИИЭР, 1982, т. 70, No 1, с. 17-32.
9. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов / Монография. - Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с., ил.
10. СВЧ- полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Г. Уотсона. - М.: Мир, 1972, 662 с., ил.
11. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. М. Хауэса и др. / Пер. с англ. под ред. В. С. Эткина. - М.: Мир, 1979, 448 с., ил.
12. Спиридонов Н. С. Основы теории транзисторов. / 2-е изд., испр. и доп.- Киев: Техніка, 1975, 360 с., ил.
13. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. / 3-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергия, 1973, 608 с., ил.
14. Степаненко И. П. Основы микроэлектроники. / Учебн. пособ. для вузов. - М.: Сов. радио, 1980, 424 с., ил.
15. Агаханян Т. М. Основы транзисторной электроники. - М.: Энергия, 1974, 256 с., ил.
16. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. / Пер. с нем. под ред. д. т. н. А. Г. Алекскнко. - М.: Мир, 1982, 512 с., ил.
17. Носов Ю. Р., Петросянц К. О., Шилин В. А. Математические модели элементов интегральной электроники. - М.: Сов. радио, 1976, 304 с., ил.

18. Жалуд В., Кулешов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. / Под общ. ред. А. К. Нарышкина. - М.: Сов. радио, 1977, 416 с., ил.
19. Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. / Пер. с англ. под ред. Ю. В. Гуляева. - М.: Сов. радио, 1979, 232 с., ил.
20. Lašas A., Bartkevičius V., Jasinevičienė G. ir kt. Pramoninė elektronika. / 1 dalis: puslaidininkiniai prietaisai ir stiprintuvai. - Vilnius: Mokslas, 1988, 255 p., iliustr.
21. Lašas A., Bartkevičius V., Jasinevičienė G. ir kt. Pramoninė elektronika. / 2 dalis: impulsinės bei skaitmeninės schemas ir įrenginiai bei technologiniai įtaisai. - Vilnius: Mokslas, 1991, 256 p., iliustr.
22. Rimkus P. Radiotechnikos pagrindai. - Vilnius: Mintis, 1971, 220 p., iliustr.
23. Geršunskis B. S. Elektronikos pagrindai. / Vadovėlis elektron. priet. gamyb. spec. technik. - V.: Mokslas, 1981, 324 p., iliustr.
24. Krivickas R., Jočys A. Grandinių teorijos pagrindai. - Vilnius: Mokslas, 1980, 296 p., iliustr.
25. Stasiūnas V. Elektronikos pagrindai. - Šiauliai: ŠU, 2002, 156 p., iliustr.
26. Štaras S. Fizikinė ir funkcinė elektronika. / Mikrobangų puslaidininkiniai prietaisai. / Paskaitų tekstas. - V.: Technika, 2000, 80 p., iliustr.
27. Štaras S., Kirvaitis R. Mikroelektronikos pagrindai. - V.: Mokslo ir encikloped. leidykla, 1995, 292 p., iliustr.
28. Ibenskis E. Elektronika. / I d.: diskretieji elementai. - Kaunas: Technologija, 2005, 72 p., iliustr.
29. Kirvaitis R., Martavičius R. Analoginė elektronika. - V.: VGTU, 2003, 336 p., iliustr.
30. Juodviršis A., Mikalkevičius M., Vengrys S. Puslaidininkių fizikos pagrindai. - V.: Mokslas, 1985, 352 p., iliustr.

## TURINYS - nuorodos

PRATARMĖ .....	2
<b>1. PAGRINDINAI RADIOTECHNINIŲ GRANDYŲ ELEMENTAI .....</b>	<b>3</b>
<b>1.1 Pasyvieji ( tiesiniai ) elementai .....</b>	<b>3</b>
<i>Varžos elementas R</i> ( varžas, rezistorius ) .....	3
<i>Induktyvumo elementas L</i> ( indukcinė ritelė ) .....	5
<i>Talpos elementas C</i> ( kondensatorius ) .....	7
<i>Įtampos šaltinis</i> .....	9
<i>Srovės šaltinis</i> .....	12
<b>1.2 Netiesiniai ( aktyvieji ) elementai .....</b>	<b>16</b>
<i>Diodas</i> ( puslaidininkinis ) .....	16
<u>Fizikiniai veikos principai</u> .....	18
<u>Potencialinis barjeras</u> .....	21
<u>Barjerine talpa</u> .....	22
<u>Difuzinė talpa</u> .....	24
<u>Ominiai kontaktai</u> .....	24
<b>1. Lyginantysis diodas .....</b>	<b>25</b>
<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	26
<u>Vienpusė kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandinė</u> .....	26
<u>Dvipusiai kintamosios srovės ( įtampos ) lyginimo grandynai</u> .....	30
<b>2. Detektorinis diodas .....</b>	<b>33</b>
<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	33
<u>Taškinis detektorinis diodas</u> .....	34
<b>3. Varikapas .....</b>	<b>34</b>
<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	35
<b>4. Stabilitronas .....</b>	<b>37</b>
<u>Griūtinis pramušimas</u> .....	38
<u>Pastovinimo ( stabilizacijos ) įtampa</u> .....	40
<u>Tunelinis pramušimas</u> .....	41
<u>Šiluminis pramušimas</u> .....	43
<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	45
<u>Įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu</u> .....	45
<b>5. Tunelinis diodas .....</b>	<b>48</b>
<u>Elektrinių virpesių generatoriaus grandinė</u> <u>su tunelinio diodu</u> .....	51

<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	53
6. <i>Šotkio diodas</i> .....	55
<u>“Karštuju” elektronų injekcija</u> .....	58
<u>Pagrindiniai parametrai</u> .....	59
1.3 Aktyvieji elementai - tranzistoriai (tiesinė veika) .....	60
1.3.1 Dvipolis ( bipoliarinis) tranzistorius .....	60
<u>Srovių balanso lygtis</u> .....	62
<u>Bendros bazės schema</u> (BB) .....	62
<u>Eberso-Molo ekvivalentine schema</u> .....	62
<u>Eberso-Molo lygtys</u> .....	64
<u>Bendro emiterio schema</u> (BE) .....	71
<u>Eberso-Molo ekvivalentine schema</u> .....	71
<u>Erlio efektas ( Erlio įtampa <math>U_E</math> )</u> .....	75
<u>Bendro kolektoriaus schema</u> (BK) .....	80
<u>Emiterinis kartotuvas (EK)</u> .....	87
1.3.1.1 Dvipolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai .....	88
<u>Pagrindinė dvipolio tranzistoriaus veikimo sąlyga</u> .....	93
<u>Tolydumo lygtis</u> .....	95
<u>Erlio efektas</u> .....	100
<u>Parametrų priklausomybės nuo dažnio <math>\omega</math></u> .....	100
<u>Bendros bazės schemeje</u> (BB) .....	100
<u>Difuzinis tranzistorius</u> .....	105
<u>Dreifinis tranzistorius</u> .....	105
<u>Bendro emiterio schemeje</u> (BE).....	109
<u>Dvipolio tranzistoriaus pagrindiniai parametrai</u> .....	113
1.3.2 Vienpolis ( unipoliarinis, lauko ) tranzistorius .....	115
<u>Bendros užtūros schema</u> (BU) .....	117
<u>Bendros ištakos schema</u> (BI) .....	126
<u>Bendros santakos schema</u> (BS) .....	134
<u>Įterpto n- arba p- kanalo MOP tranzistorius</u> .....	139
<u>Indukuoto n- arba p- kanalo MOP tranzistorius</u> .....	140
1.3.2.1 Vienpolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai .....	141
<u>Atidarytasis sandūrinis n- kanalo lauko tranzistorius</u> ....	142
<u>Uždarytasis sandūrinis n- kanalo lauko tranzistorius</u> ....	147
<u>Įterpto (indukuoto) n- (p-) kanalo MOP tranzistoriai</u> ....	147
<u>Indukuoto n- arba p- kanalo MOP tranzistorius</u> .....	149

<u>Puslaidininkio paviršiaus fizika</u> .....	150
<u>Indukuoto kanalo MOP tranzistorius</u> .....	157
<u>Šotkio lauko tranzistorius</u> .....	161
<u>Vienpolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos</u> .....	162
<u>Vienpolio tranzistoriaus pagrindiniai parametrai</u> .....	173
<b>2. DVIPOLIŲ IR VIENPOLIŲ TRANZISTORIŲ PAGRINDINIŲ</b>	
<b>ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ GERINIMO BŪDAI</b> .....	173
2.1. Įvairūs dvipolių tranzistorių dariniai .....	174
<u>Dreifinis tranzistorius su dviem sluoksnių baze</u> .....	175
<u>Dreifinis tranzistorius su įvairiatarpe emiterio p-n sandūra</u> .....	177
<u>Šalutinių krūvininkų pernašos per bazę būdai</u> .....	179
<u>Varizoniniai dreifiniai tranzistoriai</u> .....	184
2.2. Įvairūs vienpolių (lauko) tranzistorių dariniai .....	185
<u>Vertikalios struktūros (“V” pavidalo) planarusis lauko tranzistorius</u> ..	186
<u>Selektyviai įterpto arba indukuoto n- kanalo sandūrinis</u>	
<u>Šotkio lauko tranzistorius</u> .....	187
<u>IGBT</u> .....	192
2.3. Tranzistorių triukšmų fizika .....	194
1. <u>Šiluminis triukšmas</u> (“baltasis triukšmas”) .....	194
2. <u>Šratinis triukšmas</u> .....	195
<u>Šotkio formulė šratiniam triukšmui</u> .....	196
3. <u>Rekombinacinis triukšmas</u> (generacinis-rekombinacinis triukšmas) .....	196
4. <u>Žemadažnis triukšmas</u> (“ $1/f$ triukšmas”) .....	198
<u>Triukšmo ekvivalentai</u> .....	200
<u>Triukšmo varža</u> .....	200
<u>Triukšmo laidumas</u> .....	200
<u>Triukšmo temperatūra</u> .....	201
<u>Etaloninis triukšmų generatorius</u> .....	201
<u>Lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė</u> .....	202
<u>Triukšmo koeficientas</u> .....	202
<u>Lygiaverčiai (ekvivalentiniai) įtampos arba srovės</u>	
<u>triukšmų generatoriai</u> .....	204
2.3.1 Dvipolio tranzistoriaus triukšmai .....	206
2.3.2 Vienpolio (lauko) tranzistoriaus triukšmai .....	215



### 3. PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ TEORINIO

<b>MODELIAVIMO BŪDAI</b> .....	222
<b>3.1. Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema</b> .....	222
<i>Mažo ir didelio įėjimo signalo sąlygos</i> .....	227
<u>Puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis</u> .....	228
<b>1. Tiesioginis Šoklio lygčių sistemos sprendimas</b> .....	228
<b>2. Baigtinių skirtumų metodas</b> (“tinklelio” metodas) .....	231
<b>3. Linvilo metodas</b> ( <i>Linvilo modelis</i> ) .....	236
<u>Linvilo “elementai”</u> .....	236
<b>4. Paskirstytos RC- grandinės modelis</b> .....	239
<b>5. Apytiksliai Šoklio lygčių sistemos sprendimo būdai</b> ( <i>kvazistatinio artinio metodas</i> ) .....	240
<b>5.1. Krūvio metodas</b> .....	240
<b>5.2. Nykstamai mažų trikdžių metodas</b> .....	242
<u>Viena iš pagrindinių nykstamai mažų trikdžių</u> <u>metodo prielaidų</u> .....	242
<u>Įsimintini p-n sandūros (diodo) ir dvipolio tranzistoriaus</u> <u>teorinių skaičiavimų rezultatai</u> .....	243
<b>3.2. Fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodas</b> .....	252
<i>Mažo (didelio) įėjimo signalo sąlygos atvejis</i> .....	252
<b>3.2.1. Keturpolių metodas</b> ( <i>tiesiniai keturpoliai</i> ) .....	253
<b>1. Tuščios eigos parametru sistema</b> ( <i>Z- parametrai</i> ) .....	254
<b>2. Užtrumpintos eigos ( trumpojo įjungimo) parametru sistema</b> ( <i>Y- parametrai</i> ) .....	254
<b>3. Mišrioji (hibridinė) parametru sistema</b> ( <i>H- parametrai</i> ) .....	255
<b>4. Galios sklaidos parametru sistema</b> ( <i>S<sub>p</sub> - parametrai</i> ) .....	256
<b>5. Įtampos sklaidos parametru sistema</b> ( <i>S<sub>u</sub> - parametrai</i> ) .....	259
<b>3.2.2. Puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinė (lygiavertė) schema</b> .....	263
<b>1. Pasyviosios ekvivalentinės grandinės</b> .....	264
1.1. <u>T- pavidalo ekvivalentinė schema</u> .....	264
1.2. <u>II- pavidalo ekvivalentinė schema</u> .....	265
<b>2. Aktyviosios ekvivalentinės grandinės</b> .....	266
<b>3.2.3. Puslaidininkinių įtaisų fizikinės ekvivalentinės schemos</b> .....	268
<i>Paskirstytų parametru RC- grandinės</i> .....	269
<b>3.2.4. Netiesiniai keturpoliai</b> .....	272
<u>Mažo įėjimo signalo sąlyga</u> .....	272
	297

1. <b>Diferencialiniai h- parametrai</b> .....	274
2. <b>Grafinės analizės metodas</b> .....	275
<u>Diferencialinės z- ir y- parametru sistemų</u> .....	279
<b>3.2.5. Pusiaidinininkinio įtaiso fizikinės ekvivalentinės schemos elementų</b> <b>sąryšis su atitinkamo keturpolio parametru sistemų nariais</b> .....	279
<u>Parazitinių parametru įtaka</u> .....	281
<b>3.3. Sudėtinių keturpolių metodas</b> .....	283
1. <b>Lygiagretusis jungimas</b> .....	283
2. <b>Nuoseklusis jungimas</b> .....	285
3. <b>Kaskadinis jungimas</b> .....	287
4. <b>Nuosekliai-lygiagretus jungimas</b> .....	288
5. <b>Lygiagrečiai-nuoseklus jungimas</b> .....	289
<i>Reguliarumo sąlyga</i> .....	291
<b>LITERATŪRA</b> .....	292