VILNIAUS UNIVERSITETAS

Fizikos fakultetas Radiofizikos katedra

ČESLOVAS PAVASARIS

PUSLAIDININKINIAI ĮTAISAI.
VEIKIMO IR TAIKYMO PAGRINDAI

(1 dalis- radiotechninių grandinių pasyvieji ir aktyvieji elementai)
(2 dalis - radiotechninės grandinės: pasyvios ir aktyvios)

Mokymo priemonė

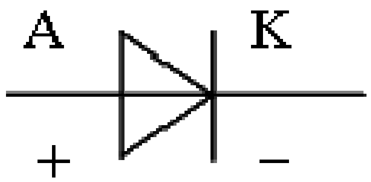
2008 VILNIUS

http://rfk.ff.vu.lt/elektronikos_lab.htm

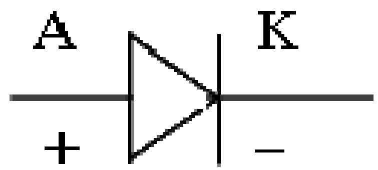
Diodas (puslaidininkinis) - idealizuotas dvipolis elementas, kuris pastoviąją srovę $I_{=}$ praleidžia tik viena kryptimi- iš anodo “A” į katodą “K”, arba iš “+” į “–”.

Diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.1 pav. (diodo anodo “A” simbolis- trikampis gali būti nuspalvintas juodai).

1.1 pav. a)

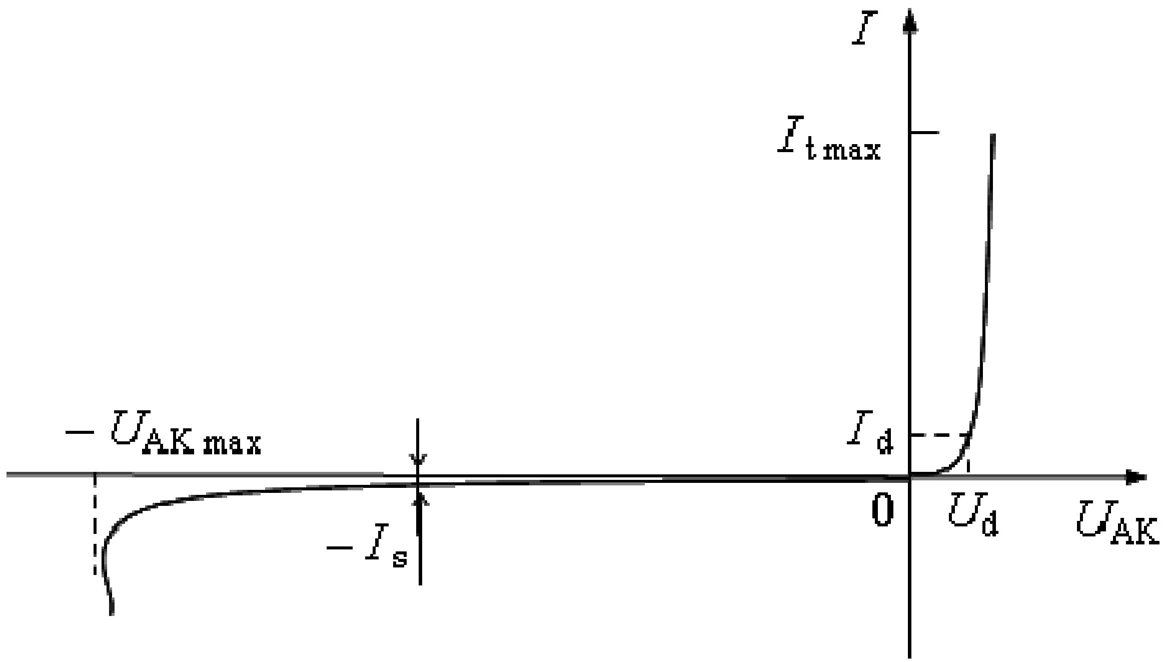


b)



Tipinė realaus puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACh) yra parodyta 1.2 pav.

1.2 pav.



Diodo VACh eiga tiesiogine kryptimi yra nusakoma įtampa U_d diodo kontaktuose “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)- $0{,}5 \div 0{,}8$ V, o galio arsenido (GaAs)- $0{,}8 \div 1{,}2$ V.

Diodo VACh (1.2 pav.) yra aproksimuojama eksponentine funkcija:

$$I = I_s \cdot \{\exp[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)] - 1\} \equiv I_s \cdot \{e^{[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)]} - 1\}, \qquad (1.1)$$

kur: I_s - diodo atgalinės srovės I_a teorinė vertė (atgalinė soties arba šiluminė srovė), kai diodo įtampa $U_{AK} < 0$;

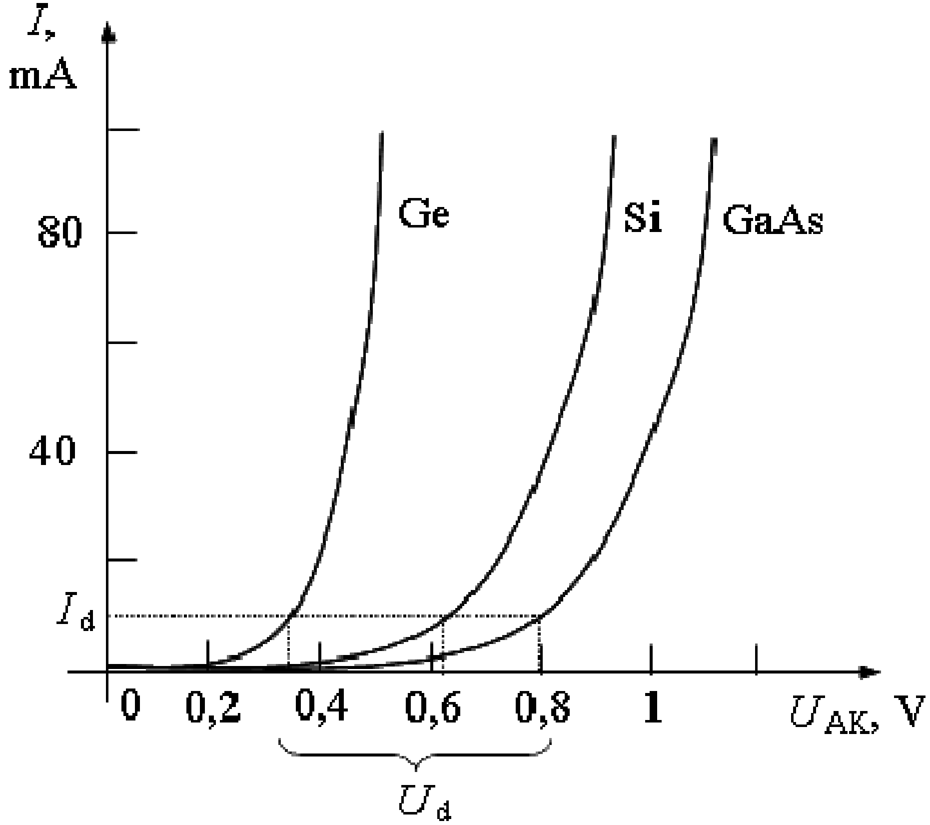
$\varphi_T = k \cdot T/q$ - temperatūrinis koeficientas, kuris kambario temperatūroje $T = 296$ K yra lygus 25,5 mV (k - Bolcmono konstanta);

m - diodo VACh patikslinimo koeficientas, įskaitantis nuokrypį nuo puslaidininkinio diodo teorinio Šoklio modelio (dažniausiai $m = 1 \div 2$).

Išraiška (1.1) 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: $|\,I_s\,| << I_d$.

Iš išraiškos (1.1) paskaičiuotos Ge, Si ir GaAs puslaidininkinių diodų VACh tiesiogine kryptimi yra parodytos 1.3 pav., kai: $I_s = 100$ nA (Ge), 100 pA (Si) ir 10 pA (GaAs); $\varphi_T = 30$ mV; $m = 1$.

1.3 pav.



Iš 1.3 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 išraiškos (1.1) seka: tiesioginei diodo srovei I_t padidėjus 10 kartų ($I_\mathrm{t}/I_\mathrm{s} = 10$), tiesiogine diodo įtampa $U_\mathrm{AK} = m\cdot\varphi_\mathrm{T}\cdot\ln 10 = 60 \div 120$ mV. Kadangi dydžiai φ_T ir I_s priklauso nuo temperatūros T, tai tiesioginė diodo įtampa U_AK, esant pastoviai tiesioginei srovei per jį ($I_\mathrm{t} = \mathrm{const}$), taip pat bus funkcija nuo T. Ši priklausomybė apytiksliai yra nusakoma santykiu:

$$\Delta U_\mathrm{AK}/\Delta T \,\Big|_{I_\mathrm{t} = \mathrm{const}} \cong -2\ \mathrm{mV/K}. \tag{1.2}$$

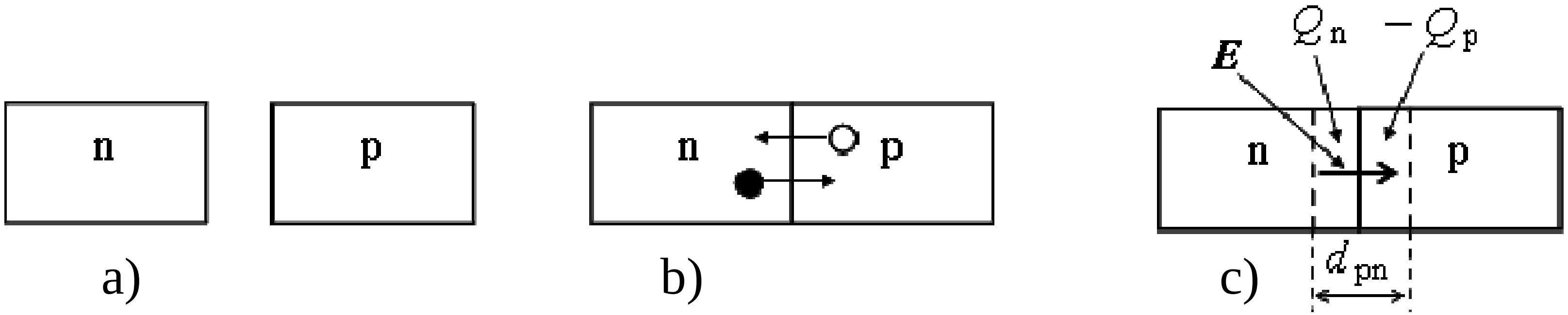
Ši puslaidininkinių diodų savybė yra dažnai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose.

Puslaidininkinio diodo fizikiniai veikos principai

Puslaidininkinis diodas yra sudarytas iš dviejų skirtingo laidumo n- ir p- puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu momentu nėra sujungti (1.3 pav. a). Indeksai "n" ir "p" nurodo puslaidininkinio kūno laidumo tipą: n- elektroninis laidumas, o p- skylinis laidumas.

Čia pastebėsime, jog abu kūnai yra elektriškai neutralūs, t.y. juos sudarančių n elementariųjų dalelių elektrinių krūvių $\pm q_i$ suma $\Sigma(\pm q_i) = Q = 0$, kur: $i = 1, 2, \ldots, n$.

1.3 pav.



a) b) c)

Krūvius $+Q_n$ ir $-Q_p$ sudaro n- ir p- puslaidininkių medžiagos gardelių jonizuoti nejudrūs priemaišų atomai- <u>donorai</u> ($N_d > 0$) ir <u>akceptoriai</u> ($N_a < 0$), atitinkamai, ir būtent tie, kurie <u>yra lokalizuoti arti p-n sandūros</u> ir čia visada: $+Q_n = |-Q_p|$. Todėl naujai sudarytas puslaidininkinis darinys (1.3 pav. b, c) <u>išlieka elektriškai neutralus</u>.

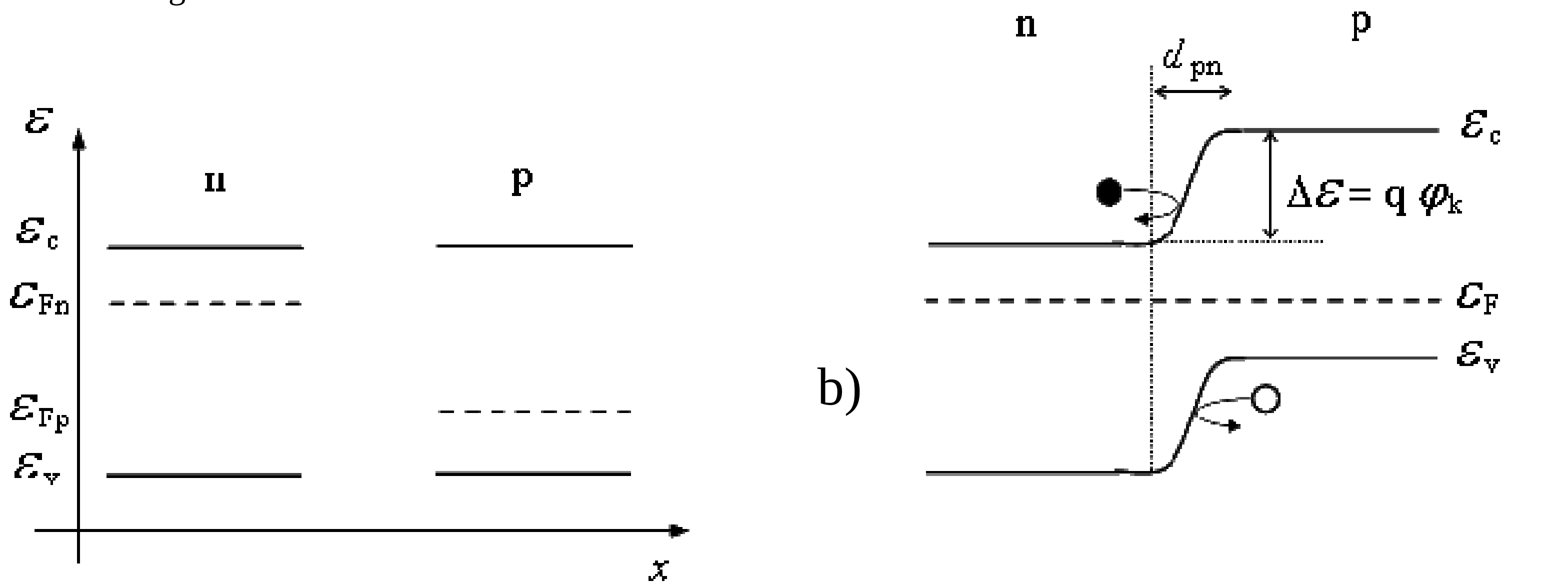
<u>Vykstant difuzijos procesui</u>, laukas $\boldsymbol{E}$ didėja ir pasiekia didžiausią vertę $\boldsymbol{E}_{max}$, kuriai esant <u>nusistovi termodinaminė pusiausvyra</u>, t.y. elektronų ir skylių vidutinės kinetinės šiluminio judėjimo energijos $\overline{\mathcal{E}}_k$ pokytis $\Delta\overline{\mathcal{E}}_k$ tampa lygus elektrinio lauko $\boldsymbol{E}_{max}$ sąlygotos Kulono jėgos $\boldsymbol{F}_K$ atliekamam difuzijos proceso stabdomajam darbui $-A$:

$$\Delta\overline{\mathcal{E}}_k = \overline{\mathcal{E}}_k = |A| = F_K \cdot d_{pn} = q\cdot\overline{E}_{max}\cdot d_{pn} = q\cdot\varphi_k, \qquad (1.3)$$

kur: d_{pn}- nuskurdintos laisvaisiais krūvininkais p-n sandūros storis (1.3 pav. c); φ_k- kontaktinis p-n sandūros potencialas; $\overline{\boldsymbol{E}}_{max}$- vidutinė vertė.

Puslaidininkių fizikoje laisvųjų krūvininkų energija $\mathcal{E}$ yra parodoma energetinėmis diagramomis (1.4 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 $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v$ ($\mathcal{E}_{Fn}$- Fermi lygmuo n- puslaidininkyje ir $\mathcal{E}_{Fp}$ – atitinkamai p-puslaidininkyje), kur $\mathcal{E}_g$ - draustinių energijų juostos plotis.

1.4 pav.



Čia būtina įsiminti, kad 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.

Sujungus n- ir p- puslaidininkius, ankščiau aprašytos difuzijos išdavoje, Fermi lygmenys $\mathcal{E}_{Fn}$ ir $\mathcal{E}_{Fp}$ tampa lygus: $\mathcal{E}_{Fn} = \mathcal{E}_{Fp} = \mathcal{E}_{F}$. Todėl nusistovi energetinė p-n sandūros diagrama, kuri yra parodyta 1.4 pav. b. Iš čia ir (1.3) galima užrašyti:

$$q\cdot\varphi_k = \mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp}. \tag{1.4}$$

Iš puslaidininkių fizikos žinome:

$$n_i = N_c\cdot\exp\left[-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F)/(k\cdot T)\right], \tag{1.5}$$

$$p_i = N_v\cdot\exp\left[-(\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_v)/(k\cdot T)\right], \tag{1.6}$$

Iš (1.5) ir (1.6) seka:

$$n_i^2 = n_n\cdot p_n = n_p\cdot p_p = N_c\cdot N_v\cdot\exp\left[-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v)/(k\cdot T)\right] =$$
$$= n_i^2 = N_c\cdot N_v\cdot\exp\left[-\mathcal{E}_g/(k\cdot T)\right], \tag{1.7}$$

nes i- puslaidininkyje (savitojo laidumo) galioja ši lygybė: $n_i = p_i$,

kur: $n_{i,\,n,\,p}$- elektronų tankis ir $p_{i,\,n,\,p}$- skylių tankis i-, n-, p- puslaidininkyje.

Iš (1.4) ÷ (1.7) randame:

$$n_n \cdot p_p = N_c \cdot N_v \cdot \exp[-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_{Fn})/(k \cdot T)] \cdot \exp[-(\mathcal{E}_{Fp} - \mathcal{E}_v)/(k \cdot T)] =$$

$$= N_c \cdot N_v \cdot \exp(-\mathcal{E}_g/(k \cdot T) \cdot \exp[(\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp})/(k \cdot T)] =$$

$$= n_i^2 \cdot \exp[(\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp})/(k \cdot T)], \qquad (1.8)$$

ir iš čia galutinai randame:

$$\boxed{\varphi_k = [(k \cdot T)/q] \cdot \ln[(n_n \cdot p_p)/n_i^2].} \qquad (1.9)$$

Dažniausiai $N_d >> n_i$ ir $|N_a| >> n_i$, todėl $n_d \cong N_d$ ir $n_a \cong |N_a|$ ir iš čia išraišką (1.9) užrašome taip:

$$\varphi_k \cong [(k \cdot T)/q] \cdot \ln[(N_d \cdot |N_a|)/n_i^2]. \qquad (1.10)$$

Kontaktinis p-n sandūros potencialas φ_k sukuria potencialinį barjerą $\Delta\mathcal{E}$:

$$\Delta\mathcal{E} = q \cdot \varphi_k. \qquad (1.11)$$

Barjeras $\Delta\mathcal{E}$ neleidžia perteklinių elektronų $\Delta n = N_d - n_n$ ir skylių $\Delta p = |N_a| - p_p$ difuzijos iš n- į p- sritys, ir atvirkščiai (1.4 pav. b). Per kontaktinį barjerą φ_k iš n- srities difunduoja tik dalis elektronų $\Delta n_d = n_p$, kuriuos kompensuoja dreifinė dalis n_p iš p- srities. Tuo tarpu iš p- srities, atvirkščiai, difunduoja tik dalis skylių $\Delta p_a = p_n$, kurias kompensuoja dreifinė dalis p_n iš n- srities. Kadangi $n_p = p_n = n_i$, tai difuzinės $\boldsymbol{I}_{\text{dif n, p}}$ ir dreifinės $\boldsymbol{I}_{\text{drf n, p}}$ srovių sandų sumos stipris $\boldsymbol{I}_{\text{pn}}$ per p-n sandūrą lygus nuliui:

$$\boldsymbol{I}_{\text{pn}} = \boldsymbol{I}_{\text{dif n, p}} + \boldsymbol{I}_{\text{drf n, p}} = 0, \text{ esant termodinaminei pusiausvyrai.} \quad (1.12)$$

P-n sandūros *nuskurdintos srities storio* d_{pn} (1.4 pav. b) ir *barjerinės talpos* C_{pn} išraiškoms surasti, užrašysime iš bendrosios fizikos elektros skyriaus žinomas tapatybes:

$$\left.\begin{array}{ll} Q = Q_n = \mathrm{q}\cdot N_d\cdot d_n\cdot S_{pn} = |-Q_p| = \mathrm{q}\cdot|N_a|\cdot d_p\cdot S_{pn}, & d_n + d_p = d_{pn}, \\ Q = C_{pn}\cdot U_{pn} = C_{pn}\cdot 2\cdot\varphi_k, & C_{pn} = \varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn}/d_{pn}. \end{array}\right\} \quad (1.13)$$

kur: d_n ir d_p - nuskurdintos p-n sandūros srities storio d_{pn} dalys n- ir p- srityse, atitinkamai; ε - puslaidininkio santykinė dielektrinė skvarba; ε_o - vakuumo dielektrinė skvarba.

Iš (1.13) randame:

$$\boxed{d_{pn} = [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k\cdot(1/N_d + 1/|N_a|)/q]^{1/2},} \qquad (1.14)$$

kur: $U_{pn} = \varphi_k - (-\varphi_k) = 2\cdot\varphi_k$ - vidinė p-n sandūros įtampa, nes krūvis Q pasiskirstęs visame storyje d_{pn}.

Esant nesimetrinei p-n sandūrai, t.y., kai $N_d >> |N_a|$, arba $N_d << |N_a|$, išraišką (1.14) galima užrašyti taip:

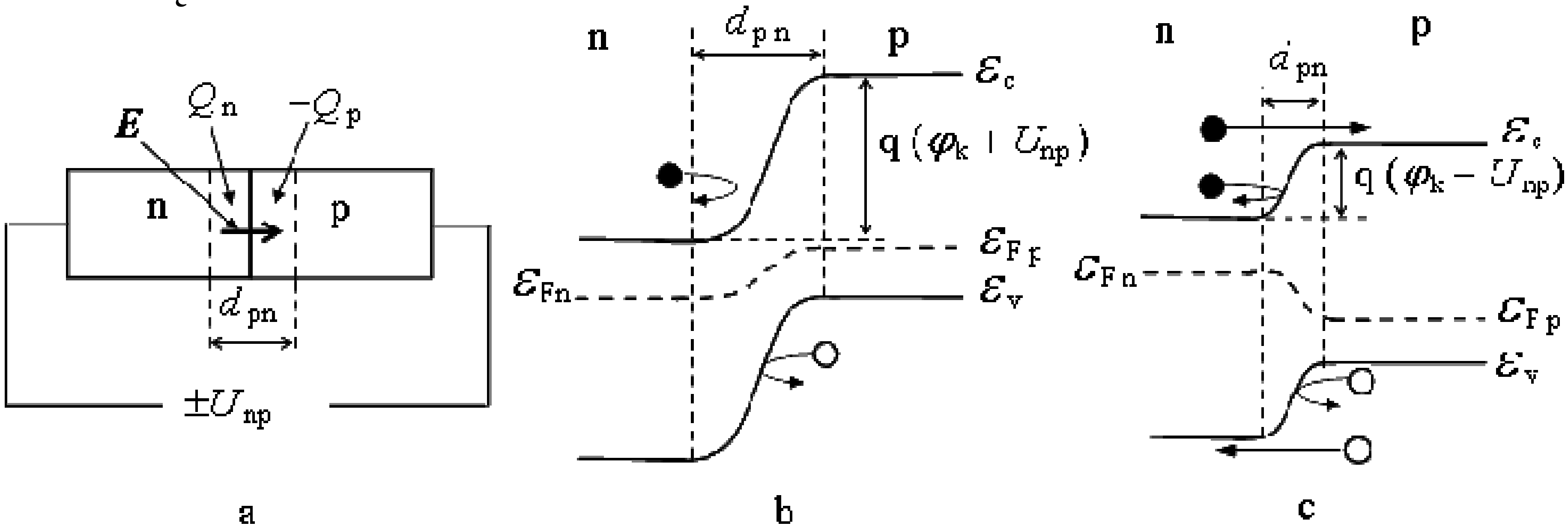
$$\boxed{d_{pn} \cong [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k/(q\cdot|N_a|)]^{1/2},} \quad \text{arba} \quad \boxed{d_{pn} \cong [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k/(q\cdot N_d)]^{1/2}.} \qquad (1.15)$$

Iš (1.13) ÷ (1.15) randame p-n sandūros *barjerinę talpą* C_{pn}:

$$\boxed{C_{pn} = (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k\cdot(1/N_d + 1/|N_a|)/q]^{1/2},} \qquad (1.16)$$

$$\left.\begin{aligned} C_{pn} &\cong (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k/(q\cdot|N_a|)]^{1/2}, \text{ kai } N_d >> |N_a|, \\ C_{pn} &\cong (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k/(q\cdot N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d << |N_a|. \end{aligned}\right\} \qquad (1.17)$$

Prie p-n sandūros n- ir p- sričių prijungus išorinę įtampą U_{np} (1.5 pav.), ši įtampa bus išimtinai pridėta prie nuskurdinto sluoksnio d_{pn}, nes šio sluoksnio varža yra nepalyginamai didesnė už likusių n- ir p- sričių varžas, kuriuose yra daug laisvųjų krūvininkų.



1.5 pav.

Priklausomai nuo pridėtos įtampos U_{np} poliaringumo, jos sukurtas elektrinis laukas $\boldsymbol{E}_U$ didins arba mažins vidinį lauką $\boldsymbol{E}$. To pasėkoje keisis p-n sandūros barjero aukštis $\Delta\mathcal{E}$ (1.5 pav. b, c), nuskurdinto sluoksnio storis d_{pn} ir barjerinė talpa C_{pn}.

Iš (1.14) ÷ (1.17) seka priklausomybės $d_{pn}(U_{np})$ ir $C_{pn}(U_{np})$:

$$\left.\begin{aligned} d_{pn} &= [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})\cdot(1/N_d + 1/|N_a|)/q]^{1/2}, \\ d_{pn} &\cong [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})/(q\cdot|N_a|)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d >> |N_a|, \\ d_{pn} &\cong [2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})/(q\cdot N_d)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d << |N_a|, \end{aligned}\right\} \tag{1.18}$$

$$\left.\begin{aligned} C_{pn} &= (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})\cdot(1/N_d + 1/|N_a|)/q]^{1/2}, \\ C_{pn} &\cong (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})/(q\cdot|N_a|)]^{1/2}, \text{ kai } N_d >> |N_a|, \\ C_{pn} &\cong (\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn})/[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot(\varphi_k \pm U_{np})/(q\cdot N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d << |N_a|. \end{aligned}\right\} \tag{1.19}$$

Barjerinės talpos C_{pn} išraiškas (1.19) galima užrašyti ir taip:

$$C_{pn} = \varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot S_{pn}/\{[2\cdot\varepsilon\cdot\varepsilon_o\cdot\varphi_k\cdot(1/N_d + 1/|N_a|)/q]^{1/2}\cdot[\varphi_k/(\varphi_k \pm U_{np})]^{1/2}\} =$$

$$= \boxed{C_{pn} = C_{pn\,0}\cdot[\varphi_k/(\varphi_k \pm U_{np})]^{1/2},} \tag{1.20}$$

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

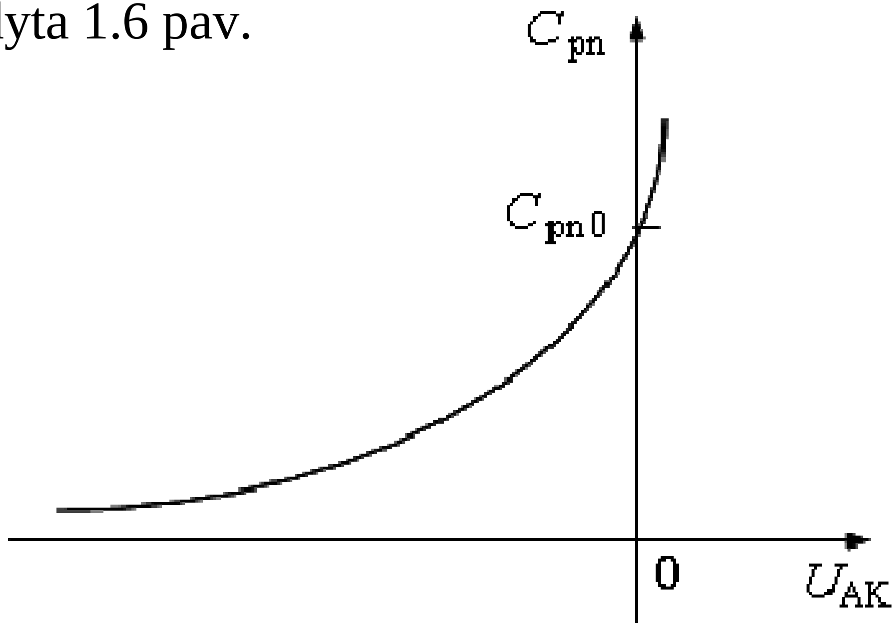
Gauta barjerinės talpos C_{pn} išraiška (1.20) gerai aprašo C_{pn} priklausomybę nuo pridėtos įtampos $U_{np} \geq 0$, t.y. atgaline kryptimi. Tuo tarpu tiesiogine kryptimi, kai įtampa $U_{np} < 0$, ši išraiška nėra taikoma.

Diodo anodas "A" yra p- sritis, o **katodas "K"- n- sritis**. Todėl $U_{AK} = -U_{np}$ ir pridėtos įtampos U_{AK} poliaringumui atgaline kryptimi išraišką (1.20) galima užrašyti taip:

$$\boxed{C_{pn} = C_{pn\,0} \cdot [\varphi_k / (\varphi_k - |U_{AK}|)]^{1/2}.} \quad (1.21)$$

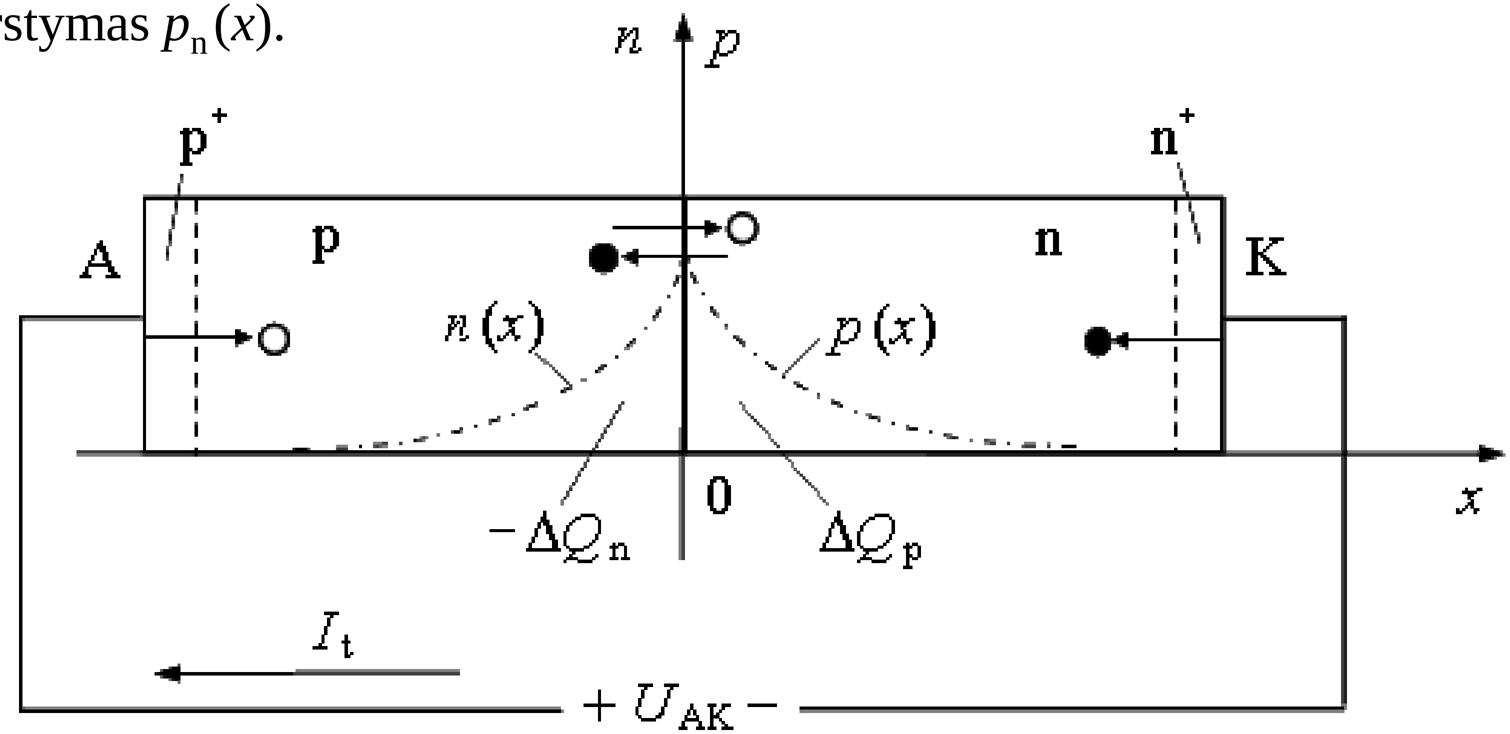
Iš (1.21) paskaičiuota barjerinės talpos C_{pn} priklausomybė nuo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ yra parodyta 1.6 pav.

1.6 pav.



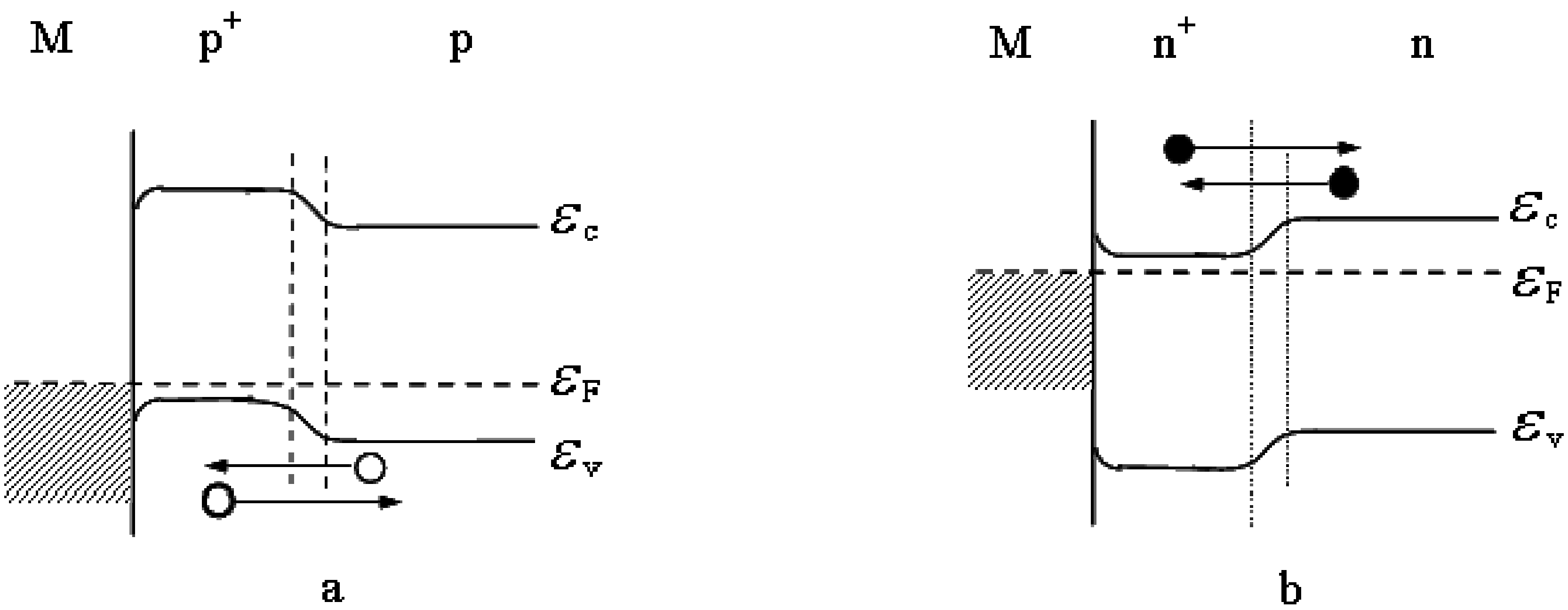
Puslaidininkinių įtaisų fizikoje nagrinėjant diodo impulsines bei dažnines savybes yra taikoma p-n sandūros *difuzinės talpos* sąvoka. Diodo p-n sandūros difuzinė talpa $C_{\text{pn d}}$ atvaizduoja šalutinių krūvininkų kaupimo efektą n- ir p- srityse, kai per diodą teka tiesioginė srovė I_t. Iš n- srities į p- sritį difundavę elektronai juda p- srities ominio kontakto (anodo "A") link ir pakeliui rekombinuoja su pagrindiniais krūvininkais-skylėmis (1.7 pav.). To pasėkoje nusistovi šalutinių krūvininkų (elektronų●) tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$, o n- srityje, analogiškai, nusistovi šalutinių krūvininkų (skylių ○) tankio p_n pasiskirstymas $p_n(x)$.

1.7 pav.



Diodo anodo “A” ir katodo “K” ominiai kontaktai padaryti taip, kad tarp puslaidininkio ir 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 (1.7 pav.), t.y. papildomomis n^+- ir p^+- sritimis (1.8 pav.).

1.8 pav.



Čia atkreipiame dėmesį į tai, jog metalai (M) turi išimtinai elektroninį laidumą ir todėl skylės injekcija iš anodo “A” reiškia elektrono ekstrakciją iš p^+- srities į ominio kontakto metalą M.

Diodo n- ir p- srityse (1.7 pav.) galioja krūvio neutralumo tapatybės:

$$\Delta Q_{\mathrm{p}} = |-\Delta Q_{\mathrm{n}}| = \Delta Q.$$

Todėl p-n sandūros difuzinė talpa $C_{\mathrm{pn\,d}}$ yra užrašoma taip:

$$C_{\mathrm{pn\,d}} = \Delta Q / U_{\mathrm{AK}}. \tag{1.22}$$

Injektuotas krūvis $\Delta Q \cong I_{\mathrm{t}} \cdot \tau_{\mathrm{ef}}$ ir išraišką (1.22) galima užrašyti taip:

$$\boxed{C_{\mathrm{pn\,d}} \cong I_{\mathrm{t}} \cdot \tau_{\mathrm{ef}} / U_{\mathrm{AK}} = \tau_{\mathrm{ef}} / R_{\mathrm{pn}} = \tau_{\mathrm{ef}} \cdot G_{\mathrm{pn}},} \tag{1.23}$$

kur: τ_{ef} - šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė; $R_{\mathrm{pn}} = U_{\mathrm{AK}} / I_{\mathrm{t}}$ - p-n sandūros varža nuolatinei srovei ir $G_{\mathrm{pn}} = 1/R_{\mathrm{pn}}$ - laidumas pastoviajai srovei.

Iš (1.20), (1.21) ir (1.23) seka:

$$\left.\begin{aligned} &\boxed{C_{\mathrm{pn\,d}} \gg C_{\mathrm{pn}},} \quad \text{kai } U_{\mathrm{AK}} > 0, \text{ t.y. tiesiogine kryptimi;} \\ &\boxed{C_{\mathrm{pn\,d}} \ll C_{\mathrm{pn}},} \quad \text{kai } U_{\mathrm{AK}} < 0, \text{ t.y. atgaline kryptimi.} \end{aligned}\right\} \tag{1.24}$$

Lyginantysis diodas - puslaidininkinis įtaisas skirtas kintamosios srovės $I_{\sim}$ (kintamosios įtampos $U_{\sim}$) keitimui į išlygintą srovę $I_{\cong}$ (išlygintą įtampą $U_{\cong}$).

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 $I_d = 0{,}1 \cdot I_{t\,max}$;

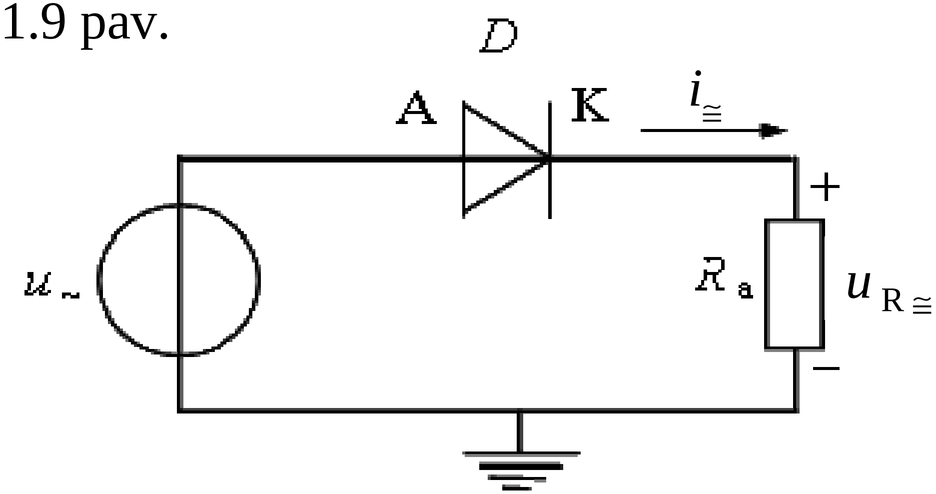
U_{AKmax}- didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei $I_a = 0{,}1 \cdot I_d$;

f_{max}- didžiausiasis kintamosios srovės $I_{\sim}$ dažnis, kuriam esant išlyginta srovė $I_{\cong} = 0{,}9 \cdot I^*_{\cong}$, 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 veika apribota žemais ir vidutiniais dažniais- $f_{max} \leq 100$ kHz.

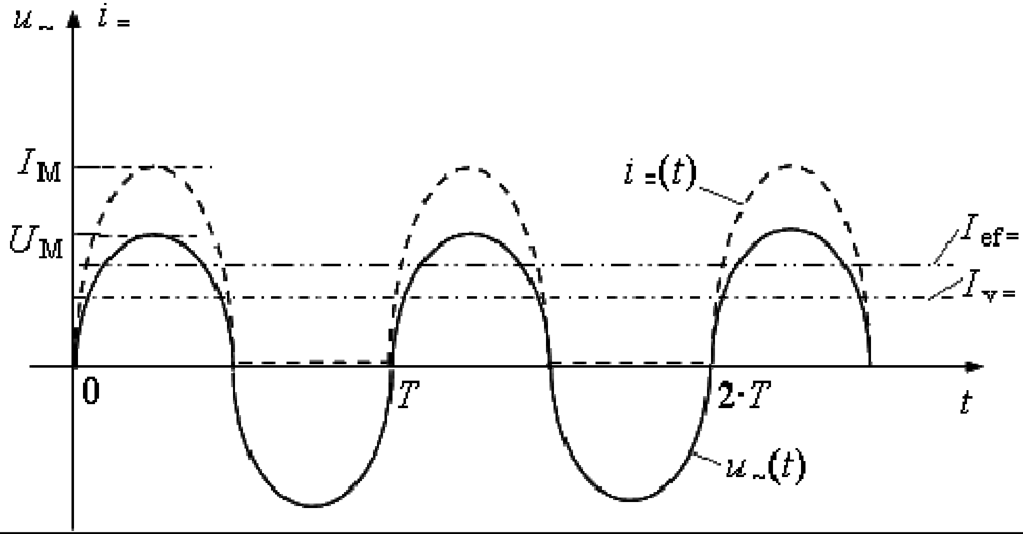
Vienpusė kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinė su lyginančiuoju diodu D yra parodyta 1.9 pav.

1.9 pav.



Kai $u_{\sim}(t) = U_m \cdot \sin(\omega \cdot t)$, tai išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a, laikinės diagramos yra parodytos (1.10 pav.):

1.10 pav.



<u>Vienpusės</u> kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje <u>vidutinė</u> išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\cong}(t)$ vertė $I_{v\cong}$:

$$I_{v\cong} = \{\int_0^T[i_{\cong}(t)\cdot dt]\}/T = \{\int_0^T[I_M\cdot\sin(\omega t)\cdot dt]\}/T = I_M/\pi \cong 0{,}32\cdot I_M, \quad (1.25)$$

<u>efektinė</u> išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\cong}(t)$ vertė $I_{ef\cong}$:

$$I_{ef\cong} = \{\{\int_0^T[i^2_{\cong}(t)\cdot dt]\}/T\}^{1/2} = \{\{\int_0^T[I_M\cdot\sin(\omega t)]^2\cdot dt\}/T\}^{1/2} = I_M/2, \quad (1.26)$$

<u>vidutinė</u> išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{R\cong}(t)$ rezistoriuje R_a vertė $U_{v\cong}$:

$$U_{v\cong} = I_{v\cong}\cdot R_a = U_M/\pi \cong 0{,}32\cdot U_M, \quad (1.27)$$

<u>efektinė</u> išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{R\cong}(t)$ rezistoriuje R_a vertė $U_{ef\cong}$:

$$U_{ef\cong} = I_{ef\cong}\cdot R_a = I_M\cdot R_a/2 = U_M/2, \quad (1.28)$$

apkrovos rezistoriuje R_a suvartojama galia P_a :

$$P_a = I_{ef\cong}\cdot U_{ef\cong} = (I_M/2)\cdot(U_M/2) = I_M\cdot U_M/4. \quad (1.29)$$

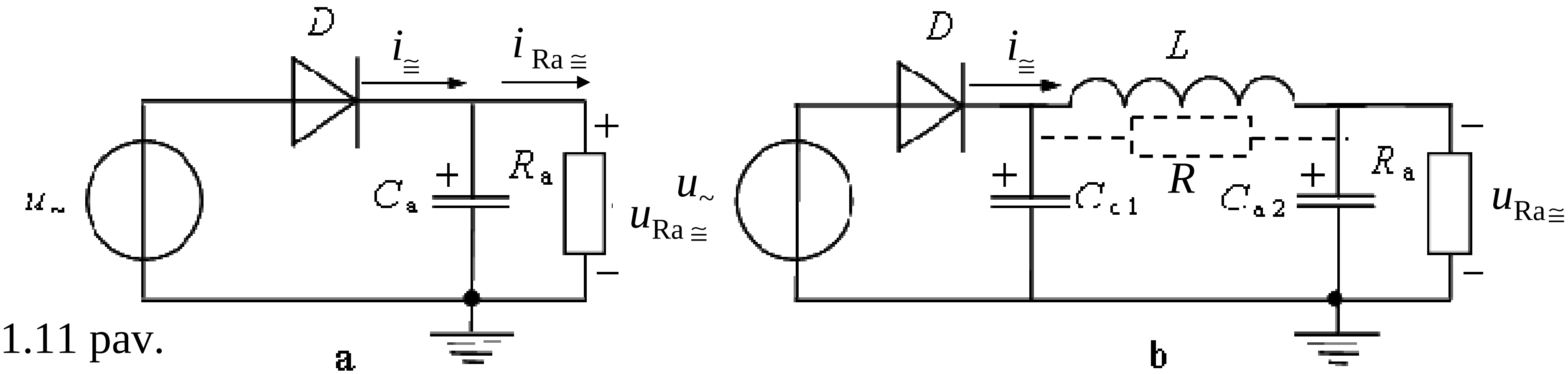
Kintamosios srovės lyginimo grandinės (1.9 pav.) efektyvumas yra nusakomas išlygintos srovės *pulsacijos koeficientu* δ :

$$\delta = \Delta I / I_{\mathrm{M}} \equiv \Delta U / U_{\mathrm{M}}, \qquad (1.30)$$

kur: ΔI, ΔU - išlygintos srovės arba įtampos pulsavimo amplitudė.

Vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinėje (1.9 pav.) išlygintos srovės $i_{\cong}(t)$ arba įtampos $u_{\cong}(t)$ pulsavimo amplitudė ΔI arba ΔU, atitinkamai, yra lygi I_{M} arba U_{M}. Todėl šios grandinės pulsacijos koeficientas $\delta = I_{\mathrm{M}}/I_{\mathrm{M}} = U_{\mathrm{M}}/U_{\mathrm{M}} \equiv 1$, nes nėra kondensatoriaus C_{a}.

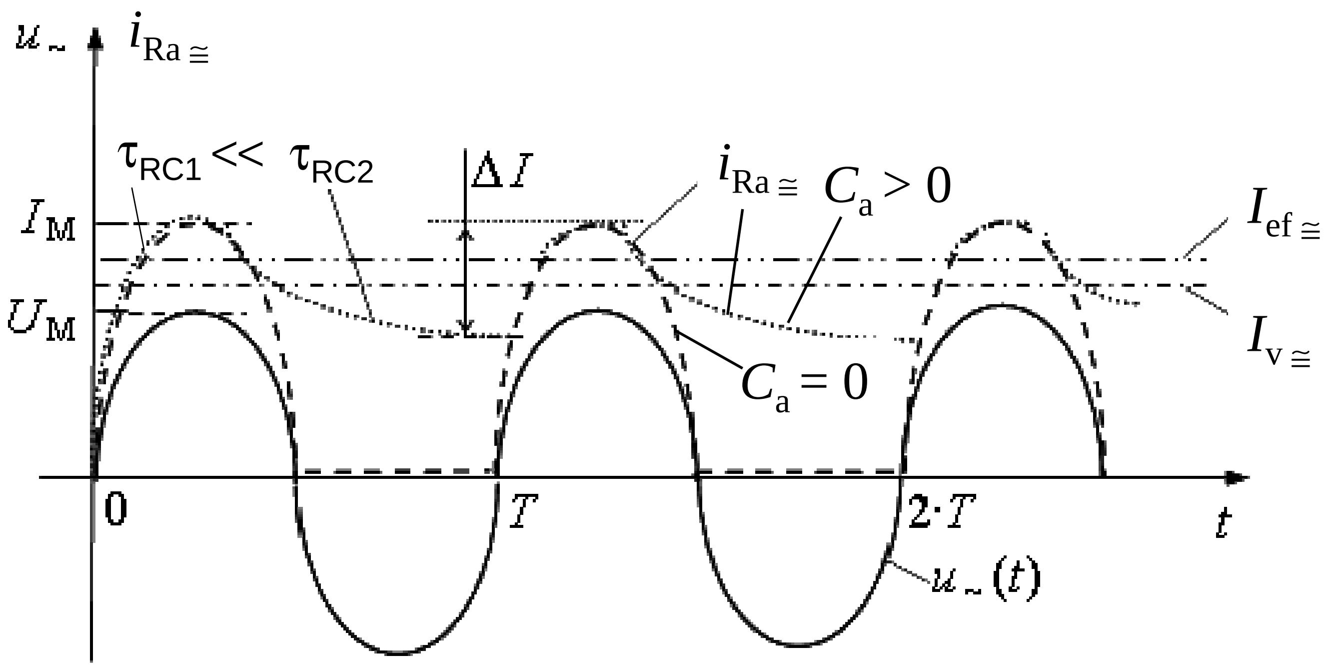
Išlygintos srovės $i_{\cong}(t)$ pulsacijai δ sumažinti, lygiagrečiai apkrovos rezistoriui R_{a} yra jungiamas kondensatorius C_{a} (1.11 pav. a), arba $CL(R)C$- žemų dažnių filtras (b).



1.11 pav.

Vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės veikai paaiškinti, 1.12 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos $u_{\sim}(t) = U_m \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos srovės $i_{Ra\cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a, laikinės diagramos, kur:

$$\tau_{RC1} = [(R_i + R_{Dt}) \| R_a] \cdot C_a, \quad \tau_{RC2} = [(R_i + R_{Da}) \| R_a] \cdot C_a.$$

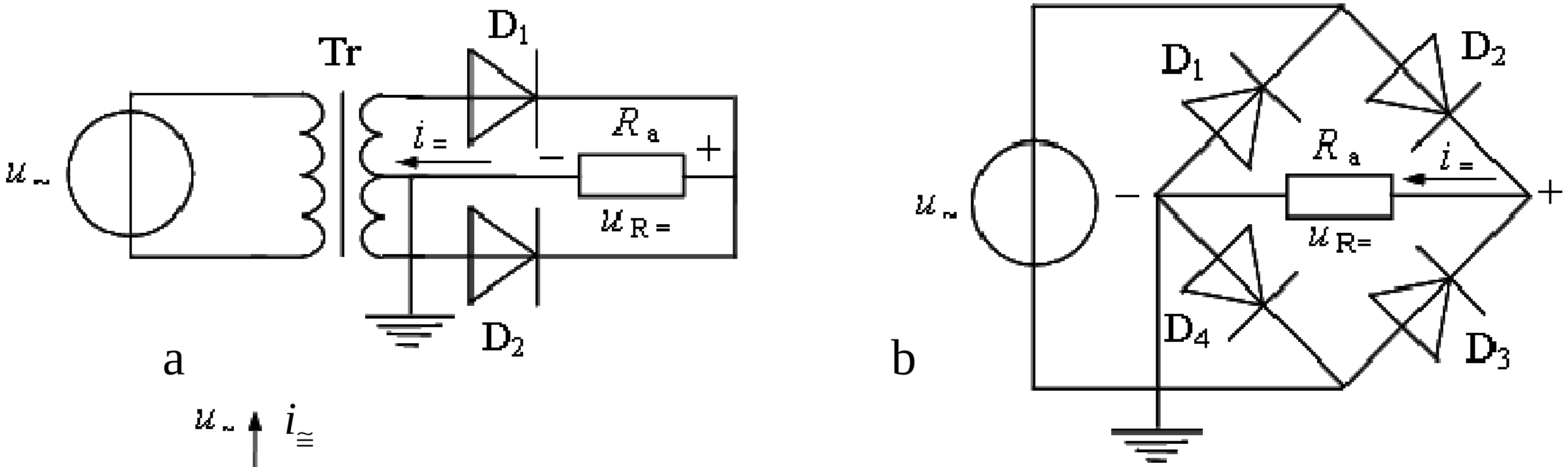


1.12 pav.

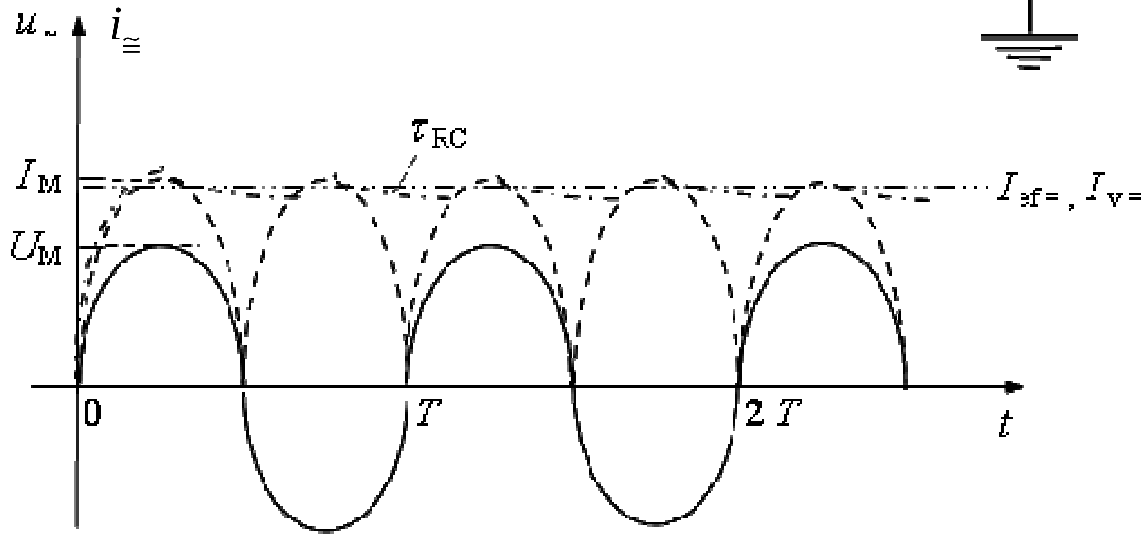
Kai $C_a \Rightarrow \infty$, $I_{ef\cong}$ ir $I_{v\cong} \Rightarrow I_M$, $U_{ef\cong}$ ir $U_{v\cong} \Rightarrow U_M$.

Labai plačiai yra naudojami **dvipusiai** kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandynai, kurių transformatorinis ir netransformatorinis variantai yra parodyti 1.13 pav. a ir b, atitinkamai, bei išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a, laikinės diagramos (1.14 pav.), kai $u_{\sim}(t)$, = $U_m \cdot \sin(\omega \cdot t)$.

1.13 pav.



1.14 pav.



Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.13 pav.) apkrovoje R_a vidutinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra\,\cong}(\,t\,)$ vertė $I_{v\,\cong}$:

$$I_{v\,\cong} = \{\int_0^T[i_{\cong}(t)\cdot dt]\}/T = \{\int_0^T[I_M\cdot|\sin(\omega t)|\cdot dt]\}/T = \ 2\cdot I_M/\pi \cong 0{,}64\cdot I_M, \quad (1.31)$$

t.y. dvigubai didesnė už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.11 pav.) gaunamą $I_{v\,\cong}$ vertę (1.25);

efektinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra\,\cong}(\,t\,)$ vertė $I_{ef\,\cong}$:

$$I_{ef\,\cong} = \{\{\int_0^T[i^{\,2}_{\cong}(t)\cdot dt]\}/T\,\}^{1/2} = \{\{\int_0^T[I_M\cdot\sin(\omega t)]^2\cdot dt\}/T\,\}^{1/2} = I_M/\sqrt{\mathbf{2}}\,, \quad (1.32)$$

t.y. $\sqrt{\mathbf{2}}$ kartų daugiau už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.11 pav.) gaunamą $I_{ef\,\cong}$ vertę (1.26);

vidutinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra\,\cong}(\,t\,)$ rezistoriuje R_a vertė $U_{v\,\cong}$:

$$U_{v\,\cong} = I_{v\,\cong}\cdot R_a = 2\cdot U_M/\pi \cong 0{,}64\cdot U_M, \quad (1.33)$$

efektinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra\,\cong}(\,t\,)$ rezistoriuje R_a vertė $U_{ef\,\cong}$:

$$U_{ef\,\cong} = I_{ef\,\cong}\cdot R_{\,a} = I_M\cdot R_a/2 = U_M/\sqrt{\mathbf{2}}. \quad (1.34)$$

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.13 pav.) apkrovos rezistoriuje R_a suvartojama galia P_a :

$$P_a = I_{ef\,\cong} \cdot U_{ef\,\cong} = (I_M/2^{0,5}) \cdot (U_M/2^{0,5}) = I_M \cdot U_M/2, \qquad (1.35)$$

t.y. dvigubai didesnė už galią (1.29), kuri išsiskiria vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.11 pav.).

Gauta išraiška (1.35) paaiškinama tuo, jog dvipusiame lygintuve (1.13 pav.) išlyginta srovė $i_{Ra\,\cong}(t) = u_{\sim}(t)/R_a$ savo pavidalu yra pulsuojanti vienakryptė išlyginta srovė (1. 14 pav.), kurios pulsacijų dažnis $\omega_{\cong} = 2 \cdot \omega$, kur ω yra įėjimo signalo $u_{\sim}(t)$ dažnis.

Iš (1.35) seka: dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje R_a yra suvartojama visa įėjimo įtampos šaltinio $u_{\sim}$ galia.

> Būtina įsiminti, kad srovės (įtampos) lyginimo grandinėje negali būti nuosekliai tos grandinės elementams įjungto kondensatoriaus, nes tokiu atveju išlygintos srovės $i_{\cong}(t)$ vidutinė vertė- $I_{v\,\cong} = 0$ **!**

Detektorinis diodas- puslaidininkinis įtaisas skirtas moduliuotos amplitudes (AM) aukšto ir didesnio dažnio įėjimo signalo $u_{in\,\sim}$ keitimui į išlygintą srovę $i_{\cong} \sim u_{in\,AM}$, arba nemoduliuoto nešlio signalo $u_{in\,N}$ keitimui į nuolatinę srovę $I_{\cong} \sim U_{in\,N\,o}$.

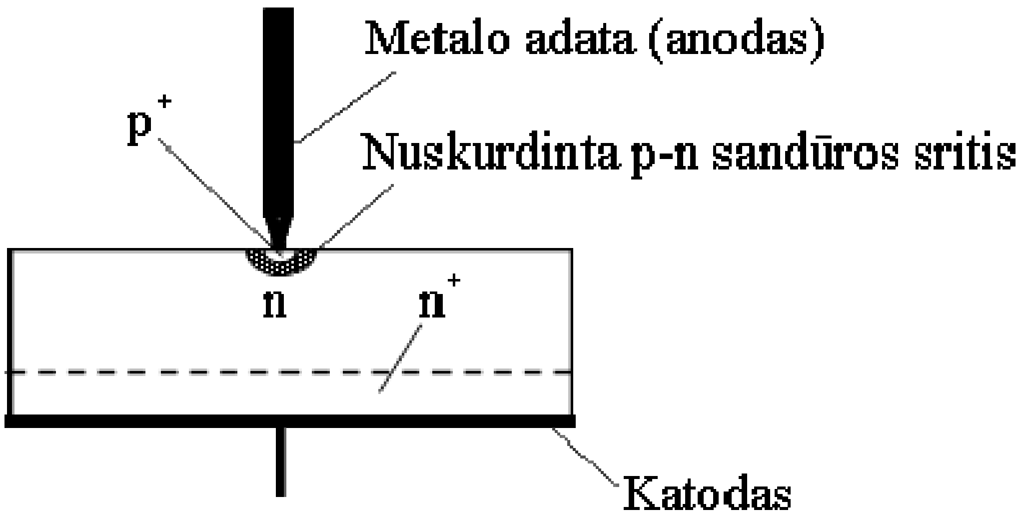
Detektorinio diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t\,max}$ - 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_{AKmax} - didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei $I_a = 0{,}1 \cdot I_d$;
f_{max} - didžiausiasis kintamosios įėjimo srovės $I_{\sim}$ dažnis, kuriam esant išlyginta pastovioji srovė $I_{\cong} = 0{,}9 \cdot I^{*}_{\cong}$, kur: $I^{*}_{\cong}$, kai $f = 50$ Hz;
$C_{pn\,0}$ - 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- $C_{pn\ 0} \leq 1$ pF. Todėl detektorinio diodo p-n sandūra yra padaryta taškinės konstrukcijos, nes tai leidžia žymiai sumažinti p-n sandūros plotą S_{pn} (1.15 pav.).

Detektorinio diodo taškinė konstrukcija.

1.15 pav.

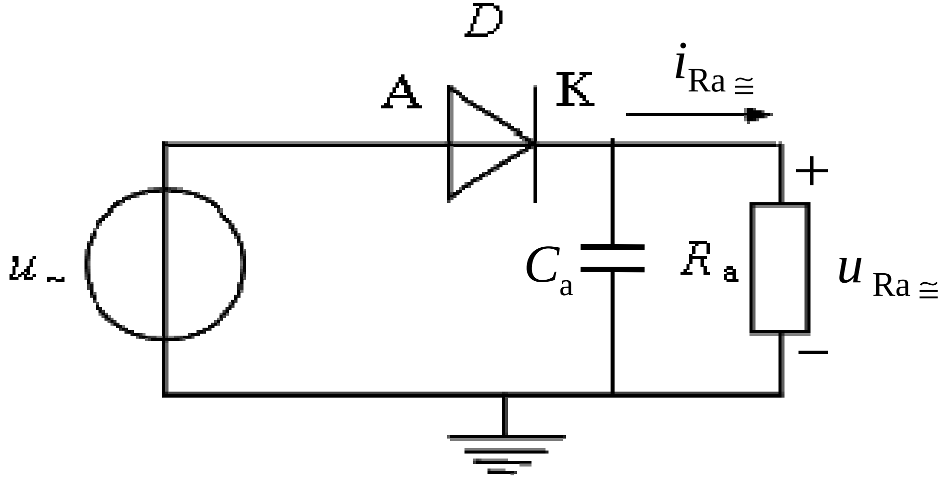


Taškinės konstrukcijos detektorinio diodo gamybos proceso metu per adatos ir n- puslaidininkio kontaktą yra praleidžiamas trumpas pakankamai stiprios srovės impulsas, kurio metu kontaktinė sritis įkaista iki lydymosi temperatūros ir susiformuoja labai mažo ploto p^+- sritis, ko pasėkoje yra gaunama stabili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

Dėl mažos barjerinės talpos $C_{pn\ 0}$ taškinių detektorinių diodų didžiausiasis veikos dažnis f_{max} siekia dešimtis GHz ir daugiau.

Detektorinio diodo jungimo grandinė atitinka vienpusę kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinę, parodyta 1.11 pav. a., ir yra pateikta 1.15a pav.

1.15a pav.



Kai $u_{\sim} = U_o(t)\cdot\sin(\omega_N\cdot t)$, kur, pvz. $U_o(t) = \sin(\omega_s\cdot t)$- signalas, o ω_N- signalo nešlio dažnis (čia $\omega_s << \omega_N$). Šiuo atveju detektoriaus apkrovoje R_a yra gaunama išlyginta pulsuojanti įtampa $u_{Ra\cong}(t)$, savo pavidalu atkartojanti signalą $U_o(t)$, kai yra tenkinama kondensatoriaus C_a talpos vertės sąlyga:

$$1/(\omega_s\cdot C_a) \geq (5 \div 10)\cdot R_a,$$

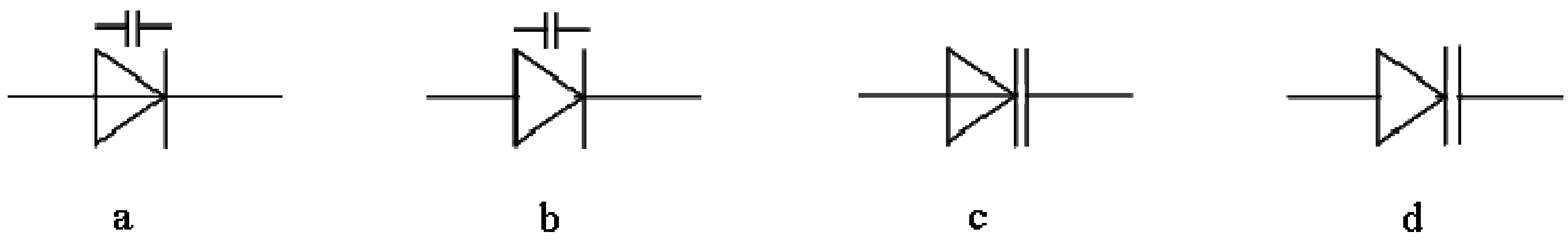
ir esant šiai C_a vertės sąlygai yra automatiškai tenkinama ir ši sąlyga:

$$1/(\omega_N\cdot C_a) << R_a,$$

ko pasėkoje apkrovoje R_a nėra signalo nešlio ω_N sando.

Varikapas- kintamosios talpos puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė paskirtis yra įtampa U valdomas kintamosios talpos kondensatorius $\mathrm{C}(U)$. Varikapo grafiniai simboliai yra parodyti 1.16 pav.

1.16 pav.



Iš dviejų puslaidininkinio diodo p-n sandūros talpų, varikape yra naudojama barjerinė talpa C_{pn}, nes difuzinė talpa $C_{\mathrm{pn\ d}}$, tekant tiesioginiai srovei per diodą, yra šuntuojama maža p-n sandūros varža R_{pn}.

Varikapo pagrindiniai parametrai yra šie:

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

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

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

$U_{AK\ max}$- 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: $-1\ V < U_{AKmin} < 0$;

C_{min}- mažiausioji (minimali) varikapo talpa, esant maksimaliai užduotai atgalinei įtampai: $-U_{AK} = -U_{AKmax}$;

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

$Q_{C\ v}$- varikapo vardinė kokybė, esant užduotam dažnių diapazonui Δf;

M- laipsnio rodiklis barjerinės talpos C_{pn} priklausomybėje nuo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ (1.21):

$$C_{pn} = C_{pn\ 0} \cdot [\varphi_k/(\varphi_k - |U_{AK}|)]^M, \qquad (1.36)$$

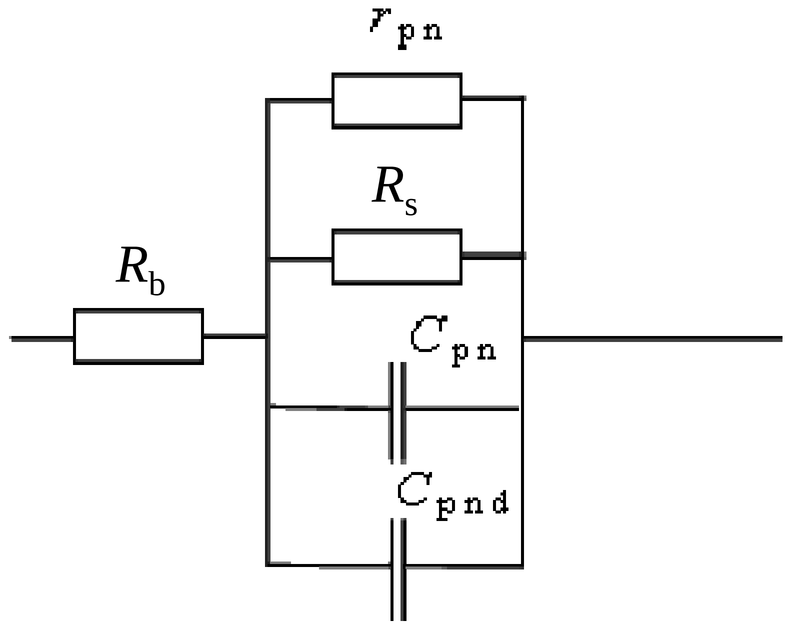
kur : $M = 1/2$ - staigiajai p-n sandūrai ir $M = 1/3$ - tolydžiajai p-n sandūrai.

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

$$Q_C = Z_{im}/Z_{re} \equiv \mathrm{tg}\,\delta. \qquad (1.37)$$

Kompleksinę p-n sandūros varžą $\boldsymbol{Z}_{pn} = Z_{re} + j \cdot Z_{im}$ surandame iš p-n sandūros ekvivalentinės grandinės kintamajai srovei, kuri yra parodytą 1.17 pav.

1.17 pav.



kur: R_b- ominių kontaktų ir diodo bazės (mažiau legiruotos srities) varža; R_s- nuotėkio varža, apspręsta atgalinės soties srovės I_s ; $r_{pn} = \Delta U_{AK} / \Delta I_t$ - diodo p-n sandūros diferencialinė varža.

Iš 1.17 pav. kompleksinę varikapo p-n sandūros varžą $\boldsymbol{Z}_{pn}$ galima išreikšti taip:

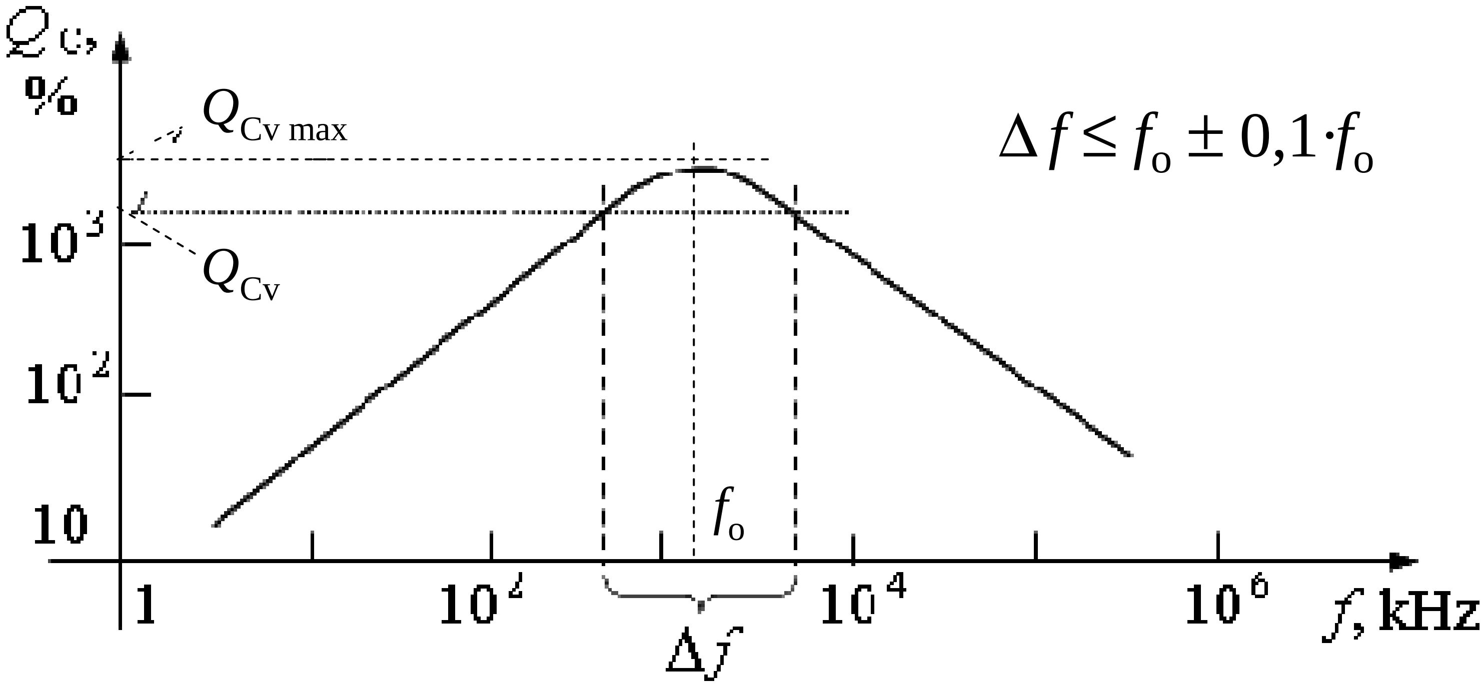
$$\boldsymbol{Z}_{pn} = R_b + r/[(\omega \cdot C_{pn} \cdot r)^2 + 1)] - j \cdot \omega \cdot C_{pn} \cdot r^2/[(\omega \cdot C_{pn} \cdot r)^2 + 1], \quad (1.38)$$

kur: $r = r_{pn} \cdot R_s / (r_{pn} + R_s)$.

Iš (1.37) ir (1.38) gauname:

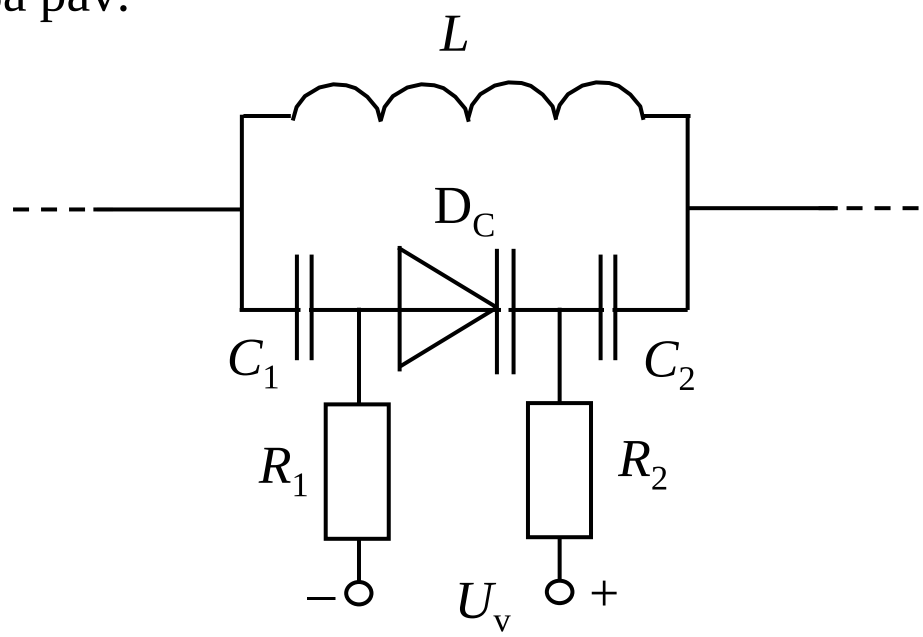
$$Q_C = \omega \cdot C_{pn} \cdot r^2 / [R_b + R_b \cdot (r \cdot \omega \cdot C_{pn})^2 + r], \qquad (1.39)$$

ir iš čia tipinė varikapo kokybės Q_C priklausomybė nuo dažnio $f = \omega/(2 \cdot \pi)$ yra parodyta 1.18 pav., iš kur matyti, kad varikapo kokybės Q_C maksimumas randasi dažnių diapazone $\Delta f = 1 \div 10$ MHz.



1.18 pav.

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 $f_o = 1/[\,2\cdot\pi\cdot(L\cdot C)^{1/2}\,]$ 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 1.18a pav.



1.18a pav.

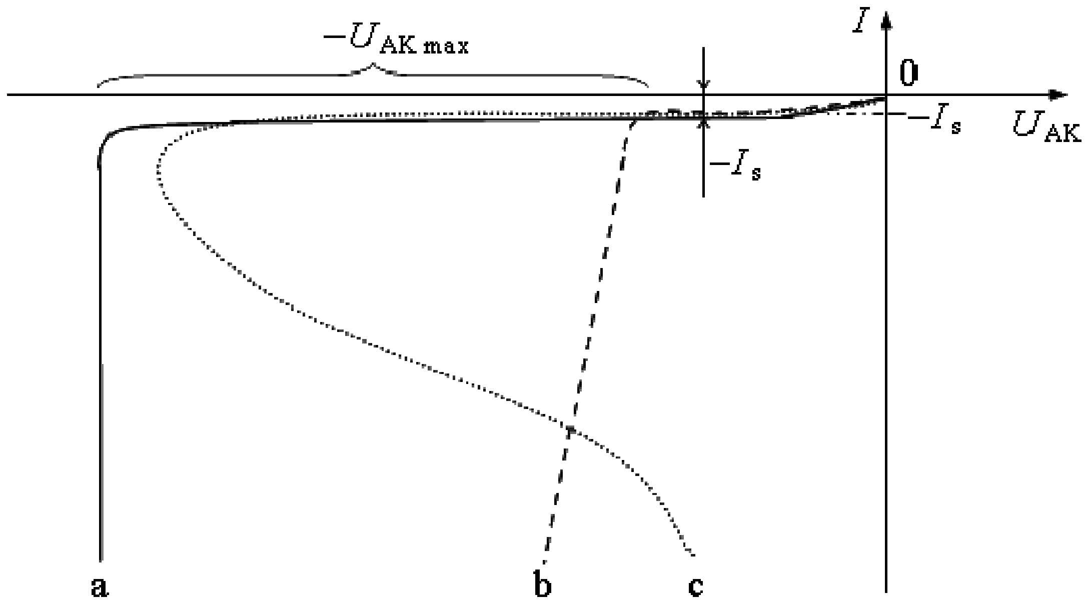
Šioje grandinėje kondensatorių C_1 ir C_2 talpos yra parenkamos daug didesnės už varikapo D_C didžiausią talpos vertę $C_{max} << C_{1,\,2}$, o prievaržių $R_{1,\,2}$ varžos yra parenkamos kuo didesnių verčių- 100 kΩ ÷ 1 MΩ.

Stabilitronas- puslaidininkinis diodas, kurio <u>pagrindinė paskirtis</u> yra <u>įtampos stabilizacija</u> (pastovinimas). Stabilitrono grafiniai simboliai yra parodyti 1.19 pav.

1.19 pav.

a b

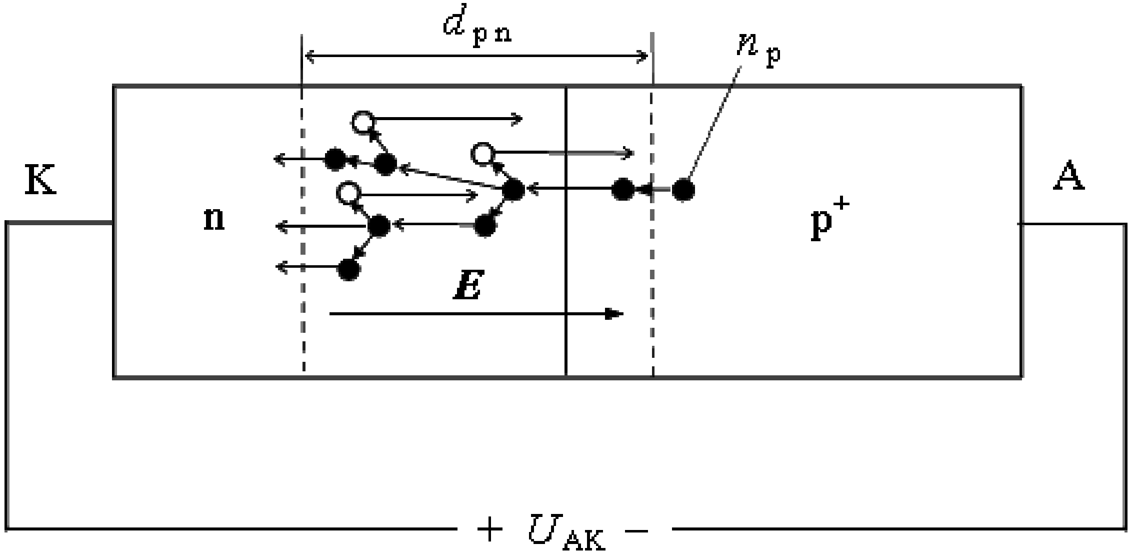
1.20 pav. yra parodytos tipinės galimos p-n sandūros atgalinio pramušimo VACh, kai atgalinė įtampa $-U_{AK}$ viršija atgalinę pramušimo įtampą $-U_{AK\ max}$.



1.20 pav.

<u>*Griūtinis pramušimas*</u>- staigus krūvininkų skaičiaus nuskurdintoje p-n sandūros srityje didėjimas stipriame elektriniame lauke ***E*** (1.21 pav.).

1.21 pav.



Atgalinę <u>soties srovę</u> $-I_s$ sudaro elektronų n_p srautas iš p- srities į n- sritį bei skylių p_n srautas iš n- srities į p- sritį, t.y. <u>šalutiniai krūvininkai</u>. Elektronai n_p bei skylės p_n patekę į nuskurdintą p-n sritį čia <u>sukelia griūtinį</u> krūvininkų porų skaičiaus staigu didėjimą ir šį diodo p-n sandūros griūtinį <u>pramušimą</u> aprašome empirine išraiška:

$$M = I_a/I_s = [1-(U_{AK}/U_p)^c]^{-1}, \qquad (1.40)$$

kur: *M*- griūties didėjimo faktorius; *c*- laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkinės medžiagos ($c = 2 \div 6$).

Iš (1.40) seka: esant $U_{AK} = U_p$, griūties didėjimo faktorius $M \Rightarrow \infty$. Pastovinimo įtampa U_p priklauso nuo diodo bazės (1.21 pav. ją atitinka mažiau legiruota n- sritis) savitosios varžos ρ_b :

$$U_p = a \cdot \rho_b{}^m, \tag{1.41}$$

kur koeficientas *a* ir laipsnio rodiklis *m* priklauso nuo puslaidininkio medžiagos ir krūvininkų tipo- skylės ar elektronai.

Išraiškose (1.40) ir (1.41) dydžių *c*, *a* ir *m* duomenys, leidžiantys paskaičiuoti pastovinimo įtampą U_p, yra pateikti 1-oje lentelėje.

1 lentelė

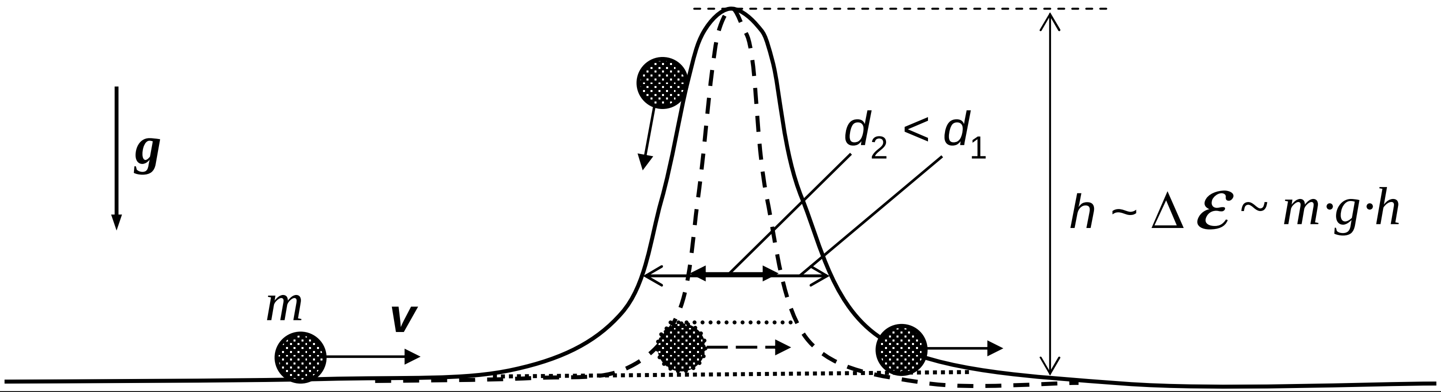
Puslaidininkio medžiaga	**Diodo bazės laidumo tipas**	*c*	*a*	*m*
Germanis (Ge)	Elektroninis (n-)	3	83	0,6
	Skylinis (p-)	5	52	0,6
Silicis (Si)	Elektroninis (n-)	5	86	0,65
	Skylinis (p-)	3	23	0,75

Diodo griūtinio pramušimo metu iš (1.40) galima paskaičiuoti p-n sandūros diferencialinę varžą r_d įtampos pastovinimo srityje (1.20 pav.) :

$$r_d = \Delta U_{AK}/\Delta I_a = \{[U_{AK}/(c \cdot I_a)] \cdot [1 - (U_{AK}/U_p)^c]\}/(U_{AK}/U_p)^c. \quad (1.42)$$

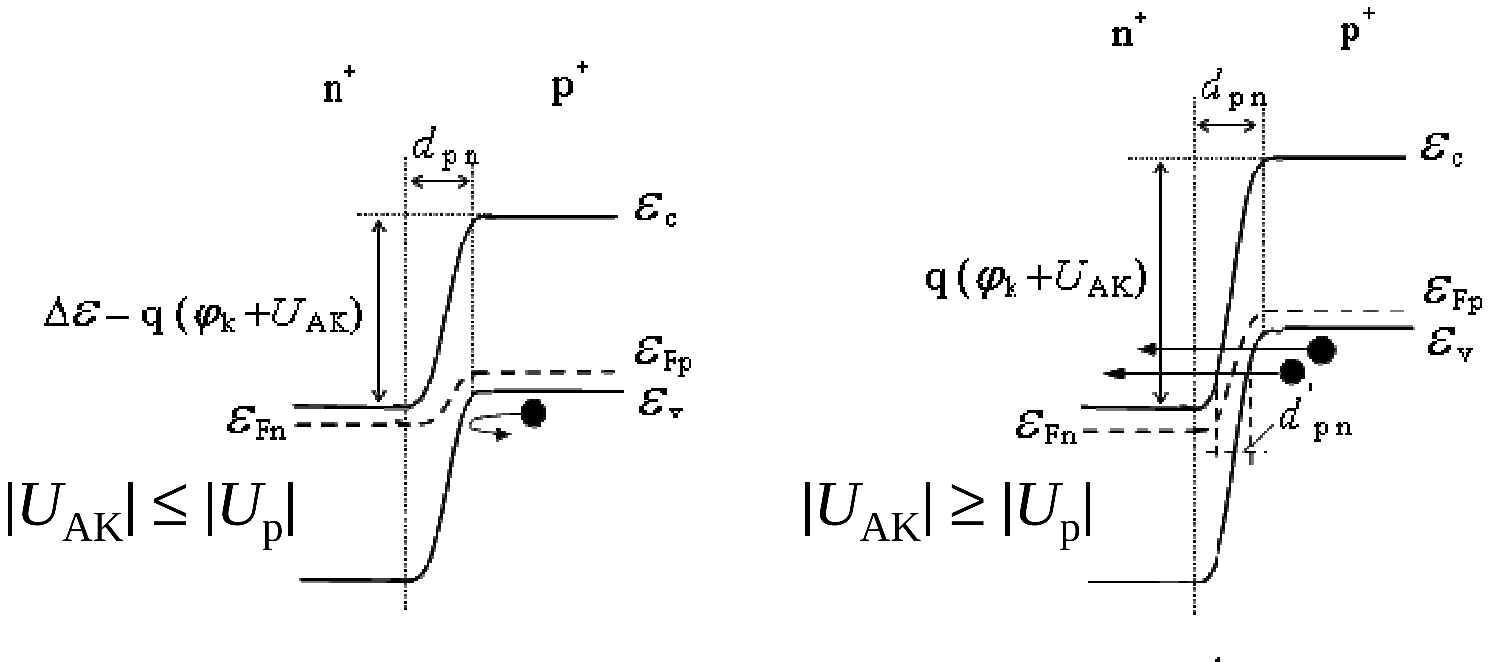
Iš (1.42) randame: kai, pvz.: U_p = 100 V, I_a = 10 mA, c = 3 ir U_{AK}/U_p = 0,99, tai tokio diodo (stabilitrono) įtampos pastovinimo srityje diferencialinė varža $r_d \cong 100\ \Omega$.

<u>*Tunelinis pramušimas*</u>- staigus atgalinės srovės $-I_a$ per p-n sandūrą didėjimas, dėl tunelinio efekto (1.20 pav. b), kai $d_{pn} < l_{n,p}$- elektronų arba skylių laisvojo lėkio ilgis. Esant šiai sąlygai ir esant pakankamai stipriam n- ir p- sričių legiravimui ($n \Rightarrow n^+$ ir $p \Rightarrow p^+$), <u>pagrindiniai krūvininkai</u>, <u>neturėdami pakankamos kinetinės energijos</u> barjerui $\Delta\mathcal{E}$ įveikti, <u>gali tuneliuoti per uždarytą p-n sandūrą</u>, t.y. atgaline kryptimi (1.22 pav.).



Diodo <u>tunelinio pramušimo situacija</u> yra pavaizduota 1.22 pav., kur yra parodytos atgaline kryptimi įjungtos <u>stipriai legiruotos p-n sandūros</u> energetinės diagramos, esant atgalinei įtampai $|U_{AK}| < |U_p|$ (a) ir $|U_{AK}| \geq |U_p|$ (b).

1.22 pav.



Iš 1.22 pav. a matome: esant $|U_{AK}| \leq |U_p|$, <u>valentiniai ryšio elektronai</u> p^+-srityje <u>negali tuneliuoti į laidumo juostą</u> ε_c, esančią n^+- srityje. Kai $|U_{AK}| \geq |U_p|$ (1.22 pav. b), p^+- srityje valentinės juostos lubos ε_v pakyla pakankamai virš laidumo juostos dugno ε_c, esančio n^+- srityje, ir todėl <u>valentiniai elektronai</u> iš p^+- srities <u>laisvai tuneliuoja</u> į n^+- sritį, ko pasėkoje <u>teka stipri</u> atgalinė <u>tunelinė srovė:</u> $-I_{t\,a} << -I_s$.

Stabilitronų, veikiančių p-n sandūros tunelinio pramušimo būdu (*Zenerio diodų*), pastovinimo (stabilizacijos) įtampa $U_{\mathrm{p}} = 0{,}3 \div 7$ V.

Šiluminis pramušimas- staigus atgalinės srovės $-I_{\mathrm{a}}$ per p-n sandūrą didėjimas dėl šiluminio efekto (1.20 pav. c). Čia iš karto pastebėsime, kad šiluminio pramušimo metu puslaidininkinis diodas yra negrįžtamai sugadinamas. Todėl visų tipų dioduose yra imamasi specialių priemonių, tikslu išvengti šiluminio pramušimo.

Stabilitrono pagrindiniai parametrai yra šie:

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

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

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

U_{p} - stabilizacijos (pastovinimo) įtampa, kuriai esant, atgalinė p-n sandūros srovė $-I_{\mathrm{t\,a}} = -10 \cdot I_{\mathrm{s}}$;

$r_{\mathrm{d\,v}} = \partial U_{\mathrm{p}} / \partial I_{\mathrm{a}}$ - vardinė diferencialinė varža įtampos pastovinimo srityje;

$R_{\mathrm{st\,v}} = U_{\mathrm{p}} / I_{\mathrm{a}}$ - vardinė statinė varža įtampos pastovinimo srityje;

$\xi_{\mathrm{r\,v}} = r_{\mathrm{d\,v}} / R_{\mathrm{st\,v}}$ - vardinis kokybės koeficientas;

$\xi_{\mathrm{T}} = \partial U_{\mathrm{p}} / (U_{\mathrm{p}} \cdot \partial T)$- įtampos stabilizacijos temperatūrinis koeficientas.

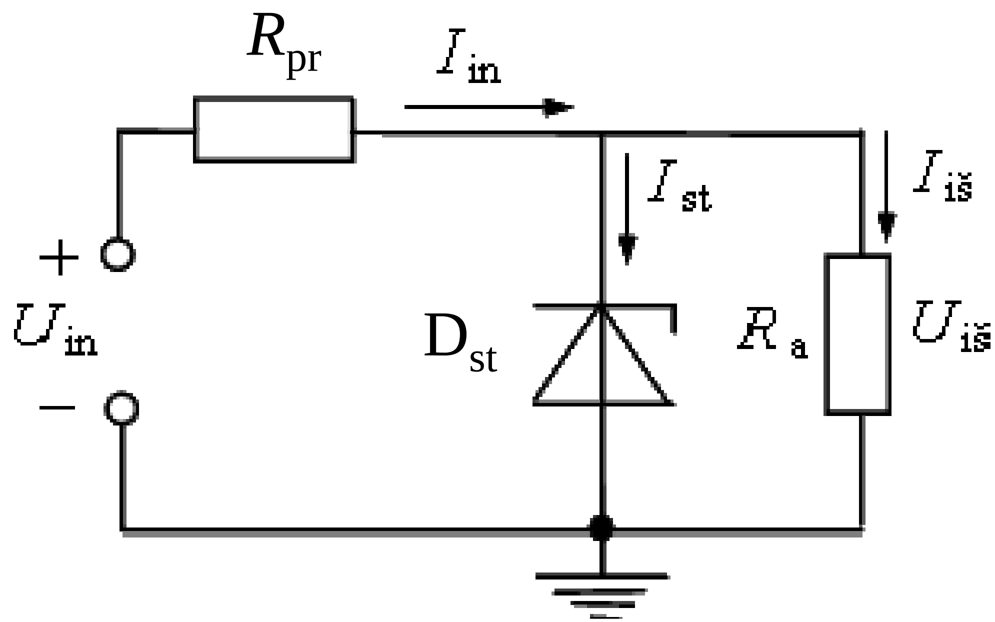
Stabilitrono vardinis (nominalusis) kokybės koeficientas $\xi_{\mathrm{r\,v}}$:

$$\xi_{\mathrm{r\,v}} = r_{\mathrm{d\,v}}/R_{\mathrm{st\,v}} = (\partial U_{\mathrm{p}}/U_{\mathrm{p}})/(\partial I_{\mathrm{a}}/I_{\mathrm{a}}), \quad \Rightarrow 0 \tag{1.43}$$

iš kur seka: įtampos stabilizacijos srityje koeficientas $\xi_{\mathrm{r\,v}}$ parodo santykinį pastovinimo įtampos U_{p} padidėjimą ∂U_{p}, esant užduotam santykiniam atgalinės srovės padidėjimui ∂I_{a}. Akivaizdu, jog stabilitrono kokybės koeficientas $\xi_{\mathrm{r\,v}} \Rightarrow 0$.

Pagrindinė stabilitrono taikymo elektronikoje paskirtis yra įtampos stabilizacija atitinkamose grandyno taškuose. Plačiausiai taikoma įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu D_{st} yra parodyta 1.23 pav.

1.23 pav.



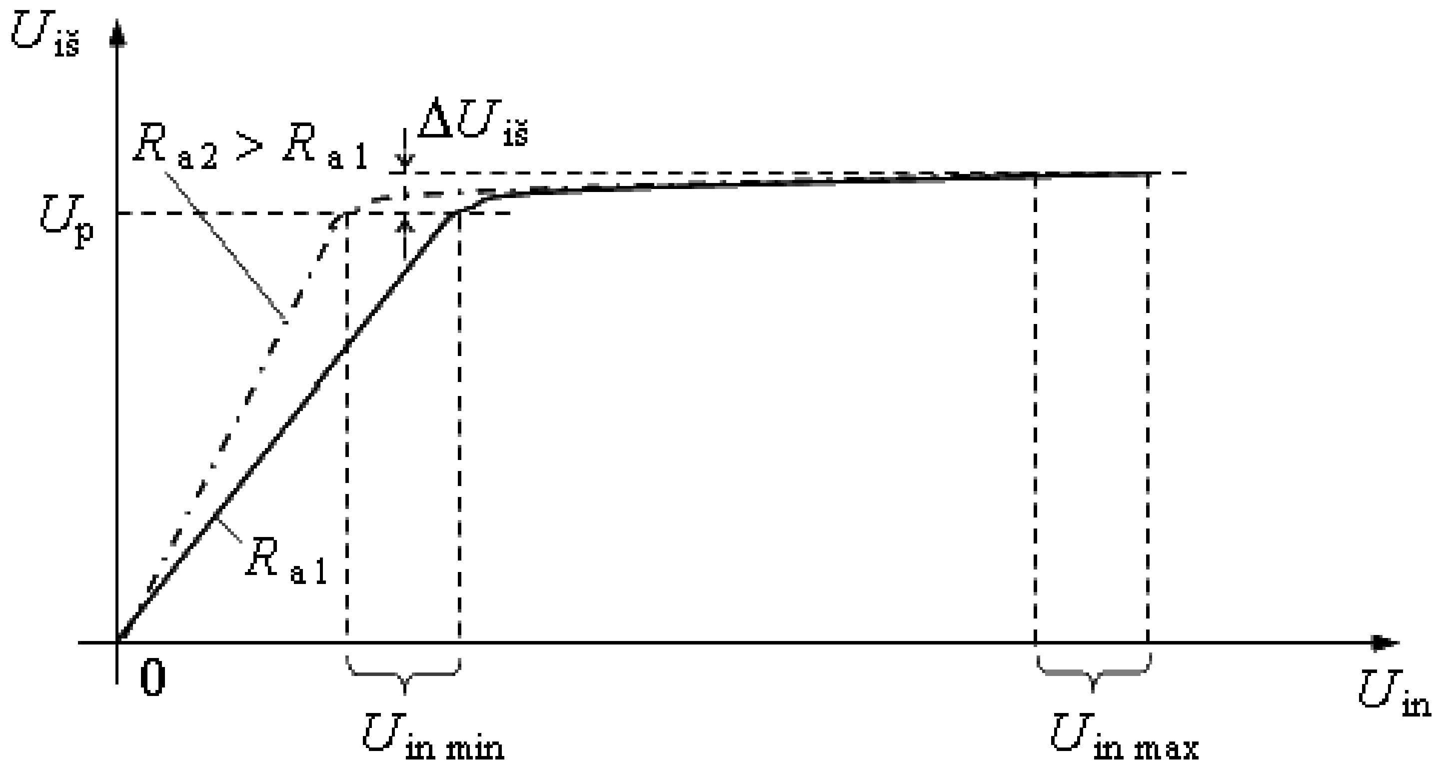
Įtampos pastovinimo grandinei su stabilitronu D_{st}, parodytai 1.23 pav., galima gauti šią išraišką:

$$U_{iš=} = U_{in=} \cdot \{R_D \cdot R_a / [R_{pr} \cdot (R_D + R_a) + R_D \cdot R_a]\}, \qquad (1.44)$$

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

Iš (1.44) seka įtampos $U_{iš=}$ priklausomybės nuo įėjimo įtampos $U_{in=}$ grafikas, kuris yra parodytas 1.24 pav.:

1.24 pav.



Įtampos pastovinimo grandinėje su stabilitronu D_{st} (1.23 pav.) įėjimo įtampa U_{in} gali didėti tik iki $U_{in\ max}$, kuriai esant srovė $I_{st} = I_{a\ max}$. Iš čia galima užrašyti srovę ribojančio rezistoriaus R_{pr} (prievaržės) varžai būtiną sąlygą:

$$U_{in\ max} \leq [\, I_{a\ max} + (U_p/R_a)]\cdot R_{pr} \Rightarrow R_{pr} \geq U_{in\ max}/[\, I_{a\ max} + (U_p/R_a)]. \quad (1.45)$$

Įtampą stabilizuojančios grandinės, parodytos 1.23 pav., kokybė yra nusakoma išėjimo įtampos $U_{iš}$ pastovinimo koeficientu $k_U = \Delta U_{in}/\Delta U_{iš}$, kuris yra išreiškiamas taip:

$$k_U = \Delta U_{in}/\Delta U_{iš} = R_{pr}\cdot(I_{a\ max} - I_{a\ min})/\Delta U_{iš} = R_{pr}/r_d \Rightarrow \infty \qquad (1.46)$$

Iš (1.43) ir (1.46) seka: $k_U \sim 1/\xi_{r\,v}$.

Įtampą stabilizuojančios grandinės su stabilitronu (1.23 pav.) naudingasis veikos koeficientas nvk (arba η) yra užrašomas taip:

$$\eta = P_n/P = I_{iš}\cdot U_p/(I_{in}\cdot U_{in}) = (U_p/U_{in})^2\cdot\{[(\,R_{pr}/R_a) + R_D/(R_D + R_a)]\}, \quad (1.47)$$

kur: P_n - naudingas galingumas, suvartojamas apkrovoje R_a; P- visas galingumas, paimamas iš įtampos šaltinio U_{in}. (**Čia $\boldsymbol{U_{in} \sim R_{pr}}$, todėl $\boldsymbol{\eta \sim 1/R_{pr}}$! ! !**).

Tunelinis diodas- puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė- neigiama diferencialinė varža ($-r_{d\ t}$) tiesioginės VACh srityje. Pagrindinės tunelinio diodo taikymo sritys yra: elektrinių virpesių generavimas bei stiprinimas, dažnio dauginimas, labai trumpų įtampos šuolių formavimas ir t. t.. Tunelinio diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.25 pav.

1.25 pav.

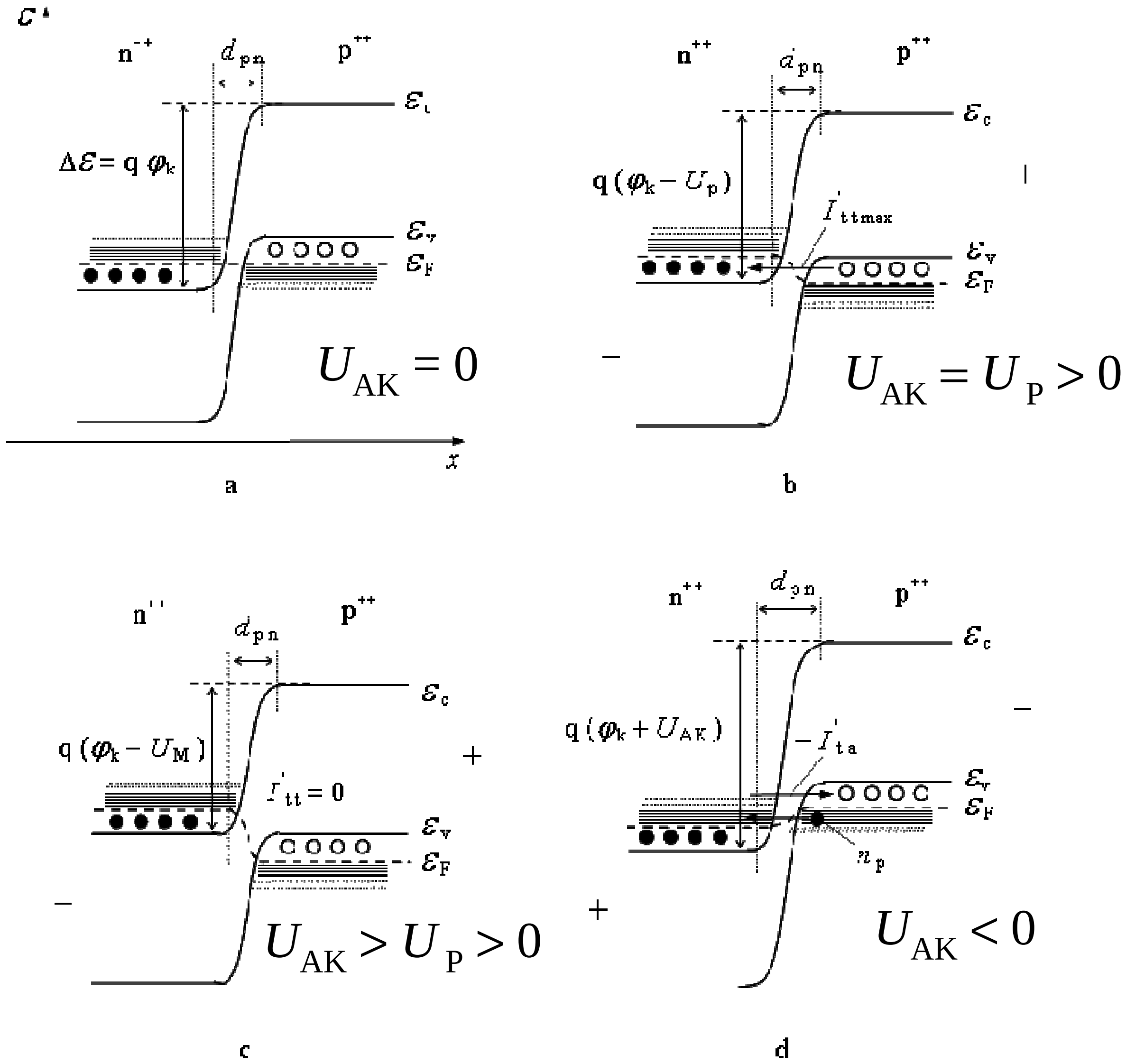
a b

Tunelinio diodo veika pagrįsta krūvininkų tuneliavimu per p-n sandūros potencialinį barjerą $\Delta\mathcal{E}$. Kad tuneliavimas vyktų abejomis kryptimis, p-n sandūros p- ir n- sritys yra labai stipriai legiruojamos atitinkamomis priemaišomis, iki jos tampa išsigimusiais puslaidininkiais: $n^{++} >> n_i$ ir $p^{++} >> p_i$.

Labai stiprų legiravimą nurodome simboliais: n^{++}- ir p^{++}-. Labai stipraus legiravimo išdavoje p-n sandūros n^{++}- ir p^{++}- srityse energetiniai Fermi lygmenys $\mathcal{E}_{Fn}$ ir $\mathcal{E}_{Fp}$, atitinkamai, randasi laidumo $\mathcal{E}_c$ bei valentinėje $\mathcal{E}_v$ energetinėse juostose, atitinkamai.

1.26 pav. yra pavaizduotos p-n sandūros energetinės diagramos, esant įvairioms įtampos U_{AK} vertėms p-n sandūroje.

1.26 pav.

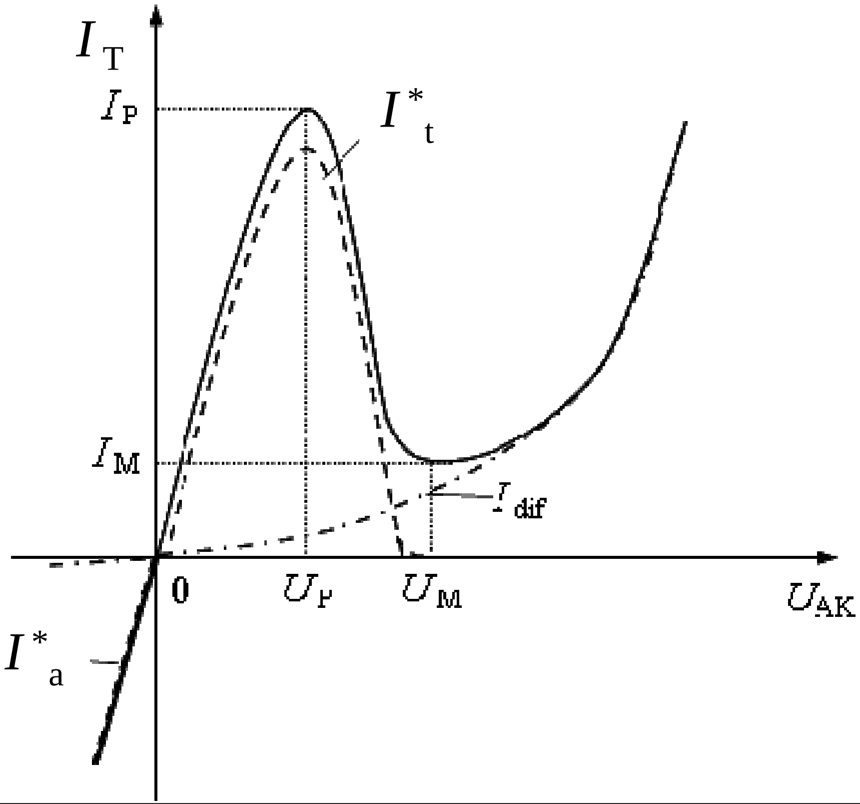


Akivaizdu, jog tunelinio diodo tiesioginė srovė $I_{\mathrm{T\,t}}$ yra sudaryta iš dviejų sandų: difuzinės srovės I_{dif} (1.1) ir tunelinės tiesioginės srovės I^*_{t}. Todėl visa tunelinio diodo tiesioginė srovė $I_{\mathrm{T\,t}}$ yra:

$$I_{\mathrm{Tt}} = I^*_{\mathrm{t}} + I_{\mathrm{dif}}. \tag{1.48}$$

Šių dviejų tunelinio diodo tiesioginės srovės $I_{\mathrm{T\,t}}$ sandų I^*_{t} ir I_{dif} VACh-ų suma (superpozicija) duoda tunelinio diodo tiesioginę VACh, kuri yra parodyta 1.27 pav.

1.27 pav.



Iš 1.27 pav. matome: tiesioginė tunelinio diodo VACh primena raidę N. Todėl sakome- **tunelinis diodas turi N- pavidalo VACh**.

Tunelinio diodo tiesioginės VACh srityje: $U_P < U_{AK} < U_M$ turime sritį su neigiama diferencialine varža $-r_{d\,t}$, kurioje:

$$r_{d\,t} = \partial U_{AK} / \partial I_{T\,t} < 0. \tag{1.48}$$

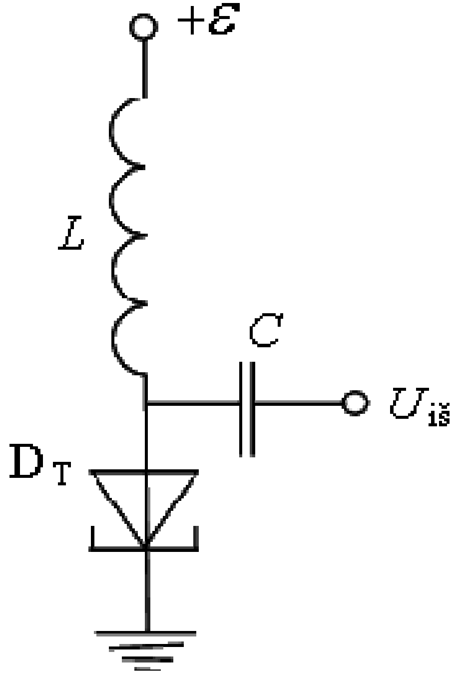
Šioje tunelinio diodo tiesioginės VACh srityje veikia teigiamas grįžtamasis ryšis tarp įtampos U_{AK} pokyčio ∂U_{AK} ir tunelinės p-n sandūros pastoviosios (statinės) varžos $R_{pn\,t}$ pokyčio $\partial R_{pn\,t}$. Šis teigiamas grįžtamasis ryšis pasireiškia taip: įtampai U_{AK} padidėjus dydžiu ∂U_{AK}, tiesioginė tunelinio diodo srovė $I_{T\,t}$ sumažėja dydžiu $-\partial I_{T\,t}$ ir to pasėkoje padidėja $R_{pn\,t}$:

$$R_{pn\,t} = (U_{AK} + \partial U_{AK})/(I_{T\,t} - \partial I_{T\,t}),$$

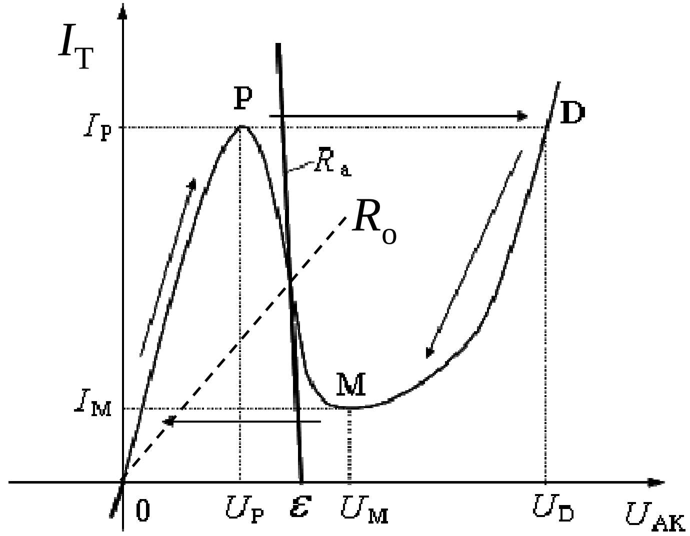
dėl ko įtampa U_{AK} dar labiau padidėja, ir t. t.

Ši savybė leidžia tunelinį diodą taikyti elektrinių virpesių generavimo, stiprinimo, labai mažos fronto trukmės (Δt = 10 ÷ 30 ps) įtampos šuolio formavimo įrenginiuose, ir t.t..

Viena iš galimų elektrinių virpesių generatoriaus grandinių su tuneliniu diodu D_T yra parodyta 1.28 pav.



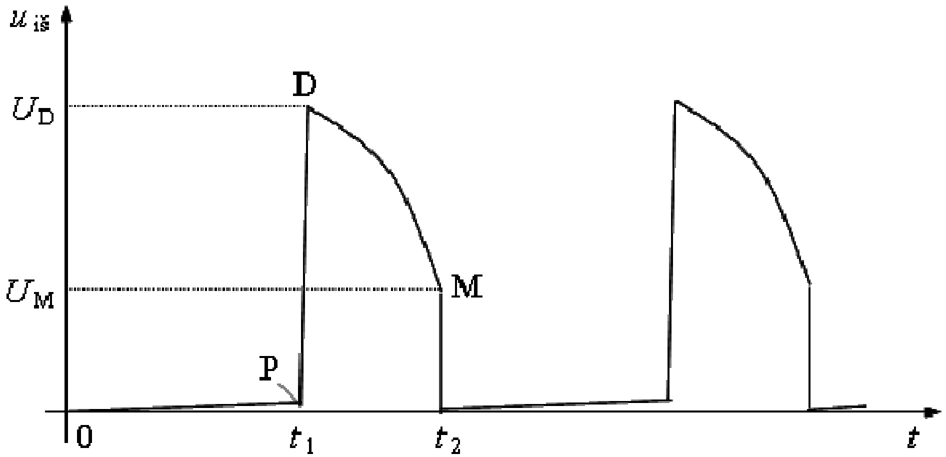
1.28 pav.



a

Generatoriaus 1.28 pav. veikimo diagramos- (a), (b), bei būtiną generacijos sąlygą:

$$|-r_d| \geq R_o + R_a. \qquad (1.49)$$



b

Tunelinio diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{\mathrm{T\,t\,max}}$ - maksimali tiesioginė pastovioji difuzinė srovė;

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

I_{P} - slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė pike;

I_{M} - slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė minimume;

U_{P} – piko įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė $I_{\mathrm{T\,t}} = I_{\mathrm{P}}$;

U_{M} – minimumo įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė $I_{\mathrm{T\,t}} = I_{\mathrm{M}}$;

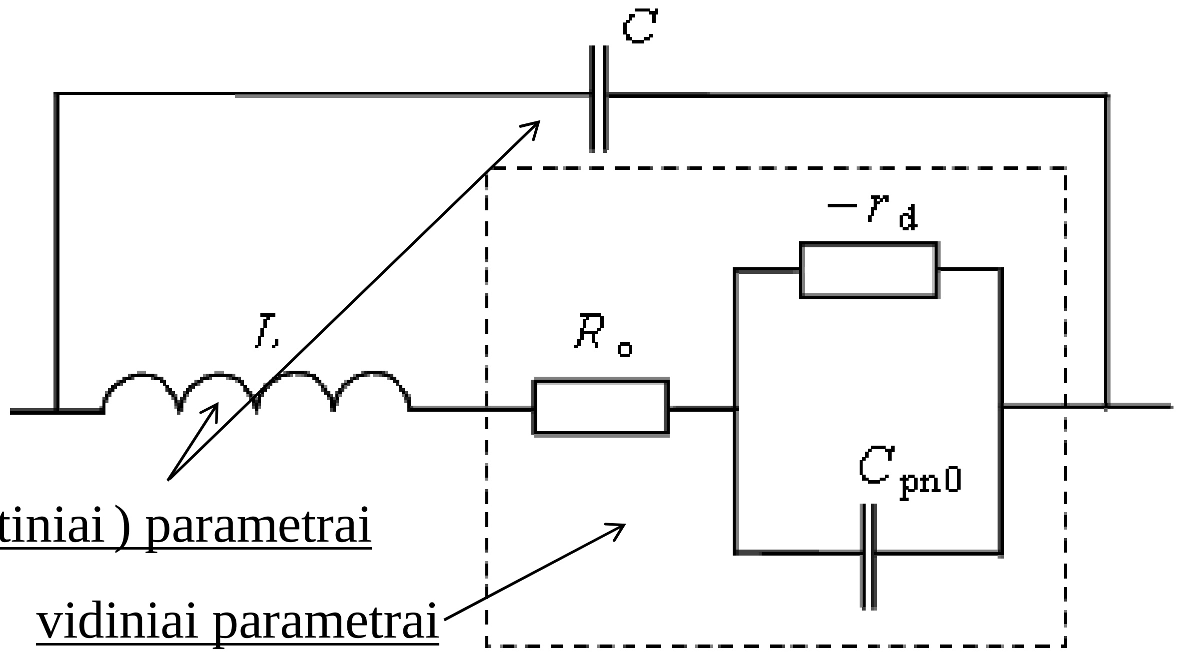
f_{max} - maksimalus harmoninių virpesių generacijos dažnis;

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

Dažnis f_{max} priklauso nuo tunelinio diodo parametru ir gali būti įvertintas iš jo ekvivalentinės schemos, kuri yra parodyta 1.29 pav.

Tunelinio diodo ekvivalentinė schema.

1.29 pav.



išoriniai (parazitiniai) parametrai

vidiniai parametrai

Užrašysime p-n sandūros kompleksinės vidinės varžos $\boldsymbol{Z}^{*}_{pn}$ išraišką:

$$\boldsymbol{Z}^{*}_{pn} = R_o + [-r_d/(j\cdot\omega\cdot C_{pn})]/[-r_d + 1/(j\cdot\omega\cdot C_{pn})] =$$

$$= \{R_o - |r_d|/[(\omega\cdot r_d\cdot C_{pn})^2 + 1]\} - j\cdot\{(\omega\cdot C_{pn}\cdot r_d{}^2)/[(\omega\cdot r_d\cdot C_{pn})^2 + 1]. \quad (1.50)$$

Iš (1.49) ir (1.50) užrašome sąlygą, leidžiančią apskaičiuoti tunelinio diodo maksimalių generacijos dažnį $f_{\mathrm{max}} = \omega_{\mathrm{max}}/(2\cdot\pi)$:

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

ir iš čia gauname:

$$f_{\mathrm{max}} = [(|r_{\mathrm{d}}|/R_{\mathrm{o}}) - 1]^{1/2}/(2\cdot\pi\cdot|r_{\mathrm{d}}|\cdot C_{\mathrm{pn}}). \qquad (1.51)$$

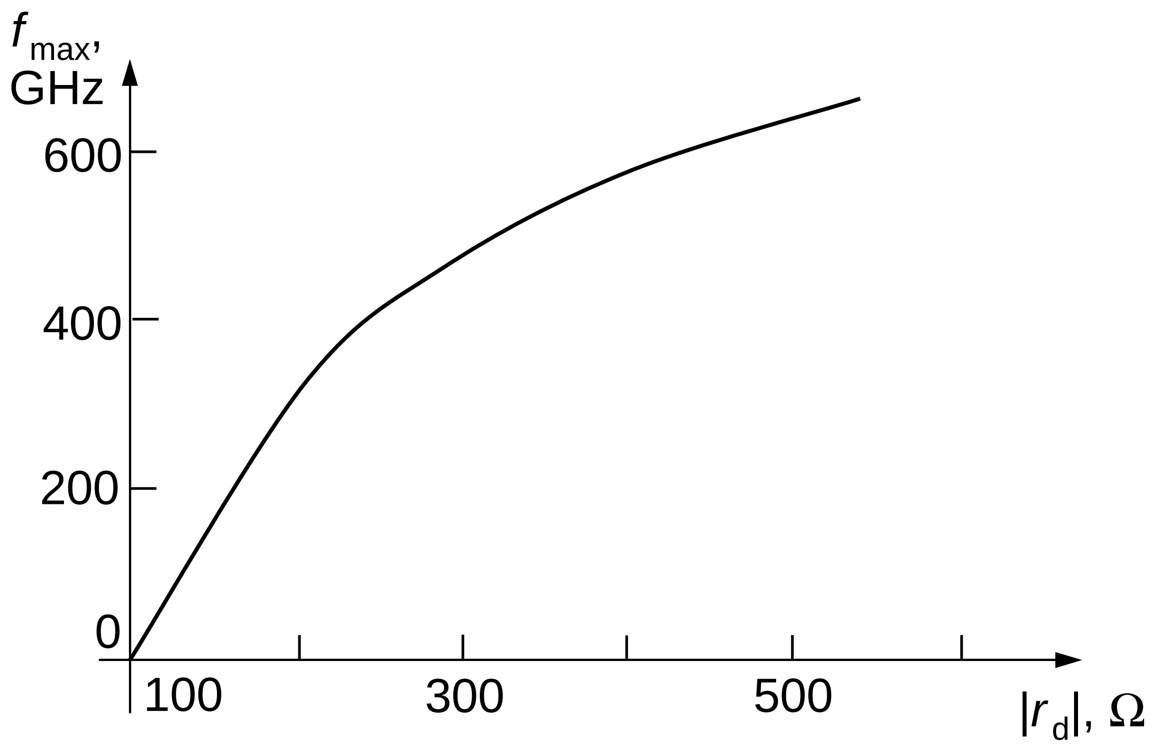
1.30 pav. yra parodyta

priklausomybė $f_{\mathrm{max}}(|r_{\mathrm{d}}|)$,

kai:

$R_{\mathrm{o}} = 100\ \Omega$,

$C_{\mathrm{pn}} = 0{,}5$ pF.



1.30 pav.

***Šotkio diodas*-** puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė yra ta, jog, tekant srovei tiesiogine kryptimi, nėra šalutinių krūvininkų injekcijos. Todėl Šotkio diodas neturi difuzinės talpos ($C_{\mathrm{Mn\,d}} \cong 0$). Šotkio diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.31 pav.

1.31 pav.

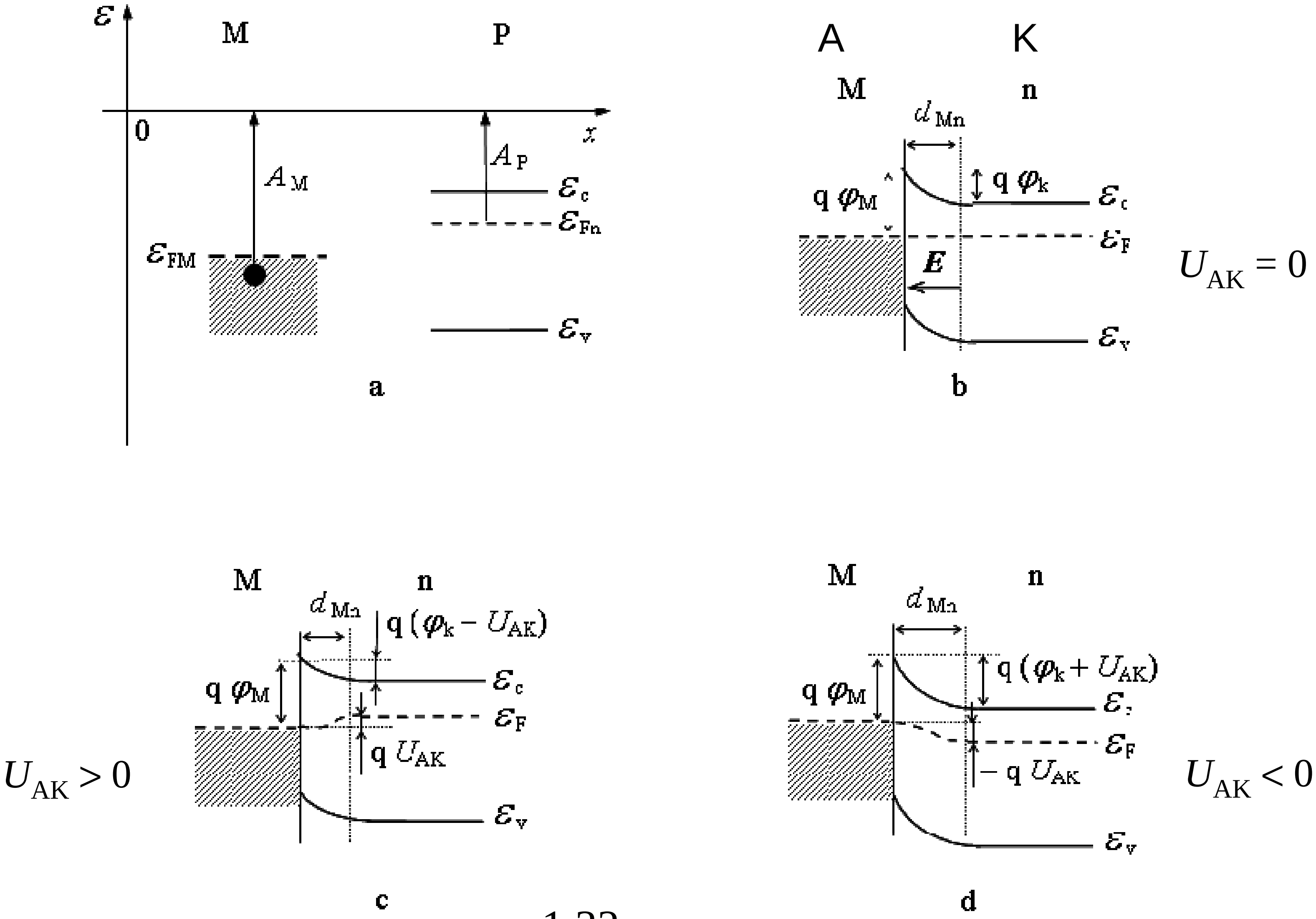
Šotkio diodo veika pagrįsta kontakto tarp puslaidininkio (P) ir metalo (M) savybėmis.

Ankščiau nagrinėjome ominį kontaktą (1.8 pav.), kuris padarytas taip, kad neturėtų diodo savybių.

Metalo-puslaidininkio kontaktas (M-P) įgauna diodo savybes, kai yra naudojamas metalas (M) su didesniu elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbu A_{M}, palyginus su elektronų termodinaminio išlaisvinimo darbu A_{P} iš n- puslaidininkio (P) (1.32 pav. a):

$$A_{\mathrm{M}} > A_{\mathrm{P}}. \tag{1.51}$$

Šotkio diodo energetinės diagramos.



1.32 pav.

Iš 1.32 pav. a matyti, jog suglaudus metalą (M) su n- puslaidininkiu (P), pradžioje elektronų srautas iš n- puslaidininkio (P) yra didesnis už elektronų srautą iš metalo (M). Todėl metalas (M) yra įkraunamas neigiamu krūviu $-Q_M$, o n-puslaidininkis (P)- teigiamu krūviu $+Q_P$, ir visada: $|-Q_M| = Q_P$. To pasėkoje atsiranda vidinis elektrinis laukas $\boldsymbol{E}$ ir kontaktinis potencialas $\varphi_k > 0$, kurie didėja tol, kol elektronų srautai iš metalo (M) ir n- puslaidininkio (P) susilygina ir turime: $\mathcal{E}_{FM} = \mathcal{E}_{Fn} = \mathcal{E}_F$ (1.32 pav. b)- nusistovi termodinaminė pusiausvyra ir esant šiai sąlygai Šotkio sandūros kontaktinis potencialas φ_k yra:

$$\varphi_k = (A_M - A_P)/q, \qquad (1.52)$$

Šotkio sandūrą yra nesimetrinę sandūrą. Todėl anksčiau gautą išraišką (1.10) galima pritaikyti Šotkio sandūros kontaktinio potencialo φ_k įvertinimui:

$$\varphi_k = (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n \cdot p_p / n_i^2) = (k \cdot T/q) \cdot \ln[(n_n \cdot p_p)/(n_p \cdot p_p)] =$$

$$= (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n/n_p) \cong (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n/n_M), \qquad (1.53)$$

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

Iš akivaizdžios nelygybės $n_M >> n_n$ seka Šotkio sandūros nuskurdintos srities storis:

$$d_{Mn} \cong [(2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot \varphi_k)/(q \cdot N_d)]^{1/2}, \qquad (1.54)$$

bei Šotkio diodo barjerinė talpa C_{Mn} :

$$\boxed{C_{Mn} = (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{Mn})/[(2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot \varphi_k)/(q \cdot N_d)]^{1/2},} \qquad (1.55)$$

kur: S_{Mn} - Šotkio sandūros plotas.

Šotkio diodo VACh seka iš jo p-n sandūros energetinių diagramų 1.32 pav.

Elektronų *n* <u>šiluminės (termo) emisijos</u> sąlygotos srovės tankis j_M iš metalo (M) į vakuumą yra nusakomas <u>Ričiardsono formule</u>:

$$j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp[-A_M/(k \cdot T)], \qquad (1.56)$$

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

Šotkio sandūros atveju elektronai *n* iš metalo (M) į puslaidininkį (P) gali patekti tik įveikę potencialinį barjerą $\Delta\mathcal{E} = q \cdot \varphi_M$ (1.32 pav. a, b):

$$\Delta\mathcal{E} = \mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}} = A_{\mathrm{M}} - A_{\mathrm{P}} - \mathcal{E}_{\mathrm{c}} - \mathcal{E}_{\mathrm{Fn}}, \qquad (1.57)$$

ir iš čia bei (1.56) srovės tankį j_{M} užrašome taip:

$$j_{\mathrm{M}} = \mathrm{R}\cdot T^{2}\cdot\exp[(-\mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}})/(\mathrm{k}\cdot T)], \qquad (1.58)$$

kur potencialinis <u>barjeras</u> $\mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}}$ <u>*nepriklauso*</u> nuo pridėtos įtampos U_{AK}.

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

$$j_{\mathrm{P}} = \mathrm{R}\cdot T^{2}\cdot\exp[(-\mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}})/(\mathrm{k}\cdot T)], \qquad (1.59)$$

kur potencialinis <u>barjeras</u> $\mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}}$ jau <u>*priklauso*</u> nuo pridėtos įtampos U_{AK} ir todėl:

$$j_{\mathrm{P}} = \mathrm{R}\cdot T^{2}\cdot\exp[-\mathrm{q}\cdot(\varphi_{\mathrm{M}} - U_{\mathrm{AK}})/(\mathrm{k}\cdot T)], \qquad (1.60)$$

ir iš (1.58) ir (1.59) randame visą srovės tankį $j_{\check{\mathrm{S}}}$ per Šotkio sandūrą :

$$\boxed{j_{\check{\mathrm{S}}} = j_{\mathrm{P}} - j_{\mathrm{M}} = j_{\check{\mathrm{S}}\,\mathrm{s}}\cdot\{\exp[(\mathrm{q}\cdot U_{\mathrm{AK}})/(\mathrm{k}\cdot T)] - 1\},} \qquad (1.61)$$

kur: $j_{\check{\mathrm{S}}\,\mathrm{s}} = \mathrm{R}\cdot T^{2}\cdot\exp[-\mathrm{q}\cdot\varphi_{\mathrm{M}}/(\mathrm{k}\cdot T)]$- Šotkio diodo <u>atgalinės soties srovės</u> tankio teorinė vertė.

Taigi, prie Šotkio 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 difuzinė tiesioginė srovė $I_{Š\,t} > 0$, kurią sudaro nesukompensuotų elektronų srauto dalis iš n- puslaidininkio (P) į metalą (M).

Iš 1.32 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, jog Šotkio diode nėra šalutinių krūvininkų kaupimo efekto ir tuo pačiu nėra difuzinės talpos ($C_{Š\,d} = 0$). Dėl šios savybės Šotkio diodai veikia labai plačiame dažnių diapazone (iki kelių dešimčių GHz ir daugiau) bei turi labai trumpus persijungimo iš tiesioginės į atgalinę kryptys laikus (< 1 ns).

Šotkio diodo VACh yra aprašoma empirine išraiška:

$$I_{Š} = I^*_{Š\,s} \cdot [\exp(U_{AK}/m^* \cdot \varphi_T) - 1], \tag{1.62}$$

kur: $I^*_{Š\,s}$ 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 $I_{\check{S}\ d} = 0{,}1 \cdot I_{\check{S}\ t\ max}$;

$U_{\check{S}\ max}$ - maksimali atgalinė įtampa, esant $I_{\check{S}\ a} = 0{,}1 \cdot I_{\check{S}\ d}$;

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

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

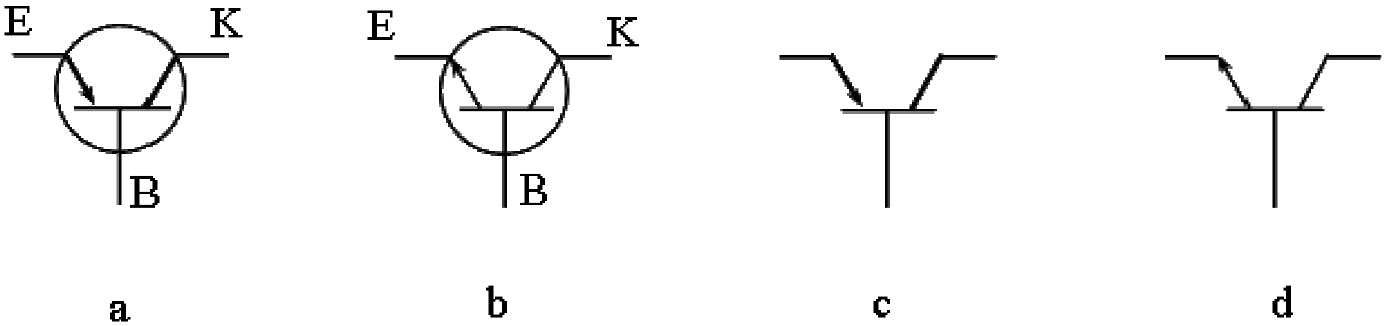
Pagrindinė Šotkio diodų taikymo elektronikoje paskirtis yra įvairiai moduliuotų labai aukšto dažnio signalų detekcija, nes Šotkio diodų ribinis dažnis $f_{\check{S}\ max}$ siekia dešimtis ir šimtus GHz.

Kita Šotkio diodų taikymo elektronikoje paskirtis yra dvipolių tranzistorių impulsinių parametrų gerinimas, tuo tikslu atitinkami šuntuojant jo p-n sandūras.

Tiesiniai (aktyvieji) elementai - tranzistoriai

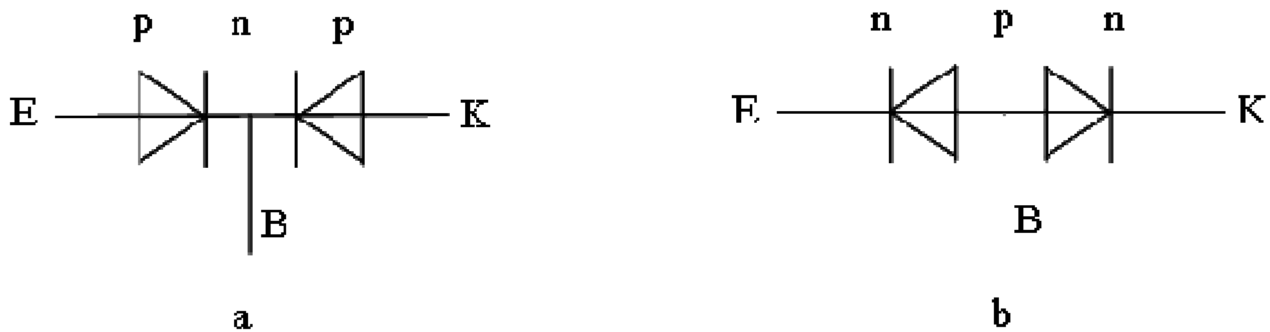
Dvipolis (*bipoliarinis*) *tranzistorius*- puslaidininkinis įtaisas, kurio pagrindinė paskirtis- stiprinti kintamųjų elektrinių signalų galią: $p = u{\cdot}i > 1$. Kita esminė paskirtis- pastoviosios įtampos arba (ir) srovės keitimas į kintamąją įtampą arba (ir) srovę, atitinkamai. Dvipolio tranzistoriaus (toliau tranzistorius) grafiniai simboliai yra parodyti 1.33 pav., kur: a- ir b- atitinka Europinį standartą, o c- ir d- Amerikietiškąjį standartą.

1.33 pav.

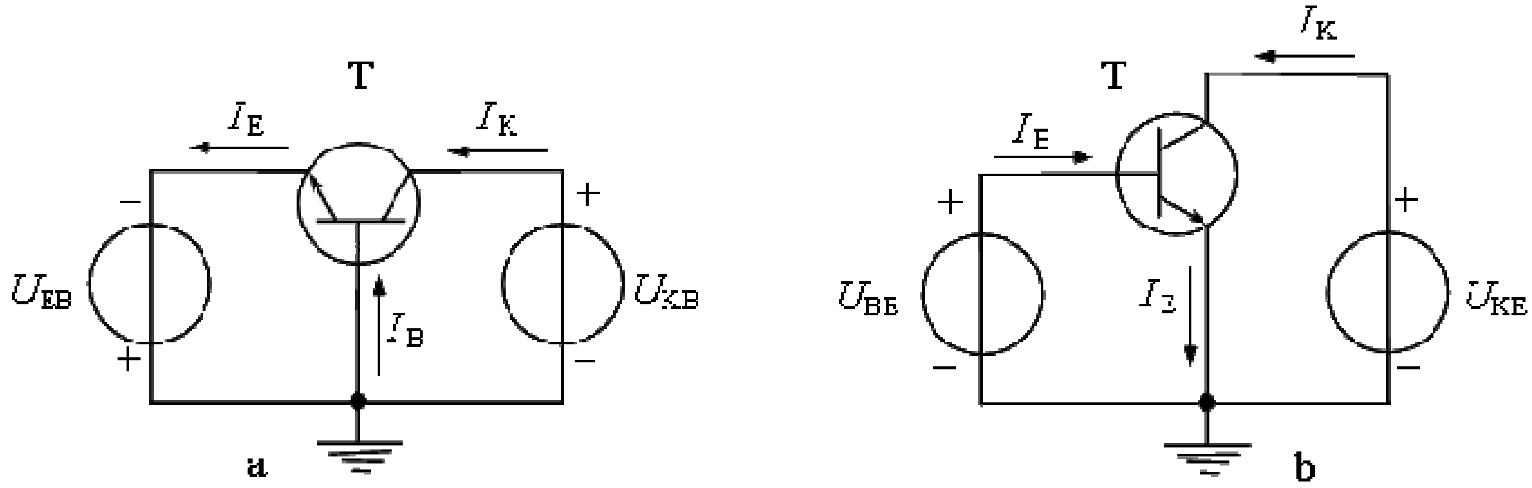


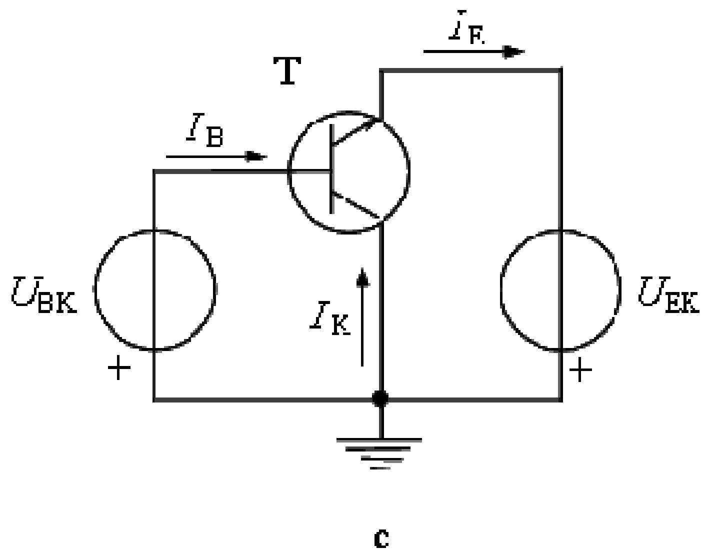
Dvipolis tranzistorius gali būti atvaizduotas nuosekliai sujungtų dviejų diodų jungtimi, kurios ekvivalentinė schema yra pavaizduota 1.34 pav.

1.34 pav.



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





1.35 pav.

Čia apkrovos rezistoriaus R_a nėra- $R_a = 0$.

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:

$$I_{K=} = \beta_o \cdot I_{B=}, \quad I_{K=} = \alpha_o \cdot I_{E=}, \tag{1.63}$$

pastoviosios srovės atveju ir

$$\boldsymbol{I}_K = \boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{I}_B, \quad \boldsymbol{I}_K = \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{I}_E, \tag{1.64}$$

kintamosios harmoninės srovės atveju.

Visose tranzistoriaus jungimo schemose (1.35 pav.) galioja taip vadinama *srovių balanso lygtis* (sąlyga):

$$\boldsymbol{I}_E = \boldsymbol{I}_K + \boldsymbol{I}_B \quad \Longrightarrow \quad I_{E=} = I_{K=} + I_{B=}. \tag{1.65}$$

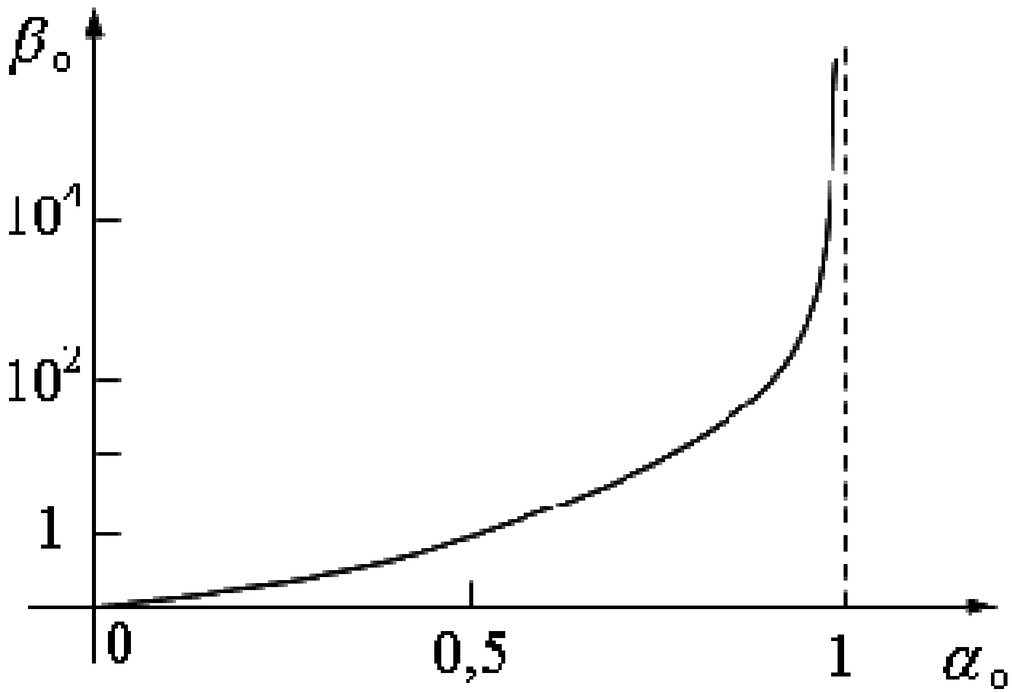
Iš (1.63) ÷ (1.65) gauname koeficientų α_o, β_o bei $\boldsymbol{\alpha}$, $\boldsymbol{\beta}$ sąryšius:

$$\left.\begin{aligned} \beta_o &= \alpha_o/(1-\alpha_o), & \alpha_o &= \beta_o/(\beta_o+1), \\ \boldsymbol{\beta} &= \boldsymbol{\alpha}/(1-\boldsymbol{\alpha}), & \boldsymbol{\alpha} &= \boldsymbol{\beta}/(\boldsymbol{\beta}+1). \end{aligned}\right\} \tag{1.66}$$

Koeficientai α_o ir β_o negali būti neigiami, todėl iš (1.66) seka:

$\alpha_o \leq 1, \quad \beta_o > 0$ ir, kai $\alpha_o \Rightarrow 1$, koeficientas $\beta_o \Rightarrow \infty$ (1.36 pav.).

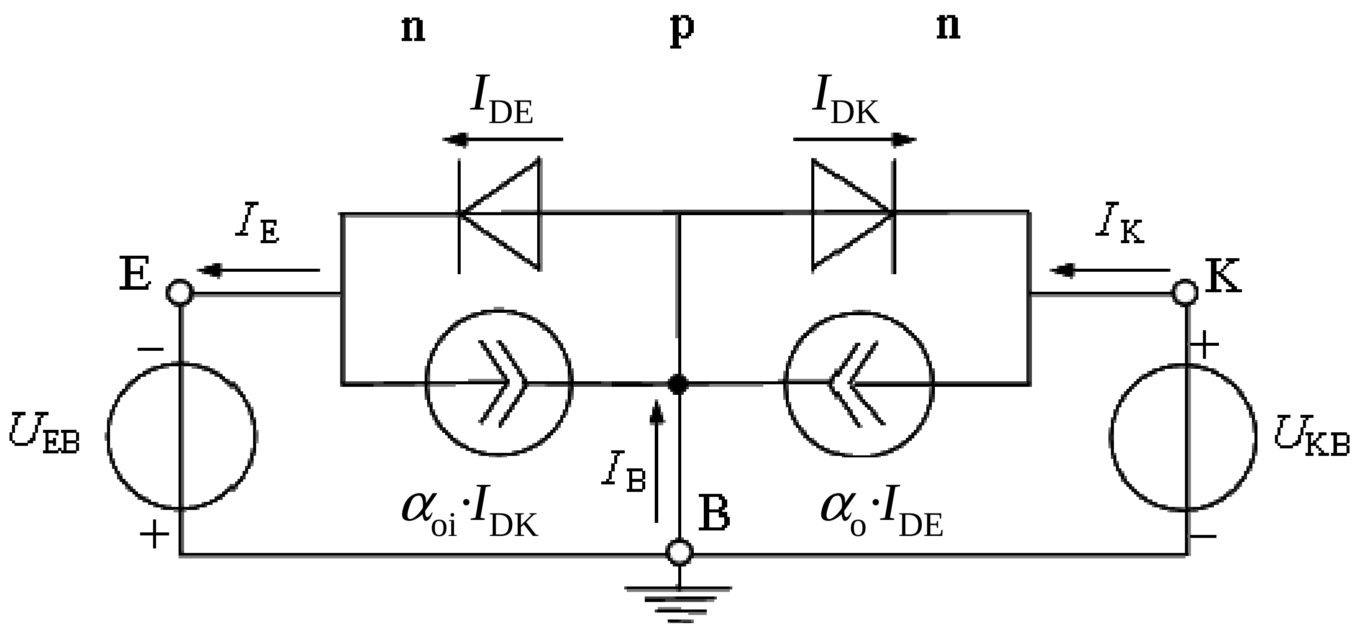
1.36 pav.



Panaudojus tranzistoriaus diodinį ekvivalentą (1.34 pav.), dvipolio tranzistoriaus savybės pastoviems signalams arba labai mažų dažnių srityje ($\omega \Rightarrow 0$), kai galima nepaisyti barjerinių talpų slinkties srovių, visose jungimo grandinėse (1.35 pav.) yra modeliuojamos *Eberso-Molo modeliu*.

<u>*Eberso-Molo modelyje*</u> **bendros bazės** (BB) jungimo grandinėje tranzistoriaus aktyvioji veika yra modeliuojama ekvivalentiniais srovės šaltiniais $\alpha_o \cdot I_{DE}$ ir $\alpha_{o\ i} \cdot I_{DK}$, kurie yra valdomi tekančių per idealius diodus srovių I_{DE} ir I_{DK}, atitinkamai (1.37 pav.).

1.37 pav.



Srovės I_{DE} ir I_{DK} yra išreiškiamos taip:

$$I_{DE} = I_{DE\ s} \cdot [\exp(U_{BE} / \varphi_T) - 1], \qquad \text{kai } U_{BK} = 0, \qquad (1.67)$$

$$I_{DK} = I_{DK\ s} \cdot [\exp(U_{BK} / \varphi_T) - 1], \qquad \text{kai } U_{BE} = 0. \qquad (1.68)$$

Išraiškose (1.67) ir (1.68) srovės $I_{\mathrm{DE\ s}}$ ir $I_{\mathrm{DK\ s}}$ yra atgalinės atitinkamų idealių diodų soties srovės, esant trumpajam jungimui kitoje p-n sandūroje- kolektoriaus arba emiterio, atitinkamai.

Taikant pirmąją Kirchhofo taisyklė, tranzistoriaus išvadų E, K ir B mazguose (1.37 pav.) srovių I_{E}, I_{DE}, I_{K}, I_{DK} ir I_{B} vertėms, atitinkamai, galima užrašyti:

$$-I_{\mathrm{E}} + I_{\mathrm{DE}} - \alpha_{\mathrm{o\ i}} \cdot I_{\mathrm{DK}} = 0, \tag{1.69}$$

$$I_{\mathrm{K}} + I_{\mathrm{DK}} - \alpha_{\mathrm{o}} \cdot I_{\mathrm{DE}} = 0, \tag{1.70}$$

$$I_{\mathrm{B}} + \alpha_{\mathrm{o\ i}} \cdot I_{\mathrm{DK}} + \alpha_{\mathrm{o}} \cdot I_{\mathrm{DE}} - I_{\mathrm{DE}} - I_{\mathrm{DK}} = 0, \tag{1.71}$$

kur: $\alpha_{\mathrm{o\ i}} = I_{\mathrm{E\ i}} / I_{\mathrm{K\ i}}$ - kolektoriaus srovės perdavimo koeficientas inversiniame tranzistoriaus jungime, kai bendros bazės schemoje (1.35 pav. a) emiteris E yra sukeičiamas vietomis su kolektoriumi K, t. y. šiuo atveju kolektoriaus p-n sandūra yra įjungta tiesiogine, o emiterio p-n sandūra- atgaline kryptimis.

Iš lygčių (1.67) ÷ (1.71) 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, BB jungimo atveju:

$$\left.\begin{aligned} I_{\mathrm{E}} &= a_{11}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1)] + a_{12}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BK}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1], \\ I_{\mathrm{K}} &= a_{21}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1)] + a_{22}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BK}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1], \\ I_{\mathrm{B}} &= a_{31}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1)] + a_{32}\cdot[\exp(U_{\mathrm{BK}}/\varphi_{\mathrm{T}}) - 1], \end{aligned}\right\} \quad (1.72)$$

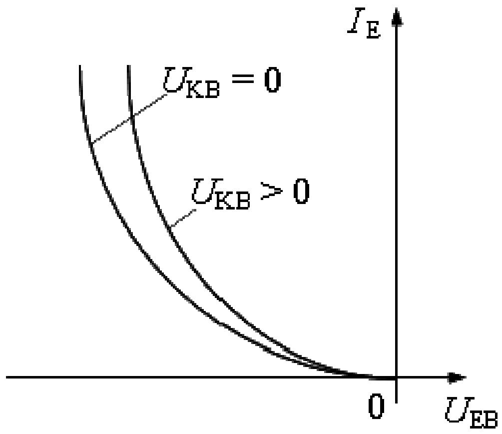
kur parametrai $a_{i\,j}$ $(i, j = 1, 2, 3)$:

$$\left.\begin{aligned} & a_{11} = I_{\mathrm{DE\ s}}, \qquad a_{12} = -\alpha_{\mathrm{o\ i}}\cdot I_{\mathrm{DK\ s}}, \qquad a_{21} = \alpha_{\mathrm{o}}\cdot I_{\mathrm{DE\ s}}, \\ & a_{22} = -I_{\mathrm{DK\ s}}, \quad a_{31} = (1 - \alpha_{\mathrm{o}})\cdot I_{\mathrm{DEs}}, \quad a_{32} = (1 - \alpha_{\mathrm{o\ i}})\cdot I_{\mathrm{DK\ s}}. \end{aligned}\right\} \quad (1.73)$$

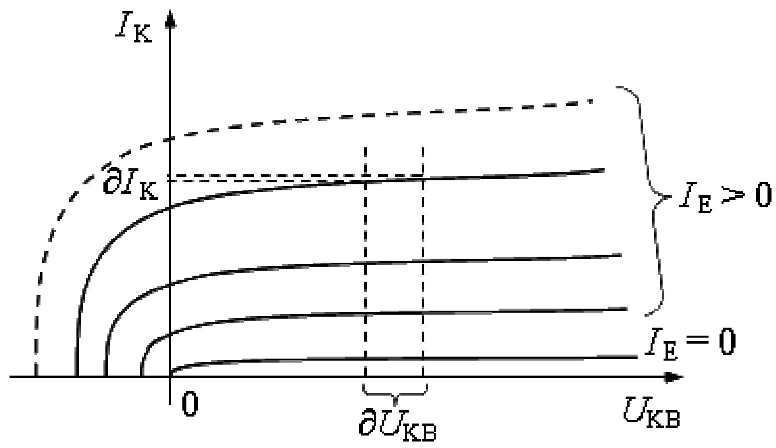
Gautos lygtys (1.72) su koeficientais (1.73), išreikštais per keturis tranzistoriaus parametrus: α_{o}, $\alpha_{\mathrm{o\ i}}$, $I_{\mathrm{DK\ s}}$ ir $I_{\mathrm{DE\ s}}$, yra vadinamos *Eberso-Molo lygtimis*, kurios aprašo dvipolio tranzistoriaus voltamperines charakteristikas (VACh) BB jungimo atveju.

Iš (1.72) ir (1.73) gauname dvipolio tranzistoriaus VACh BB jungimo atveju:

1) <u>įėjimo VACh</u>- $I_E(U_{EB})$, esant įtampai U_{KB} = const (1.38 pav. a);
2) <u>išėjimo VACh</u>- $I_K(U_{KB})$, esant srovei I_E = const (1.38 pav. b);
3) <u>perdavimo charakteristika</u>- $I_K(U_{EB})$, esant įtampai U_{KB} = const (1.38 pav. c).

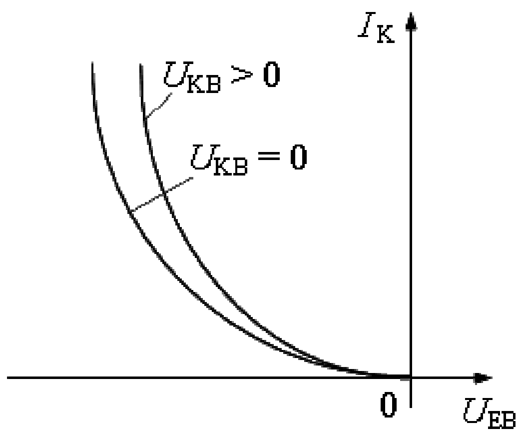


a



b

1.38 pav.



c

Iš įėjimo VACh (1.38 pav. a) ir perdavimo charakteristikos (1.38 pav. c) matome, jog jos turi eksponentinės funkcijos pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACh (1.1), jos dideliu tikslumu yra aprašomos panašia aproksimacija:

$$\left.\begin{aligned} I_{\mathrm{E}} &= I_{\mathrm{DEs}}(T,\, U_{\mathrm{KB}})/\exp(U_{\mathrm{EB}}/\varphi_{\mathrm{T}})\text{- } \textbf{įėjimo VACh}, \\ I_{\mathrm{K}} &= I_{\mathrm{DKs}}(T,\, U_{\mathrm{KB}})/\exp(U_{\mathrm{EB}}/\varphi_{\mathrm{T}})\text{- } \textbf{perdavimo charakteristika}\ , \end{aligned}\right\} \quad (1.74)$$

kur priimta: m = 1, o atgalinės soties srovės $I_{\mathrm{DE\,s}}$ ir $I_{\mathrm{DK\,s}}$ yra funkcijos nuo temperatūros T ir įtampos U_{KB} (įtampa U_{EB} yra rašoma su atitinkamu ženklu- “+” arba “–”).

Bendros bazės schemoje (BB) (1.35 pav. a) tranzistoriaus kolektoriaus kuntamosios srovės $I_{\mathrm{K}\,\sim}$ priklausomybė nuo emiterio kintamosios įtampos $U_{\mathrm{EB}\,\sim}$ yra nusakoma diferencialiniu statumu S_{b} :

$$S_{\mathrm{b}} = \partial I_{\mathrm{K}}/\partial U_{\mathrm{EB}} = I_{\mathrm{K}\sim}/U_{\mathrm{EB}\sim}, \qquad \text{kai } U_{\mathrm{KB}=} = \text{const}, \quad (1.75)$$

ir iš **(**1.74) bei **(**1.75**)** randame:

$$S_{\mathrm{b}} = -\,I_{\mathrm{DK\,s}}(T,\, U_{\mathrm{KB}=})/[\varphi_{\mathrm{T}}\cdot\exp\,(U_{\mathrm{EB}\sim}/\varphi_{\mathrm{T}})] = -\,I_{\mathrm{K}=}/\varphi_{\mathrm{T}}\ . \qquad (1.76)$$

BB schemoje tranzistoriaus įėjimo varža $R_{\mathrm{EB\,b}}$ pastoviai srovei:

$$R_{\mathrm{EB\,b}} = |U_{\mathrm{EB}=}|/I_{\mathrm{E}=} = [|U_{\mathrm{EB}=}|\cdot\exp(U_{\mathrm{EB}=}/\varphi_{\mathrm{T}})]/I_{\mathrm{DE\,s}}, \qquad (1.77)$$

ir diferencialinė tranzistoriaus įėjimo varža $r_{\mathrm{EB\,b}}$ kintamajai srovei:

$$r_{\mathrm{EB\,b}} = \partial U_{\mathrm{EB}}/\partial I_{\mathrm{E}} = U_{\mathrm{EB}\sim}/I_{\mathrm{E}\sim} = \alpha/S_{\mathrm{b}} = (\alpha\cdot\varphi_{\mathrm{T}})/I_{\mathrm{K}=},\ \text{kai}\ U_{\mathrm{KB}=} = \text{const.} \qquad (1.78)$$

Iš (1.77) ir (1.78) randame:

$r_{\mathrm{EB\,b}} = 25\ \Omega$, kai: $\alpha = 0{,}98$, $\varphi_{\mathrm{T}} = 25{,}5$ mV ($T = 300^{\mathrm{o}}$ K) ir $I_{\mathrm{K}=} = 1$ mA;

$R_{\mathrm{EB\,b}} = 176\ \Omega$, kai: $I_{\mathrm{DE\,s}} = 10^{-3}$ mA, $U_{\mathrm{EB}=} = -176$ mV (atitinka srovę $I_{\mathrm{K}=} = 1$ mA).

Gauti rezultatai parodo, jog BB jungimo schemoje tranzistoriaus įėjimo varža $R_{\mathrm{EB\,b}}$ pastoviajai bei kintamajai $r_{\mathrm{EB\,b}}$ srovėms yra labai maža- neviršija kelių šimtų omų ir galioja nelygybė:

$$R_{\mathrm{EB\,b}} > r_{\mathrm{EB\,b}}. \qquad (1.79)$$

BB schemoje tranzistoriaus išėjimo varža $R_{\mathrm{KB\,b}}$ pastoviai srovei:

$$R_{\mathrm{KB\,b}} = |U_{\mathrm{KB}=}|/I_{\mathrm{K}=} = [|U_{\mathrm{KB}=}|\cdot \exp(U_{\mathrm{EB}=}/\varphi_{\mathrm{T}})]/I_{\mathrm{DK\,s}}, \tag{1.80}$$

ir tranzistoriaus diferencialinė išėjimo varža $r_{\mathrm{EB\,b}}$ kintamajai srovei:

$$r_{\mathrm{KB\,b}} = \partial U_{\mathrm{KB}}/\partial I_{\mathrm{K}} = U_{\mathrm{KB}\sim}/I_{\mathrm{K}\sim} = [\varphi_{\mathrm{T}}\cdot \exp(U_{\mathrm{KB}\sim}/\varphi_{\mathrm{T}})]/[(1-\alpha_{\mathrm{o}}\cdot\alpha_{\mathrm{oi}})\cdot I_{\mathrm{DKs}}], \tag{1. 81}$$

kai $I_{\mathrm{E}=}$ = const, ir iš (1.80) bei (1.81) randame:

$r_{\mathrm{KB\,b}} = 2{,}5\ \mathrm{M\Omega}$, kai: $\alpha_{\mathrm{o}} = 0{,}98$, $\alpha_{\mathrm{oi}} = 0{,}5$, $\varphi_{\mathrm{T}} = 25{,}5$ mV, $I_{\mathrm{DK\,s}} = 10^{-3}$ mA ir įtampa $U_{\mathrm{KB}=} = 0{,}1$ V,

ir iš čia seka: $r_{\mathrm{KB\,b}} >> r_{\mathrm{EB\,b}}$, kai $U_{\mathrm{KB}=} > 0$ ir $r_{\mathrm{KB\,b}} \Rightarrow 0$, kai $U_{\mathrm{KB}=} < 0$.

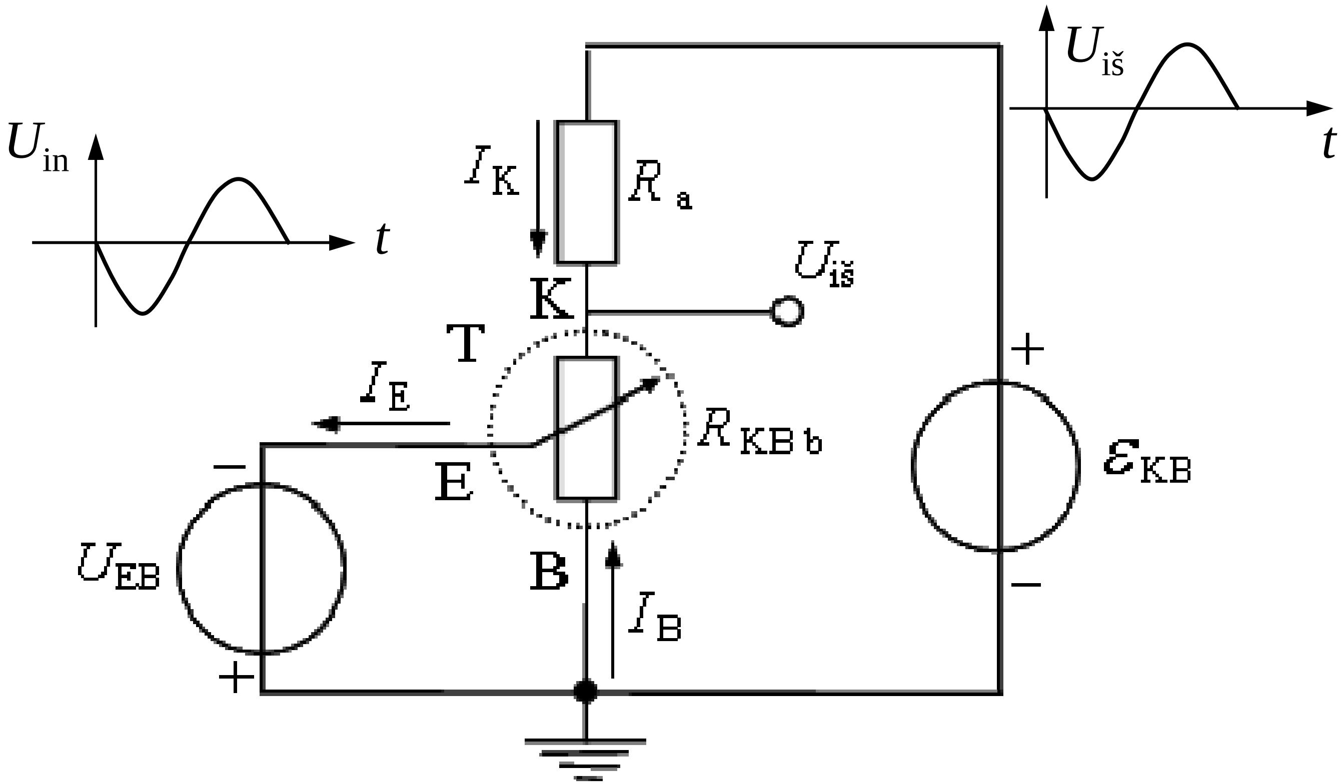
$R_{\mathrm{KB\,b}}$ yra funkcija nuo įėjimo įtampos $U_{\mathrm{EB}=}$ (1.80) ir kinta:

nuo labai didelės vertės- $R_{\mathrm{KB\,b}} = |U_{\mathrm{KB}=}|/I_{\mathrm{DK\,s}} = 100\ \mathrm{k\Omega} \div 1\ \mathrm{M\Omega}$ ir daugiau, kai $U_{\mathrm{EB}=} = 0$ (tranzistorius yra uždarytas), iki labai mažų verčių- $R_{\mathrm{KB\,b}} = 10 \div 10^{-3}\ \Omega$, kai $U_{\mathrm{EB}=} < 0$ (tranzistorius yra atidarytas), ir taip pat galioja nelygybė:

$$r_{\mathrm{KB\,b}} > R_{\mathrm{KB\,b}}. \tag{1.82}$$

Atlikta BB schemoje įjungto tranzistoriaus išėjimo varžos $R_{\mathrm{KB\ b}}$ pastoviai srovei analizė parodė, jog iš esmės tranzistorius yra įėjimo įtampa $U_{\mathrm{EB}=}$ arba $U_{\mathrm{EB}\sim}$ valdomas rezistorius- $R_{\mathrm{KB\ b}}(U_{\mathrm{EB}=}, U_{\mathrm{EB}\sim})$ (1.80). Todėl elektroninėse grandinėse tranzistoriaus aktyviąją veiką galima nagrinėti jį pakeitus valdomu kintamosios varžos rezistoriumi- $R_{\mathrm{KB\,b}}$(potenciometru) (1.39 pav.).

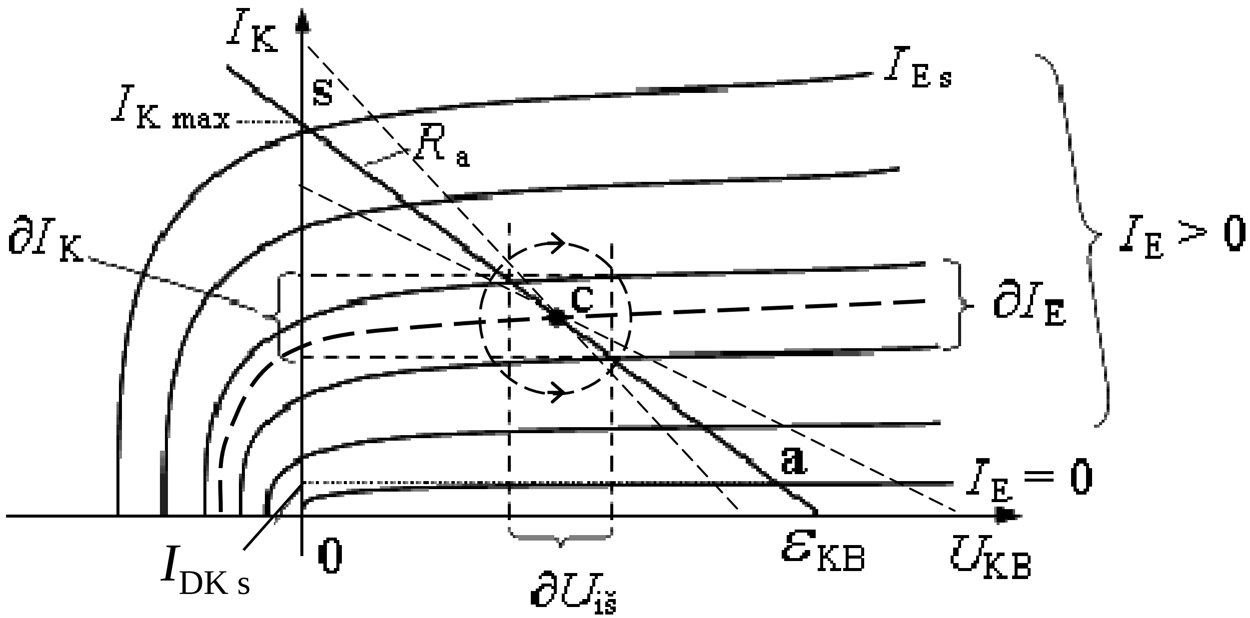
1.39 pav.



$$U_{\mathrm{iš}=} = \mathcal{E}_{\mathrm{KB}} \cdot [R_{\mathrm{KB\ b}} / (R_{\mathrm{a}} + R_{\mathrm{KB\ b}})]. \tag{1.83}$$

Išnagrinėsime 1.39 pav. parodytos BB grandinės su tranzistoriaus T varžiniu ekvivalentu $R_{KB\,b}$ veiką. Tuo tikslu pasinaudosime išėjimo VACh (1.38 pav. b) bei joje nubrėžta apkrovos R_a tiese (1.40 pav.).

1.40 pav.



Apkrovos R_a tiesė yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_{K=} = I_{K\,max} - |U_{KB=}|/R_a, \qquad (1.84)$$

kur: $I_{K\,max} = |\mathcal{E}_{KB}|/R_a$- didžiausia kolektoriaus srovė, kai $R_{KB\,b} = 0$.

Iš (1.83) ir (1.80) bei akivaizdžios tapatybės $U_{KB=} = \mathcal{E}_{KB}$ seka išraiška:

$$U_{\text{iš}=} = \pm \mathcal{E}^2_{KB}/[(I_{DK\,s} \cdot R_a)/\exp(U_{EB=}/\varphi_T) + |\mathcal{E}_{KB}|], \qquad (1.85)$$

kur: "+", kai $\mathcal{E}_{KB} > 0$ ir "–", kai $\mathcal{E}_{KB} < 0$.

$$\text{Kai:} \quad \underbrace{U_{EB=} \Rightarrow 0,\ U_{\text{iš}=} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB};}_{\textbf{atkirta („a“)}} \quad \underbrace{U_{EB=} \Rightarrow U_{EBs=} < 0, \qquad U_{\text{iš}=} \Rightarrow 0;}_{\textbf{sotis („s“)}}$$

Dažniausiai $|U_{EB=}| \leq 1$ V (1.3 pav.), kai tuo tarpu kolektoriaus grandinės maitinimo šaltinio įtampa $\mathcal{E}_{KB}$ <u>gali siekti dešimtis ir šimtus voltų</u> ($|\mathcal{E}_{KB}| >> |U_{EB=}|$).

Todėl BB jungimo schemoje turime akivaizdų nuolatinės išėjimo įtampos $U_{\text{iš}=}$ stiprinimą:

$$K_{U\,b} = |U_{\text{iš}=}/U_{in=}| >> 1 \Rightarrow |\mathcal{E}_{KB}|/1\ \text{V}, \qquad (1.86)$$

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

Akivaizdu, jog tranzistorius BB schemoje stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą $U_{in\,\sim}$, kurią šiuo atveju atitinka kintamoji įtampa $U_{EB\,\sim}$.

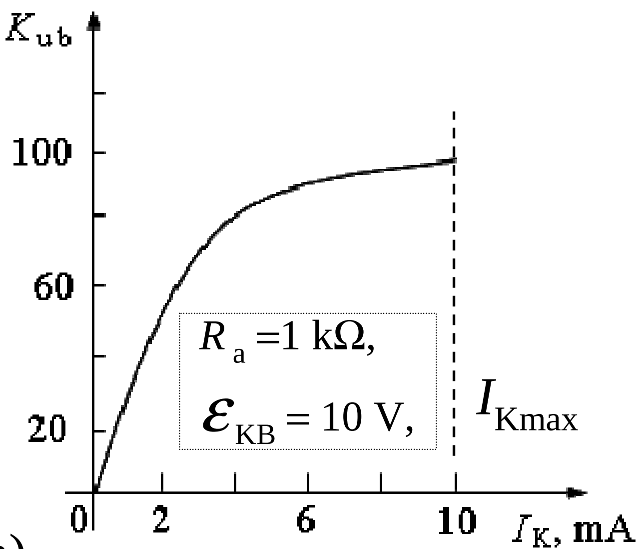
Kintamojo signalo atveju BB schemai yra įvedamas diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas $K_{\mathrm{u\,b}}$:

$$K_{\mathrm{u\,b}} = \partial U_{\mathrm{iš}}/\partial U_{\mathrm{in}} = \partial U_{\mathrm{KB}}/\partial U_{\mathrm{EB}} = U_{\mathrm{KB}\sim}/U_{\mathrm{EB}\sim}, \quad \text{kai } I_{\mathrm{E}=} = \text{const.} \qquad (1.87)$$

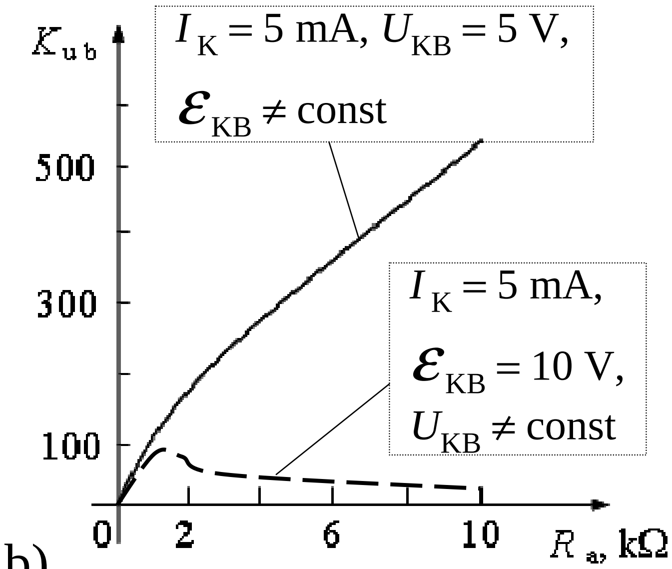
Iš (1.87) ir ((1.85)- $\partial U_{\mathrm{iš}}/\partial U_{\mathrm{EB}}$) bei (1.74) randame:

$$K_{\mathrm{u\,b}} = (R_{\mathrm{a}}\cdot\mathcal{E}^2_{\mathrm{KB}}\cdot I_{\mathrm{DKs}})/\{\varphi_{\mathrm{T}}\cdot[(I_{\mathrm{DKs}}\cdot R_{\mathrm{a}})/\exp(U_{\mathrm{EB}=}/\varphi_{\mathrm{T}}) + |\mathcal{E}_{\mathrm{KB}}|]^2\cdot\exp(U_{\mathrm{EB}=}/\varphi_{\mathrm{T}})\} =$$

$$= K_{\mathrm{u\,b}} = (\mathcal{E}^2_{\mathrm{KB}}\cdot I_{\mathrm{K}=}\cdot R_{\mathrm{a}})/[\varphi_{\mathrm{T}}\cdot(I_{\mathrm{K}=}\cdot R_{\mathrm{a}} + |\mathcal{E}_{\mathrm{KB}}|)^2] >> |\mathcal{E}_{\mathrm{KB}}|/1\ \mathrm{V}. \qquad (1.88)$$



a)



b)

1.41 pav.

Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas $K_{u\,b}$ (1.87) gali būti išreikštas per tranzistoriaus diferencialinį statumą $S_b = I_{K\sim}/U_{EB\sim}$ **(**1.75**)** :

$$K_{u\,b} = \partial U_{iš}/\partial U_{in} = (I_{K\sim} \cdot R_a)/U_{EB\sim} = S_b \cdot R_a \cong (I_{K=} \cdot R_a)/\varphi_T, \quad (1.89)$$

kur: $0 < I_{K=} < I_{K\,max}$.

Tranzistorius BB schemoje <u>stiprina įtampą</u> ($K_{u\,b}$ >> 1) ir <u>nestiprina srovės</u>, nes:

$$K_{i\,b} = \partial I_{iš}/\partial I_{in} = I_{K\sim}/I_{E\sim} = \alpha \cdot (I_{E\sim}/I_{in\sim}) = \alpha < 1,$$

nes $I_{E\sim} = I_{in\sim}$ ir todėl galios stiprinimo koeficientas $K_{P\,b}$ - nuolatinei srovei ir $K_{p\,b}$ - kintamajai srovei:

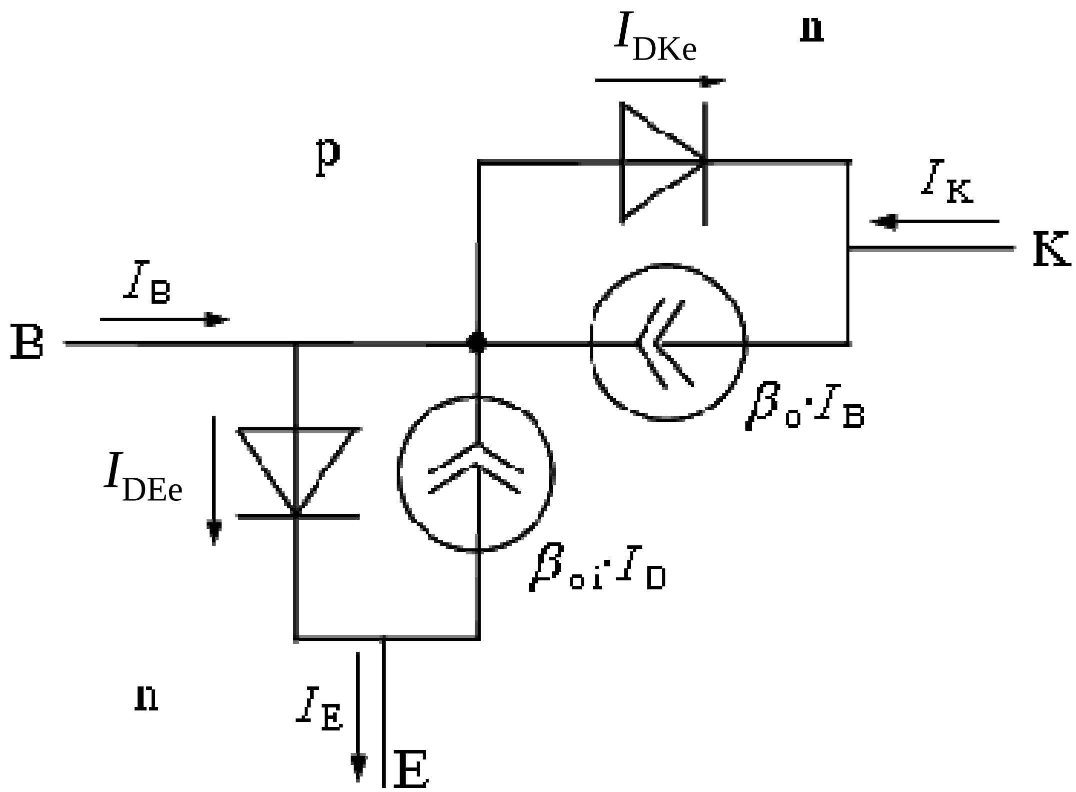
$$K_{P\,b} = P_{iš=}/P_{in=} = \alpha_o \cdot K_{U\,b} >> 1, \quad K_{p\,b} = P_{iš\sim}/P_{in\sim} = \alpha \cdot K_{u\,b} >> 1, \quad (1.90)$$

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

Bendros bazės schemoje (1.35 pav. a, 1.39 pav.), esant įėjimo įtampos $U_{in=}$ pokyčiui $\Delta U_{in} = \Delta U_{EB} > 0$, išėjimo įtampos $U_{iš=}$ pokytis $\Delta U_{iš} > 0$, t.y. fazė $\varphi_{iš}$ sutampa su faze $\varphi_{in} = \varphi_{iš}$, ir iš čia seka: BB schemoje žemuose dažniuose išėjimo signalo $U_{iš}$ fazė sutampa su įėjimo signalo U_{in} faze:

BB schema žemuose dažniuose fazės nesuka.

<u>Bendro emiterio schemoje</u> (BE), (1.35 pav. b) įėjimo srovė I_{in} yra I_B, o išėjimo srovė $I_{iš} \Rightarrow I_K$. Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu (1.37 pav.), yra modeliuojama <u>Eberso-Molo ekvivalentine schema</u>, parodyta 1.42 pav.,



1.42 pav.

kur: $\beta_{o\,i} = \alpha_{o\,i}/(1 - \alpha_{o\,i})$ - tranzistoriaus bazės srovės $I_{B\,=}$ perdavimo koeficientas <u>inversinio jungimo atveju</u>, kai kolektorius ir emiteris sukeisti vietomis, t.y. kolektoriaus p-n sandūra yra įjungta tiesiogine, o emiterio p-n sandūra- atgaline kryptimis.

Tranzistoriaus veikai nusakyti BE grandinėje (1.35 pav. b) yra naudojamos:

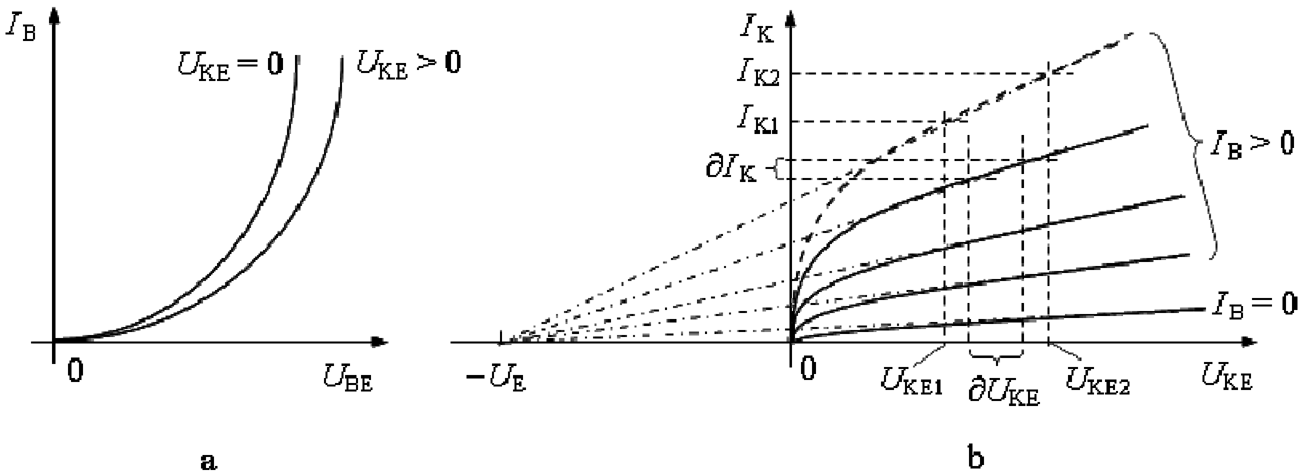
įėjimo VACh- $I_B(U_{BE})$, esant užduotai U_{KE} = const;

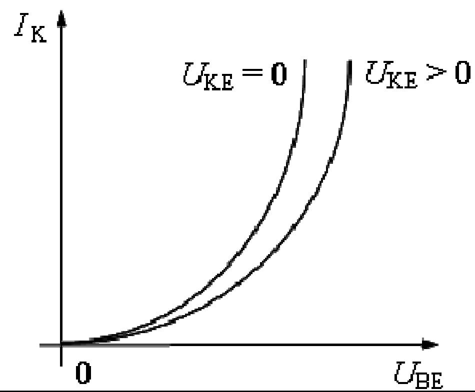
išėjimo VACh- $I_K(U_{KE})$, esant užduotai I_B = const;

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

kurios seka iš Eberso-Molo lygčių (1.72) ir (1.73) ir yra parodytos 1.43 pav.

1.43 pav.





BE grandinėje <u>įėjimo VACh</u> (1.43 pav. a) ir <u>perdavimo charakteristikos</u> (1.43 pav. c) turi <u>eksponentinės funkcijos pavidalą</u>. Todėl, analogiškai diodo VACh (1.1), jos dideliu tikslumu yra aprašomos panašia aproksimacija:

$$\left.\begin{aligned} I_{B=} &= I_{B\,s}(T, U_{KE=})\cdot\exp(U_{BE=}/\varphi_T), \\ I_{K=} &= I_{K\,e\,s}(T, U_{KE=})\cdot\exp(U_{BE=}/\varphi_T), \end{aligned}\right\} \qquad (1.91)$$

kur priimta $m = 1$, o atgalinės soties srovės $I_{B\,s}$ ir $I_{K\,e\,s}$ yra funkcijos nuo $U_{KE=}$ ir T.

Iš srovių balanso sąlygos (1.65) seka:

$$I_{B\,s} = I_{DE\,s} - I_{DK\,s} = I_{DE\,s} - \alpha_o\cdot I_{DE\,s} = (1-\alpha_o)\cdot I_{DE\,s} \approx I_{DE\,s}/\beta_o,$$

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

ir iš čia, kai $I_B = 0$, gauname:

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

o kadangi $I_E = I_{K\,e\,s}$, randame galutinę išraišką:

$$\boxed{I_{K\,e\,s} = I_{DK\,s}/(1-\alpha_o) \approx \beta_o\cdot I_{DK\,s}.} \qquad (1.92)$$

BE schemoje (1.35 pav. b) tranzistoriaus kolektoriaus kintamosios srovės $I_{K\sim}$ priklausomybė nuo bazės kintamosios įtampos $U_{BE\sim}$ yra nusakoma diferencialiniu statumu S_e :

$$S_e = \partial I_K / \partial U_{BE} = I_{K\sim} / U_{BE\sim}, \qquad \text{kai } U_{KE=} = \text{const}, \qquad (1.92)$$

ir iš **(**1.91) bei **(**1.92**)** randame:

$$S_e = \{ I_{Kes}(T, U_{KE=}) \cdot [\exp(U_{BE\sim}/\varphi_T)] \} / \varphi_T = I_{K=} / \varphi_T. \quad (1.93)$$

Iš (1.93) ir (1.76) seka: $S_e = S_b$, t.y. tranzistoriaus statumas S nepriklauso nuo jo parametrų bei jungimo schemos, ir yra funkcija tik nuo kolektoriaus srovės $I_{K=}$.

BE schemoje tranzistoriaus įėjimo varža $R_{BE\,e}$ pastoviai srovei:

$$R_{BE\,e} = |U_{BE=}| / I_{B=} = |U_{EB=}| / [I_{B\,s} \cdot \exp(U_{BE=}/\varphi_T)], \qquad (1.94)$$

ir tranzistoriaus diferencialinė įėjimo varža $r_{BE\,e}$ kintamajai srovei:

$$r_{BE\,e} = \partial U_{BE} / \partial I_B = U_{BE\sim} / I_{B\sim} = \beta / S_e = (\beta \cdot \varphi_T) / I_{K=}, \quad \text{kai } U_{KE=} = \text{const}, \quad (1.95)$$

ir iš čia seka:

$$R_{BE\,e} > r_{BE\,e}. \qquad (1.96)$$

Iš (1.94) ir (1.95) randame:

$r_{\mathrm{BE\,e}} = 1{,}25\ \mathrm{k\Omega}$, kai $\beta = 49$ ($\alpha = 0{,}98$), $\varphi_{\mathrm{T}} = 25{,}5$ mV ir $I_{\mathrm{K=}} = 1$ mA;

$R_{\mathrm{BE\,e}} = 176\ \mathrm{k\Omega}$, kai $I_{\mathrm{B\,s}} = 10^{-6}$ mA, $U_{\mathrm{BE=}} = 176$ mV ($I_{\mathrm{K=}} = 1$ mA), $I_{\mathrm{K\,e\,s}} = 10^{-3}$ mA.

Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais BB schemoje (1.81) ir (1.82), matome, jog BE schemoje tranzistoriaus įėjimo varžos yra daug didesnės:

$$r_{\mathrm{BE\,e}} = \beta \cdot r_{\mathrm{EB\,b}}, \qquad R_{\mathrm{BE\,e}} = R_{\mathrm{EB\,b}} \cdot (I_{\mathrm{DE\,s}}/I_{\mathrm{B\,s}}) \cong \beta_{\mathrm{o}} \cdot R_{\mathrm{EB\,b}}. \tag{1.97}$$

BE schemoje tranzistoriaus išėjimo varža $R_{\mathrm{KE\,e}}$ pastoviai srovei:

$$R_{\mathrm{KE\,e}} = |U_{\mathrm{KE=}}|/I_{\mathrm{K=}} = |U_{\mathrm{KE=}}|/[I_{\mathrm{K\,e\,s}} \cdot \exp(U_{\mathrm{BE=}}/\varphi_{\mathrm{T}})], \tag{1.98}$$

ir tranzistoriaus diferencialinė išėjimo varža $r_{\mathrm{EK\,e}}$ kintamajai srovei:

$$r_{\mathrm{KE\,e}} = \partial U_{\mathrm{KE}}/\partial I_{\mathrm{K\sim}} = U_{\mathrm{KE\sim}}/I_{\mathrm{K\sim}} = [\varphi_{\mathrm{T}} \cdot \exp(U_{\mathrm{KE=}}/\varphi_{\mathrm{T}})]/[(1 - \alpha_{\mathrm{o}} \cdot \alpha_{\mathrm{o\,i}}) \cdot I_{\mathrm{K=}}], \tag{1. 99}$$

kai $I_{\mathrm{B=}} = \mathrm{const}$ ir iš (1.98) bei (1.99) randame:

$r_{\mathrm{KE\,e}} = 129\ \mathrm{k\Omega}$, kai: $\alpha_{\mathrm{o}} = 0{,}98$, $\alpha_{\mathrm{o\,i}} = 0{,}5$, $\varphi_{\mathrm{T}} = 25{,}5$ mV, $U_{\mathrm{KE=}} = 0{,}3$ V, ir iš (1. 99) matome, jog BE schemoje normaliai įjungto tranzistoriaus išėjimo varža:

$$r_{\text{KE e}} < r_{\text{KB b}}. \qquad (1.100)$$

Be to $r_{\text{KE e}}$ priklauso ir nuo $I_{\text{K}=}$, t.y. diferencialinė varža $r_{\text{KE e}}$ mažėja, didėjant srovei $I_{\text{K}=}$ (1.43 pav. b). Ši priklausomybę yra vadinama *Erlio efektu* ir yra nusakoma Erlio įtampa U_{E}:

$$|U_{\text{E}}| = (I_{\text{K1}=} \cdot U_{\text{KE2}=} - I_{\text{K2}=} \cdot U_{\text{KE1}=})/(I_{\text{K2}=} - I_{\text{K1}=}), \qquad (1.101)$$

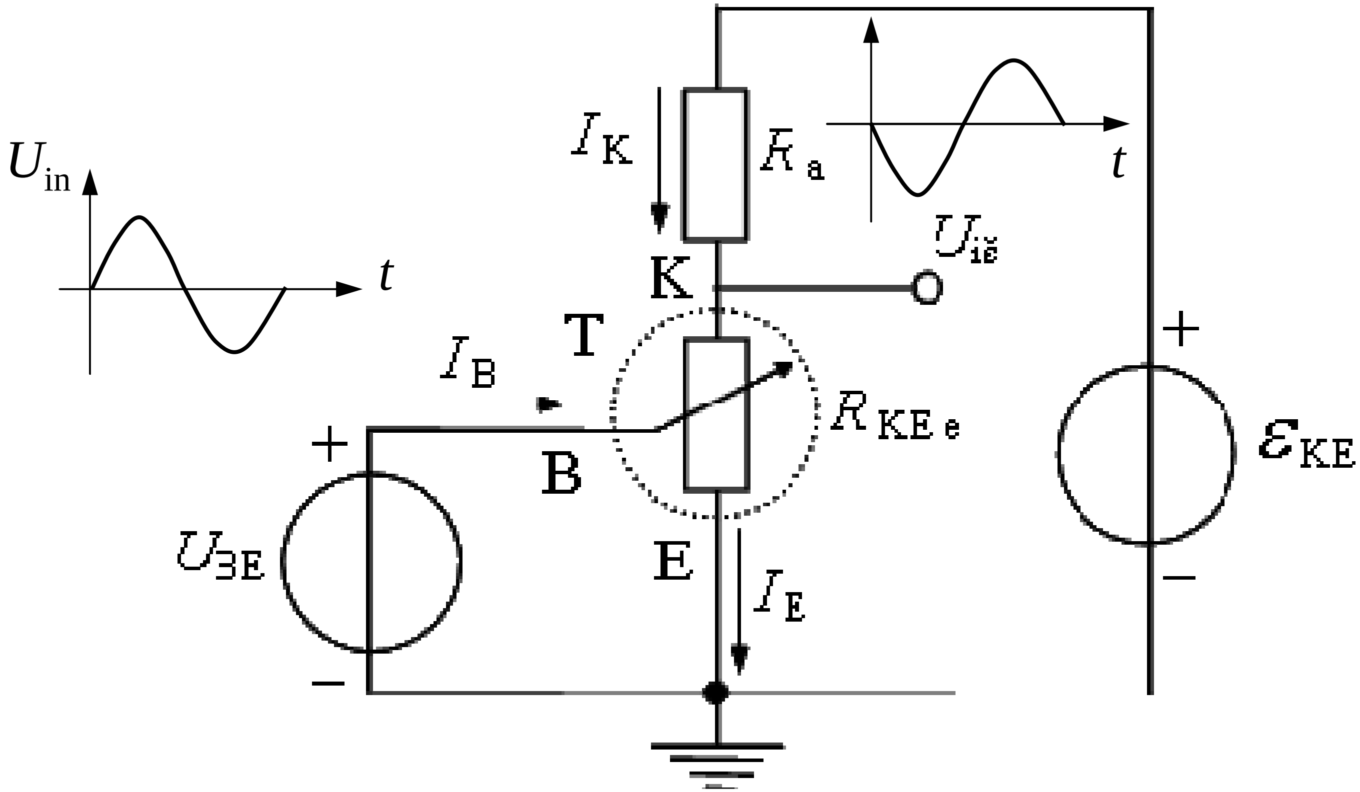
ir ši išraiška seka iš 1.43 pav. b.

Esant fiksuotai įtampai $U_{\text{KE}=}$ = const > 0, išėjimo varža $R_{\text{KE e}}$ **(**1.98**)** yra funkcija nuo įėjimo įtampos $U_{\text{BE}=}$ ir kinta nuo labai didelės vertės- $R_{\text{KE e}} = U_{\text{KE}=}/I_{\text{K e s}} =$ $= 1 \div 100$ MΩ, kai $U_{\text{BE}=} = 0$ (tranzistorius yra uždarytas), iki labai mažų verčių- $R_{\text{KE e}} = 10 \div 10^{-2}$ Ω, kai $U_{\text{BE}=} > 0$ (tranzistorius yra atidarytas).

Iš čia seka:

BE jungimo schemoje tranzistorius iš esmės taip pat yra įėjimo įtampa U_{in} valdomas rezistorius- $R_{\text{KE e}}(U_{\text{in}})$ (1.44 pav.), kur $U_{\text{in}} = U_{\text{BE}}$.

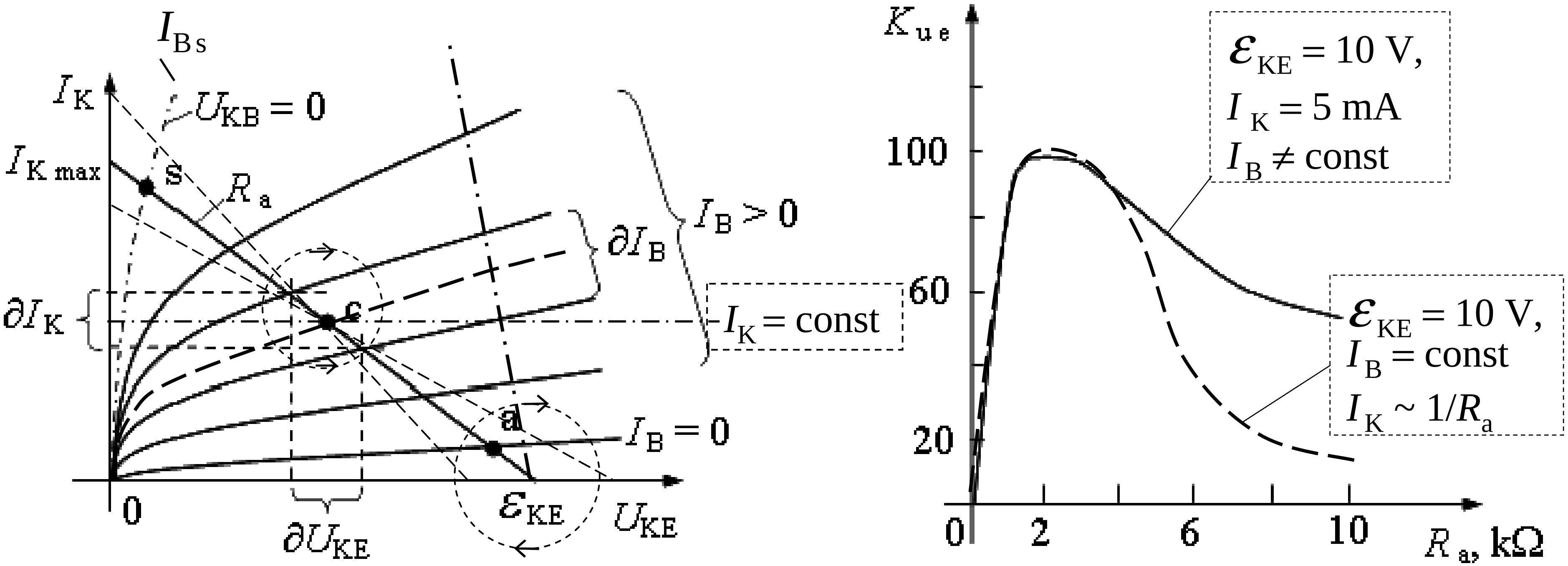
1.44 pav.



Apkrovos R_a tiesė (1.45 pav. a) yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_{K=} = I_{K\,max} - |U_{KE=}|/R_a = (|\mathcal{E}_{KE}| - |U_{KE=}|)/R_a, \qquad (1.102)$$

kur: $I_{K\,max} = |\mathcal{E}_{KE}|/R_a$.



a — 1.45 pav. — b

Išėjimo pastoviajai įtampai $U_{\text{iš}=}$ tranzistoriaus T kolektoriaus K išvade (1.44 pav.) paskaičiuoti, pasinaudosime Omo dėsniu visai išėjimo grandinei ir akivaizdžia įtampų suma- $\mathcal{E}_{KE} = U_{R_K=} + U_{\text{iš}=}$:

$$U_{\text{iš}=} = \mathcal{E}_{KE} - U_{RK=} = \mathcal{E}_{KE} - I_{K=} \cdot R_a = \mathcal{E}_{KE} \cdot [R_{KE\,e}/(R_a + R_{KE\,e})], \quad (1.103)$$

kur iš (1.98) įstatę $R_{\mathrm{KE\,e}}$ išraišką ir pakeitę $U_{\mathrm{KE}} \Rightarrow \mathcal{E}_{\mathrm{KE}}$, randame:

$$U_{\mathrm{iš}=} = \pm \mathcal{E}^2_{\mathrm{KE}}/\{[I_{\mathrm{Ke\,s}} \cdot R_{\mathrm{a}} \cdot \exp(U_{\mathrm{BE}=}/\varphi_{\mathrm{T}})] + |\mathcal{E}_{\mathrm{KE}}|\}. \qquad (1.104)$$

kur: “+”, kai $\mathcal{E}_{\mathrm{KE}} > 0$ ir “–”, kai $\mathcal{E}_{\mathrm{KE}} < 0$.

Kai: $\underbrace{U_{\mathrm{BE}=} \Rightarrow 0,\ U_{\mathrm{iš}=} \Rightarrow \mathcal{E}_{\mathrm{KE}};}_{\textbf{atkirta („a”)}}$ $\underbrace{U_{\mathrm{BE}=} \Rightarrow U_{\mathrm{BE\,s}=} > 0,\quad U_{\mathrm{iš}=} \Rightarrow 0;}_{\textbf{sotis („s”)}}$

Dažniausiai $|U_{\mathrm{BE}=}| \le 1$ V (1.3 pav.), kai tuo tarpu kolektoriaus grandinės maitinimo šaltinio įtampa $\mathcal{E}_{\mathrm{KE}}$ gali siekti dešimtis ir šimtus voltų ($|\mathcal{E}_{\mathrm{KE}}| >> |U_{\mathrm{BE}=}|$).

Todėl BE jungimo schemoje turime akivaizdų nuolatinės išėjimo įtampos $U_{\mathrm{iš}=}$ stiprinimą:

$$K_{\mathrm{U\,e}} = |U_{\mathrm{iš}=}/U_{\mathrm{in}=}| >> 1 \Rightarrow |\mathcal{E}_{\mathrm{KE}}|/1\ \mathrm{V}, \qquad (1.105)$$

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

Akivaizdu, jog tranzistorius BE schemoje stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą $U_{\mathrm{in}\sim}$, kurią šiuo atveju atitinka kintamoji įtampa $U_{\mathrm{BE}\sim}$.

Kintamojo signalo atveju BE schemai yra įvedamas <u>diferencialinis</u> įtampos stiprinimo koeficientas $K_{u\,e}$:

$$K_{u\,e} = \partial U_{iš} / \partial U_{in} = \partial U_{KE} / \partial U_{BE} = U_{KE\sim} / U_{BE\sim}, \text{ kai } I_{B=} = \text{const.} \quad (1.106)$$

Iš (1.106) ir ((1.104)- $\partial U_{iš\,=} / \partial U_{BE\,=}$) bei (1.91) randame:

$$K_{u\,e} = [(R_a \cdot \mathcal{E}^2_{KE} \cdot I_{Ke\,s} \cdot \exp(U_{BE\,=}/\varphi_T)] / \{\varphi_T \cdot [(I_{DK\,s} \cdot R_a \cdot \exp(U_{BE\,=}/\varphi_T) + |\mathcal{E}_{KE}|]^2\} =$$

$$= (\mathcal{E}^2_{KE} \cdot I_{K=} \cdot R_a) / [\varphi_T \cdot (I_{K=} \cdot R_a + |\mathcal{E}_{KE}|)^2] >> |\mathcal{E}_{KE}| / 1\text{ V}, \quad (1.107)$$

ir iš čia paskaičiuota priklausomybė $K_{u\,e}(R_a)$ yra parodyta 1.45 pav. b, kur maitinimo įtampa $\mathcal{E}_{KE} = I_K \cdot R_a + U_{KE}$, t.y. perskaičiuojama taip, jog apkrovos tiesė R_a sukasi apie tranzistoriaus veikos tašką “c” (1.45 pav. a), kuriame kolektoriaus srovė $I_{K=} = 5$ mA ir $U_{KE=} = 5$ V.

Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas $K_{u\,e}$ (1.106) gali būti išreikštas per tranzistoriaus diferencialinį statumą $S_e = \partial I_K / \partial U_{BE}$ **(**1.92**)** :

$$K_{u\,e} = \partial U_{iš} / \partial U_{in} = (\partial I_K \cdot R_a) / \partial U_{BE} = S_e \cdot R_a \cong (I_{K=} \cdot R_a) / \varphi_T, \quad (1.108)$$

kur: $0 < I_{K=} < I_{K\,max}$.

Palyginę (1.108) ir (1.89) matome, jog $K_{u\,e} \cong K_{u\,b}$.

BE schemoje (1.35 pav. c, 1.44 pav.), esant įėjimo įtampos $U_{in\,=}$ pokyčiui $\Delta U_{in} = \Delta U_{BE} > 0$, išėjimo įtampos $U_{iš\,=}$ pokytis $\Delta U_{iš} < 0$, t.y. savo ženklu yra priešingas. Iš čia seka, jog žemuose dažniuose BE schemoje išėjimo įtampos $U_{iš}$ pokyčio $\Delta U_{iš}$ fazė $\varphi_{iš}$ yra pasukta -180^{o} (arba $-\pi$) atžvilgiu įėjimo įtampos U_{in} pokyčio ΔU_{in} fazės φ_{in} :

$$\Delta \varphi = \varphi_{iš} - \varphi_{in} = -180^{o} = -\pi;$$

BE schema žemuose dažniuose fazę pasuka $-180^{o} = -\pi$.

BE schemoje pastoviosios galios stiprinimo koeficientas $K_{P\,e}$ ir kintamosios galios- $K_{p\,e}$:

$$K_{P\,e} = P_{iš\,=}/P_{in\,=}, \qquad K_{p\,e} = P_{iš\,\sim}/P_{in\,\sim}, \tag{1.109}$$

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

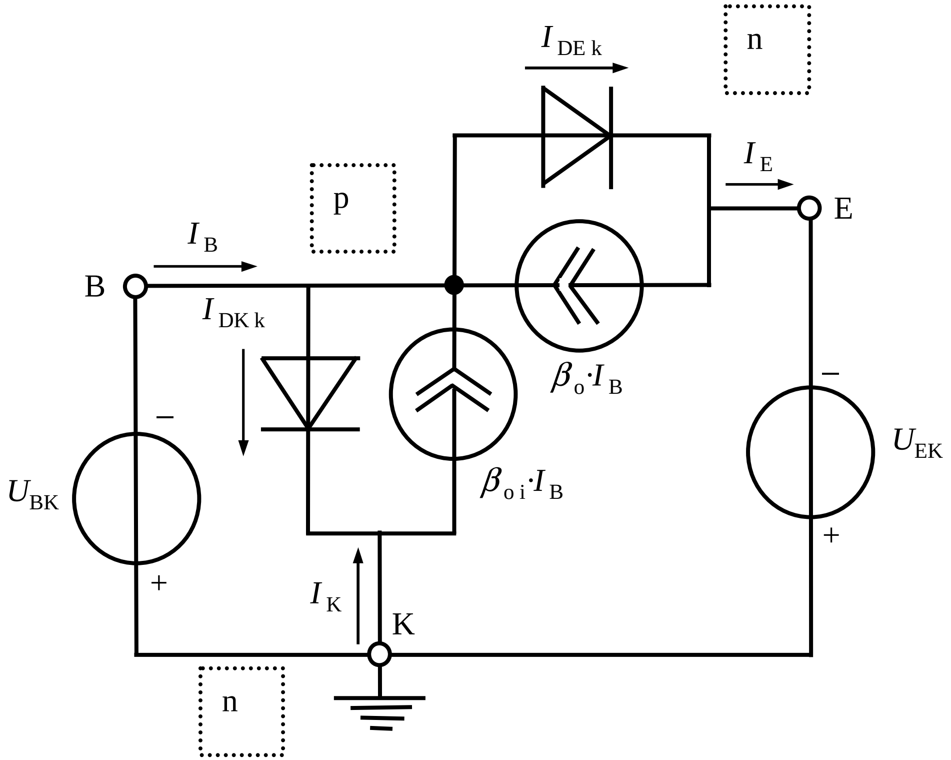
BE schemoje $I_{iš} = I_{K}$ ir $I_{in} = I_{B}$, todėl randame:

$$K_{P\,e} = \beta_{o}\cdot K_{U\,e} >> 1, \quad K_{P\,e} >> K_{P\,b}\,. \tag{1.110}$$

Analogiškai gauname: $K_{p\,e} = \beta\cdot K_{u\,e} >> 1$, $\quad K_{P\,e} >> K_{P\,b}$. (1.111)

Bendro kolektoriaus schemoje (BK) (1.35 pav. c) įėjimo srovė yra I_B, o išėjimo- I_E. Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu (1.34 pav.), yra modeliuojama tokia pačia Eberso-Molo ekvivalentine schema (1.46 pav.), , kaip ir bendro emiterio grandinė, kuri yra parodyta 1.42 pav. tik šiuo atveju bazinė nulinė įtampa yra kolektoriuje ($\varphi_K = 0$).

1.46 pav.



Bendro kolektoriaus (BK) grandinėje (1.35 pav. c) tranzistoriaus veikai nusakyti yra naudojamos:

įėjimo VACh- $I_{\mathrm{B}}(U_{\mathrm{BK}})$, esant užduotai $U_{\mathrm{EK}} = \mathrm{const}$, kai $|U_{\mathrm{BK}}| \leq |U_{\mathrm{EK}}|$;

išėjimo VACh- $I_{\mathrm{E}}(U_{\mathrm{EK}})$, esant užduotai $I_{\mathrm{B}} = \mathrm{const}$;

perdavimo charakteristika- $I_{\mathrm{E}}(U_{\mathrm{BK}})$, esant užduotai įtampai $U_{\mathrm{EK}} = \mathrm{const}$, kai

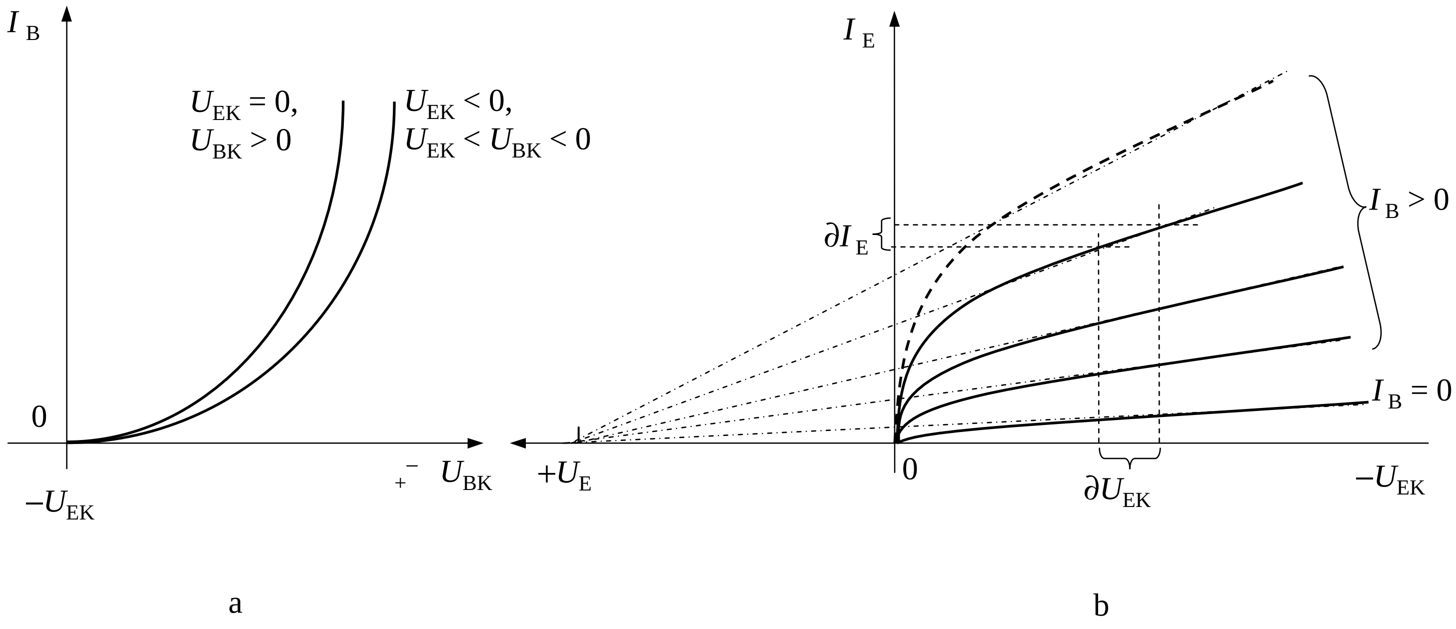
$$|U_{\mathrm{BK}}| \leq |U_{\mathrm{EK}}|.$$

1. 47 pav. yra parodytos iš (1.72) ir (1.73) paskaičiuotos BK schemoje (1.53 pav. c) įjungto tranzistoriaus įėjimo VACh (a), išėjimo VACh (b) ir perdavimo charakteristika (c).

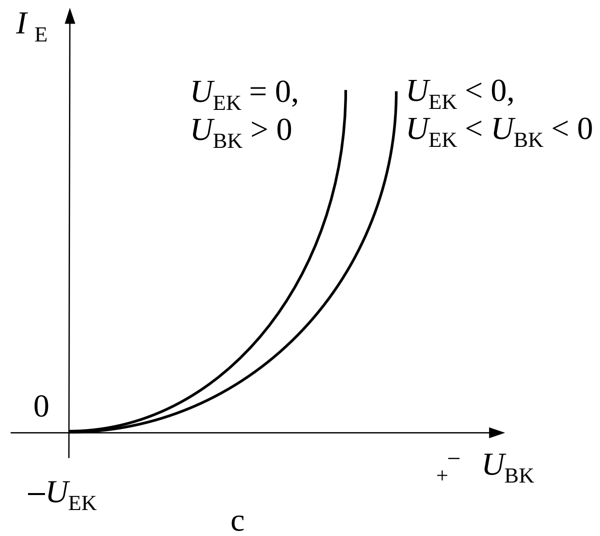
Iš įėjimo VACh (1.47 pav. a) ir perdavimo charakteristikos (1.47 pav. c) matome: jos turi eksponentinės funkcijos pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACh (1.1), jos dideliu tikslumu yra aprašomos panašia aproksimacija:

$$I_{\mathrm{B}} = I_{\mathrm{B\,s}}(T, U_{\mathrm{EK}}) \cdot \exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}), \quad \text{kur } U_{\mathrm{BE}} = U_{\mathrm{BK}} - U_{\mathrm{EK}}, \quad (1.112)$$

$$I_{\mathrm{E}} = I_{\mathrm{K\,e\,s}}(T, U_{\mathrm{EK}}) \cdot \exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}), \quad \text{kur } U_{\mathrm{BE}} = U_{\mathrm{BK}} - U_{\mathrm{EK}}, \quad (1.113)$$



I B
U EK = 0,
U BK > 0
U EK < 0,
U EK < U BK < 0
0
U BK
−U EK
a
I E
∂I E
I B > 0
I B = 0
+U E
0
∂U EK
−U EK
b



I E
U EK = 0,
U BK > 0
U EK < 0,
U EK < U BK < 0
0
U BK
−U EK
c

1.47 pav.

Bendro kolektoriaus (BK) 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 :

$$S_k = [I_E(U_{BK})]'\big|_{U_{BK}} = \partial I_E/\partial U_{BK} = I_{E\,\sim}/U_{BK\,\sim},\ \text{kai}\ U_{EK} = \text{const.} \quad (1.114)$$

Iš (1.113) ir (1.114) randame:

$$S_k = I_{K\,e\,s}(T,\,U_{EK})\cdot[\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T, \qquad (1.115)$$

kur įstatę išraišką (1.110), gauname:

$$S_k = I_E/\varphi_T, \qquad (1.116)$$

iš kur taip pat seka: $S_k \cong S_e = S_b = S,$ nes $I_E \cong I_K,$ ir todėl:

dvipolio tranzistoriaus statumas 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 (BK) 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:

$$R_{B\,k} = |U_{BK}|/I_B,\; r_{B\,k} = \partial U_{BK}/\partial I_B = U_{BK\,\sim}/I_{B\,\sim}, \text{ kai } U_{EK} = \text{const.} \quad (1.117)$$

Iš (1.112) ir (1.114) ÷ (1.117), žinodami, jog $U_{BE} = U_{BK} - U_{EK}$ ir $I_B \cong I_E/\beta_o$, randame:

$$\left.\begin{aligned} R_{B\,k} &= |U_{BE} + U_{EK}|/I_B = |U_{BE}|/[I_{B\,s}\cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T)] + |U_{EK}|/I_B \cong \\ &\cong R_{BE\,e} + \beta_o\cdot|U_{EK}|/I_E > R_{BE\,e}, \\ r_{B\,k} &= (U_{BK\,\sim}/I_{B\,\sim})\cdot(I_{E\,\sim}/I_{E\,\sim}) \cong \beta/S_k = \beta\cdot\varphi_T/I_E \cong r_{BE\,e}\ (1.95). \end{aligned}\right\} \quad (1.118)$$

Iš (1.118) randame:

$$r_{B\,k} = 1{,}25\ \text{k}\Omega, \quad \text{kai } \beta = 49\ (\alpha = 0{,}98),\ \varphi_T = 25{,}5\ \text{mV ir } I_E = 1\ \text{mA};$$

$$R_{B\,k} = 176\ \text{k}\Omega + 490\ \text{k}\Omega = 666\ \text{k}\Omega, \quad \text{kai } I_{B\,s} = 10^{-6}\ \text{mA ir}$$

$$U_{BE} = 176\ \text{mV, kuriai esant } I_B = 20\ \mu\text{A, kai } U_{EK} = -10\ \text{V}.$$

Bendro kolektoriaus (BK) schemoje <u>nagrinėjant tranzistoriaus išėjimo grandinę</u>, kaip kintamosios įtampos šaltinio $U_{\mathrm{EK}\,\sim}$ apkrovą, yra įvedama diferencialinė išėjimo varža $r_{\mathrm{EK\,k}}$ kintamajai srovei ir išėjimo varža $R_{\mathrm{EK\,k}}$ pastoviajai srovei:

$$r_{\mathrm{EK\,k}} = \partial U_{\mathrm{EK}} / \partial I_{\mathrm{E}} = U_{\mathrm{EK}\,\sim} / I_{\mathrm{E}\,\sim}, \qquad \text{kai } I_{\mathrm{B}} = \mathrm{const}, \qquad (1.119)$$

$$R_{\mathrm{EK\,k}} = |U_{\mathrm{EK}}| / I_{\mathrm{E}}, \qquad \text{kai } I_{\mathrm{B}} = \mathrm{const}. \qquad (1.120)$$

Iš (1.72) ir (1.73) randame:

$$\left.\begin{aligned} \partial I_{\mathrm{E}} / \partial U &= a_{11} \cdot [\exp(U_{\mathrm{BE}} / \varphi_{\mathrm{T}})] / \varphi_{\mathrm{T}} + a_{12} \cdot [\exp(U_{\mathrm{BK}} / \varphi_{\mathrm{T}})] / \varphi_{\mathrm{T}}, \\ \partial I_{\mathrm{B}} / \partial U &= a_{31} \cdot [\exp(U_{\mathrm{BE}} / \varphi_{\mathrm{T}})] / \varphi_{\mathrm{T}} + a_{32} \cdot [\exp(U_{\mathrm{BK}} / \varphi_{\mathrm{T}})] / \varphi_{\mathrm{T}} \equiv 0, \end{aligned}\right\}$$

ir iš čia bei (1.73), žinodami, jog $U_{\mathrm{EK}} = U_{\mathrm{BK}} - U_{\mathrm{BE}}$, gauname:

$$\partial I_{\mathrm{E}} / \partial U_{\mathrm{EK}} = -I_{\mathrm{K\,s}} \cdot (1 - \alpha_{\mathrm{o}} \cdot \alpha_{\mathrm{o\,i}}) \cdot [\exp(U_{\mathrm{BK}} / \varphi_{\mathrm{T}})] / [\varphi_{\mathrm{T}} \cdot (1 - \alpha_{\mathrm{o}})],$$

ir šią išraišką įstatę į (1.119), bei pakeitę $-I_{\mathrm{K\,s}}$ jos moduliu, gauname:

$$r_{\mathrm{EK\,k}} = \varphi_{\mathrm{T}} \cdot (1 - \alpha_{\mathrm{o}}) / [(1 - \alpha_{\mathrm{o}} \cdot \alpha_{\mathrm{o\,i}}) \cdot I_{\mathrm{K\,s}} \cdot \exp(U_{\mathrm{BK}} / \varphi_{\mathrm{T}})]. \quad (1.121)$$

Gautoje išraiškoje (1.121) padarę pakeitimą- $U_{BK} = U_{EK} + U_{BE}$ (1.44 pav.), bei pasinaudoję išraiškomis (1.92) ir (1.113), randame:

$$r_{EK\,k} = \varphi_T / [\exp(U_{EK}/\varphi_T)\cdot(1-\alpha_o\cdot\alpha_{o\,i})\cdot I_E] \cong r_{KE\,e}, \quad (1.122)$$

Iš (1.119) randame: $r_{EK\,k} = 129\cdot10^3\ \Omega = 129\ \mathrm{k}\Omega$,

kai: $\alpha_o = 0{,}98$, $\alpha_{o\,i} = 0{,}5$, $\varphi_T = 25{,}5$ mV, $I_E = 1$ mA ir $U_{EK} = -0{,}3$ V,

Taigi: BK schemoje normaliai įjungto tranzistoriaus varža $r_{EK\,k} \cong r_{KE\,e}$ (1.99), t.y. tokios pat vertės, kaip ir BE jungimo schemoje, nes $I_E \cong I_K$. Be to varža $r_{EK\,k}$, kaip ir $r_{KE\,e}$, priklauso nuo I_E (arba I_K)- didėjant pastoviajai srovei I_E, varža $r_{EK\,k}$ mažėja (1.47 pav. b), kas yra susiję su Erlio efektu.

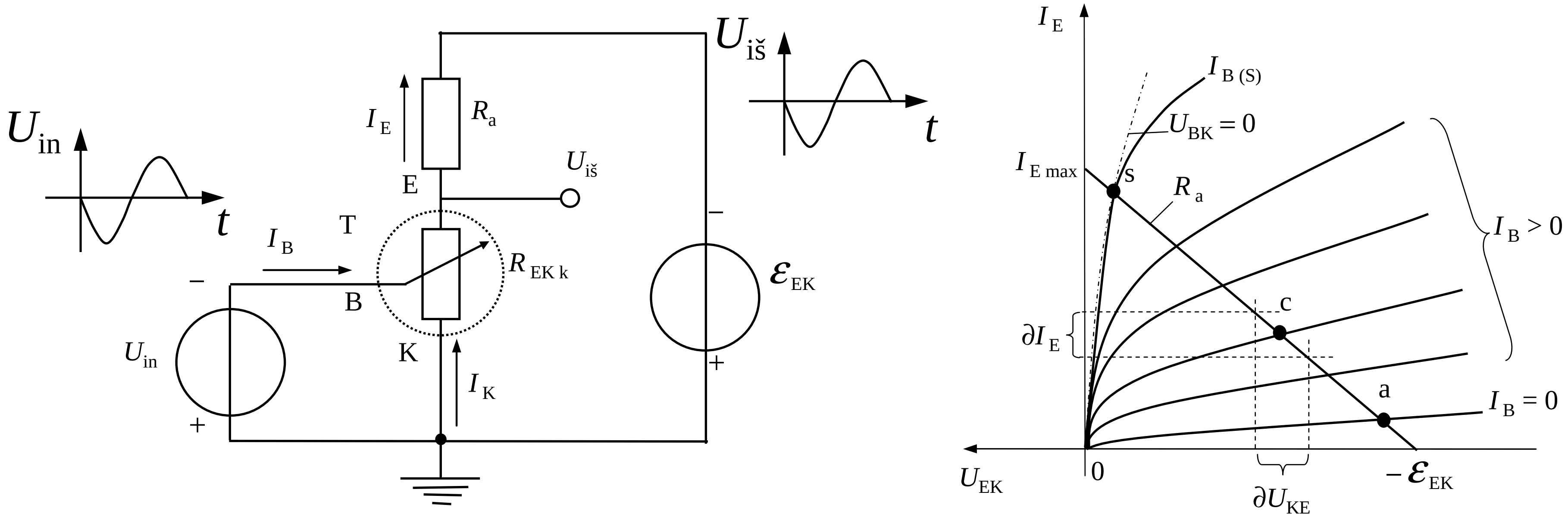
BK schemoje tranzistoriaus išėjimo varža $R_{EK\,k}$ pastoviajai srovei iš (1.120) ir (1.113) gauname:

$$R_{EK\,k} = |U_{EK}|/[I_{K\,e\,s}\cdot\exp(U_{BE}/\varphi_T)] \equiv R_{KE\,e}\ (1.98). \quad (1.123)$$

$R_{EK\,k} = 100\ \mathrm{k}\Omega \div 1\ \mathrm{M}\Omega$, kai $U_{BK} = U_{EK}$, kas atitinka įtampą $U_{BE} = 0$;

$R_{EK\,k} == 10 \div 10^{-3}\ \Omega$, kai $-U_{BK} > -U_{EK}$, kas atitinka įtampą $U_{BE} > 0$.

Taigi, iš (1.123) seka: esant fiksuotai įtampai U_{EK} = const < 0, bendro kolektoriaus (BK) grandinėje tranzistoriaus išėjimo varža $R_{\mathrm{EK\ k}}$ taip pat yra funkcija nuo įėjimo įtampos $U_{\mathrm{in}} = U_{\mathrm{BK}}$ ir kinta nuo labai didelės vertės- 100 kΩ ÷ 1 MΩ, iki labai mažų verčių- 10 ÷ 10^{-3} Ω, t.y., jog iš esmės tranzistorius BK jungimo schemoje taip pat yra įėjimo įtampa U_{in} arba $U_{\mathrm{in}\,\sim}$ valdomas rezistorius- $R_{\mathrm{EK\ k}}(U_{\mathrm{in}},\ U_{\mathrm{in}\,\sim})$ (1.48 pav. a).



1.48 pav. a b

Apkrovos R_{a} tiesė yra aprašoma šia lygtimi (1.47 pav. b):

$$I_{\mathrm{E}} = I_{\mathrm{E\,max}} - |U_{\mathrm{EK}}|/R_{\mathrm{a}}, \tag{1.124}$$

kur: $I_{\mathrm{E\,max}} = |\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|/R_{\mathrm{a}}$ ir (1.124) galima užrašyti taip:

$$I_{\mathrm{E}} = (|\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}| - |U_{\mathrm{EK}}|)/R_{\mathrm{a}}. \tag{1.125}$$

Tranzistoriaus T emiterio E (1.48 pav. a) išvade išėjimo pastoviajai įtampai $U_{\mathrm{iš}}$ paskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsniu visai išėjimo grandinei ir akivaizdžia įtampų suma- $\mathcal{E}_{\mathrm{EK}} = U_{\mathrm{R\,EK\,k}} + U_{\mathrm{Ra}} = U_{\mathrm{iš}} + U_{\mathrm{Ra}}$:

$$U_{\mathrm{iš}} = \mathcal{E}_{\mathrm{EK}} - U_{\mathrm{Ra}} = \mathcal{E}_{\mathrm{EK}} - I_{\mathrm{E}}\cdot R_{\mathrm{a}} = \mathcal{E}_{\mathrm{EK}} - \mathcal{E}_{\mathrm{EK}}\cdot R_{\mathrm{a}}/(R_{\mathrm{a}} + R_{\mathrm{EK\,k}}) =$$

$$= \mathcal{E}_{\mathrm{EK}}\cdot R_{\mathrm{EK\,k}}/(R_{\mathrm{a}} + R_{\mathrm{EK\,k}}), \tag{1.126}$$

kur įstatę $R_{\mathrm{EK\,k}}$ iš (1.123) ir pakeitę $U_{\mathrm{EK}} \Rightarrow \mathcal{E}_{\mathrm{EK}}$, randame:

$$|U_{\mathrm{iš}}| = \mathcal{E}^2_{\mathrm{EK}}/[I_{\mathrm{K\,e\,s}}\cdot R_{\mathrm{a}}\cdot \exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}) + |\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|]. \tag{1.127}$$

Iš (1.127) seka: kai įtampa $U_{\mathrm{BE}} > 0$ ir didėja (tai atitinka $| -U_{\mathrm{in}} | < |-\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|$), bazės srovė $I_{\mathrm{B}} > 0$ ir taip pat didėja. Todėl tranzistoriaus T veikos taškas slenka apkrovos R_{a} tiese aukštyn, o išėjimo įtampos modulis $|U_{\mathrm{iš}}|$ tuo metu mažėja ir artėja prie 0. Taigi, BK schemoje išėjimo įtampos $U_{\mathrm{iš}}$ pokytis $\Delta U_{\mathrm{iš}} > 0$ savo ženklu sutampa su įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{\mathrm{in}} > 0$ ženklu. Todėl BK grandinė nekeičia išėjimo įtampos $U_{\mathrm{iš}}$ pokyčio $\Delta U_{\mathrm{iš}}$ fazės $\varphi_{\mathrm{iš}}$ atžvilgiu įėjimo įtampos U_{in} pokyčio ΔU_{in} fazės φ_{in}:

$$\Delta\varphi = \varphi_{\mathrm{iš}} - \varphi_{\mathrm{in}} = 0,$$

BK schema žemuose dažniuose fazės nesuka

BK schemoje emiterio grandinėje įjungus apkrovą R_{a} (1.48 pav. a), emiterio-bazės p-n sandūros įtampą U_{BE} su įėjimo įtampa U_{in} ir išėjimo įtampa $U_{\mathrm{iš}}$ sieja akivaizdus sąryšis:

$$U_{\mathrm{BE}} = U_{\mathrm{in}} - U_{\mathrm{iš}}, \qquad (1.128)$$

kur įtampos U_{in} ir $U_{\mathrm{iš}}$ 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 $R^{*}_{\mathrm{B\,k}}$ pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža $r^{*}_{\mathrm{B\,k}}$ kintamajai srovei:

$$R^{*}_{\mathrm{B\,k}} = |U_{\mathrm{in}}|/I_{\mathrm{B}}, \quad r^{*}_{\mathrm{B\,k}} = \partial U_{\mathrm{in}}/\partial I_{\mathrm{B}} = U_{\mathrm{in}\sim}/I_{\mathrm{B}\sim}, \text{ kai } U_{\mathrm{EK}} = \mathrm{const.} \quad (1.129)$$

Pasinaudoję išraiškomis (1.64), (1.113) ir (1.127), iš (1.128) ir (1.129) randame:

$$R^{*}_{\mathrm{B\,k}} = R_{\mathrm{BE\,e}} + \mathcal{E}^{2}_{\mathrm{EK}}/[I_{\mathrm{K\,e\,s}}\cdot R_{\mathrm{a}}\cdot \exp(U_{\mathrm{BE}}/\varphi_{\mathrm{T}}) + |\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|]\cdot I_{\mathrm{B}} \cong$$

$$\cong R_{\mathrm{BE\,e}} + \beta_{\mathrm{o}}\cdot\mathcal{E}^{2}_{\mathrm{EK}}/(I_{\mathrm{E}}\cdot R_{\mathrm{a}} + |\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|)\cdot I_{\mathrm{E}} \cong R_{\mathrm{B\,k}}\ (1.118), \quad (1.130)$$

kur yra padarytas pakeitimas- $I_{\mathrm{B}} \cong I_{\mathrm{E}}/\beta_{\mathrm{o}}$ (1.107), nes $I_{\mathrm{E}} \cong I_{\mathrm{K}}$.

Analogiškai randame:

$$r^{*}_{\mathrm{B\,k}} = U_{\mathrm{BE}\sim}/I_{\mathrm{B}\sim} + U_{\mathrm{iš}\sim}/I_{\mathrm{B}\sim} \cong$$

$$\cong r_{\mathrm{BE\,e}} + \beta_{\mathrm{o}}\cdot R_{\mathrm{a}}\cdot\mathcal{E}^{2}_{\mathrm{EK}}/(I_{\mathrm{E}}\cdot R_{\mathrm{a}} + |\mathcal{E}_{\mathrm{EK}}|)^{2} > r_{\mathrm{B\,k}}\ (1.118). \quad (1.131)$$

Iš gautų išraiškų (1.130) ir (1.131) bei (1.118) matome, jog įjungus apkrovos rezistorių R_a, BK schemos įėjimo varža nuolatinei srovei $R^*_{\mathrm{B\,k}} \cong R_{\mathrm{B\,k}}$, o kintamajai srovei- $r^*_{\mathrm{B\,k}} > r_{\mathrm{B\,k}}$, t.y. padidėja.

Iš (1.130) ir (1.131) randame:

$$r^*_{\mathrm{B\,k}} = 1{,}25\ \mathrm{k\Omega} + 4{,}8\ \mathrm{k\Omega} = 6{,}05\ \mathrm{k\Omega},$$

kai: $\beta = 49$ ($\alpha = 0{,}98$), $\varphi_{\mathrm{T}} = 25{,}5$ mV, $\mathcal{E}_{\mathrm{EK}} = -10$ V, $I_{\mathrm{K}} = 1$ mA ir $R_a = 100\ \Omega$;

$$R^*_{\mathrm{B\,k}} = 176\ \mathrm{k\Omega} + 485\ \mathrm{k\Omega} = 661\ \mathrm{k\Omega},$$

kai: $I_{\mathrm{B\,s}} = 10^{-6}$ mA ir $U_{\mathrm{BE}} = 176$ mV, kuriai esant $I_{\mathrm{B}} = 20\ \mu$A.

Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais bendro emiterio (BE) schemoje matome, jog bendro kolektoriaus (BK) grandinės įėjimo diferencialinė varža $r^*_{\mathrm{B\,k}}$ ir įėjimo varža $R^*_{\mathrm{B\,k}}$ pastoviajai srovei yra kelis kartus didesnės už atitinkamas varžas bendro emiterio grandinėje:

$$\boxed{r^*_{\mathrm{B\,k}} > r_{\mathrm{BE\,e}} \text{ ir } R^*_{\mathrm{B\,k}} >> R_{\mathrm{BE\,e}}\,.}$$

BK schemoje (1.48 pav. a) tranzistoriaus T pastoviosios įtampos perdavimo koeficientas $K_{\mathrm{U\,k}}$:

$$K_{\mathrm{U\,k}} = U_{\mathrm{iš}}/U_{\mathrm{in}}, \tag{1.132}$$

ir iš čia, pasinaudoję išraiška (1.128), randame:

$$K_{\mathrm{U\,k}} = (U_{\mathrm{in}} - U_{\mathrm{BE}})/U_{\mathrm{in}} = 1 - U_{\mathrm{BE}}/U_{\mathrm{in}} \leq 1, \tag{1.133}$$

ir iš čia seka: $K_{\mathrm{U\,k}} \leq 1$, nes $U_{\mathrm{in}} \geq U_{\mathrm{BE}}$ ir galioja nelygybė- $0 \leq U_{\mathrm{BE}}/U_{\mathrm{in}} \leq 1$.

BK schemoje (1.48 pav.) tranzistoriaus T diferencialinis įtampos perdavimo koeficientas $K_{\mathrm{u\,k}}$:

$$K_{\mathrm{u\,k}} = \partial U_{\mathrm{iš}}/\partial U_{\mathrm{in}} = U_{\mathrm{iš}\,\sim}/U_{\mathrm{in}\,\sim}, \qquad \text{kai } I_{\mathrm{B}} = \mathrm{const}, \tag{1.134}$$

ir iš čia, žinodami, jog $U_{\mathrm{iš}\,\sim} = U_{\mathrm{in}\,\sim} - U_{\mathrm{BE}\,\sim}$, ir pasinaudoję išraiškomis (1.95) bei (1.131), randame:

$$K_{\mathrm{u\,k}} = (U_{\mathrm{in}\,\sim} - U_{\mathrm{BE}\,\sim})/U_{\mathrm{in}\,\sim} = K_{\mathrm{u\,k}} = 1 - r_{\mathrm{BE\,e}}/r^{*}_{\mathrm{B\,k}} \leq 1. \tag{1.135}$$

BK schemoje (1.48 pav. a) tranzistoriaus pastoviosios galios stiprinimo koeficientas $K_{\mathrm{P\,k}}$ ir kintamosios galios stiprinimo koeficientas $K_{\mathrm{p\,k}}$:

$$K_{\mathrm{P\,k}} = P_{\mathrm{iš}\,=}/P_{\mathrm{in}\,=}, \qquad K_{\mathrm{p\,k}} = P_{\mathrm{iš}\,\sim}/P_{\mathrm{in}\,\sim}, \tag{1.136}$$

kur: $P_{\mathrm{in}\,=} = I_{\mathrm{in}\,=}\cdot U_{\mathrm{in}\,=}$, $P_{\mathrm{iš}\,=} = I_{\mathrm{iš}\,=}\cdot U_{\mathrm{iš}\,=}$, $P_{\mathrm{in}\,\sim} = I_{\mathrm{in}\,\sim}\cdot U_{\mathrm{in}\,\sim}$, $P_{\mathrm{iš}\,\sim} = I_{\mathrm{iš}\,\sim}\cdot U_{\mathrm{iš}\,\sim}$.

Iš (1.136), padarę pakeitimus: $I_{\mathrm{iš}} = I_{\mathrm{E}}$, $I_{\mathrm{in}} = I_{\mathrm{B}}$ ir $I_{\mathrm{E}}/I_{\mathrm{B}} \approx \beta_{\mathrm{o}}$, bei pasinaudoję išraiška (1.132), randame:

$$K_{\mathrm{P\,k}} \approx \beta_{\mathrm{o}}\cdot K_{\mathrm{U\,k}} >> 1, \tag{1.137}$$

iš kur seka: $K_{\mathrm{P\,k}} >> 1$, nes $\beta_{\mathrm{o}} >> 1$, nors ir $K_{\mathrm{U\,k}} \leq 1$. Be to $K_{\mathrm{P\,k}} \approx K_{\mathrm{P\,b}}$ (1.90).

Analogiškai gauname:

$$K_{\mathrm{p\,k}} \approx \beta\cdot K_{\mathrm{u\,k}} >> 1, \tag{1.138}$$

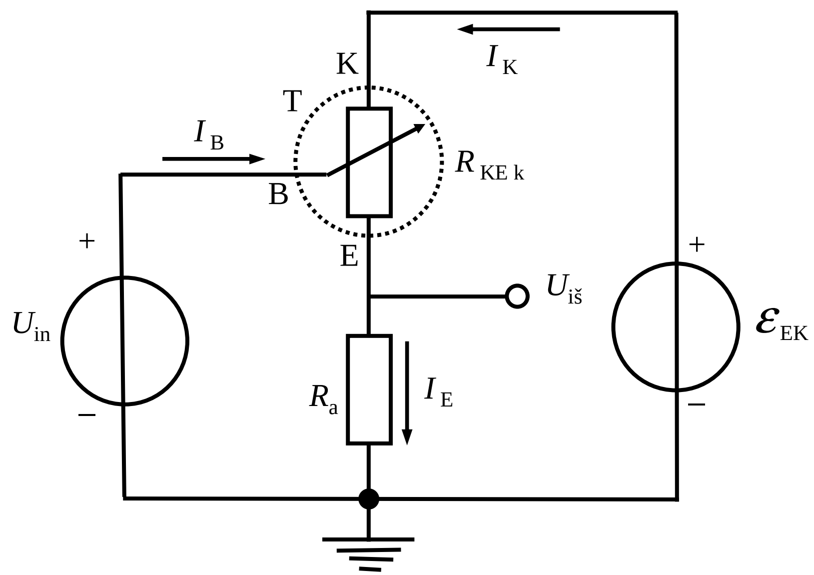
iš kur taip pat seka: $K_{\mathrm{p\,k}} >> 1$, nes $\beta >> 1$, nežiūrint fakto, jog $K_{\mathrm{u\,k}} \leq 1$. Be to $K_{\mathrm{p\,k}} \approx K_{\mathrm{p\,b}}$ (1.90).

Bendro kolektoriaus (BK) grandinė (1.48 pav. a) yra retai naudojama, nes įėjimo grandinėje būtina užtikrinti pakankamai didelę užtvarinę įtampą $|U_{BK}|$:

$$1 \div 5\ \mathrm{V} < |U_{BK}| < |\mathcal{E}_{EK}|.$$

Todėl dažniausiai yra naudojama šios grandinės modifikuotas variantas, kuriame apkrovos rezistorius R_a emiterio grandinėje yra įžemintas (1.49 pav.). Šios grandinės variantas yra vadinamas *emiteriniu kartotuvu* (EK), kurio savybės pilnai atitinka išnagrinėtos bendro kolektoriaus (BK) grandinės savybes.

1.49 pav.



Pagrindinės dvipolio tranzistoriaus elektrinių savybių palyginamosios vertės įvairiose išnagrinėtų schemų jungimuose

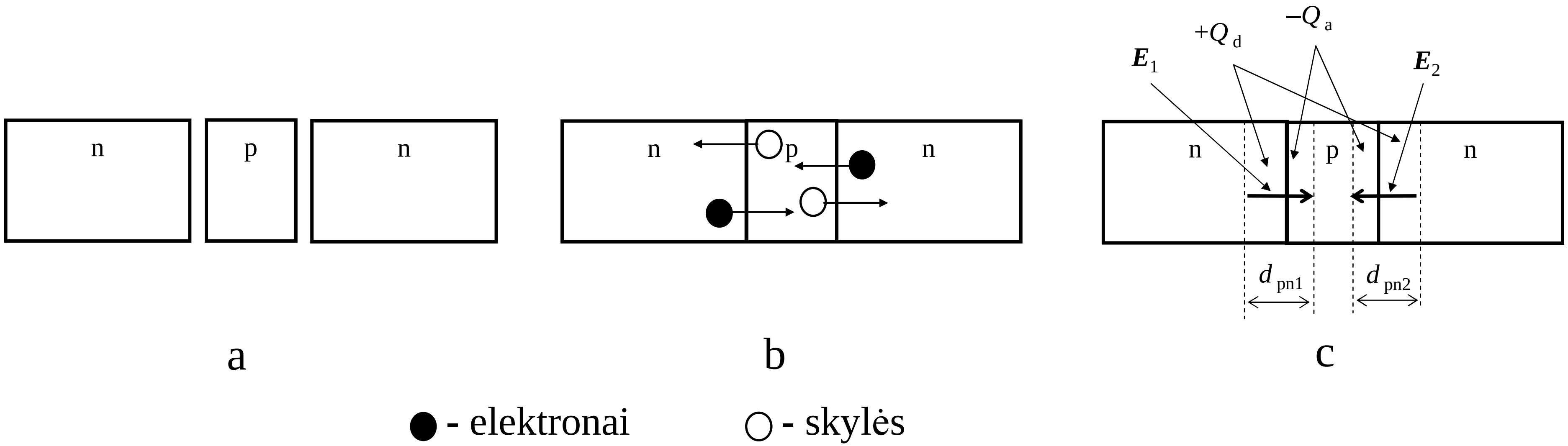
Tranzistoriaus jungimo būdas	**Tranzistoriaus įėjimo diferencialinė varža**	**Tranzistoriaus išėjimo diferencialinė varža**	**Stiprinimas:** srovės/įtampos galios	**Srovė, įtampa:** įėjime/išėjime
Bendros bazės (BB)	labai maža: $10 \div 300\ \Omega$	labai didelė: $100\ \text{k}\Omega \div 10\ \text{M}\Omega$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

Čia pateiktos dvipolio tranzistoriaus elektrinių savybių palyginamosios vertės atitinka žemų dažnių diapazoną- $\omega \leq 10$ MHz. Vidutiniuose ir aukštesniuose dažniuose šios vertės priklauso nuo tranzistoriaus bei schemos reaktyviųjų parametrų- talpų C bei induktyvumų L.

Dvipolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai

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

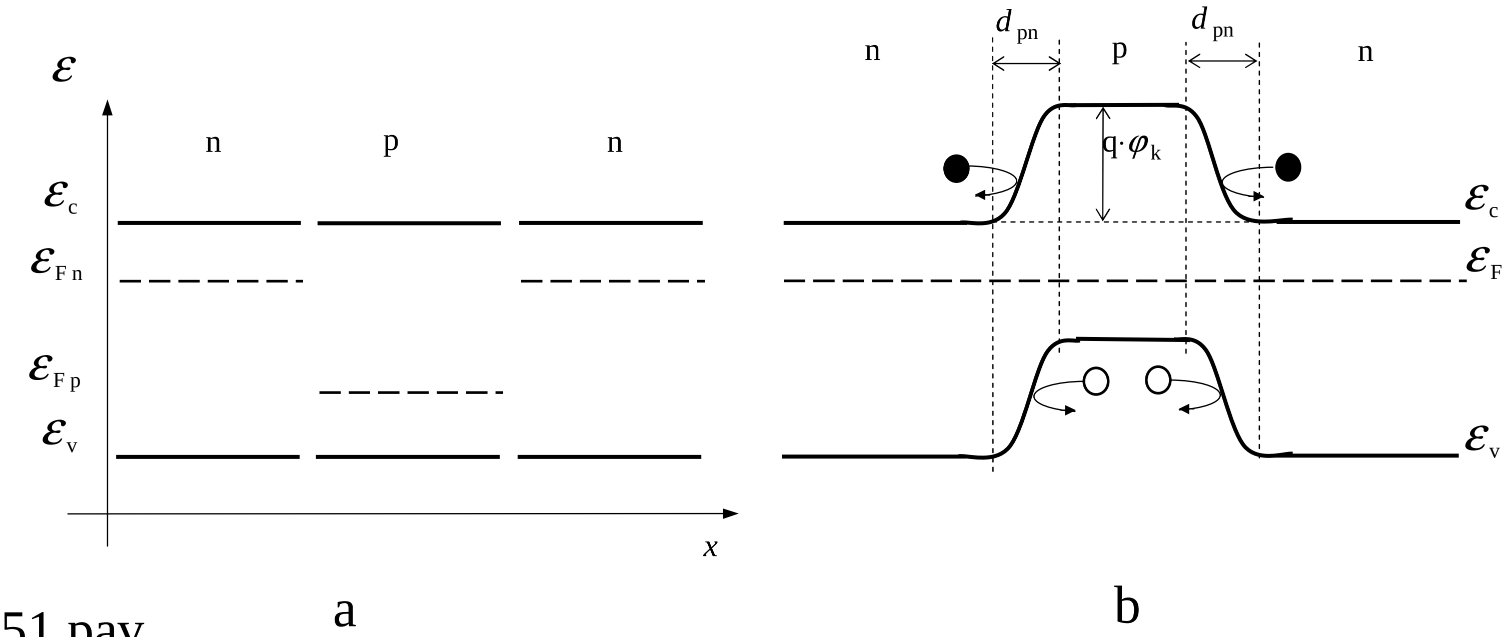
Dvipolis tranzistorius yra sudarytas iš trijų, pvz. “n-”, “p-” ir “n-” laidumo puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu laiko momentu nėra sujungti (1.50 pav. a).



1.50 pav.

$$|+Q_d| = |-Q_a|$$

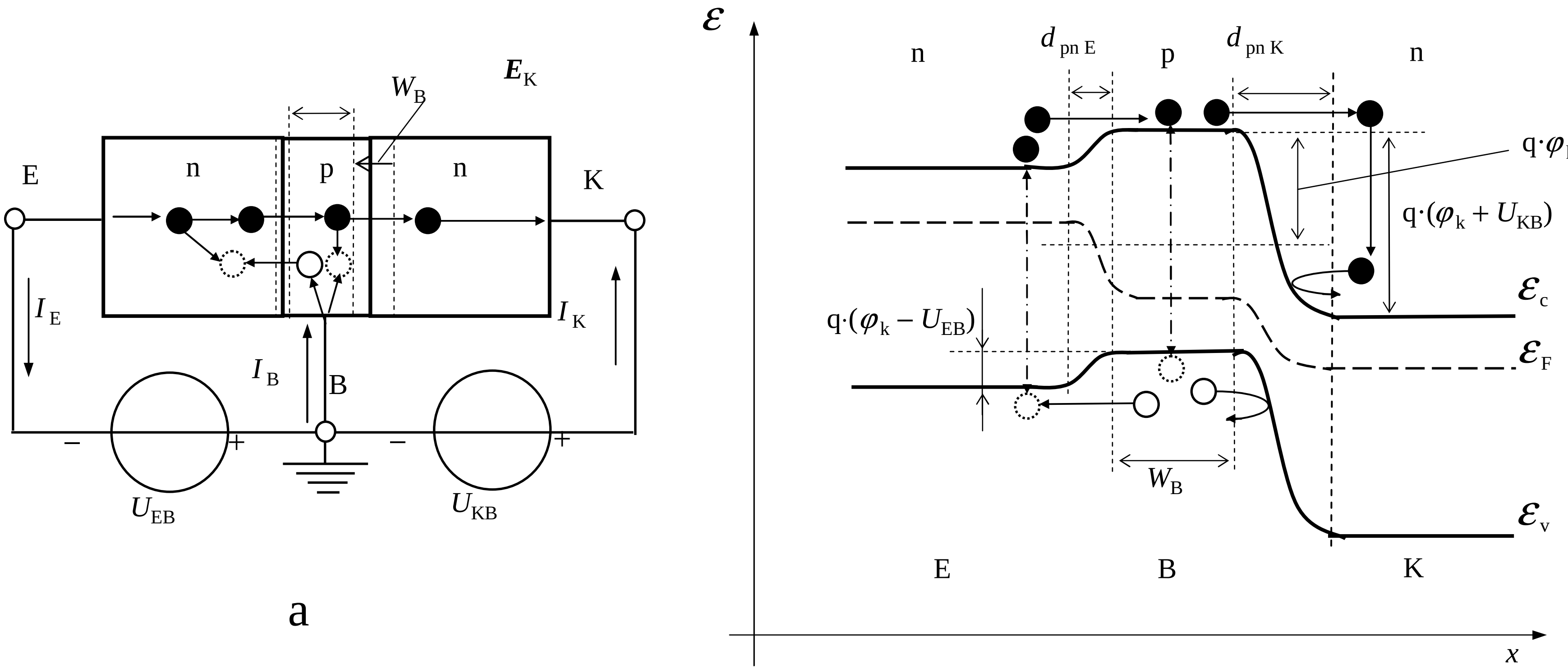
Laisvų krūvininkų vidutinė energija $\mathcal{E}$ atskiruose elektriškai neutraliuose n-, p- ir n- puslaidininkiniuose kūnuose (1.50 pav. a) yra parodyta energetinėmis diagramomis 1.51 pav. a, o jų n-p-n darinyje (1.50 pav. c)- energetinėmis diagramomis 1.51 pav. b, atitinkamai.



1.51 pav.

Nusistovi termodinaminė pusiausvyra: $\mathcal{E}_{F\,n} = \mathcal{E}_{F\,p} = \mathcal{E}_F$.

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 1.52 pav. b

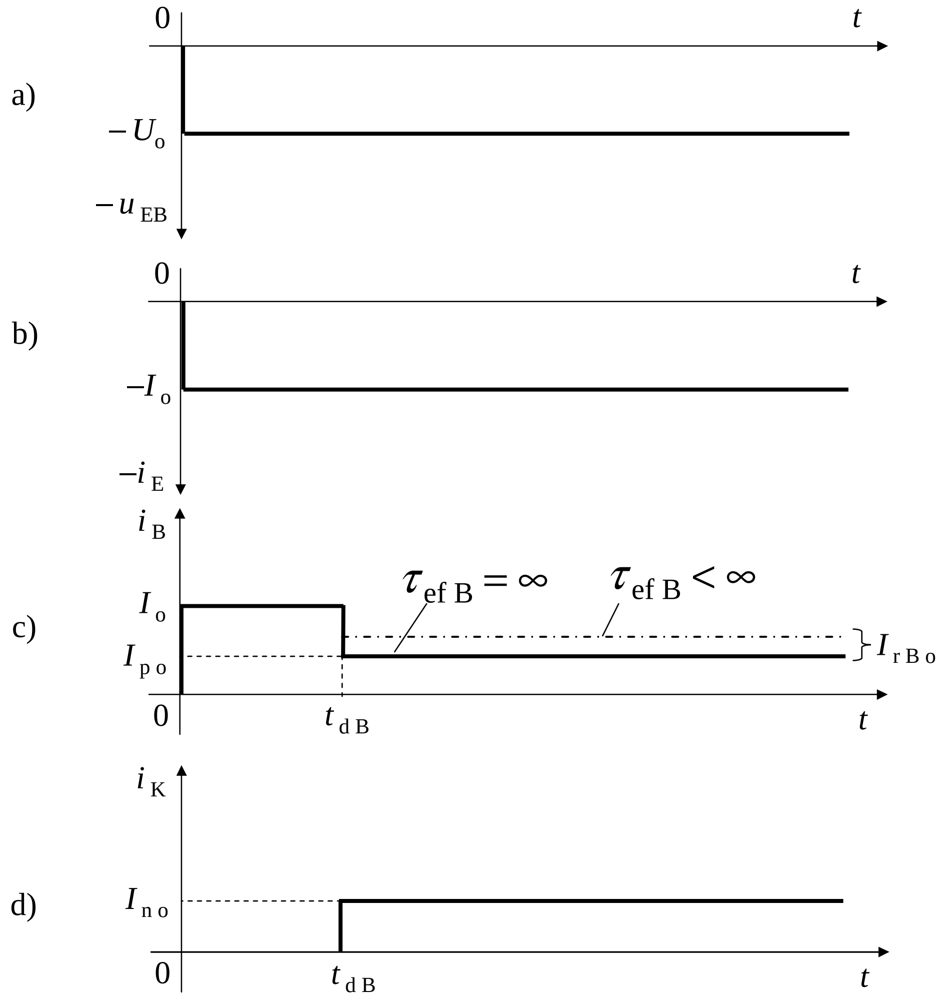


b

1.52 pav.

Tegul emiterio-bazės šaltinio įtampa U_{EB} yra vienetinio šuolio pavidalo (1.53 pav. a):

$$u_{\mathrm{EB}}(t) = U_{\mathrm{o}} \cdot 1(t)$$



1.53 pav.

Įtampos U_{EB} poveikyje emiterio išvade E atsiranda emiterio srovės $i_E(t)$ šuolis- $i_E(t) = I_o \cdot 1(t)$ (1.53 pav. b): $i_E = i_n + i_p \Rightarrow I_E = I_o = I_{n\,o} + I_{p\,o}$. (1.193)

Jeigu tranzistoriaus emiteryje nevyktų rekombinacinis procesas- $\tau_{ef\,E} = \infty$, tai skylės kauptųsi emiteryje ir sukeltu jas kompensuojančios elektroninės srovės i_n komponentės neribotą didėjimą, o tuo pačiu neribotai didėtų ir emiterio srovė- $i_E \Rightarrow \infty$.

Tačiau $\tau_{ef\,E} < \infty$ ir todėl $i_E(t) = I_o \cdot 1(t) \Rightarrow$ const (1.53 pav. b).

Įtampos U_{EB} poveikyje bazės išvade B atsiranda bazės srovės $i_B(t)$ šuolis- $i_B(t) = I_o \cdot 1(t)$ (1.53 pav. c), kai $t \leq t_{d\,B}$.

Kai $t > t_{d\,B}$- šalutinai krūvininkai pralekia bazę ir pasiekia kolektoriaus p-n sandūrą: $i_B = I_{p\,o}$, kai $\tau_{ef\,B} = \infty$ ir $i_B = I_{p\,o} + I_{r\,B\,o}$, kai $\tau_{ef\,B} < \infty$ (1.53 pav. c);

Kolektoriaus srovė: $i_K = 0$, kai $t \leq t_{d\,B}$ ir $i_K = i_E - i_B = I_{p\,o}$, kai $t > t_{d\,B}$ (1.53 pav. d).

Akivaizdu, kai $W_B > L_B$ visada $i_K = 0$, todėl:

viena iš pagrindinių dvipolio tranzistoriaus veikimo sąlygų yra: $W_B < L_B$.

BB schemoje tranzistoriaus bazės pastovioji srovė $I_{\mathrm{B\,b}}$ sumažėja atgalinės soties srovės $I_{\mathrm{DK\,s}}$ komponentės dalimi:

$$I_{\mathrm{B\,b}} = I_{\mathrm{p\,o}} + I_{\mathrm{r\,B\,o}} - I_{\mathrm{DK\,s}}. \tag{1.139}$$

Įvedamas pastoviosios emiterio srovės I_{E} efektyvumo koeficientas γ_{E}:

$$\gamma_{\mathrm{E}} = I_{\mathrm{n}}/I_{\mathrm{E}} = I_{\mathrm{n}}/(I_{\mathrm{n}} + I_{\mathrm{p}}) = [1 + (I_{\mathrm{p}}/I_{\mathrm{n}})]^{-1} \cong 1 - (I_{\mathrm{p}}/I_{\mathrm{n}}) \le 1, \tag{1.140}$$

kur taikome Teiloro eilutę- $(1 + x)^{n} = 1 + n{\cdot}x + n{\cdot}(n - 1){\cdot}x^2/2! + \ldots$, nes $I_{\mathrm{p}}/I_{\mathrm{n}} << 1$.

Žinome, jog: $I_{\mathrm{dif\,p}} \sim (D_{\mathrm{p}}{\cdot}p_{\mathrm{n}})/L_{\mathrm{p}}$, $I_{\mathrm{dif\,n}} \sim (D_{\mathrm{n}}{\cdot}n_{\mathrm{p}})/L_{\mathrm{n}}$ ir iš čia bei (1.140):

$$\gamma_{\mathrm{E}} \approx 1 - (D_{\mathrm{p}}{\cdot}p_{\mathrm{n}}{\cdot}L_{\mathrm{n}})/(D_{\mathrm{n}}{\cdot}n_{\mathrm{p}}{\cdot}L_{\mathrm{p}}) \le 1, \tag{1.141}$$

iš kur seka, jog $\gamma_{\mathrm{E}} \Rightarrow 1$, kai yra užtikrinta vieną iš pagrindinių sąlygų: $n_{\mathrm{p}} >> p_{\mathrm{n}}$.

Kadangi- $n_{\mathrm{p}}{\cdot}p_{\mathrm{p}} = n_{\mathrm{n}}{\cdot}p_{\mathrm{n}} = n_{\mathrm{i}}^2$, tai iš čia bei (1.141) seka pagrindinė sąlyga:

$$n_{\mathrm{n}} >> p_{\mathrm{p}},$$

t. y. emiteris turi būti daug daugiau legiruotas priemaišomis už bazę ($N_{\mathrm{E\,d}} >> N_{\mathrm{B\,a}}$).

Įvedamas <u>šalutinių krūvininkų pernašos per bazę pastoviosios srovės koeficientas</u> γ_B:

$$\gamma_B = I_{\text{dif n (k)}} / I_{\text{dif n (e)}}, \tag{1.142}$$

kur: $I_{\text{dif n (e)}}$ ir $I_{\text{dif n (k)}}$ - elektronų (šalutinių krūvininkų p- bazėje) difuzinės srovės sandai bazėje prie emiterio ir kolektoriaus p-n sandūrų, atitinkamai.

Šalutinių krūvininkų (elektronų p- bazėje) tankio n pasiskirstymas $n(x)$ yra aprašomas <u>*tolydumo lygtimi*</u>:

$$-[n_p(x) - n_{p\,o}]/\tau_n + D_n\,[\partial^2 n_p(x)/\partial x^2] = 0, \tag{1.143}$$

Esant kraštinėms sąlygoms: $n_p(x)|_{x=0} = n_{p\,0}$ ir $n_p(x)|_{x=\infty} = n_{p\,o}$, iš (1.143) paskaičiuotas pasiskirstymas $n_p(x)$ yra parodytas 1.54 pav. a ir yra išreiškiamas taip:

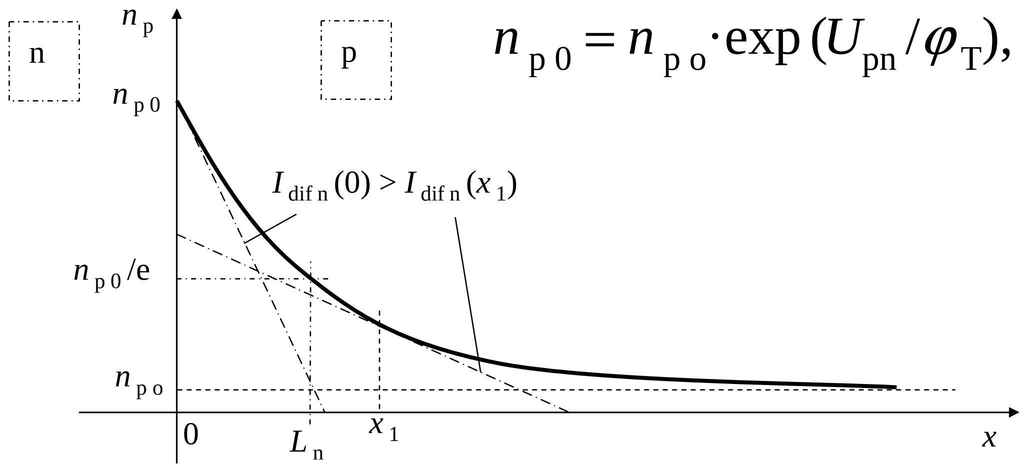
$$n_p(x) = n_{p\,o} + (n_{p\,0} - n_{p\,o})\cdot\exp(-x/L_n), \tag{1.144}$$

kur: $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$ - Einšteino sąryšis.

Šalutinių krūvininkų (elektronų p- bazėje) tankio *n* pasiskirstymas $n(x)$

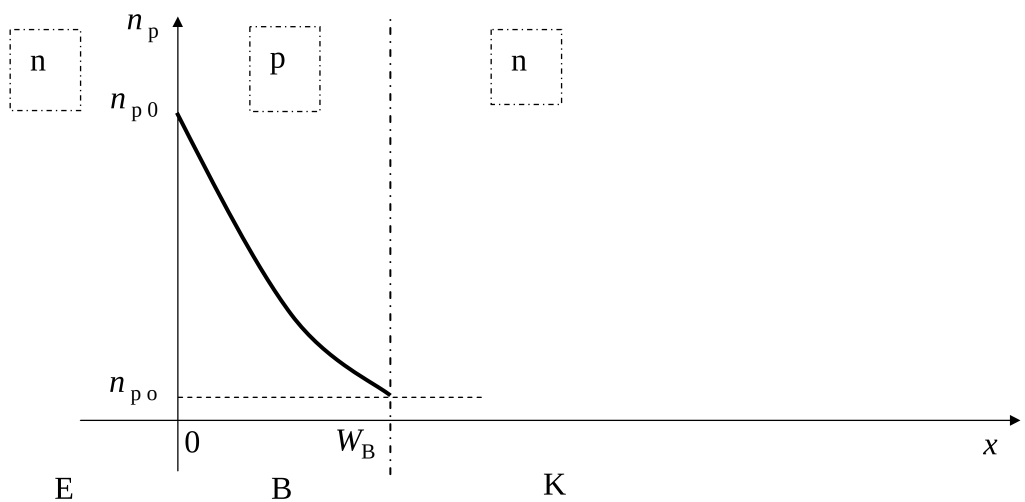
$$n_{p\,0} = n_{p\,o} \cdot \exp(U_{pn}/\varphi_T), \quad (1.145)$$

a)



$$I_{dif\,n}(x) = q \cdot D_n \cdot S_{pn}\,[\partial n_p(x)/\partial x]|_x. \quad (1.146)$$

b)



1.54 pav.

Iš (1.144), pasinaudoję išraiška (1.146), randame elektronų difuzinės srovės $I_{n\,k}$ vertę bazėje prie kolektoriaus p-n sandūros nuskurdintos srities ribos ($x = W_B$):

$$I_{n\,k} = -[\mathrm{q}\cdot(n_{p\,0} - n_{p\,o})\cdot D_n\cdot S_{p\,n}]/[L_n\cdot \mathrm{sh}\,(W_B/L_n)]. \qquad (1.147)$$

Analogiškai iš (1.146) ir (1.144) randame iš emiterio injektuotų elektronų difuzinę srovę $I_{n\,e}$ bazėje prie emiterio p-n sandūros nuskurdintos srities ribos ($x = 0$):

$$I_{n\,e} = -[\mathrm{q}\cdot(n_{p\,0} - n_{p\,o})\cdot D_n\cdot S_{p\,n}\cdot \mathrm{ch}\,(W_B/L_n)]/[L_n\cdot \mathrm{sh}\,(W_B/L_n)]. \quad (1.148)$$

Iš (1.142), (1.147) ir (1.148) gauname:

$$\gamma_B = [\mathrm{ch}\,(W_B/L_n)]^{-1}, \qquad (1.149)$$

ir iš čia, pasinaudoję Teiloro eilutės- $(\mathrm{ch}\, x)^{-1} = \mathrm{sech}\, x = 1 - x^2/2! + 5x^4/4! \pm\ldots$ sklaidinio pirmuoju kintamojo x nariu, randame:

$$\gamma_B \cong 1 - W^2_B/(2\cdot L^2_n) \le 1, \qquad (1.150)$$

iš kur seka pagrindinė dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygą:

$$\boxed{\text{siekiant } \gamma_B \Rightarrow 1, \text{ reikia užtikrinti sąlygą- } W_B << L_n.}$$

Įvedamas kolektoriaus srovės I_K dauginimo (didinimo) koeficientas γ_K:

$$\gamma_K = I_K / I_{n\,k}. \tag{1.151}$$

Dažniausiai dauginimo koeficientas γ_K yra nusakomas empirine išraiška:

$$\gamma_K = [1 - (U_{KB}/U_{KB\,max})^n]^{-1}, \tag{1.152}$$

kur: $U_{KB\ max}$ - kolektorinės p-n sandūros pramušimo įtampa; n - laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkio medžiagos ir p-n sandūros darinio technologinių ypatybių.

Bendro emiterio (BE) schemoje, kolektorinės p-n sandūros pramušimo įtampa $U_{KE\ max}$ tarp kolektoriaus ir emiterio skirsis nuo pramušimo įtampos $U_{KB\ max}$ - tarp kolektoriaus ir bazės BB schemoje: $U_{KE\,max} < U_{KB\,max}$

Kai BE schemoje bazės išvadas „B“ yra atjungtas ($I_B = 0$), tai srovė $I_E = I_K$ ir per kolektoriaus p-n sandūrą tekanti atgalinė soties srovė $I_{K\,e\,s}$ (1.92), o tuo pačiu ir $\alpha_o \cdot I_E$, padidėja γ_K kartų:

$$\gamma_K \cdot (I_{K\,e\,s} + \alpha_o \cdot I_E) = I_K \qquad \Rightarrow \qquad I_K = (\gamma_K \cdot I_{K\,e\,s})/(1 - \alpha_o \cdot \gamma_K). \tag{1.153}$$

Iš (1.153) ir sąlygos: $\alpha_o \cdot \gamma_K = 1$, gauname pramušimo įtampos $U_{KE\ max}$ išraišką:

$$U_{KE\ max} = U_{KB\ max}\,(1 - \alpha_o)^{1/n}, \tag{1.154}$$

iš kur seka: kai $\alpha_o \approx 1$, pramušimo įtampa $U_{KE\ max} << U_{KB\ max}$ ir tai yra vienas iš pagrindinių prieštaravimų dvipolio tranzistoriaus elektrinių savybių atveju:

$$\boxed{\text{kai } \alpha_o \Rightarrow 1, \quad \text{įtampa } U_{KE\ max} \Rightarrow 0.}$$

Remiantis aprašyta tranzistoriaus veikimo fizika, pastoviosios emiterio srovės I_E perdavimo koeficientas α_o bendros bazės (BB) schemoje yra nusakomas taip:

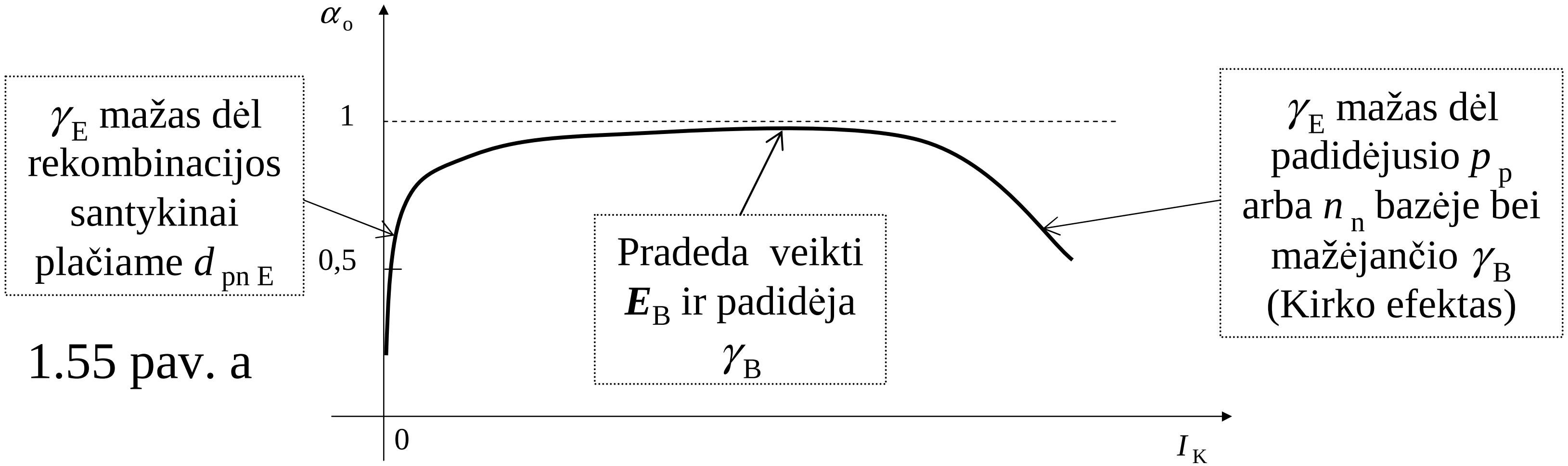
$$\alpha_o = \gamma_E \cdot \gamma_B \cdot \gamma_K \leq 1, \tag{1.155}$$

kur koeficientas $\gamma_K \cong 1$.

Pastoviosios emiterio srovės I_E perdavimo koeficientas α_o priklauso nuo kolektoriaus srovės I_K ir įtampos U_{KB}.

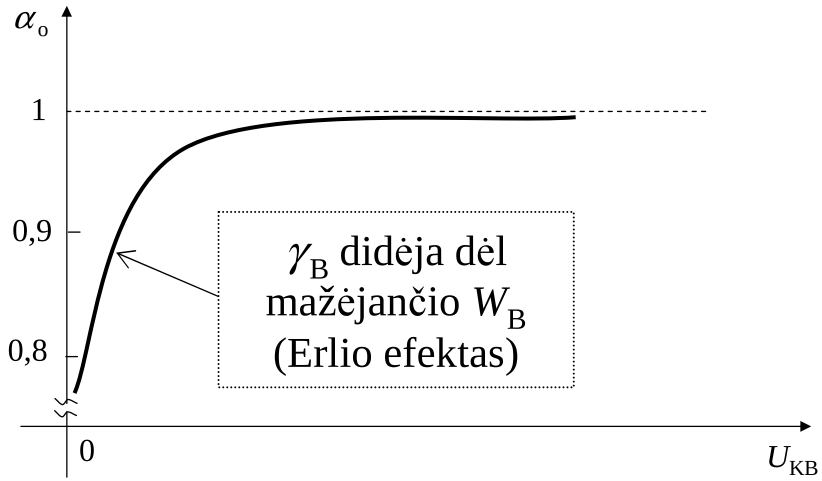
1.55 pav. yra parodyta tipinė koeficiento α_o priklausomybė nuo I_K, kai U_{KB} = const.

Tipinė koeficiento α_o (1.153) priklausomybė nuo I_K, kai U_{KB} = const.



1.55 pav. a

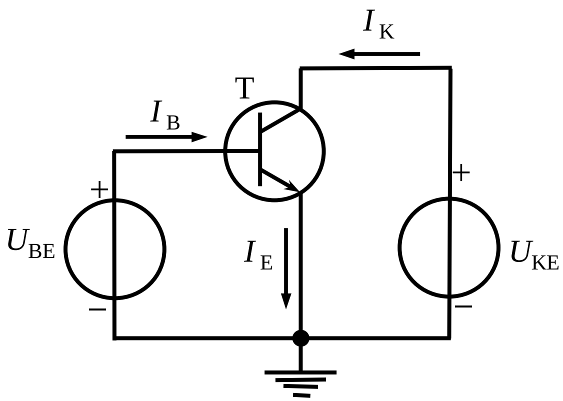
Tipinė koeficiento α_o (1.153) priklausomybė nuo įtampos U_{KB} > 0- atgaline kryptimi, kai I_K = const (1.55 pav. b).

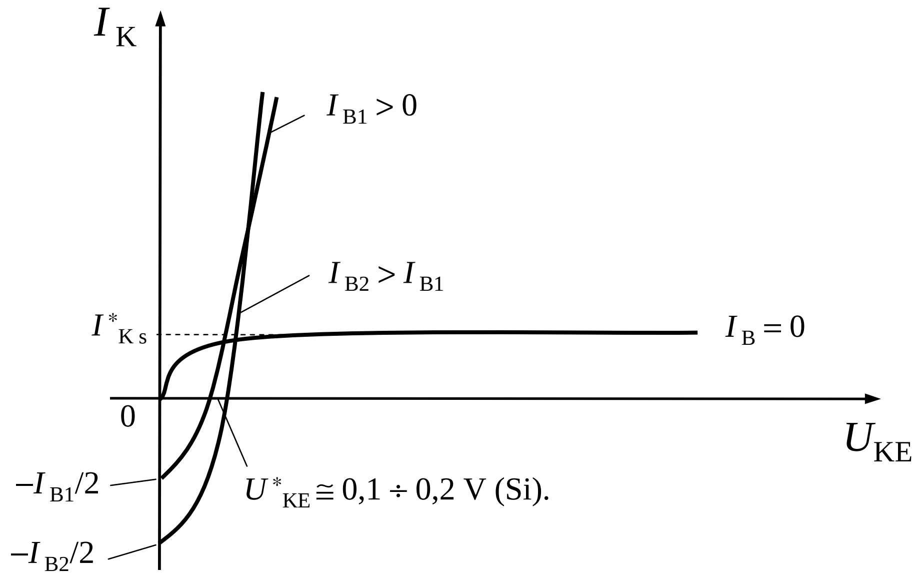


1.55 pav. b

Bendros bazės (BB) grandinėje normalioje veikoje dvipolio tranzistoriaus kolektoriaus srovė- $I_K = I_E - I_B \approx I_E > 0$ net ir tada, kai $U_{KB} = 0$, nes ir šiuo atveju kolektoriaus p-n sandūra- jos vidinis laukas ***E*** atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš bazės į kolektorių.

Ši situacija pasikeičia iš esmės, kai tranzistorius yra įjungtas bendro emiterio BE schemoje. Šiuo atveju įtampai $U_{KE} \Rightarrow 0$, kolektoriaus srovė $I_K \Rightarrow \approx 0$, kas yra parodyta 1.56 pav.





1.56 pav.

Dvipolio tranzistoriaus parametrų priklausomybės nuo dažnio ω

Bendros bazės schemoje (BB) kintamosios emiterio srovės $I_{E\sim}$ diferencialinis perdavimo koeficientas α yra užrašomas per diferencialinius koeficientus γ_e, γ_b ir γ_k taip:

$$\alpha = \gamma_e \cdot \gamma_b \cdot \gamma_k, \tag{1.156}$$

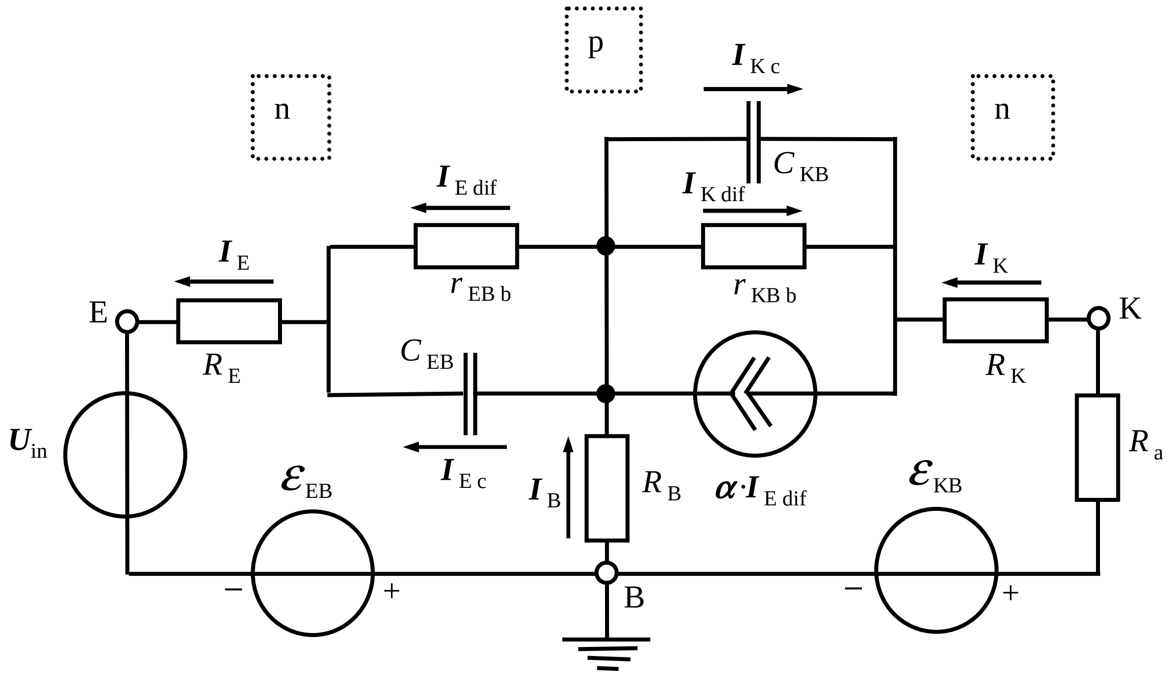
kur n-p-n tranzistoriaus atveju:

$$\gamma_e = I_{n\sim}/I_{E\sim} = I_{n\sim}/(I_{n\sim} + I_{p\sim}) \cong 1 - (I_{p\sim}/I_{n\sim}) \le \gamma_E\,, \tag{1.157}$$

$$\gamma_b = I_{nk\sim}/I_{ne\sim} \le \gamma_B\,, \tag{1.158}$$

$$\gamma_k = I_{K\sim}/I_{nk\sim} \le \gamma_K\,. \tag{1.159}$$

Diferencialiniai koeficientai γ_e, γ_b ir γ_k yra mažesni už statinius koeficientus pastoviajam signalui γ_E, γ_B ir γ_K, atitinkamai. Tai galima įvertinti pasinaudojus bendros bazės (BB) grandinėje įjungto tranzistoriaus ekvivalentine schema, kuri yra parodyta 1.57 pav.



1.57 pav.

[γ_{e}] Iš 1.57 pav. matome, jog γ_{e} priklausomybę nuo dažnio ω galime užrašyti taip:

$$\gamma_{\mathrm{e}}(\mathrm{j}\cdot\omega) = \gamma_{\mathrm{E}}\cdot[\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,e}}/(\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,e}} + r_{\mathrm{EB\,b}})] = \gamma_{\mathrm{E}}/(1 + r_{\mathrm{EB\,b}}/\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,e}}), \tag{1.160}$$

kur: $\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,e}} = -\mathrm{j}/(\omega\cdot C_{\mathrm{EB}})$ ir, įstatę tai į (1.160), gauname:

$$\gamma_{\mathrm{e}}(\mathrm{j}\cdot\omega) = \gamma_{\mathrm{E}}/(1 + \mathrm{j}\cdot\omega\cdot r_{\mathrm{EB\,b}}\cdot C_{\mathrm{EB}}) = \gamma_{\mathrm{E}}/(1 + \mathrm{j}\cdot\omega\cdot\tau_{\mathrm{e}}), \tag{1.161}$$

kur: $\tau_{\mathrm{e}} = r_{\mathrm{EB\,b}}\cdot C_{\mathrm{EB}}$ - emiterio trukmės konstanta.

Iš (1.161) randame:

$$\gamma_e(j\cdot\omega) = \gamma_E/[1 + (\omega\cdot\tau_e)^2] - j\cdot\{(\gamma_E\cdot\omega\cdot\tau_e)/[1 + (\omega\cdot\tau_e)^2]\},$$

ir iš čia randame priklausomybę $\gamma_e(\omega)$:

$$\gamma_e(\omega) = [(\mathrm{Re}\,\gamma_e)^2 + (\mathrm{Im}\,\gamma_e)^2]^{1/2} = \gamma_E/[1 + (\omega\cdot\tau_e)^2]^{1/2}. \quad (1.162)$$

Iš (1.162) ir (1.78) seka: koeficientas $\gamma_e(\omega)$ didėja, didėjant pastoviajai srovei I_K, nes mažėja varža $r_{EB\,b}$ ir tuo pačiu konstanta τ_e (1.161) (1.55 pav.).

[γ_b] Stacionariu atveju gautoje γ_B išraiškoje (1.150) nuo dažnio ω gali priklausyti tik elektronų difuzijos nuotolis L_n. Todėl galima užrašyti:

$$\gamma_b(\omega) = [\mathrm{ch}\left(W_B/L_n(\omega)\right)]^{-1} \cong 1 - W^2_B/[2\cdot L^2_n(\omega)], \quad (1.163)$$

kur taikome aproksimaciją:

$$\boldsymbol{L}_n(j\cdot\omega) \cong L_{n\,o}/(1 + j\cdot\omega\cdot\tau_b)^{1/2}, \quad (1.164)$$

kur: $L_{n\,o}$, kai $\omega = 0$; τ_b - bazės trukmės konstanta, nusakanti laiko trukmę Δt_b.

Iš (1.164) randame:

$$L_{\mathrm{n}}(\omega) = [(\mathrm{Re}\,\boldsymbol{L}_{\mathrm{n}})^2 + (\mathrm{Im}\,\boldsymbol{L}_{\mathrm{n}})^2]^{1/2} = L_{\mathrm{n\,o}}/[1 + (\omega\cdot\tau_{\mathrm{b}})^2]^{1/4}, \quad (1.165)$$

ir iš čia bei (1.163) gauname:

$$\gamma_{\mathrm{b}}(\omega) \cong 1 - \{\{W^2_{\mathrm{B}}\cdot[1 + (\omega\cdot\tau_{\mathrm{b}})^2]^{1/2}\}/(2\cdot L^2_{\mathrm{n\,o}})\}, \quad (1.166)$$

kur bazės trukmės konstanta:

$$\tau_{\mathrm{b}} = t_{\mathrm{d\,B}}/2, \quad (1.167)$$

kur difuzinio n-p-n tranzistoriaus atveju lėkio trukmė $t_{\mathrm{d\,B}}$ yra:

$$t_{\mathrm{d\,B}} = W^2_{\mathrm{B}}/D_{\mathrm{n}}. \quad (1.168)$$

[γ_{k}] Dažniausiai $r_{\mathrm{KB\,b}} >> R_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{K}}$, todėl $\boldsymbol{I}_{\mathrm{K\,dif}}$ galima nepaisyti ir iš 1.57 pav. diferencialinio koeficiento γ_{k} priklausomybę nuo dažnio ω galime užrašyti taip:

$$\gamma_{\mathrm{k}}(\mathrm{j}\cdot\omega) = \gamma_{\mathrm{K}}\cdot[\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,k}}/(\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,k}} + R_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{K}})] = \gamma_{\mathrm{K}}/[1 + (R_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{K}})/\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,k}}], \quad (1.169)$$

kur: $\boldsymbol{Z}_{\mathrm{C\,k}} = -\mathrm{j}/(\omega\cdot C_{\mathrm{KB}})$ ir, įstatę tai į išraišką (1.159), gauname:

$$\gamma_{\mathrm{k}}(\mathrm{j}\cdot\omega) = \gamma_{\mathrm{K}}/[1 + \mathrm{j}\cdot\omega\cdot(R_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{K}})\cdot C_{\mathrm{KB}}] = \gamma_{\mathrm{K}}/(1 + \mathrm{j}\cdot\omega\cdot\tau_{\mathrm{k}}), \quad (1.170)$$

kur: $\tau_{\mathrm{k}} = (R_{\mathrm{B}} + R_{\mathrm{K}})\cdot C_{\mathrm{KB}}$ - kolektoriaus trukmės konstanta.

Iš (1.170) randame dažninę priklausomybę $\gamma_k(\omega)$:

$$\gamma_k(\omega) = [(\mathrm{Re}\,\gamma_k)^2 + (\mathrm{Im}\,\gamma_k)^2]^{1/2} = \gamma_K/[1 + (\omega\cdot\tau_k)^2]^{1/2}, \qquad (1.171)$$

ir iš čia seka: koeficientas $\gamma_k(\omega)$ didėja, didėjant pastoviajai srovei I_K, nes mažėja varžos R_B bei R_K ir tuo pačiu kolektoriaus trukmės konstanta τ_k.

[α] Iš (1.156), (1.162), (1.166) ir (1.171), gauname dažninę priklausomybę $\alpha(\omega)$, kuri yra pernelyg griozdiška ir sudėtinga, todėl naudojame pvz. tokio pavidalo aproksimaciją:

$$\boxed{\alpha(\mathrm{j}\cdot\omega) \cong \alpha_o\cdot\exp\{-\mathrm{j}\cdot\omega\cdot[(\nu_\varphi/\omega) + (2\cdot\pi\cdot\tau_{d\,K})]\}/[1 + \mathrm{j}\cdot(\omega/\omega_\alpha)],} \qquad (1.172)$$

kur: $\tau_{d\,K}$ - signalo vėlinimo trukmės konstanta nuskurdintoje kolektorinės p-n sandūros srityje $d_{pn\,K}$ (1.52 pav. b); ν_φ - fazės φ_α patikslinimo koeficientas; ω_α - ribinis dažnis.

Signalo vėlinimo trukmės konstanta $\tau_{d\,K}$ yra lygi šalutinių krūvininkų (elektronų p- bazėje) lėkio per kolektoriaus p-n sandūrą pusei laiko trukmės $t_{d\,K}$:

$$\tau_{d\,K} = t_{d\,K}/2 = d_{pn\,K}/(2\cdot v_s), \qquad (1.173)$$

kur: v_s - elektronų ($v_{s\,n}$) arba skylių ($v_{s\,p}$) soties greitis nuskurdintoje kolektoriaus p-n sandūros srityje.

Išraiškoje (1.172) dažnis ω_α - ribinis dažnis, kuriam esant diferencialinis koeficientas $\alpha(\omega)\big|_{\omega=\omega_\alpha} = \alpha_o/2^{1/2} \cong 0{,}71\cdot\alpha_o$, ir yra išreiškiamas per τ_b (1.167) taip:

$$\omega_\alpha = 1/\tau_b = 2/t_{dB} = 2\cdot D_n/W^2_B. \qquad (1.174)$$

Išraiškoje (1.172) dydis ν_φ - kolektoriaus srovės $\boldsymbol{I}_K$ fazės φ_α atžvilgiu emiterio srovės $\boldsymbol{I}_E$ patikslinimo koeficientas, priklausantis nuo tranzistoriaus bazės technologinio išpildymo budo ir yra aproksimuojamas tokio pavidalo išraiška:

$$\nu_\varphi \cong 0{,}22\cdot(1+\xi_B), \qquad (1.175)$$

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 (1.172) randame koeficiento $\alpha(j\,\omega)$ dažninę priklausomybę $\alpha(\omega)$:

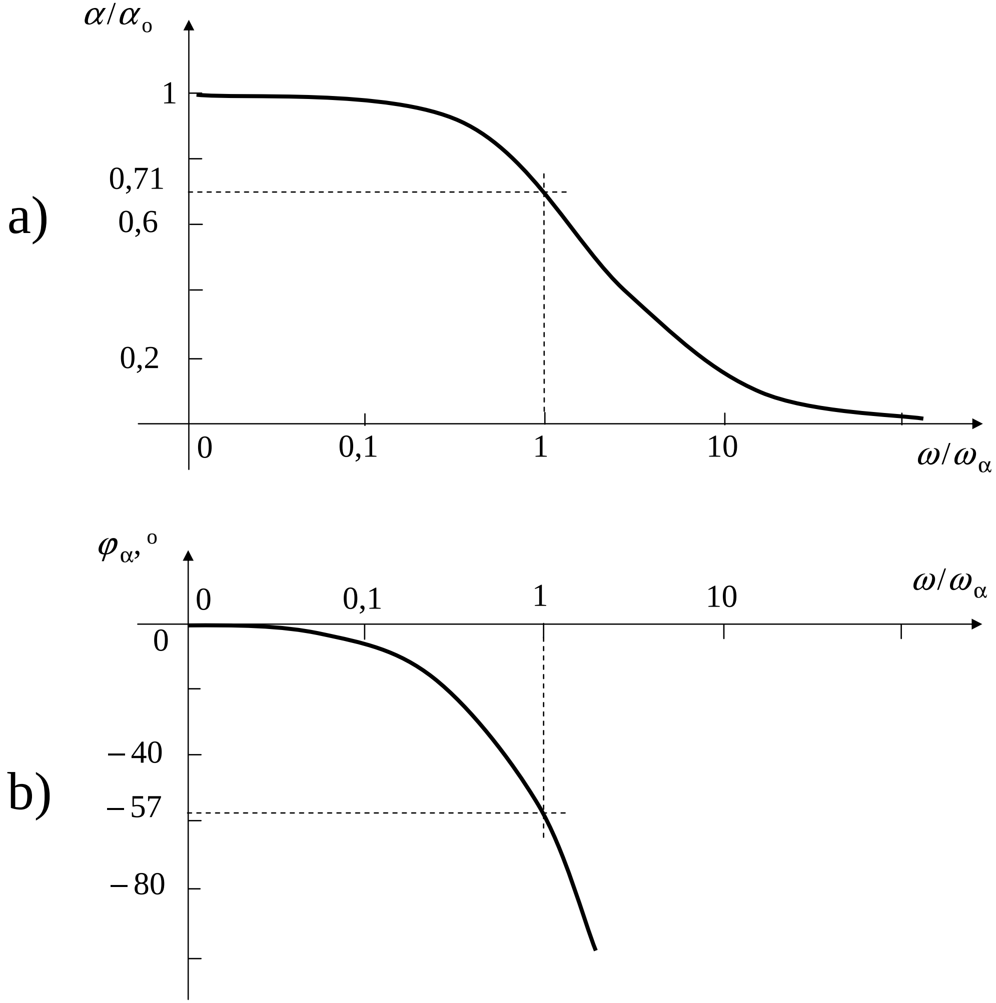
$$\alpha(\omega) = \alpha_o/[1+(\omega/\omega_\alpha)^2]^{1/2}, \qquad (1.176)$$

bei fazinę priklausomybę $\varphi_\alpha(\omega)$:

$$\varphi_\alpha(\omega) = -\,\mathrm{arctg}\,\{[\sin A + (\omega/\omega_\alpha)\cdot\cos A]/[\cos A - (\omega/\omega_\alpha)\cdot\sin A]\}, \qquad (1.177)$$

kur: $A = \omega\cdot[(\nu_\varphi/\omega) + (2\cdot\pi\cdot\tau_{dK})]$.

Iš (1.176) paskaičiuota dažninė priklausomybė α (ω) ir iš (1.177)- fazinė priklausomybė $\varphi_{\alpha}(\omega)$ yra parodytos 1.58 pav. a ir b, atitinkami.

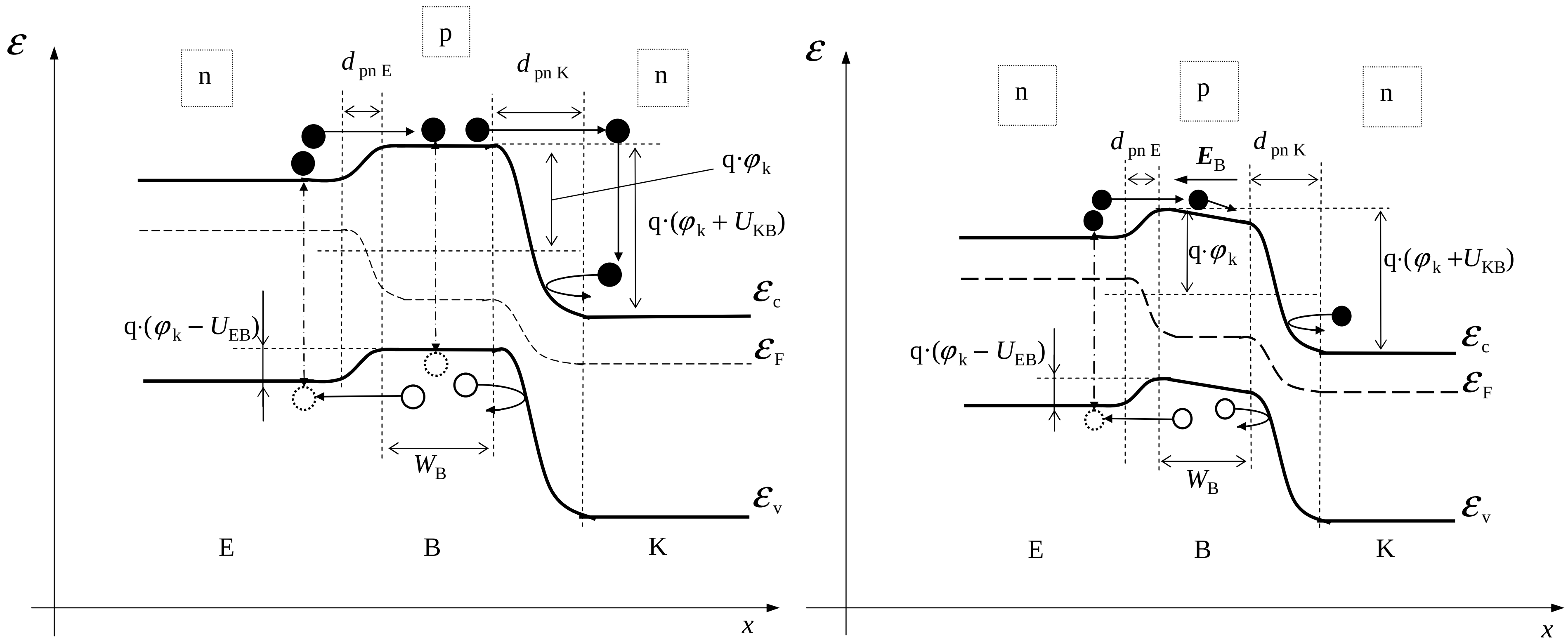


1.58 pav.

Tranzistoriaus dažninės charakteristikos $\alpha\,(\omega)$ parametrai gerėja, mažėjant šalutinių krūvininkų (pvz. elektronų p- bazėje) lėkio trukmei $t_{\mathrm{d\,B}}$ per bazę (1.174).

1.59 pav. yra parodytas lėkio trukmės $t_{\mathrm{d\,B}}$ mažinimo būdas.

Difuzinis tranzistorius   Dreifinis tranzistorius



1.59 pav. a b

Difuzinio n-p-n tranzistoriaus atveju (1.59 pav. a) iš (1.174):

$$t_{\mathrm{dB}} = W^2_{\mathrm{B}}/D_{\mathrm{n}}\,, \tag{1.178}$$

Dreifinio n-p-n tranzistoriaus atveju (1.59 pav. a):

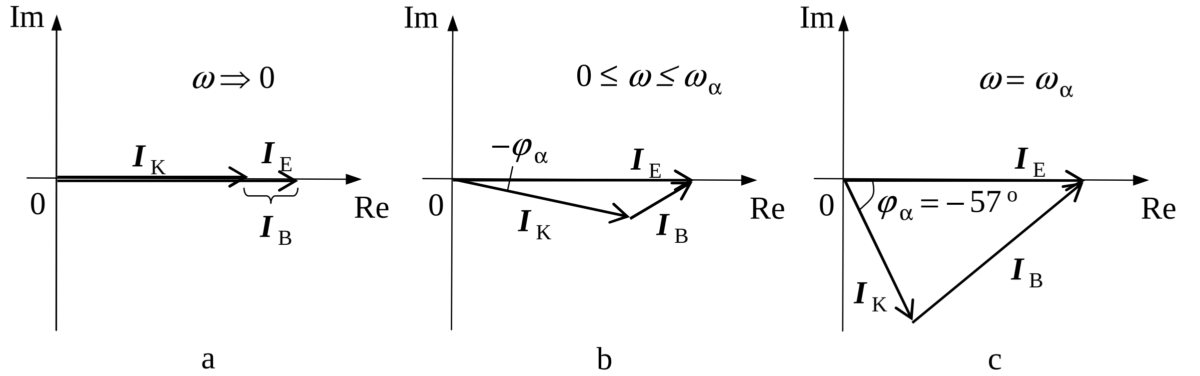
$$t_{\mathrm{dB}} = W^2_{\mathrm{B}}/(\eta \cdot D_{\mathrm{n}})\,, \tag{1.179}$$

kur: η - greitinančio įstatyto elektrinio lauko $\boldsymbol{E}_{\mathrm{B}}$ bazėje įtakos koeficientas, kuris, esant eksponentiniam $N_{\mathrm{a\,B}}(x)$ pasiskirstymui, yra paskaičiuojamas taip:

$$\eta = m^2/\{2\cdot[m - 1 + \exp(-m)]\} \geq 1, \tag{1.180}$$

kur: $m = \ln(N_{\mathrm{B\,e}}/N_{\mathrm{B\,k}}) \geq 10^{-6}$.

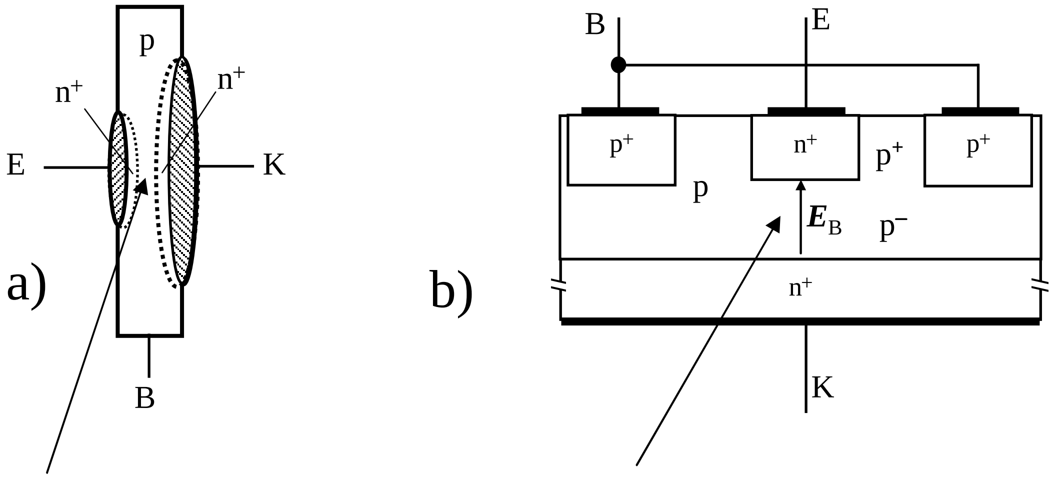
Dažninę α (j$\cdot\omega$) (1.172) priklausomybę gerai iliustruoja tranzistoriaus kintamųjų srovių sumos: $\boldsymbol{I}_{\mathrm{E}} = \boldsymbol{I}_{\mathrm{K}} + \boldsymbol{I}_{\mathrm{B}}$ - vektorinė diagrama, kuri yra parodyta 1.60 pav.



1.60 pav.

1.61 pav. a yra parodytas difuzinio tranzistoriaus lydimo būdu padarytos konstrukcijos pjūvis, o pozicijoje b- dreifinio tranzistoriaus dvigubos difuzijos būdu padarytos planariosios konstrukcijos pjūvis.

1.61 pav.



$W_B \cong 1 \div 3\ \mu\text{m}$ $\quad$ $W_B \cong 0{,}1 \div 1\ \mu\text{m}$

$f_T \cong 1 \div 10$ MHz $\quad$ $f_T \cong 1 \div 10$ GHz

<u>Bendro emiterio schemoje</u> (BE) tranzistoriaus dažninės savybės taip pat yra apspręstos šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ arba $p_n(x)$ pasiskirstymo funkcijos (1.144) tranzistoriaus bazėje nusistovėjimo proceso trukmės Δt_b.

Nusistovėjimo proceso trukmė Δt_{b} priklauso nuo tranzistoriaus bazės BE schemoje <u>valdymo būdo</u>: *srovės šaltiniu* $\boldsymbol{I}_{\mathrm{B}}$ = const, ar *įtampos šaltiniu* $\boldsymbol{U}_{\mathrm{BE}}$ = const.

BE schemoje tranzistoriaus stiprinimo ir dažnines savybes nusako bazės srovės i_{B} diferencialinis stiprinimo koeficientas $\boldsymbol{\beta}$ (1.64), kuris per koeficientą $\boldsymbol{\alpha}$ yra užrašomas taip (1.66):

$$\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{I}_{\mathrm{K}} / \boldsymbol{I}_{\mathrm{B}} = \boldsymbol{\alpha}/(1 - \boldsymbol{\alpha}).$$

Analogiškai išraiškai (1.172), koeficiento $\boldsymbol{\beta}$ dažninė priklausomybė yra aproksimuojama taip:

$$\boxed{\boldsymbol{\beta}(\mathrm{j}\cdot\omega) \cong \beta_{\mathrm{o}}\cdot\exp\{-\mathrm{j}\cdot\omega\cdot[(\nu_{\varphi}/\omega) + (2\cdot\pi\cdot\omega\cdot\tau_{\mathrm{d\,K}})]\}/[1 + \mathrm{j}\cdot(\omega/\omega_{\beta})],} \tag{1.181}$$

kur: ω_{β} - ribinis dažnis, kuriam esant-

$$\beta(\omega)\big|_{\omega=\omega_{\beta}} = \beta_{\mathrm{o}}/\cong 0{,}71\cdot\beta_{\mathrm{o}}, \tag{1.182}$$

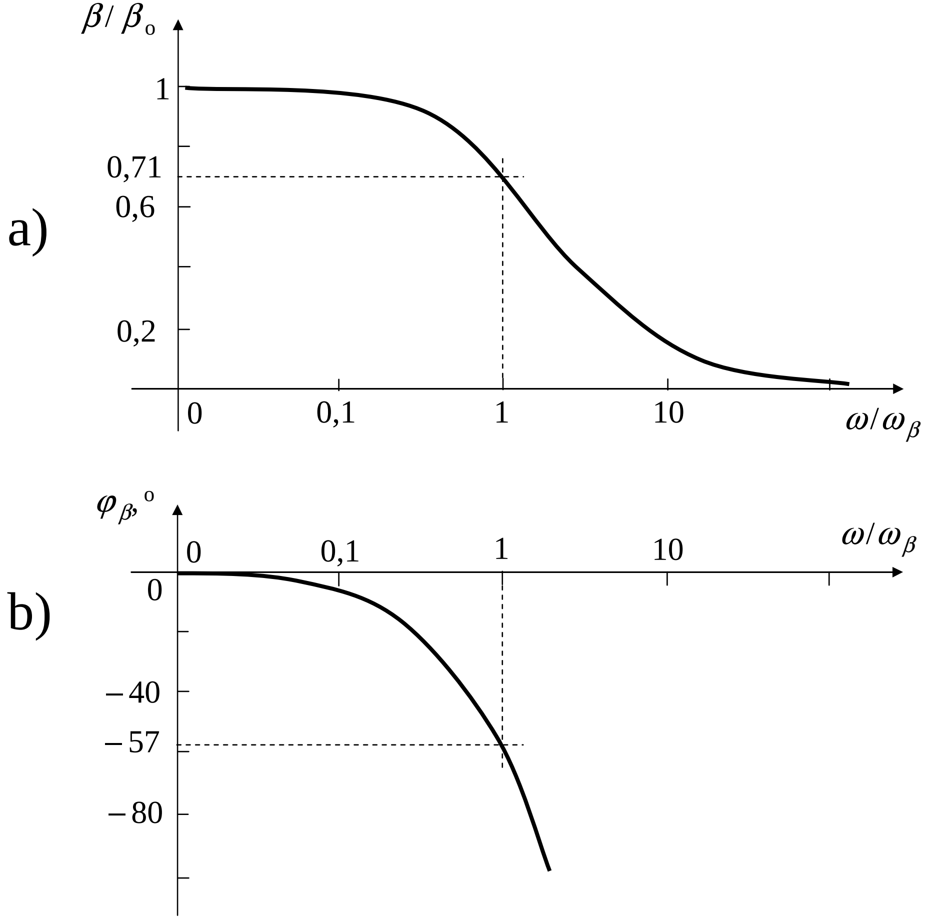
kur ribinis dažnis ω_{β} yra išreiškiamas per bazės trukmės konstantą τ_{b} (1.167) taip:

$$\omega_{\beta} = 1/\tau_{\mathrm{b}}, \tag{1.183}$$

kur τ_{b} vertė priklauso nuo tranzistoriaus bazės BE schemoje valdymo būdo.

Iš (1.181) randame:

$$\left.\begin{aligned} &\beta(\omega) = \beta_o/[1 + (\omega/\omega_\beta)^2]^{1/2}, \\ &\varphi_\beta(\omega) = -\operatorname{arctg}\{[\sin A + (\omega/\omega_\beta)\cdot\cos A]/[\cos A - (\omega/\omega_\beta)\cdot\sin A]\}. \end{aligned}\right\} \quad (1.184)$$



1.62 pav.

1. Kai BE schemoje tranzistoriaus bazė yra valdoma įtampos šaltiniu $\boldsymbol{U}_{BE}$ = const, laiko trukmės konstantos τ_b vertė yra tokia pat, kaip ir BB schemoje ((1.167), (1.168), (1.178) ir (1.179));

2. Kai BE schemoje tranzistoriaus bazė yra valdoma srovės šaltiniu $\boldsymbol{I}_B$ = const, laiko trukmės konstanta $\tau_b = \tau_{ef\,B}$- šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė bazėje.

Dažniausiai: $\tau_{ef\,B} >> t_{d\,B}$ ir todėl $\omega_\beta << \omega_\alpha$.

Be ribinių dažnių ω_α ir ω_β, dažnai yra vartojamas ribinis dažnis ω_T, kuris yra prilyginamas dažniui ω, kai $\beta(\omega)|_{\omega=\omega_T} = 1$ ir iš (1.184) randame:

$$\beta(\omega)|_{\omega=\omega_T} = \beta_o/[1 + (\omega_T/\omega_\beta)^2]^{1/2} = 1,$$

ir iš čia gauname BE schemoje tranzistoriaus bazės srovės $\boldsymbol{I}_B$ stiprinimo ribinio dažnio išraišką:

$$\omega_T = \omega_\beta \cdot (\beta_o^2 - 1)^{1/2} \cong \beta_o \cdot \omega_\beta. \qquad (1.185)$$

Kai $\omega_T > \omega > 3 \cdot \omega_\beta$, iš (1.184) seka ω_T matavimo sąlyga:

$$\omega_T \cong \beta(\omega) \cdot \omega, \qquad (1.186)$$

Gauta išraiška (1.186) leidžia lengvai išmatuoti BE schemoje tranzistoriaus bazės srovės $\boldsymbol{I}_{\mathrm{B}}$ stiprinimo ribinį dažnį ω_{T}. Ribinio dažnio ω_{T} matavimo grandinėje be matavimo dažnio ω sąlygos (1.186) būtina tenkinti srovės šaltinio sąlygą bazės grandinėje ir labai mažos aktyviosios varžos R_{K} kolektoriaus grandinėje sąlygą: $R_{\mathrm{K}} < 5\ \Omega$.

Kita vertus, BE grandinėje srovės $\boldsymbol{I}_{\mathrm{B}}$ stiprinimo ribinį dažnį ω_{T} galima nusakyti per signalo vėlinimo laiko t_{EK} trukmės konstantą $\tau_{\mathrm{EK}} = t_{\mathrm{EK}}/2$ tarp tranzistoriaus kolektoriau K ir emiterio E tokiu būdu:

$$\omega_{\mathrm{T}} = 1/\tau_{\mathrm{EK}}, \qquad \text{kur} \qquad \tau_{\mathrm{EK}} = \tau_{\mathrm{e}} + \tau_{\mathrm{b}} + \tau_{\mathrm{k}} + \tau_{\mathrm{d\,K}}. \tag{1.187}$$

Be tranzistoriaus ribinių dažnių: ω_{α}, ω_{β} ir ω_{T} yra įvedamas tranzistoriaus kokybės koeficientas K_{ω} :

$$K_{\omega} = (\omega_{\max}/\omega)^2, \tag{1.188}$$

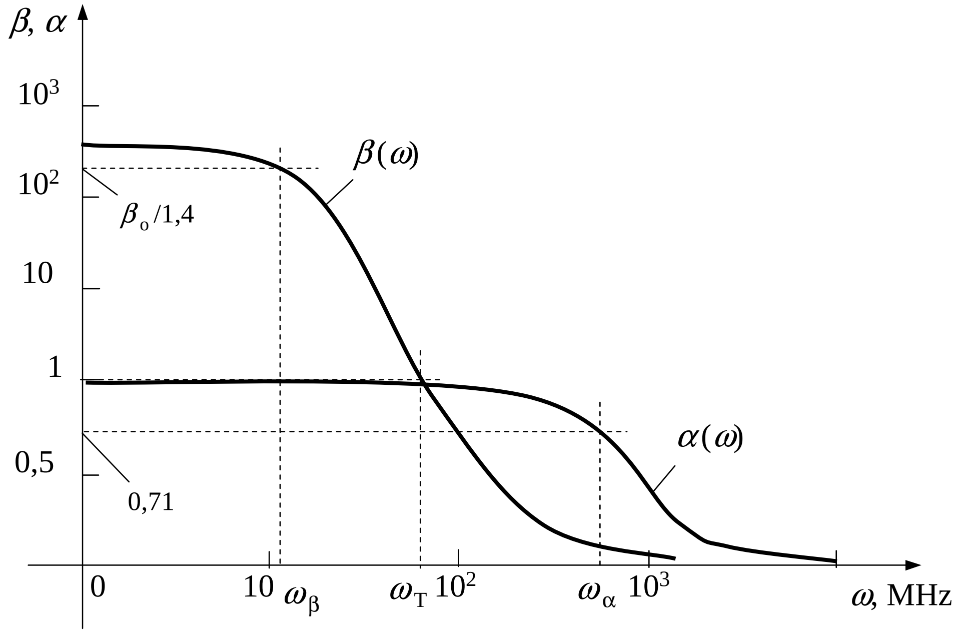
kur: $\omega_{\max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\max}$ - maksimalus generacijos dažnis, kai $\omega = \omega_{\max}$ ir $K_{\mathrm{p}}(\omega_{\max}) = 1$:

$$\omega_{\max} = [(\alpha_{\mathrm{o}} \cdot \omega_{\mathrm{T}})/(8 \cdot \pi \cdot \tau_{\mathrm{k}})]^{1/2}. \tag{1.189}$$

$K_{\mathrm{p}}(\omega_{\max}) = K_{\omega}$, kai grįžtamasis ryšis tranzistoriuje yra pilnai kompensuotas išorine grįžtamojo ryšio grandine.

Dvipolio tranzistoriaus ribinių dažnių ω_α, ω_β ir ω_T palyginimui, 1.83 pav. yra parodytos koeficientų $\alpha(\omega)$ ir $\beta(\omega)$ dažninės priklausomybės, kai tranzistoriaus emiteris BB schemoje arba bazė BE schemoje yra valdomi atitinkamu įėjimo srovės šaltiniu.

1.63 pav.



Iš 1.63 pav. pateiktų grafikų matome, jog galioja nelygybės:

$$\boxed{\omega_\beta < \omega_T < \omega_\alpha.} \tag{1.190}$$