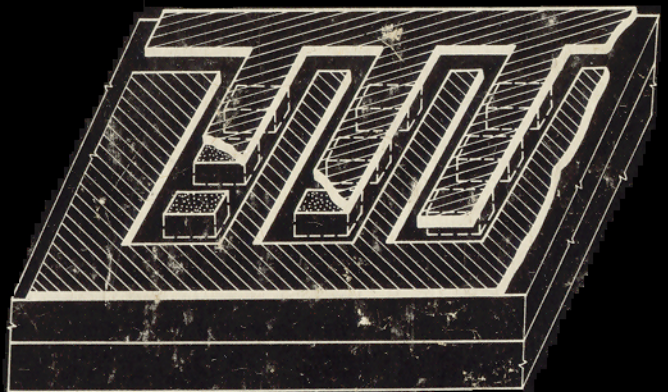


# Elektronika

SNTL



ING. JAN MAŽÁTKO

# ELEKTRONIKA

Schválilo ministerstvo školství ČSR dne 21. prosince 1985,  
č.j.: 34 774/85-211 jako učební text pro střední průmyslové  
školy s výukou předmětů Elektronika a Elektronika  
a elektronická zařízení ve studijních oborech skupiny 26 –  
Elektrotechnika a 37 – Doprava. Pošty a telekomunikace.

PRAHA 1987

SNTL — NAKLADATELSTVÍ  
TECHNICKÉ LITERATURY

Kniha vysvětluje a definuje základní pojmy používané v elektronice. Probírá metody řešení elektronických obvodů, vlastnosti lineárních i nelineárních součástek, dále princip elektronek a výbojek. V závěru je probráno chování základních obvodů sestavených ze součástek  $R$ ,  $L$ ,  $C$ .

Kniha je určena pro střední průmyslové školy s výukou předmětů Elektronika a Elektronika a elektronická zařízení i všem ostatním zájemcům o základy elektroniky.

Lektoři: Ing. Ladislav Vomela, Ing. Václav Kramář

Redakce elektrotechnické literatury

Hlavní redaktor Ing. Josef Říha

Odpovědná redaktorka Ing. Marie Hauptvogelová

© Ing. Jan Mařátko, 1987

# OBSAH

	<b>Předmluva</b> . . . . .	9
<b>1.</b>	<b>Základní pojmy</b> . . . . .	11
1.1.	Elektronický obvod . . . . .	11
1.2.	Obvodové veličiny . . . . .	11
1.2.1.	Určení obvodových veličin . . . . .	11
1.2.2.	Časový průběh obvodových veličin . . . . .	13
1.3.	Obvodové součástky . . . . .	14
1.3.1.	Dvojpóly a vícepóly . . . . .	15
1.3.2.	Jednobrany, dvojbřany a vícebrany . . . . .	16
1.3.3.	Zdroje a spotřebiče — součástky aktivní a pasivní . . . . .	17
1.3.4.	Součástky lineární a nelineární . . . . .	19
1.3.5.	Součástky odporové a reaktanční . . . . .	21
1.4.	Pracovní bod jednobranu . . . . .	23
1.4.1.	Klidový (statický) pracovní bod . . . . .	23
1.4.2.	Vlastnosti součástky v klidovém pracovním bodu . . . . .	24
1.4.3.	Vlastnosti součástky při změnách polohy pracovního bodu . . . . .	25
	Kontrolní otázky ke kapitole 1 . . . . .	26
<b>2.</b>	<b>Řešení elektronických obvodů</b> . . . . .	28
2.1.	Skutečný a ideální zdroj elektrické energie . . . . .	28
2.1.1.	Charakteristické veličiny zdroje elektrické energie . . . . .	28
2.1.2.	Charakter zdroje . . . . .	30
2.1.3.	Přenos výkonu ze zdroje do zátěže . . . . .	32
2.2.	Řešení lineárních obvodů . . . . .	34
2.2.1.	Věty o náhradním obvodu lineárního zdroje . . . . .	34
2.2.2.	Využití Kirchhoffových zákonů pro řešení lineárních obvodů . . . . .	39
	Metoda uzlových napětí . . . . .	39
	Metoda smyčkových proudů . . . . .	40
2.2.3.	Princip lineární superpozice . . . . .	41
2.3.	Řešení nelineárních obvodů . . . . .	42
2.3.1.	Sériové řazení součástek . . . . .	43
2.3.2.	Paralelní řazení součástek . . . . .	44
2.3.3.	Grafické určení pracovního bodu nelineární součástky . . . . .	45
	Kontrolní otázky ke kapitole 2 . . . . .	47
<b>3.</b>	<b>Lineární součástky elektronických obvodů</b> . . . . .	49
3.1.	Rezistory . . . . .	49
3.1.1.	Pevné vrstvé rezistory . . . . .	49
3.1.2.	Pevné drátové rezistory . . . . .	50
3.1.3.	Charakteristické vlastnosti rezistorů . . . . .	51
3.1.4.	Rezistory s více než dvěma vývody . . . . .	54
3.2.	Kondenzátory . . . . .	57

3.2.1.	Charakteristické vlastnosti kondenzátorů . . . . .	58
3.2.2.	Provedení kondenzátorů . . . . .	62
3.3.	Cívky . . . . .	65
3.3.1.	Náhradní schéma cívky . . . . .	65
3.3.2.	Provedení cívek . . . . .	68
3.3.3.	Výpočet indukčnosti a návrh cívek . . . . .	70
3.4.	Transformátor . . . . .	74
	Kontrolní otázky ke kapitole 3 . . . . .	78
<b>4.</b>	<b>Nelineární polovodičové součástky . . . . .</b>	<b>79</b>
4.1.	Vedení proudu v pevných látkách . . . . .	79
4.1.1.	Stavba hmoty. Nosiče náboje . . . . .	79
4.1.2.	Pásový model atomu . . . . .	80
4.1.3.	Vlastní vodivost polovodiče . . . . .	82
4.1.4.	Nevlastní vodivost polovodiče . . . . .	84
4.2.	Přechod PN . . . . .	86
4.2.1.	Přechod PN bez působení vnějšího napětí . . . . .	86
4.2.2.	Přechod PN s přiloženým vnějším napětím . . . . .	89
4.2.3.	Vytvoření přechodu PN . . . . .	90
4.3.	Spojení kov-polovodič . . . . .	92
4.4.	Polovodičové diody a jejich všeobecné vlastnosti . . . . .	93
4.4.1.	Voltampérová charakteristika diody . . . . .	94
4.4.2.	Kapacita diody . . . . .	95
4.4.3.	Náhradní obvod diody . . . . .	96
4.4.4.	Doba zotavení diody . . . . .	96
4.4.5.	Vliv teploty na vlastnosti polovodičových diod . . . . .	98
4.4.6.	Ztrátový výkon diody . . . . .	99
4.4.7.	Porovnání základních vlastností germaniových a křemíkových diod . . . . .	100
4.5.	Druhy polovodičových diod . . . . .	101
4.5.1.	Diody pro síťové usměrňovače . . . . .	101
4.5.2.	Diody pro usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů . . . . .	102
4.5.3.	Diody pro stabilizaci napětí . . . . .	103
4.5.4.	Kapacitní diody . . . . .	105
4.5.5.	Diody pro velmi vysoké frekvence (mikrovlnné diody) . . . . .	107
4.6.	Bipolární tranzistory . . . . .	113
4.6.1.	Činnost tranzistoru . . . . .	113
4.6.2.	Základní zapojení tranzistoru . . . . .	116
4.6.3.	Zbytkový proud tranzistoru . . . . .	121
4.6.4.	Vliv teploty na vlastnosti tranzistoru . . . . .	122
4.6.5.	Mezní hodnoty tranzistorů . . . . .	123
4.6.6.	Druhy bipolárních tranzistorů podle způsobu výroby . . . . .	125
4.7.	Tranzistory řízené elektrickým polem . . . . .	129
4.7.1.	Tranzistor řízený elektrickým polem s přechodovým hradlem (JFET) . . . . .	129
4.7.2.	Tranzistor řízený elektrickým polem s izolovaným hradlem . . . . .	132
4.7.3.	Tranzistor řízený elektrickým polem se Schottkyho kontaktem (MESFET) . . . . .	136
4.8.	Polovodičové několikavrstvové spínací součástky . . . . .	137
4.8.1.	Diak . . . . .	137
4.8.2.	Tyristor . . . . .	138
4.8.3.	Triak . . . . .	140
4.8.4.	Varistor (napětově závislý odpor) . . . . .	141
4.9.	Součástky řízené neelektrickými veličinami . . . . .	142
4.9.1.	Termistor (negativní termistor, NTC) . . . . .	142
4.9.2.	Pozistor (pozitivní termistor, PTC) . . . . .	144

4.9.3.	Všeobecné vlastnosti součástek řízených světlem (zářením) . . . . .	145
4.9.4.	Fotorezistor . . . . .	146
4.9.5.	Fotodioda . . . . .	148
4.9.6.	Lavinová fotodioda . . . . .	150
4.9.7.	Fototranzistor . . . . .	150
4.9.8.	Fototyristor . . . . .	151
4.9.9.	Optron (optoelektronický spojovací člen) . . . . .	152
4.9.10.	Magnetorezistor . . . . .	153
4.9.11.	Hallův článek . . . . .	154
	Kontrolní otázky ke kapitole 4 . . . . .	155
<b>5.</b>	<b>Elektronky a výbojky . . . . .</b>	<b>156</b>
5.1.	Princip elektronek . . . . .	156
5.1.1.	Tepelná emise . . . . .	157
5.1.2.	Světelná emise . . . . .	158
5.1.3.	Sekundární emise . . . . .	158
5.1.4.	Vlastní emise . . . . .	158
5.2.	Základní vakuové elektronky . . . . .	159
5.2.1.	Činnost katody, prostorový náboj, dioda . . . . .	159
5.2.2.	Trioda . . . . .	160
5.2.3.	Tetroda a pentoda . . . . .	160
5.3.	Vysílací elektronky . . . . .	161
5.4.	Výbojky . . . . .	163
5.5.	Fotonásobič . . . . .	164
	Kontrolní otázky ke kapitole 5 . . . . .	165
<b>6.</b>	<b>Elektronické zobrazovací jednotky . . . . .</b>	<b>166</b>
6.1.	Zobrazovací jednotky s malou hustotou informace . . . . .	166
6.1.1.	Zobrazovací jednotky s předem vytvořenými znaky . . . . .	167
6.1.2.	Zobrazovací jednotky vytvářející znaky skládáním segmentů (segmentovky) . . . . .	168
6.1.3.	Zobrazovací jednotky se znaky vytvořenými v bodové matici (maticovky) . . . . .	171
6.2.	Obrazovky . . . . .	172
6.2.1.	Elektronová tryska . . . . .	173
6.2.2.	Urychlování elektronů elektrostatickým polem . . . . .	176
6.2.3.	Vychylování svazku elektrostatickým polem . . . . .	177
6.2.4.	Vychylování svazku elektromagnetickým polem . . . . .	179
6.2.5.	Obrazovky pro barevnou televizi . . . . .	181
	Kontrolní otázky ke kapitole 6 . . . . .	184
<b>7.</b>	<b>Charakteristické vlastnosti pasivních lineárních jednobranů a dvojbranů</b>	<b>185</b>
7.1.	Lineární komplexní jednobrany . . . . .	185
7.1.1.	Sériový obvod $RL$ . . . . .	187
7.1.2.	Sériový obvod $RC$ . . . . .	190
7.1.3.	Paralelní obvod $RL$ . . . . .	192
7.1.4.	Paralelní obvod $RC$ . . . . .	194
7.1.5.	Duální obvody . . . . .	196
7.1.6.	Jednoduché rezonanční obvody . . . . .	198
7.2.	Lineární komplexní dvojbrany . . . . .	217
7.2.1.	Integrační článek $RC$ a článek $RL$ nezatižený na výstupu . . . . .	219
7.2.2.	Derivační článek $RC$ a článek $RL$ nezatižený na výstupu . . . . .	221

7.2.3.	Integrační článek $RC$ zatížený rezistorem . . . . .	222
7.2.4.	Derivační článek $RC$ zatížený kondenzátorem . . . . .	224
7.2.5.	Selektivní články $RC$ . . . . .	226
7.2.6.	Vázané rezonanční obvody . . . . .	232
	Kontrolní otázky ke kapitole 7 . . . . .	238
<b>8.</b>	<b>Zesilovací součástky jako dvojbrany . . . . .</b>	<b>240</b>
8.1.	Admitanční nahrazení dvojbranu . . . . .	240
8.2.	Admitanční nahrazení zesilovacích součástek . . . . .	245
8.2.1.	Nahrazení bipolárního tranzistoru . . . . .	245
8.2.2.	Unipolární tranzistor . . . . .	250
8.2.3.	Zesilovací elektronky . . . . .	252
8.3.	Hybridní nahrazení dvojbranu . . . . .	255
8.3.1.	Základní vztahy . . . . .	255
8.3.2.	Hybridní nahrazení bipolárního tranzistoru . . . . .	257
8.4.	Šum a šumové číslo zesilovacích součástek . . . . .	262
	Kontrolní otázky ke kapitole 8 . . . . .	265
	<b>Odovědi na kontrolní otázky . . . . .</b>	<b>266</b>
	<b>Literatura . . . . .</b>	<b>267</b>
	<b>Rejstřík . . . . .</b>	<b>268</b>

## PŘEDMLUVA

Elektronika se zabývá generováním, úpravou a vyhodnocováním elektrických signálů. Je základnou pro další specializované obory slaboproudé elektrotechniky, jako jsou konstrukce elektronických počítačů, technická kybernetika, radiotechnika, televizní technika, sdělovací technika po vedeních, lékařská elektronika...

Historický vývoj elektroniky je krátký a neobyčejně dynamický. V roce 1904 získal Angličan J. A. Fleming patent na usměrňovací diodu. V roce 1907 Francouz Lee de Forest vynalezl triodu, která umožnila sestavit první zesilovače, generátory kmitů, rádiové vysílače a přijímače. Ke kvalitativnímu skoku ve vývoji elektroniky došlo po roce 1948, ve kterém američtí vědci W. Shockley, J. Bardeen a W. Brattain vynalezli tranzistor.

V šedesátých letech se přesouvá úsilí vývojových pracovníků do oblasti technologie. Nastává prudký rozvoj výroby integrovaných obvodů, sdružených v jediném pouzdře miniaturních rozměrů stále složitější elektronické struktury.

V současnosti je velká pozornost věnována využití nových materiálů a technologií vedoucích k dalšímu rozšíření frekvenčního rozsahu přenosových zařízení do mikrovlnné oblasti, zavádění a zdokonalování optoelektronických systémů, zvětšování stupně integrace monolitických integrovaných obvodů, konstrukci a zavádění mikroprocesorových systémů v měřicí technice a v automatizaci.

Učebnice elektroniky, kterou začínáte studovat, vysvětluje nejdůležitější principy tohoto moderního, dynamického a stále rychleji se rozvíjejícího oboru, zasahujícího dnes téměř do všech odvětví lidské činnosti.

Zabývá se základními pojmy, metodami řešení elektronických obvodů, pasívními i aktivními elektronickými součástkami a jejich vlastnostmi. Dále pojednává o jednoduchých obvodech složených z pasívních elektronických součástek a v závěru porovnává a třídí aktivní elektronické součástky z hlediska jejich vlastností a použití. Text je doplněn řadou kontrolních otázek a příkladů.

Za pečlivé přečtení rukopisu a cenné připomínky děkuji oběma lektorům, Ing. Ladislavu Vomelovi ze střední průmyslové školy elektrotechnické v Pardubicích a Ing. Václavu Kramářovi z n. p. TESLA Hloubětín.

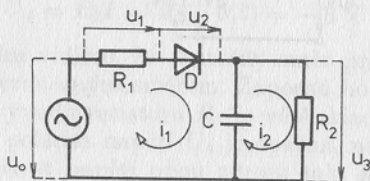
Autor



# 1. ZÁKLADNÍ POJMY

## 1.1. ELEKTRONICKÝ OBVOD

Elektronický obvod vzniká vzájemným spojením elektronických součástek takovým způsobem, aby po připojení zdroje elektrické energie mohl součástkami procházet elektrický proud. Zároveň mezi jednotlivými částmi obvodu působí elektrická napětí (obr. 1). Obvod může být složen ze samostatných (oddělených, diskretních) součástek nebo může být vytvořen vhodnou technologií jako jeden celek (obvod integrovaný).



Obr. 1. Elektronický obvod

## 1.2. OBVODOVÉ VELIČINY

### 1.2.1. Určení obvodových veličin

Napětí působící mezi částmi obvodu a proudy procházející jednotlivými větvemi nazýváme obvodové veličiny. Výpočtem nebo měřením můžeme stanovit jejich velikost (absolutní hodnotu) i smysl (směr průchodu proudu nebo polaritu napětí).

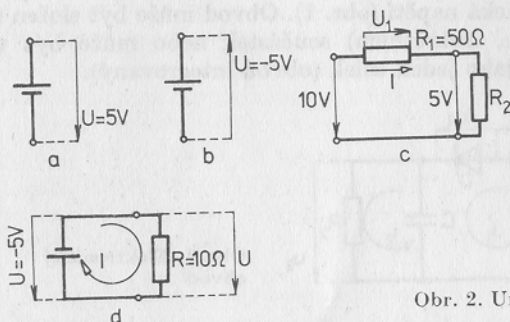
Abychom při řešení obvodů vzali tyto skutečnosti v úvahu, zaznamenáváme do schématu námi předpokládaný (libovolně zvolený) směr průchodu proudu v určité části obvodu (obr. 1) nebo námi předpokládaný smysl napětí (od místa, kde předpokládáme kladnější potenciál k místu zápornějšímu) šipkou. Pro přehlednost se napětí označují šipkou otevřenou, proudy šipkou uzavřenou (obr. 1). Tomuto označení předpokládaného smyslu působení obvodové veličiny říkáme *orientace obvodových veličin*.

Jestliže skutečný směr průchodu proudu nebo skutečná polarita napětí souhlasí s vyznačenou orientací, považujeme příslušný proud nebo napětí za kladné. Nesouhlasí-li směr šipky se skutečností, přispisujeme k příslušné velikosti napětí nebo proudu znaménko minus, které znamená že skutečný směr průchodu proudu nebo skutečná polarita napětí v dané části obvodu

je obrácená, než jakou označuje šipka. Velikost dané veličiny včetně jejího znaménka nazýváme *hodnota veličiny*. Z předcházejícího výkladu vyplývá, že obvodová veličina je zcela určena svou orientací a hodnotou.

Následující obrázky ukazují několik příkladů určení obvodových veličin pomocí orientace a hodnoty. Na obrázku 2a, b jsou dvě rovnocenná určení napětí baterie. Na obrázku 2a má napětí  $U$  kladnou hodnotu, na obrázku 2b zápornou hodnotu. Kladné hodnoty obvodových veličin vycházejí také pro orientaci zvolenou na obrázku 2c. Přesvědčíme se o tom výpočtem podle druhého Kirchhoffova zákona a podle Ohmova zákona

$$U_1 = 10 \text{ V} - 5 \text{ V} = 5 \text{ V} \quad I = U_1/R_1 = 5 \text{ V}/50 \Omega = 0,1 \text{ A}$$



Obr. 2. Určení obvodových veličin

Orientace použitá na obrázku 2d dává záporné hodnoty. Napětí  $U$  je  $-5 \text{ V}$ , neboť zvolená šipka směřuje od záporného pólu baterie ke kladnému. Proud určený z Ohmova zákona má rovněž zápornou hodnotu ( $I = U/R = -5 \text{ V}/10 \Omega = -0,5 \text{ A}$ ), neboť ve skutečnosti prochází z kladného pólu baterie přes rezistor  $R$  do záporného pólu.

Myšlenkový postup při určování hodnoty obvodových veličin ukážeme na příkladu.

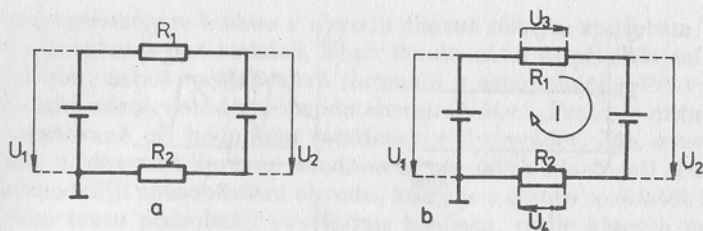
### Příklad 1

Je dán obvod nakreslený na obrázku 3a. Zvolíme směr proudu  $I$  a označíme úbytky napětí  $U_3$  a  $U_4$  na rezistorech  $R_1$ ,  $R_2$  (obr. 3b).

Zakreslené obvodové veličiny můžeme určit (tzn. zjistit jejich velikost a skutečný směr působení) tehdy, budeme-li znát hodnoty napětí baterií  $U_1$  a  $U_2$  a odpory rezistorů  $R_1$  a  $R_2$ . Je-li například  $U_1 = 5 \text{ V}$ ,  $U_2 = 10 \text{ V}$ ,  $R_1 = 10 \Omega$  a  $R_2 = 15 \Omega$ , můžeme podle druhého Kirchhoffova zákona napsat

$$U_1 = R_1 I + U_2 + R_2 I$$

Odtud dostaneme



Obr. 3. Příklad určení obvodových veličin v jednoduchém obvodu

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R_1 + R_2} = \frac{5 - 10}{10 + 15} = -0,2 \text{ A}$$

$$U_3 = R_1 I = 10(-0,2) = -2 \text{ V}$$

$$U_4 = R_2 I = 15(-0,2) = -3 \text{ V}$$

Z výsledku vidíme, že skutečný směr průchodu proudu v obvodu nesouhlasí s vyznačeným směrem. Záporná hodnota napětí  $U_3$  znamená, že na pravém vývodu rezistoru  $R_1$  je větší kladné napětí než na levém. Rovněž skutečná polarita napětí  $U_4$  je opačná, než kterou ukazuje šipka. Zaměníme-li velikost napětí obou zdrojů tak, že bude  $U_1 = 10 \text{ V}$  a  $U_2 = 5 \text{ V}$ , prochází jinak stejným obvodem kladný proud  $0,2 \text{ A}$ , tj. proud, jehož směr je shodný se zvoleným směrem proudu  $I$  na obr. 3b. Hodnoty napětí  $U_3$  a  $U_4$  pak vyjdou kladné.

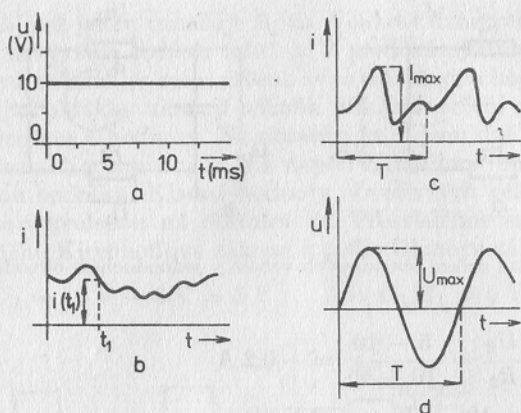
### 1.2.2. Časový průběh obvodových veličin

Časový průběh obvodových veličin můžeme dobře sledovat z grafického znázornění, ve kterém na vodorovnou osu vynášíme čas a na svislou osu ke každému časovému okamžiku příslušnou hodnotu obvodové veličiny nazývanou okamžitá hodnota. Podle normy ji označujeme malým písmenem (obr. 4b).

Je-li grafem přímka rovnoběžná s osou času (tzn. všechny okamžité hodnoty jsou stejné — obr. 4a), jde o stejnosměrné (stálé, konstantní) napětí nebo proud. Na obrázku 4b je znázorněn proud závislý na čase (proud proměnný).

Opakuje-li se průběh veličiny vždy po určité stejné době  $T$ , které říkáme perioda, jde o veličinu periodickou. Zvláštním případem průběhu periodické veličiny je veličina harmonická. Jejím grafem je sinusoida s určitou maximální hodnotou (amplitudou) — obr. 4d.

Aritmetický průměr všech funkčních hodnot za dobu jedné periody nazýváme střední hodnota (též stejnosměrná složka) a značíme ho podle normy velkým písmenem s indexem AV nebo av ( $I_{AV}$ ,  $U_{av}$ , ...). Nulovou



Obr. 4. Časový průběh obvodových veličin

střední hodnotu mají veličiny, pro které v době jedné periody platí, že součet ploch omezených křivkou znázorňující časový průběh veličiny, které leží nad vodorovnou osou, se rovná součtu ploch omezených křivkou a vodorovnou osou, které leží pod osou (např. harmonický průběh).

### 1.3. OBVODOVÉ SOUČÁSTKY

Požadovanou činnost obvodu zajišťují svými charakteristickými vlastnostmi a vhodným vzájemným propojením obvodové součástky. Jsou to malé části obvodu, které již nemůžeme dále dělit, nechceme-li jejich charakteristické vlastnosti porušit nebo ztratit. Obvodové součástky můžeme roztrždit podle různých hledisek:

- podle počtu vývodů, kterými se součástka zapojuje do obvodu (dvoj-póly a více-póly);
- podle počtu dvojic svorek (bran), které slouží k přivádění signálu do součástky a k jeho odvádění do dalších částí obvodu (jednobrany, dvoj-brany a vícebrany);
- podle toho, zda do obvodu energii dodávají nebo ji odebírají (zdroje a spotřebiče — součástky aktivní a pasívní);
- podle vzájemné závislosti obvodových veličin (součástky lineární a nelineární);
- podle toho, zda jejich vlastnosti jsou nebo nejsou závislé na frekvenci procházejícího proudu (odporové, reaktanční a komplexní).

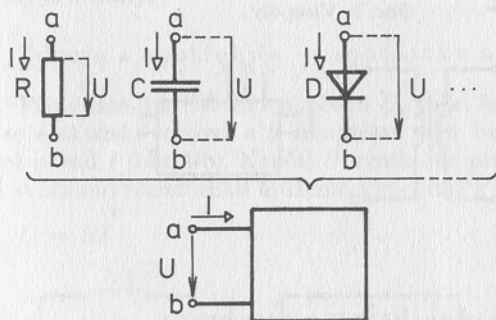
Např. rezistor je pasívní odporový lineární jednobran a v obvodu je spotřebičem; tranzistor je aktivní nelineární dvojbran, v obvodu stejno-směrného proudu je součástkou odporovou a chová se jako spotřebič.

Některé součástky se mohou v obvodu chovat různým způsobem. Záleží na jejich pracovních podmínkách. Např. kondenzátor se při nabíjení chová jako spotřebič, neboť spotřebovává (hromadí v sobě) energii. Při vybíjení se chová jako zdroj, neboť do obvodu energii dodává. Proto je nutné podmínky uvažované při hodnocení součástky vždy uvádět. Jak vysvětlíme v kapitole 2, dovoluje správné zhodnocení obecných vlastností součástek najít nejvhodnější způsob řešení obvodu, který je z těchto součástek složen.

V dalším textu podrobněji vysvětlíme hlediska, podle kterých můžeme součástky zařadit do příslušných skupin.

### 1.3.1. Dvojpóly a vícepóly

Součástky, které zapojujeme do obvodu dvěma vývody (svorkami), nazýváme dvojpóly. Jsou to např. rezistory, kondenzátory, diody (obr. 5).



Obr. 5. Dvojpóly (jednoobrány)

Po zapojení dvojpólu do obvodu prochází součástkou proud  $I$ , který vytváří mezi jejími svorkami napětí  $U$  (zvané svorkové napětí) na tomto proudu závislé. Konkrétní průběh této závislosti charakterizuje (přesněji určuje, zda jde o rezistor, kondenzátor, ...) určitou součástku. Matematické vyjádření vztahu mezi proudem a napětím

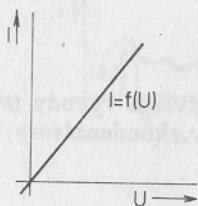
$$I = f(U)$$

se nazývá charakteristická rovnice součástky. Grafické znázornění závislosti proudu procházejícího součástkou na napětí mezi jejími vývody je voltampérová charakteristika (obr. 6) součástky. Jednotlivé dvojpóly se od sebe liší konkrétním průběhem této charakteristiky a podmínkami, při kterých je možné příslušného průběhu dosáhnout (např. frekvence, teplota, ...).

Vícepóly jsou součástky, které zapojujeme do obvodu více než dvěma svorkami. Např. tranzistor je trojpól (má kolektor, emitor a bázi), transformátor s jedinou vstupní (primární) a jedinou výstupní (sekundární) cívkou

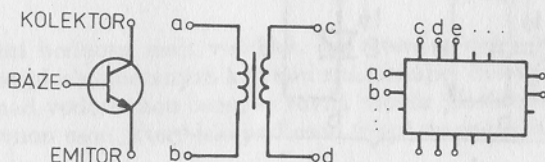
je čtyřpól, telefonní ústředna nebo integrovaný obvod s mnoha vývody jsou vícepóly (obr. 7).

Chování vícepólů již nemůžeme popsat pouze jedinou charakteristickou rovnicí nebo graficky znázornit jedinou voltampérovou charakteristikou, jako tomu bylo u dvojpólů. K vyjádření vlastností obecného  $n$ pólu je nutné znát  $n$  nezávislých rovnic nebo voltampérových charakteristik, které popisují vztahy mezi obvodovými veličinami  $n$ pólu.



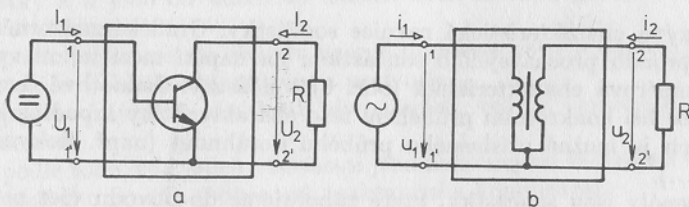
Obr. 6. Voltampérová charakteristika

Obr. 7. Vícepóly



### 1.3.2. Jednobrany, dvojbřany a vícebrany

V některých vícepólech můžeme po jejich zapojení do obvodu najít svorku, do které se uzavírají proudy procházející alespoň dvěma dalšími svorkami. Její potenciál slouží zpravidla jako vztažný pro určování napětí ostatních svorek (obr. 8). Jednotlivé svorky tvoří s touto společnou svorkou dvojice, kterým říkáme brány. Dvojice svorek, které slouží k při-



Obr. 8. Dvojbřany. Velká písmena značí stejnosměrné hodnoty, malá písmena střídavé hodnoty

vádění signálu, jsou vstupní svorky (vstupní brána). K odvádění signálu slouží dvojice výstupních svorek (výstupní brána). Vícepóly, které splňují tyto vlastnosti, nazýváme  $n$ brany. Obrázek 8 ukazuje dva dvojbrany.

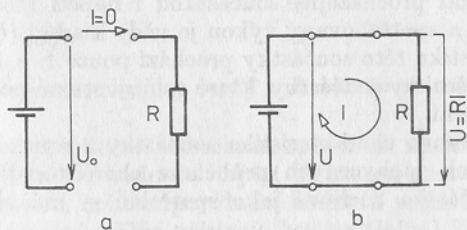
Dvojice svorek každé brány budeme označovat čísly, např. 1,1' 2,2', ... Číslo s čárkou přísluší svorkám, které jsou navzájem spojeny a které tvoří společnou svorku  $n$ brany. Při řešení obvodů s  $n$ brany označujeme vždy (bez ohledu na to, zda jde o vstupní nebo výstupní obvod  $n$ brany) směry proudů šipkami směřujícími z vnějšího obvodu do příslušné samostatné svorky. Šipka napětí směřuje vždy od této svorky ke svorce společné. Je zřejmé, že i vícepól s lichým počtem vývodů je tímto způsobem doplněn na  $n$ bran (např. tranzistor na dvojbran).

Z výkladu je zřejmé, že dvojpól můžeme ztotožnit s jednobranem, neboť svorky dvojpólu tvoří jednu bránu (obr. 5). Termín čtyřpól však nemůžeme zaměňovat s termínem dvojbran, neboť dvojbrany jsou jen určitou skupinou obecnějších obvodů nazývaných čtyřpóly. Podobný vztah je též mezi  $n$ póly a  $n$ brany.

### 1.3.3. Zdroje a spotřebiče — součástky aktivní a pasívní

Připojíme-li k baterii s napětím  $U_0$  (obr. 9a) rezistor s odporem  $R$ , uzavře se elektrický obvod a z kladného pólu baterie začne do obvodu procházet proud  $I$  (obr. 9b). Napětí  $U$  vznikající při průchodu tohoto proudu mezi svorkami rezistoru  $R$  můžeme vypočítat z Ohmova zákona

$$U = RI$$

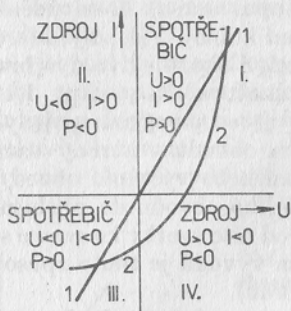


Obr. 9. Spotřebičová orientace obvodových veličin

Protože odpor je kladný, vychází úbytek napětí na rezistoru také kladný, a zvolíme-li směr šipky napětí souhlasný se šipkou proudu, je i hodnota napětí kladná. Napětí a proud mají stejná znaménka. Jejich součin, výkon, který se v rezistoru  $R$  mění na teplo

$$P_s = UI$$

je kladný. Říkáme, že rezistor je v obvodu spotřebičem, neboť spotřebovává kladný výkon. Něco jiného platí pro baterii. Proud (ve zvolené orientaci) prochází proti směru působícího napětí (šipky  $U$  a  $I$  jsou proti sobě). Výkon



Obr. 10. Voltampérová charakteristika pasivní a aktivní součástky

$$P_z = U(-I)$$

je záporný. Záporný spotřebovaný výkon je výkon dodávaný do obvodu. Baterie je tedy zdrojem elektrické energie.

Popsaný způsob určení obvodových veličin, kdy výkon spotřebovaný spotřebičem považujeme za kladný a výkon dodávaný do obvodu zdrojem za záporný, nazýváme *spotřebičovou orientací obvodových veličin*. Tento způsob se ve slaboproudé elektrotechnice používá zásadně.

Jak jsme se již zmínili, mohou se některé součástky za určitých podmínek chovat v obvodu jako zdroje, za jiných podmínek jako spotřebiče. Na obrázku 10 jsou znázorněny voltampérové charakteristiky dvou součástek. Součástka 1 (např. rezistor) nemůže být nikdy zdrojem, neboť za všech podmínek má proud procházející součástkou i napětí mezi jejími vývody stejná znaménka a spotřebovaný výkon je vždy kladný ( $UI > 0$ ). Voltampérová charakteristika této součástky prochází pouze I. a III. kvadrantem. Součástku 1 i všechny součástky, které splňují stejné podmínky, nazýváme součástky pasivní.

Naproti tomu voltampérová charakteristika součástky 2 prochází třemi kvadranty. V podmínkách zachycených průběhem charakteristiky v I. a III. kvadrantu se součástka 2 chová jako spotřebič — má vlastnosti pasivní součástky.

Odpovídají-li však pracovní podmínky bodům voltampérové charakteristiky ležícím ve IV. kvadrantu, součástka do obvodu výkon dodává. V těchto pracovních podmínkách je zdrojem elektrické energie. Říkáme, že se chová jako aktivní součástka.

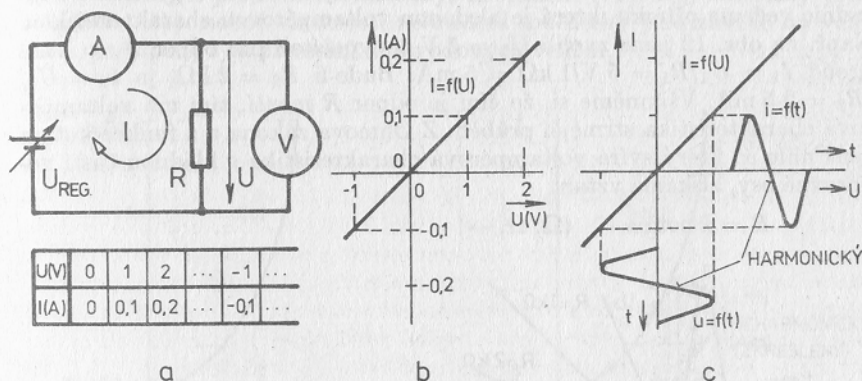
Aktivní součástky do obvodu energii dodávají. Znamená to, že jejich voltampérová charakteristika alespoň zčásti prochází II. nebo IV. kvadrantem, tj. součin procházejícího proudu a svorkového napětí je záporný. Vlastnosti aktivních součástek mohou mít také součástky, které samy o sobě nejsou zdroji elektrické energie, avšak zprostředkovávají přívod energie do obvodu z pomocného (tzv. napájecího) zdroje v rytmu určitého signálu. Takovým součástkám říkáme součástky zesilovací.



Protože, jak již bylo vysvětleno, můžeme při řešení obvodů zvolit směry šipek proudu a napětí libovolně, je možné rozhodnout, zda se určitá součástka chová v obvodu jako zdroj nebo jako spotřebič (jako aktivní nebo pasivní součástka), teprve tehdy, když zjistíme hodnoty nebo alespoň skutečná znaménka obvodových veličin náležejících k dané součástce v příslušných pracovních podmínkách.

### 1.3.4. Součástky lineární a nelineární

Pojem lineární a nelineární součástka vysvětlíme na nejjednodušším případě, na pasivním jednobranu. O aktivním jednobranu bude pojednáno v kapitole 2.1, dvojbřany budou vysvětleny v kapitolách 7.2 a 8.



Obr. 11. Závislost proudu na napětí v obvodu lineární součástky

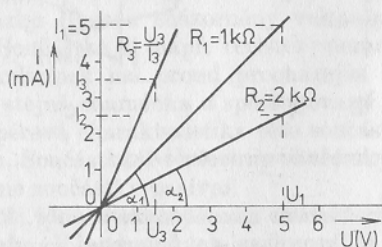
Zapojíme-li pasivní jednobran způsobem naznačeným na obr. 11a, můžeme pro každou hodnotu napětí  $U$ , kterou nastavíme regulovaným napájecím zdrojem, určit odpovídající hodnotu proudu  $I$ . (Na obr. 11a předpokládáme ideální měřicí přístroje bez spotřeby.) Získané hodnoty zapíšeme do tabulky, s jejíž pomocí nakreslíme graf. Jak jsme již vysvětlili v kapitole 1.3.1, je získaná závislost voltampérovou charakteristikou jednobranu, která může mít pro různé součástky a různé pracovní podmínky (např. teplota, osvětlení, ...) jiný průběh.

Je-li grafem přímka (obr. 11b), jde o přímou, lineární úměrnost mezi napětím na součástce a proudem procházejícím součástkou. Odpovídající charakteristická rovnice  $I = f(U)$  je rovnicí lineární. Z obrázku 11b je zřejmé, že zvětšíme-li stejnosměrné napětí mezi vývody součástky dvakrát, třikrát,  $n$ krát, zvětší se i procházející proud dvakrát, třikrát,  $n$ krát. Přivedeme-li mezi vývody takové součástky napětí harmonického průběhu, bude mít procházející proud také harmonický průběh (obr. 11c). Při stálé

frekvenci bude opět platit lineární úměrnost mezi okamžitými hodnotami napětí a proudu. Příčinou tohoto chování je skutečnost, že součástka má stálé vlastnosti, nezávislé na velikosti obvodových veličin. Součástky, které splňují uvedené podmínky, nazýváme lineární součástky.

Právě získaných poznatků můžeme využít k jednoduché grafické konstrukci voltampérové charakteristiky pasívních lineárních jednobranů. Je zřejmé, že k tomu, abychom sestrojili voltampérovou charakteristiku rezistoru se známou velikostí odporu, stačí znát dva body jeho voltampérové charakteristiky. Jeden z nich je počátek souřadnic, neboť neprochází-li rezistorem proud, je i napětí mezi jeho svorkami nulové. Druhý bod určíme pomocí Ohmova zákona. Zvolíme napětí  $U_1$  tak velké, abychom vypočtený bod voltampérové charakteristiky mohli snadno zakreslit do grafu, a vypočteme odpovídající proud  $I_1 = U_1/R$ . Získaným bodem a počátkem souřadnic vedeme přímkou, která je hledanou voltampérovou charakteristikou. Např. na obr. 12 jsme zvolili  $U_1 = 5 \text{ V}$  a vypočítali pro odpor  $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$  proud  $I_1 = U_1/R_1 = 5 \text{ V}/1 \text{ k}\Omega = 5 \text{ mA}$ . Bude-li  $R_2 = 2 \text{ k}\Omega$ , je  $I_2 = U_1/R_2 = 2,5 \text{ mA}$ . Všimněme si, že čím je odpor  $R$  menší, tím má voltampérová charakteristika strmější průběh. Z Ohmova zákona a z funkce kotangens úhlu  $\alpha$ , který svírá voltampérová charakteristika s kladnou částí vodorovné osy, získáme vztah

$$R = k \cotg \alpha \quad (\Omega; \Omega, -)$$



Obr. 12. Konstrukce voltampérové charakteristiky lineárního jednobranu

Konstanta  $k = M_U/M_I$  má rozměr odporu a bere v úvahu měřítka na osách napětí a proudu. Pro obr. 12 platí:  $M_U = 1 \text{ V/cm}$  a  $M_I = 1 \text{ mA/cm}$ . Proto  $k = 1 \text{ k}\Omega$ .

Obráceného postupu můžeme využít pro určení odporu rezistoru, známe-li průběh jeho voltampérové charakteristiky. Zvolíme libovolný bod charakteristiky a určíme odpovídající souřadnice, např.  $U_3$  a  $I_3$  na obr. 12. Odpor vypočítáme z Ohmova zákona

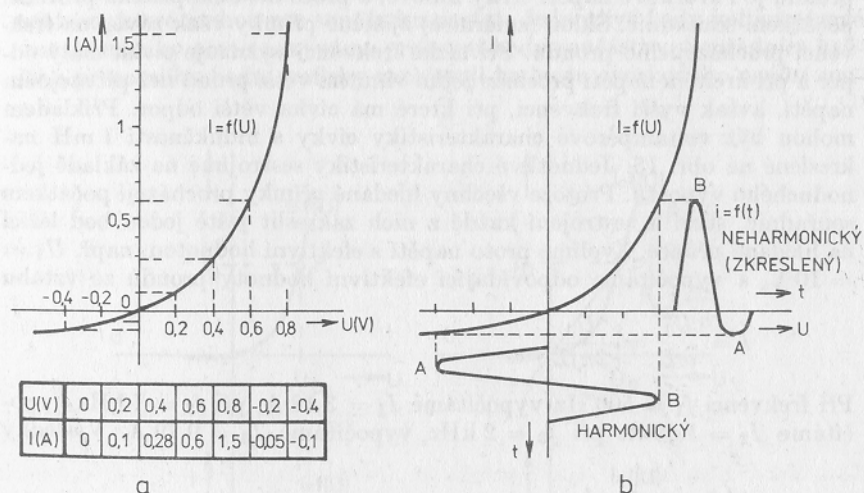
$$R_3 = \frac{U_3}{I_3}$$

Nelineární součástky mají voltampérovou charakteristiku zakřivenou. Charakteristická rovnice  $U = f(I)$  není prvního stupně a její matematické

vyjádření bývá často značně složité a nepřehledné. Proto se voltampérové charakteristiky nelineárních součástek zpravidla udávají grafem sestrojeným z naměřených hodnot. Konkrétní průběh charakteristiky závisí opět na druhu součástky a na podmínkách, při kterých byla charakteristika zjištěna.

Pro pasívní nelineární jednobran získáme např. průběh nakreslený na obr. 13a. Vidíme, že např. zvýšení napětí z nuly na 0,2 V vyvolá vzrůst proudu z nuly na 0,1 A. Stejný vzrůst napětí z 0,6 V na 0,8 V (opět o 0,2 V) však způsobí vzrůst proudu z 0,6 A na 1,5 A, tedy o 0,9 A. Lineární úměrnost mezi napětím a proudem, která je základní vlastností lineárních součástek, zde neplatí.

Přivedeme-li mezi vývody nelineární součástky harmonické napětí, bude mít procházející proud neharmonický, nelineární (tvarově) zkreslený průběh (obr. 13b), neboť vlastnosti nelineární součástky jsou závislé na veličnosti, popřípadě i na znaménku obvodových veličin.

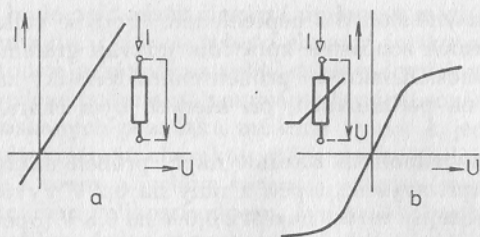


Obr. 13. Závislost proudu na napětí v obvodu nelineární součástky

### 1.3.5. Součástky odporové a reaktanční

Vlastnosti odporových součástek nejsou v širokých mezích závislé na frekvenci procházejícího proudu. Proto mají odporové součástky pro stejnosměrný i pro střídavý proud stejný průběh voltampérové charakteristiky. Obrázek 14a ukazuje voltampérovou charakteristiku lineárního odporového jednobranu a obrázek 14b nelineárního odporového jednobranu.

Vlastnosti reaktančních součástek jsou na frekvenci závislé. Proto do-

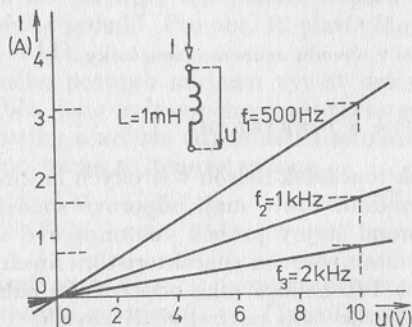


Obr. 14. Charakteristika odporového jednobranu  
a) lineárního, b) nelineárního

stáváme pro každou frekvenci jiný průběh voltampérové charakteristiky. Kdybychom zjišťovali např. voltampérovou charakteristiku cívky bez jádra, získali bychom opět přímkovou závislost proudu na napětí. Při nulovém proudu je i svorkové napětí cívky nulové, a proto hledaná přímka prochází počátkem souřadnic. Sklon (směrnice) zjištěné přímky však závisí na frekvenci procházejícího proudu. Při nízké frekvenci vykazuje cívka malý odpor a při určitém napětí prochází jejím vinutím větší proud než při stejném napětí, avšak vyšší frekvenci, při které má cívka větší odpor. Příkladem mohou být voltampérové charakteristiky cívky s indukčností 1 mH nakreslené na obr. 15. Jednotlivé charakteristiky sestrojíme na základě jednoduchého výpočtu. Protože všechny hledané přímky procházejí počátkem souřadnic, stačí k sestrojení každé z nich zakreslit ještě jeden bod ležící na hledané přímce. Zvolíme proto napětí s efektivní hodnotou, např.  $U_1 = 10 \text{ V}$ , a vypočítáme odpovídající efektivní hodnoty proudů ze vztahu

$$I = \frac{U_1}{\omega L} = \frac{U_1}{2\pi f L}$$

Při frekvenci  $f_1 = 500 \text{ Hz}$  vypočítáme  $I_1 = 3,18 \text{ A}$ , při  $f_2 = 1 \text{ kHz}$  vypočítáme  $I_2 = 1,59 \text{ A}$ , při  $f_3 = 2 \text{ kHz}$  vypočítáme  $I_3 = 0,79 \text{ A}$ . Výsledky



Obr. 15. Voltampérové charakteristiky cívky s indukčností  $L = 1 \text{ mH}$

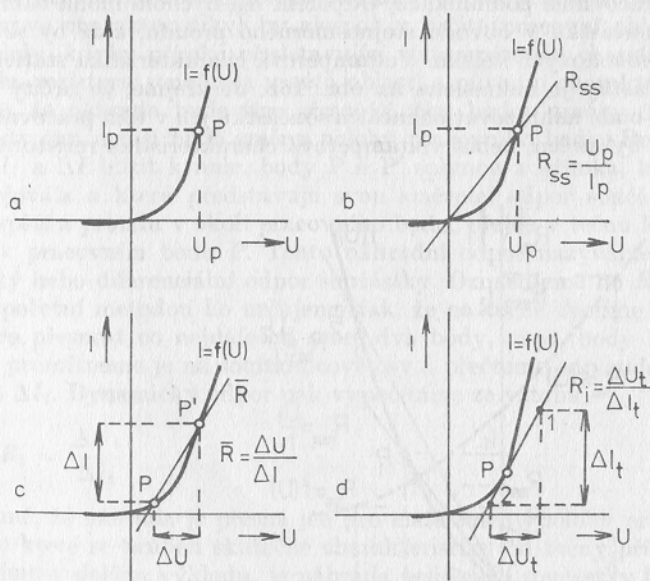
jsou zakresleny v obr. 15. Podobně bychom postupovali také při kreslení voltampérových charakteristik kondenzátoru s dielektrikem, jehož permittivita je nezávislá na intenzitě elektrického pole.

Vlastnosti nelineárních reaktančních součástek jsou závislé na hodnotách působících obvodových veličin i na frekvenci. Voltampérové charakteristiky jsou nelineární a jejich průběh je opět pro každou frekvenci jiný.

## 1.4. PRACOVNÍ BOD JEDNOBRANU

### 1.4.1. Klidový (statický) pracovní bod

Jak jsme již vysvětlili v předcházející kapitole, představuje voltampérová charakteristika závislost hodnoty, tj. velikosti i smyslu proudu procházejícího součástkou na působícím svorkovém napětí součástky. Každý z bodů voltampérové charakteristiky odpovídá určitým pracovním podmínkám, které mohou pro součástku nastat. Jednotlivé body voltampérové charakteristiky proto nazýváme pracovní body součástky. Souřadnice každého pracovního bodu graficky zachycují hodnotu svorkového napětí sou-



Obr. 16. Statický pracovní bod

P pracovní bod,  $R_{SS}$  statický odpor součástky,  $\bar{R}$  průměrný odpor součástky,  $R_1$  dynamický odpor součástky

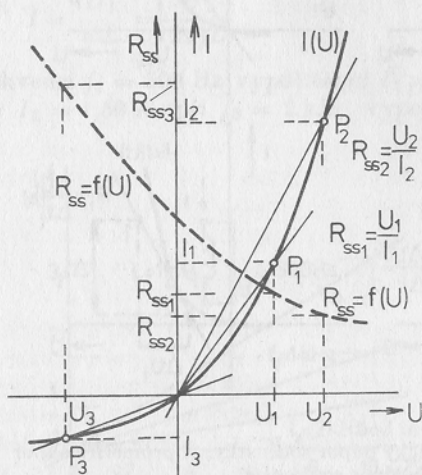
částky a hodnotu procházejícího proudu v určité (konkrétní) situaci v obvodu. Určité hodnotě napětí a proudu zjištěné při určitých pracovních podmínkách součástky odpovídá zase jeden bod voltampérové charakteristiky, tj. jediný pracovní bod (obr. 16a).

Zvolíme-li na voltampérové charakteristice pracovní bod, znamená to, že jsme zvolili určité podmínky, při kterých součástka v obvodu bude pracovat. To je velmi výhodné pro návrh i rozbor činnosti obvodu, neboť je možné předem posoudit chování součástky i vlastnosti obvodu dříve, než bude obvod zapojen, a najít nejuvhodnější podmínky pro jeho činnost.

Mají-li působící svorkové napětí součástky a procházející proud konstantní stejnosměrné hodnoty, má pracovní bod na voltampérové charakteristice stálou polohu. Takovému pracovnímu bodu říkáme klidový (statický) pracovní bod.

#### 1.4.2. Vlastnosti součástky v klidovém pracovním bodu

Vydělíme-li navzájem hodnoty napětí  $U_p$  a proudu  $I_p$  odpovídající klidovému pracovnímu bodu (obr. 16b), dostaneme statický (stejnoseměrný) odpor součástky  $R_{ss}$ . Je to odpor rezistoru, kterým by při stejném napětí  $U_p$  procházel stejný proud  $I_p$ , jaký prochází danou součástkou při uvažovaných pracovních podmínkách. Odpozem  $R_{ss}$  bychom mohli nahradit příslušnou součástku v obvodu stejnosměrného proudu, aniž by se změnilы hodnoty obvodových veličin. Voltampérová charakteristika statického odporu součástky je nakreslena na obr. 16b. Je zřejmé, že určitý statický odpor  $R_{ss}$  bude nahrazovat nelineární součástku jen v tom pracovním bodu, pro který byl určen, neboť voltampérová charakteristika rezistoru s odpo-



Obr. 17. Závislost odporu  $R_{ss}$  na poloze pracovního bodu

rem  $R_{ss}$  a voltampérová charakteristika součástky mají kromě počátku souřadnic společný jen jediný bod. Změní-li se poloha pracovního bodu, změní se také odpor  $R_{ss}$ . Obrázek 17 ukazuje závislost statického odporu nelineární součástky na svorkovém napětí, které na ni působí.

Lineární součástky mají voltampérovou charakteristiku přímkovou. Statický odpor těchto součástek nezávisí na poloze pracovního bodu. Jeho voltampérová charakteristika splývá s voltampérovou charakteristikou součástky. To souhlasí s tvrzením, že vlastnosti nelineárních součástek jsou závislé na hodnotách obvodových veličin a vlastnosti lineárních součástek nejsou závislé na hodnotách obvodových veličin.

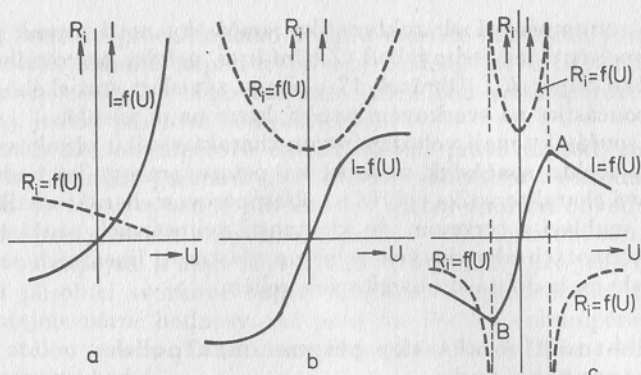
#### 1.4.3. Vlastnosti součástky při změnách polohy pracovního bodu

Změní-li se např. vlivem změny napětí o  $\Delta U$  poloha pracovního bodu z P na P' (obr. 16c), dojde ke změně procházejícího proudu o hodnotu  $\Delta I$ . Součástka se chová jako rezistor s odporem  $\bar{R} = \Delta U / \Delta I$ , jehož charakteristikou je přímka procházející pracovními body P a P'. Tato přímka přibližně (nepřesně) nahrazuje skutečnou charakteristiku nelineární součástky v oblasti mezi pracovními body P a P'.

Náhrada nelineární voltampérové charakteristiky přímkou (linearizace voltampérové charakteristiky) by alespoň v určité pracovní oblasti byla přesná tehdy, kdyby přímka představující voltampérovou charakteristiku náhradního rezistoru souhlasila v této oblasti s původní charakteristikou. Je zřejmé, že náhrada bude tím přesnější, čím budou změny  $\Delta U$  a  $\Delta I$  menší, tedy čím menší bude změna polohy pracovního bodu. Budou-li se změny  $\Delta U$  a  $\Delta I$  blížit k nule, body P a P' splynou a přímka, která oba body spojovala a která představuje svou směrnici odpor součástky pro změny napětí a proudu v okolí pracovního bodu, přejde v tečnu k charakteristice v pracovním bodu P. Tento náhradní odpor nazýváme vnitřní, dynamický nebo diferenciální odpor součástky. Označujeme ho  $R_i$  nebo  $r$ . Graficko-početní metodou ho určujeme tak, že na tečně zvolíme kdekoliv (avšak pro přesnost co nejdále od sebe) dva body, např. body 1 a 2 na obr. 16d, promítneme je na souřadnicové osy a přečteme odpovídající úseky  $\Delta U_t$  a  $\Delta I_t$ . Dynamický odpor pak vypočítáme ze vztahu

$$R_i = \frac{\Delta U_t}{\Delta I_t}$$

Je zřejmé, že náhrada je přesná jen pro malé změny polohy pracovního bodu, pro které se průběh skutečné charakteristiky od tečny příliš neliší. Jak uvidíme v dalším výkladu, je náhrada nelineární součástky lineárním rezistorem  $R_i$  výhodná při matematickém řešení obvodů s nelineárními součástkami, neboť složitá charakteristická rovnice nelineární součástky se pro výpočet nahradí lineární rovnicí (rovnici přímky představující odpor  $R_i$ ).



Obr. 18. Dynamický vnitřní odpor  $R_i$  některých součástek

Kdybychom určili dynamický odpor v několika bodech voltampérové charakteristiky nelineární součástky, zjistili bychom, že odpor  $R_i$  závisí na poloze pracovního bodu a může nabývat velmi různých hodnot. Může být kladný, nulový, nekonečný i záporný. Závislost dynamického odporu na poloze pracovního bodu ukazuje pro některé součástky obr. 18. Všimněte si dobře obrázku 18c. Dynamický odpor této součástky je pro pracovní body vpravo od bodu A a vlevo od bodu B záporný, neboť kladné změně napětí odpovídá záporná změna proudu. V oblasti mezi body A a B je dynamický odpor  $R_i$  kladný. Tečna sestrojena k charakteristice v bodě A nebo B je rovnoběžná s vodorovnou osou. Při změně napětí nedochází ke změně proudu. Dynamický odpor se blíží nekonečnu.

Dynamický odpor lineární součástky nezávisí na poloze pracovního bodu a rovná se statickému odporu.

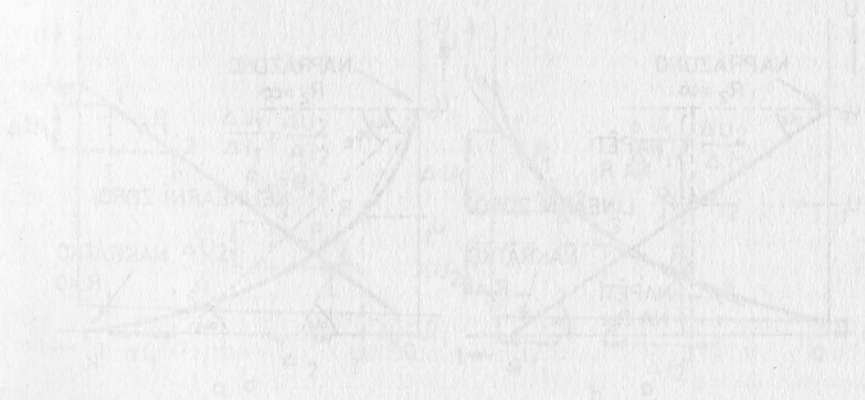
## KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 1

1. Jaký je rozdíl mezi hodnotou veličiny a velikostí veličiny?
2. Vysvětlete termín „spotřebičová orientace“ obvodových veličin.
3. Jaký je základní rozdíl v průběhu voltampérové charakteristiky pasivní a aktivní součástky?
4. Vysvětlete termíny „statický“ a „dynamický“ odpor součástky.
5. Příklad: Voltampérová charakteristika nelineární součástky je dána tabulkou naměřených hodnot

$U$ (V)	-0,20	-0,10	0	0,1	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,45	0,50	0,60	0,70	0,80
$I$ (mA)	-5,5	-2,8	0	2,1	2,6	2,8	2,5	1,8	0,6	0,4	0,6	2,0	5,5	10,0



Průběh  $I = f(U)$  nakreslete na milimetrový papír v měřítku  $10 \text{ mm} \hat{=} 1 \text{ mA}$ ,  $10 \text{ mm} \hat{=} 0,1 \text{ V}$ . Vysvětleným postupem určete statický a dynamický odpor součástky alespoň v deseti zvolených pracovních bodech. Do grafu  $I = f(U)$  zakreslete průběh závislosti  $R_{ss} = f(U)$  a  $R_i = f(U)$  v měřítku  $10 \text{ mm} = 100 \Omega$ .



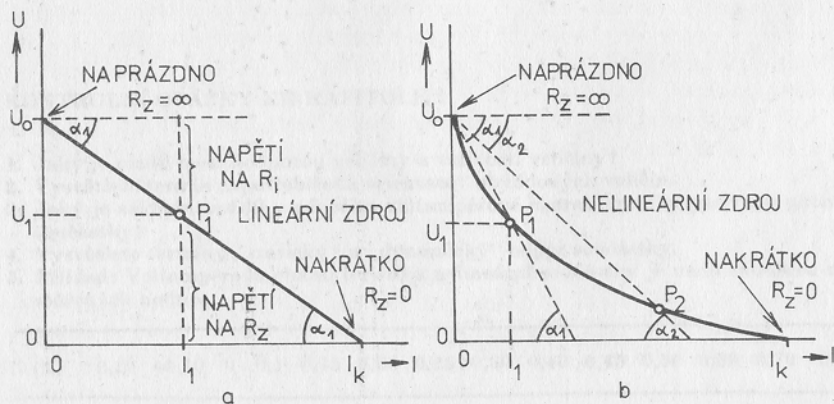
## 2. ŘEŠENÍ ELEKTRONICKÝCH OBVODŮ

### 2.1. SKUTEČNÝ A IDEÁLNÍ ZDROJ ELEKTRICKÉ ENERGIE

#### 2.1.1. Charakteristické veličiny zdroje elektrické energie

Elektrická energie je ze zdroje do spotřebiče přiváděna ve formě elektrického napětí a proudu. Kdybychom zjišťovali závislost svorkového napětí  $U$  zdroje na velikosti proudu  $I$  odebíraného zátěží (spotřebičem), získali bychom zatěžovací charakteristiku zdroje (obr. 19). Zatěžovací charakteristika zachycuje chování zdroje v různých pracovních podmínkách a má asi takový význam jako voltampérová charakteristika ostatních jednobranů. Kreslí se ve zdrojové orientaci. Na vodorovnou osu se vynáší odebíraný proud, na svislé ose je výstupní napětí zdroje. Zatěžovací charakteristika lineárního zdroje je přímková (obr. 19a). Nelineární zdroj má zatěžovací charakteristiku zakřivenou (obr. 19b).

Při nulovém odebíraném proudu, kdy zdroj pracuje naprázdno ( $R_Z = \infty$ ), má svorkové napětí hodnotu  $U_0$ . Pracovní bod zdroje leží na ose napětí. Při zvětšování odběru proudu (při zmenšování odporu  $R_Z$ ) dochází k postupnému zmenšování výstupního (svorkového) napětí zdroje. Pracovní bod se posunuje po zatěžovací charakteristice do míst odpovídajících



Obr. 19. Zatěžovací charakteristika zdroje

příslušným zatěžovacím proudům (např. bod  $P_1$  na obrázku 19a). Od napětí naprázdno  $U_0$  se odečítá napětí závislé na velikosti odebíraného proudu stejně, jako kdyby byl v sérii se zdrojem konstantního napětí  $U_0$  zapojen rezistor s odporem  $R_i$ , kterému říkáme vnitřní odpor zdroje. Jeho hodnotu můžeme zjistit z úbytku napětí, který na něm vzniká při průchodu proudu. Např. pro pracovní bod  $P_1$  (obr. 19a) dostaneme

$$R_i = \frac{U_0 - U_1}{I_1}$$

Geometricky odpovídá vnitřní odpor tangentě úhlu  $\alpha_1$ , který svírá přímka procházející body  $U_0$  a  $P_1$  s přímkou procházející bodem  $U_0$  rovnoběžně s vodorovnou osou

$$R_i = k \operatorname{tg} \alpha_1 \quad (\Omega; \Omega, -)$$

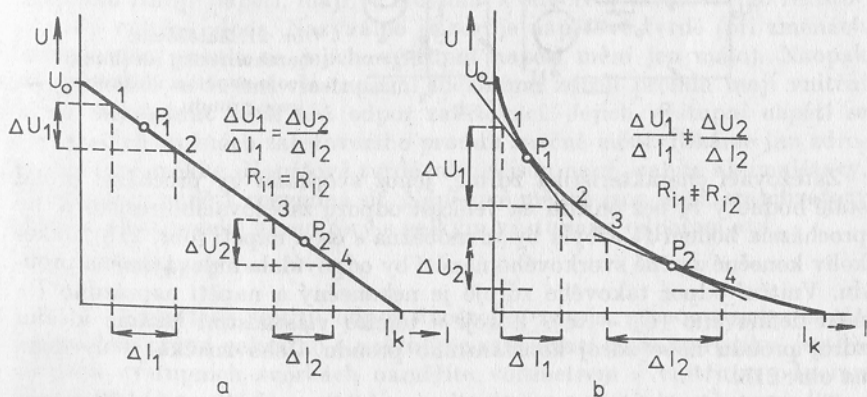
Konstanta  $k$  opět bere v úvahu měřítko na osách napětí a proudu. Platí vztah

$$k = M_U/M_I \quad (\Omega; \text{V/cm}, \text{A/cm})$$

Z obrázku 19 je zřejmé, že velikost vnitřního odporu lineárního zdroje nezávisí na poloze pracovního bodu (na velikosti odebíraného proudu). Vnitřní odpor nelineárního zdroje je však na zatížení závislý.

Kolísá-li při činnosti zdroje odebíraný proud, dochází k odpovídajícímu kolísání výstupního napětí. Uplatňuje se dynamický vnitřní odpor zdroje  $r_i$ , který určujeme pomocí tečny sestrojené k zatěžovací charakteristice v klidovém pracovním bodu postupem popsaným v kapitole 1.4.3. Platí

$$r_i = \frac{-\Delta U}{\Delta I}$$



Obr. 20. Dynamický vnitřní odpor zdroje

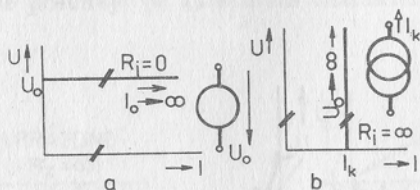
Jak ukazuje obrázek 20a, nezávisí dynamický vnitřní odpor lineárního zdroje na poloze pracovního bodu a rovná se statickému vnitřnímu odporu. Z obrázku 20b plyne, že dynamický vnitřní odpor nelineárního zdroje se s polohou pracovního bodu mění a liší se od statického vnitřního odporu (tečna má v každém pracovním bodu jiný směr a nesouhlasí se spojnicí pracovního bodu s bodem  $U_0$ ).

V předcházejícím výkladu jsme se seznámili s charakteristickými veličinami zdroje elektrické energie. Jsou to napětí naprázdno  $U_0$ , proud nakrátko  $I_k$  a vnitřní odpor  $R_i$ . Jak plyne z obr. 19a, jsou charakteristické veličiny lineárního zdroje na sobě závislé. Platí mezi nimi vztahy

$$U_0 = R_i I_k \quad I_k = \frac{U_0}{R_i} \quad R_i = \frac{U_0}{I_k}$$

### 2.1.2. Charakter zdroje

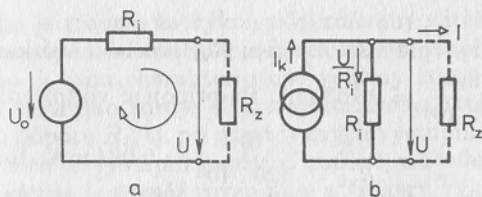
Zatěžovací charakteristika zdroje elektrické energie, který udržuje na svých výstupních svorkách konstantní napětí bez ohledu na velikost odebíraného proudu, prochází bodem  $U_0$  rovnoběžně s vodorovnou osou (obr. 21a). Při zvětšování zatěžovacího proudu nevzniká na vnitřním odporu zdroje žádný úbytek napětí. Znamená to, že vnitřní odpor je nulový a proud nakrátko  $I_k = U_0/R_i$  není definován ( $I_k \rightarrow \infty$ ). Takový zdroj nazýváme ideální zdroj napětí (zdroj konstantního napětí). Znázornujeme ho značkou uvedenou na obr. 21a.



Obr. 21. Zatěžovací charakteristiky ideálního zdroje napětí a ideálního zdroje proudu

Zatěžovací charakteristika zdroje, jehož svorkami by procházel proud stálé hodnoty  $I_k$  bez ohledu na velikost odporu zatěžovacího rezistoru, by procházela bodem  $I_k$  a byla by rovnoběžná s osou napětí (obr. 21b). Jakékoliv konečné změně svorkového napětí by odpovídala nulová změna proudu. Vnitřní odpor takového zdroje je nekonečný a napětí naprázdno  $U_0$  není definováno ( $U_0 \rightarrow \infty$ ). Zdroji s těmito vlastnostmi říkáme ideální zdroj proudu nebo zdroj konstantního proudu. Jeho značka je uvedena na obr. 21b.

Skutečný zdroj elektrické energie nemá zatěžovací charakteristiku rovnoběžnou ani s osou proudu, ani s osou napětí. Jeho náhradní obvod si



Obr. 22. Rovnocenné náhradní obvody zdroje elektrické energie

můžeme představit jako sériové zapojení ideálního zdroje napětí a vnitřního odporu podle obr. 22a. Pomocí druhého Kirchhoffova zákona určíme rovnici zatěžovací charakteristiky zdroje

$$U = U_0 - R_i I$$

Stejnou zatěžovací charakteristiku však získáme také při paralelním zapojení vnitřního odporu k ideálnímu zdroji proudu (obr. 22b), neboť z prvního Kirchhoffova zákona vyplývá, že

$$I = I_k - \frac{U}{R_i}$$

Vynásobíme-li tuto rovnici veličinou  $R_i$  a využijeme-li vztah  $U_0 = I_k R_i$ , dostaneme po jednoduché úpravě stejnou rovnici pro výstupní napětí jako v případě náhradního obvodu se zdrojem napětí. Z toho plyne, že oba náhradní obvody zdroje jsou navzájem rovnocenné.

Skutečné zdroje elektrické energie, které se svými vlastnostmi blíží ideálnímu zdroji napětí, mají ve srovnání s odporem zatěžovacího rezistoru malý vnitřní odpor. Nazýváme je zdroje napětově tvrdé (při změnách zatěžovacího proudu se jejich výstupní napětí mění jen málo). Naopak zdroje blížíci se svými vlastnostmi ideálnímu zdroji proudu mají vnitřní odpor mnohokrát větší než odpor zatěžovací. Jejich výstupní napětí se i při malých změnách zatěžovacího proudu značně mění. Říkáme jim zdroje napětově měkké. Napětově tvrdé zdroje jsou např. nabitá akumulátory, stabilizátory napětí, rozvodná síť. Napětově měkké jsou např. stabilizátory proudu, elektronické generátory s velkým výstupním odporem atd.

### Příklad 2

Vypočtete vnitřní odpor lineárního zdroje, stanovte jeho napětí naprázdno, proud nakrátko a nakreslete zatěžovací charakteristiku, jestliže na jeho výstupních svorkách naměříte voltmetrem s vnitřním odporem  $R_{v1} = 60 \text{ k}\Omega$  napětí  $U_1 = 9.8 \text{ V}$  a voltmetrem s vnitřním odporem  $R_{v2} = 120 \text{ k}\Omega$  napětí  $U_2 = 10.1 \text{ V}$ .

Řešení:

Po připojení voltmetru s vnitřním odporem  $R_{v1}$  prochází svorkami zdroje proud  $I_1 = \frac{U_1}{R_{v1}} = \frac{9,8}{60 \cdot 10^3} = 0,163$  mA. Po připojení voltmetru s odporem  $R_{v2}$  prochází proud  $I_2 = \frac{U_2}{R_{v2}} = \frac{10,1}{120 \cdot 10^3} = 0,084$  mA. Rozdíl napětí  $\Delta U = U_2 - U_1 = 10,1 - 9,8 = 0,3$  V a rozdíl proudů  $\Delta I = I_2 - I_1 = 0,084 - 0,163 = -0,079$  mA. Vnitřní odpor je  $R_i = -\frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{0,3}{0,079 \cdot 10^{-3}} \doteq 3,80$  k $\Omega$ . Napětí  $U_0$  určíme tak, že přičteme úbytek napětí vznikající na odporu  $R_i$  procházejícím proudem k příslušnému svorkovému napětí. Je zřejmé, že ať vyjdeme z napětí  $U_1$  a proudu  $I_1$ , nebo z napětí  $U_2$  a proudu  $I_2$ , musíme dostat stejný výsledek

$$U_0 = U_1 + R_i I_1 = 9,8 + 3,80 \cdot 10^3 \cdot 0,163 \cdot 10^{-3} = 10,42 \text{ V}$$

$$U_0 = U_2 + R_i I_2 = 10,1 + 3,80 \cdot 10^3 \cdot 0,084 \cdot 10^{-3} = 10,42 \text{ V}$$

Proud nakrátko určíme ze vztahu

$$I_k = \frac{U_0}{R_i} = \frac{10,42}{3,80 \cdot 10^3} = 2,74 \text{ mA}$$

### 2.1.3. Přenos výkonu ze zdroje do zátěže

Činný výkon přenášený ze zdroje s napětím  $U_0$  a s vnitřním odporem  $R_i$  do zátěže, která má odpor  $R_z$ , můžeme určit ze vztahu

$$P = R_z I^2$$

Proud  $I$  procházející obvodem vypočteme z Ohmova zákona

$$I = \frac{U_0}{R_i + R_z}$$

Po dosazení do předcházejícího vztahu dostaneme

$$P = U_0^2 \frac{R_z}{(R_i + R_z)^2}$$

Vydělíme-li čitatele i jmenovatele druhou mocninou vnitřního odporu, získáme vztah

$$P = U_0 \frac{U_0}{R_i} \frac{\frac{R_z}{R_i}}{\left(1 + \frac{R_z}{R_i}\right)^2} = U_0 I_k \frac{\frac{R_z}{R_i}}{\left(1 + \frac{R_z}{R_i}\right)^2}$$

z kterého je zřejmé, že výkon odevzdávaný zátěži závisí na poměru zatěžovacího odporu a vnitřního odporu zdroje. Napětí naprázdno  $U_0$  i proud nakrátko  $I_k$  jsou charakteristické veličiny zdroje. Jejich součin se rovná výkonu vnitřního zdroje elektromotorického napětí  $U_0$  při nulovém zatěžovacím odporu  $R_z$ , tj. při zkratovaných výstupních svorkách (obr. 22a). Za této situace je výstupní napětí  $U$  nulové, užitečný výkon dodávaný zdrojem do zátěže je rovněž roven nule a veškerý výkon zdroje vnitřního elektromotorického napětí se ve vnitřním odporu  $R_i$  mění na teplo.

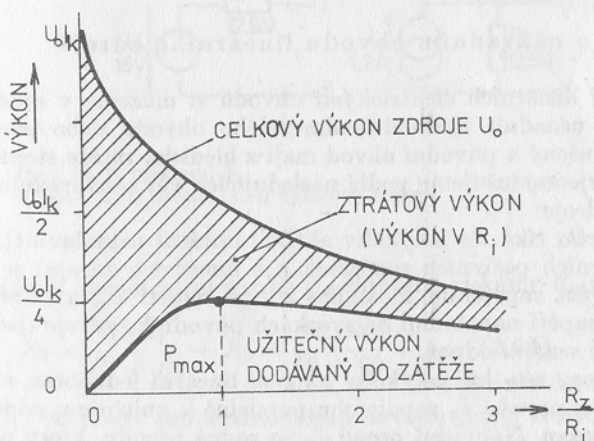
Zvětšuje-li se zatěžovací odpor, zmenšuje se procházející proud a klesá celkový výkon zdroje. Závislost celkového výkonu zdroje na poměru  $R_z/R_i$  je znázorněna horní křivkou na obr. 23.

Užitečný výkon, odevzdávaný zdrojem do zátěže, je částí celkového výkonu zdroje  $U_0$ . Jak jsme odvodili v předcházejícím výkladu, platí pro užitečný výkon vztah

$$P = U_0 I_k \frac{\frac{R_z}{R_i}}{\left(1 + \frac{R_z}{R_i}\right)^2}$$

Dosadíme-li do tohoto vztahu jednotlivé hodnoty podílu  $R_z/R_i$ , získáme závislost znázorněnou opět na obr. 23.

Na obrázku vidíme, že největší užitečný výkon se přenáší ze zdroje do zátěže v případě, že zatěžovací odpor se rovná vnitřnímu odporu zdroje ( $R_z/R_i = 1$ ). Říkáme že zátěž je přizpůsobena zdroji. Odpovídající výkon



Obr. 23. Výkon zdroje v závislosti na  $R_z/R_i$

$$P = \frac{U_0}{4R_1} = \frac{U_0 I_k}{4}$$

je největší výkon, který je zdroj schopen do zátěže dodat.

Porovnáme-li tuto hodnotu s celkovým výkonem vytvářeným za této situace zdrojem  $U_0$ , vidíme, že užitečný výkon tvoří polovinu tohoto celkového výkonu. Druhá polovina se ve vnitřním odporu  $R_1$  mění na teplo. Je to však jen čtvrtina výkonu, který se mění na teplo ve vnitřním odporu  $R_1$  při zkratovaných výstupních svorkách. Na obrázku je vidět, že činnost zdroje při zkratovaných výstupních svorkách je pro jeho životnost značně nebezpečná, neboť zdroj není zpravidla na tak velký ztrátový výkon dimenzován.

Z grafu je dále zřejmé, že činnost zdroje při malých zatěžovacích odporech ( $R_z/R_1 < 1$ ) je energeticky značně nevýhodná, neboť velká část celkového výkonu vytvářeného zdrojem vnitřního elektromotorického napětí  $U_0$  se neužitečně mění na teplo ve vnitřním odporu  $R_1$ . Zdroj se značně zahřívá a užitečný výkon je malý. Nejvýhodnější provoz nastává při  $R_z = R_1$ .

Jsou-li  $R_z$  i  $R_1$  reálné odpory, platí závěry, ke kterým jsme ve výkladu došli pro obvody stejnosměrného i střídavého proudu. Způsobuje-li zátěž v obvodu střídavého proudu určitý fázový posuv (zátěž je komplexní), dojde k výkonovému přizpůsobení tehdy, vytvoří-li zdroj fázový posuv, který má stejnou velikost, ale opačné znaménko než fázový posuv vytvořený zátěží. Zároveň musí mít zdroj i zátěž stejné absolutní hodnoty impedance. (Zatěžovací impedanci a vnitřní impedanci zdroje lze zapsat navzájem komplexně sdruženými čísly.)

## 2.2. ŘEŠENÍ LINEÁRNÍCH OBVODŮ

### 2.2.1. Věty o náhradním obvodu lineárního zdroje

Řešení lineárních elektrických obvodů si můžeme v mnoha případech značně usnadnit zjednodušením celého obvodu nebo jeho části. Přitom zjednodušený a původní obvod mají z hlediska zátěže stejné vlastnosti. Obvody zjednodušujeme podle následujících vět o náhradním obvodu lineárního zdroje:

*Théveninova věta* říká, že jakýkoliv aktivní lineární jednobran (tj. obvod složený z lineárních pasívních součástek a z lineárních zdrojů) je možné nahradit sériovým zapojením ideálního zdroje napětí  $U_n$  a odporu  $R_n$ , přičemž  $U_n$  je napětí naprázdno na svorkách původního zdroje (jednobranu) a  $R_n$  je jeho vnitřní odpor.

Podle *Nortonovy věty* lze jakýkoliv aktivní lineární jednobran nahradit ideálním zdrojem proudu  $I_n$  zapojeným paralelně k vnitřnímu odporu původního jednobranu. Náhradní proud  $I_n$  se rovná proudu, který prochází výstupními svorkami původního jednobranu při jejich spojení nakrátko.



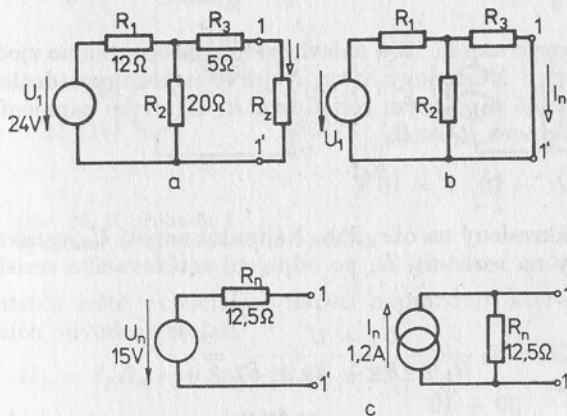
Při výpočtu náhradního (vnitřního) odporu  $R_n$  nahradíme všechny zdroje elektrické energie obsažené ve zjednodušené části obvodu jejich vlastními vnitřními odpory. Znamená to, že všechny ideální zdroje napětí nahradíme zkratem ( $R_i = 0$ ) a ideální zdroje proudu nahradíme rozpojenými svorkami ( $R_i = \infty$ ).

Použití těchto vět ukážeme na jednoduchých příkladech.

### Příklad 3

Část obvodu nakresleného na obr. 24a chceme nalevo od svorek 1,1' zjednodušit nejprve podle Théveninovy věty: Určíme napětí mezi svorkami 1,1' naprázdno. Po odpojení zátěže  $R_z$  nebude procházet proud ani rezistorem  $R_3$ . Proto bude úbytek napětí na  $R_3$  nulový a

$$U_n = U_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} = 24 \frac{20}{12 + 20} = 15 \text{ V}$$



Obr. 24. K příkladu 3  
a) zadání, b) určení  $I_n$ , c) výsledek řešení

Nahradíme-li ideální zdroj napětí  $U_1$  zkratem, získáme  $R_n$  ze vztahu

$$R_n = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + R_3 = \frac{12 \cdot 20}{12 + 20} + 5 = 12,5 \Omega$$

Proud  $I_n$ , potřebný pro zjednodušení obvodu podle Nortonovy věty, vypočteme při spojení svorek 1,1' nakrátko (obr. 24b). Prochází rezistorem  $R_3$ , na kterém působí výstupní napětí  $U_3$  odporového děliče složeného

$$\begin{aligned} & \text{z rezistoru } R_1 \text{ a paralelně zapojených rezistorů } R_2 \text{ a } R_3 \left( R = \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3} = \right. \\ & \left. = \frac{20 \cdot 5}{20 + 5} = 4 \Omega \right) \end{aligned}$$

$$U_3 = U_1 \frac{R}{R_1 + R} = 24 \frac{4}{12 + 4} = 6 \text{ V}$$

Z Ohmova zákona určíme

$$I_n = \frac{U_3}{R_3} = \frac{6}{5} = 1,2 \text{ A}$$

Oba náhradní obvody (obr. 24e) jsou rovnocenné, neboť mají stejné vnitřní odpory a, jak snadno zjistíme, též stejná napětí naprázdno ( $U_n = R_n I_n = = 12,5 \cdot 1,2 = 15 \text{ V}$ ).

#### Příklad 4

Část obvodu na obr. 25a nalevo od svorek 1,1' máme zjednodušit podle Théveninovy i Nortonovy věty. Nejprve nahradíme ideální zdroje proudu  $I_1$  s paralelně zapojeným rezistorem  $R_1$  sériovým zapojením zdroje  $U$  a vnitřního odporu  $R_1 = R_1$ .

$$U = R_1 I_1 = 10 \cdot 1 = 10 \text{ V}$$

Získáme obvod nakreslený na obr. 25b. Náhradní napětí  $U_n$  vznikne podle Théveninovy věty na rezistoru  $R_4$  po odpojení zatěžovacího rezistoru  $R_z$ . Z obr. 25c plyne

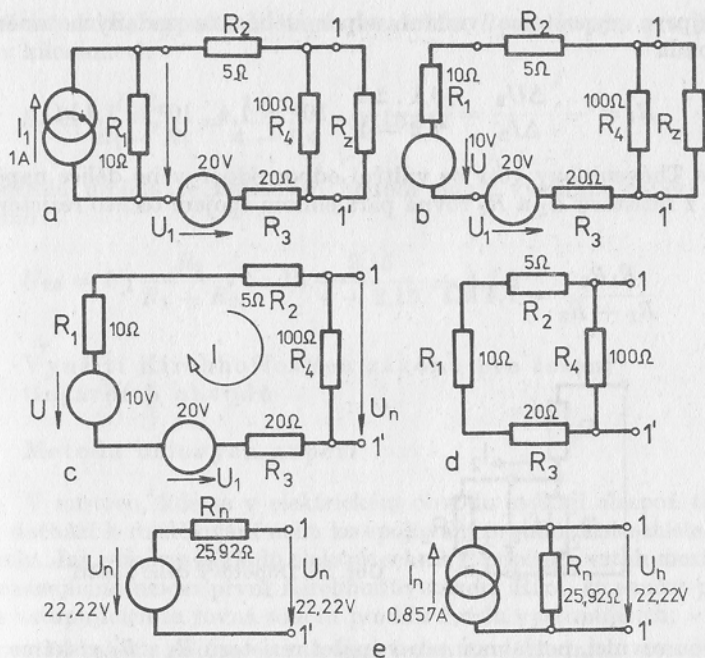
$$\begin{aligned} U_n &= R_4 I = R_4 \frac{U_1 + U}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = \\ &= 100 \frac{20 + 10}{10 + 5 + 20 + 100} = 22,22 \text{ V} \end{aligned}$$

Náhradní odpor  $R_n$  získáme z obvodu nakresleného na obr. 25d

$$R_n = \frac{R_4(R_1 + R_2 + R_3)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = \frac{100(10 + 5 + 20)}{10 + 5 + 20 + 100} = 25,92 \Omega$$

Proud  $I_n$  pro náhradní obvod podle Nortonovy věty vyplývá nejnázorněji z obr. 25e při spojení svorek 1,1' nakrátko. Rezistor  $R_4$  je zkratován a obvodem prochází proud  $I_n$ , jehož orientaci zvolíme souhlasnou s proudem  $I$

$$I_n = \frac{U + U_1}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{10 + 20}{10 + 5 + 20} = 0,857 \text{ A}$$



Obr. 25. K příkladu 4  
a) zadání, b, c, d) řešení, e) výsledek

Pro kontrolu ještě vypočítáme napětí naprázdno, které musí být v obou náhradních obvodech stejné.

$$U_n = I_n R_n = 0,857 \cdot 25,92 = 22,2 \text{ V}$$

Výsledné obvody jsou na obr. 25e.

Při řešení složitějších elektronických obvodů stojíme často před úkolem vyřešit zatížený odporový dělič napětí s minimální vlastní spotřebou energie (tzn. dělič složený z rezistorů s co největšími odpory) a se zadanou přípustnou změnou výstupního napětí při určité změně zatěžovacího proudu. Využití Théveninovy věty pro řešení tohoto úkolu ukážeme na příkladu.

#### Příklad 5

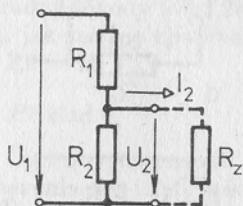
Máme navrhnout odporový dělič napětí s minimální vlastní spotřebou (obr. 26), na jehož výstupu bude při odběru proudu  $I_2 = 1 \text{ mA}$  napětí  $U_2 = 2,8 \text{ V}$ . Stoupne-li odběr proudu na  $I_2' = 1,2 \text{ mA}$ , smí výstupní napětí klesnout nanejvýše o 10 % pod svou původní hodnotu. Vstupní napětí  $U_1 = 12 \text{ V}$

Nejprve vypočteme vnitřní odpor děliče ze zadaných změn napětí a proudu

$$R_i = - \frac{\Delta U_2}{\Delta I_2} = \frac{0,1 \cdot 2,8}{1,2 - 1} \cdot 10^3 = 1,4 \cdot 10^3 = 1,4 \text{ k}\Omega$$

Podle Théveninovy věty se vnitřní odpor odporového děliče napětí složeného z rezistorů  $R_1$  a  $R_2$  rovná paralelnímu spojení těchto rezistorů. Proto platí

$$\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = 1,4 \text{ k}\Omega$$



Obr. 26. Odporový dělič napětí

Druhou rovnicí, potřebnou pro výpočet rezistorů  $R_1$  a  $R_2$ , získáme vyjádřením děličního poměru děliče

$$\frac{U_{20}}{U_1} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

kde  $U_{20}$  je výstupní napětí děliče naprázdno. Podle Théveninovy věty se rovná

$$U_{20} = U_0 + R_i I_2 = 2,8 + 1,4 \cdot 10^3 \cdot 1 \cdot 10^{-3} = 4,2 \text{ V}$$

Dosazením do předcházejícího vztahu získáme

$$\frac{U_{20}}{U_1} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{4,2}{12} = 0,35$$

Získanou hodnotu dosadíme do vztahu pro vnitřní odpor

$$R_i = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = 0,35 R_1$$

Odtud plyne

$$R_1 = \frac{R_i}{0,35} = \frac{1,4 \cdot 10^3}{0,35} = 4 \cdot 10^3 = 4 \text{ k}\Omega$$

Odpor rezistoru  $R_2$  vypočteme např. dosazením  $R_1$  do vztahu pro  $R_1$ . Počítáme v kiloohmech

$$R_2 = \frac{R_1 R_1}{R_1 - R_1} = \frac{1,4 \cdot 4}{4 - 1,4} = 2,15 \text{ k}\Omega$$

Pro kontrolu určíme ze získaných hodnot např. výstupní napětí děliče naprázdno

$$U_{20} = U_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} = 12 \frac{2,15}{4 + 2,15} \doteq 4,2 \text{ V}$$

## 2.2.2. Využití Kirchhoffových zákonů pro řešení lineárních obvodů

### Metoda uzlových napětí

V místech, kde se v elektrickém obvodu stýkají alespoň tři součástky, dochází k rozdělování nebo ke spojování proudů. Tato místa nazýváme uzly. Jak víme ze základů elektrotechniky, popisuje vztah mezi proudy procházejícími uzlem první Kirchhoffův zákon. Říká, že součet proudů do uzlu vstupujících se rovná součtu proudů z uzlu vystupujících.

Na využití tohoto zákona je založena jedna ze základních metod řešení lineárních elektrických obvodů, metoda uzlových napětí.

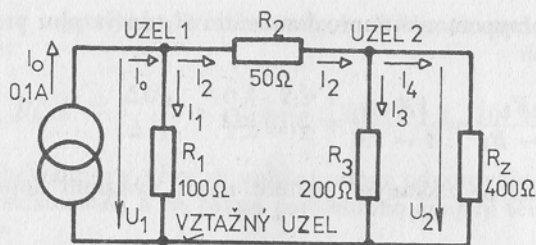
V daném obvodu nejprve zvolíme jeden uzel za vztažný. Je to zpravidla ten, který je společný pro nejvíce součástek. Ostatní uzly očíslováme a označíme napětí těchto uzlů proti uzlu vztažnému. Potom pro očíslované uzly sestavíme rovnice podle prvního Kirchhoffova zákona. Získáme tolik rovnic, kolik je očíslovaných uzlů. Jejich řešením určíme hledaná napětí mezi označenými uzly a uzlem vztažným.

#### Příklad 6

Máme vyřešit obvod nakreslený na obr. 27. Za vztažný uzel zvolíme uzel společný součástkám  $R_1$ ,  $R_3$  a  $R_z$ , zbývající dva uzly označíme čísly 1 a 2. Sestavíme rovnice

$$\begin{aligned} \text{uzel 1 ... } I_0 &= I_1 + I_2 & I_0 &= \frac{U_1}{R_1} + \frac{U_1 - U_2}{R_2} \\ \text{uzel 2 ... } I_2 &= I_3 + I_4 & \frac{U_1 - U_2}{R_2} &= \frac{U_2}{R_3} + \frac{U_2}{R_z} \end{aligned}$$

Řešením těchto rovnic získáme  $U_1 = 6,47 \text{ V}$  a  $U_2 = 4,70 \text{ V}$ . Kontrolu správnosti výpočtu provedeme např. dosazením do rovnice pro první uzel.



Obr. 27. Obvod řešený metodou uzlových napětí

### Metoda smyčkových proudů

Druhá významná metoda řešení lineárních elektrických obvodů, metoda smyčkových proudů, je založena na využití druhého Kirchhoffova zákona. Druhý Kirchhoffův zákon se vztahuje k napětí v uzavřené smyčce. Říká, že součet napětí na všech součástkách v uzavřené proudové smyčce se rovná nule. Je samozřejmé, že při sčítání napětí musíme brát v úvahu orientaci obvodových veličin (viz kapitola 1.2.1.).

Při řešení nejprve libovolně zvolíme a označíme směry proudů v jednotlivých smyčkách. Potom pro každou smyčku sestavíme rovnici podle druhého Kirchhoffova zákona. Řešením rovnic určíme hledané proudy.

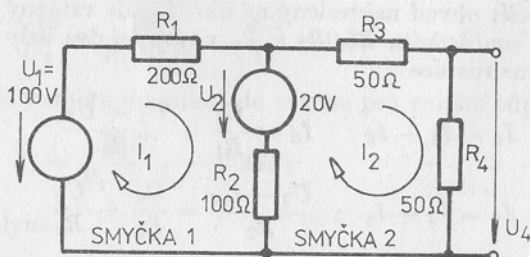
#### Příklad 7

Hledáme např. napětí  $U_4$  v obvodu nakresleném na obr. 28. Zvolíme a označíme proudy ve smyčkách a sestavíme rovnice

$$\text{pro smyčku 1} \quad 0 = R_1 I_1 + U_2 + R_2(I_1 - I_2) - U_1$$

$$\text{pro smyčku 2} \quad 0 = R_3 I_2 + R_4 I_2 + R_2(I_2 - I_1) - U_2$$

Řešením těchto rovnic získáme  $I_1 = 0,36$  A a  $I_2 = 0,28$  A. Hledané napětí  $U_4 = R_4 I_2 = 50 \cdot 0,28 = 14$  V vyšlo kladné. Znamená to, že jeho skutečná polarita souhlasí s vyznačeným směrem.



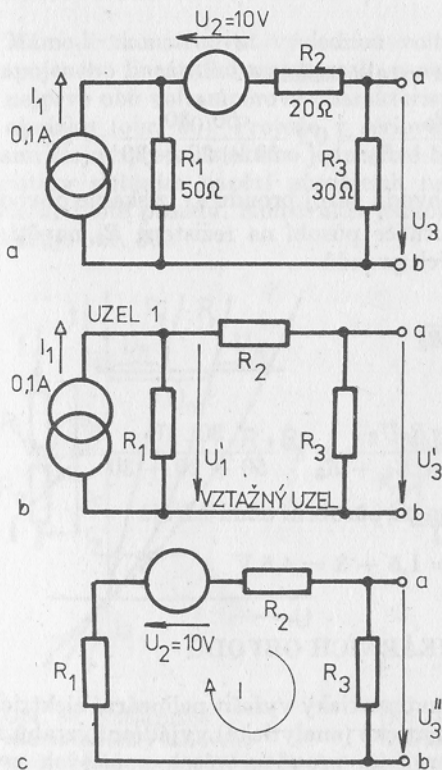
Obr. 28. Obvod řešený metodou smyčkových proudů

### 2.2.3. Princip lineární superpozice

Pro usnadnění řešení obvodů s několika zdroji elektrické energie je výhodné využít principu lineární superpozice, který platí v lineárních obvodech. Podle tohoto principu řešíme daný obvod postupně, vždy s jedním zdrojem. Přitom ostatní zdroje nahradíme jejich vnitřními odpory. Výsledné napětí působící mezi libovolnými místy obvodu nebo proud procházející kteroukoliv částí obvodu při současném působení všech zdrojů určíme jako součet napětí nebo proudů vypočtených při působení jednotlivých zdrojů samostatně.

#### Příklad 8

Využitím principu lineární superpozice máme určit napětí  $U_3$  v obvodu nakresleném na obrázku 29a. Nejprve vyřadíme zdroj napětí  $U_2$  a řešíme obvod pouze se zdrojem proudu  $I_1$ . Získáme obvod nakreslený



Obr. 29. Obvod řešený pomocí principu lineární superpozice

na obr. 29b, který vyřešíme metodou uzlových napětí. Obvod má totiž dvě smyčky a dva uzly, z nichž jeden zvolíme za vztážný. (Svorku a nepovažujeme za uzel, pokud z ní není odebírán proud a nedochází zde k rozdělování proudů.) Napětí uzlu 1 proti vztážnému uzlu označíme  $U'_1$  a napíšeme rovnici

$$I_1 = \frac{U'_1}{R_1} + \frac{U'_1}{R_2 + R_3}$$

Její řešení získáme

$$U'_1 = I_1 \frac{R_1(R_2 + R_3)}{R_1 + R_2 + R_3}$$

$U'_3$  je částí tohoto napětí, neboť v uzavřeném obvodu se napětí rozděluje v poměru odporů. V obvodu nakresleném na obr. 29b platí

$$\frac{U'_3}{U'_1} = \frac{R_3}{R_2 + R_3}$$

Spojením obou předchozích vztahů získáme

$$U'_3 = I_1 \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} = 0,1 \frac{50 \cdot 30}{50 + 20 + 30} = 1,5 \text{ V}$$

Vyřadíme-li v původním obvodu zdroj proudu  $I_1$ , získáme obvod nakreslený na obr. 29c. Za této situace působí na rezistoru  $R_3$  napětí  $U''_3$ , které určíme metodou smyčkových proudů.

$$I = \frac{U_2}{R_1 + R_2 + R_3}$$

Hledané napětí

$$U''_3 = R_3 I = \frac{R_3 U_2}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{30 \cdot 10}{50 + 20 + 30} = 3 \text{ V}$$

Výsledné napětí při současném působení obou zdrojů

$$U_3 = U'_3 + U''_3 = 1,5 + 3 = 4,5 \text{ V}$$

### 2.3. ŘEŠENÍ NELINEÁRNÍCH OBVDŮ

Abychom mohli matematicky vyřešit nelineární elektrický obvod, museli bychom znát matematické (analytické) vyjádření vztahů mezi svorkovým napětím a procházejícím proudem všech použitých nelineárních

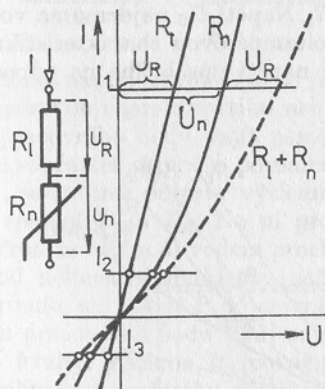


součástek (museli bychom znát rovnice jejich voltampérových charakteristik).

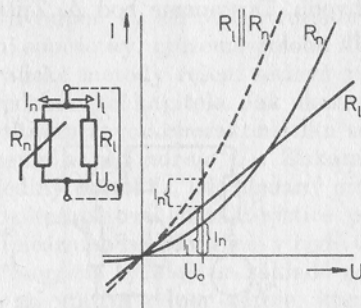
Tyto vztahy však téměř nikdy neznáme, protože matematické zachycení všech vlivů určujících chování nelineární součástky by bylo velmi složité a nepřehledné. Výpočet by byl pracný a zdoluhavý a bylo by možné ho ekonomicky provést jen při použití počítače. Proto při běžném řešení obvodů provádíme řešení grafické nebo graficko-početní. Potřebné nelineární vztahy máme k dispozici ve formě graficky vyjádřených voltampérových charakteristik použitých nelineárních součástek, které byly získány měřením. Řešením dostaneme výsledky sice přibližné, ale pro praktické použití dostatečně přesné. Postup je zpravidla rychlý a přehledný. Nejčastěji jsme postaveni před úkol nalézt grafickými nebo graficko-početními metodami vztahy mezi obvodovými veličinami při sériovém i paralelním řazení součástek. Dalším úkolem je určení a nastavení polohy pracovního bodu nelineární součástky.

### 2.3.1. Sériové řazení součástek

Máme-li zkonstruovat výslednou voltampérovou charakteristiku sériově zapojeného lineárního rezistoru  $R_1$  a nelineárního rezistoru  $R_n$ , nakreslíme nejprve obě voltampérové charakteristiky ve stejném měřítku do jednoho obrázku (obr. 30). Protože v sériovém obvodu prochází oběma součástkami stejný proud, získáme jednotlivé body výsledné voltampérové charakteristiky sčítáním napětí působících na jednotlivých součástkách při zvolené hodnotě proudu. Konstrukci jednoho bodu výsledné charakteristiky ukazuje obr. 30.



Obr. 30. Konstrukce charakteristiky sériového spojení dvou součástek



Obr. 31. Konstrukce charakteristiky paralelního spojení dvou součástek

### 2.3.2. Paralelní řazení součástek

Protože při paralelním spojení součástek působí na obou součástkách stejné napětí, získáme výslednou voltampérovou charakteristiku grafickým sčítáním proudů při zvolených hodnotách napětí. Postup ukazuje obr. 31.

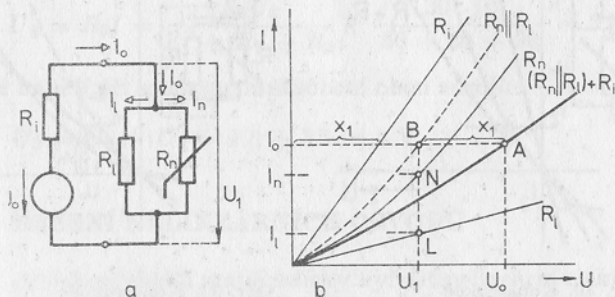
Je samozřejmé, že popsányi metodami můžeme skládat též voltampérové charakteristiky dvou lineárních součástek. Protože výsledná voltampérová charakteristika bude opět přímka, stačí k jejímu sestrojení dva body. Jeden z nich je zpravidla počátek souřadnic. Druhý zkonstruujeme některým z předcházejících způsobů podle toho, zda jde o sériové nebo paralelní zapojení.

Při řešení složitějších obvodů konstruujeme výslednou voltampérovou charakteristiku postupně. Nejprve vyřešíme charakteristiku dvou součástek. Výslednou charakteristiku složíme s charakteristikou třetí součástky atd.

Získané voltampérové charakteristiky využíváme ke grafickému určení napětí působících na jednotlivých součástkách a proudů, které jimi procházejí po připojení napájecího zdroje. Používáme obrácený postup než při konstrukci výsledné voltampérové charakteristiky.

#### Příklad 9

V obvodu nakresleném na obr. 32a chceme najít napětí  $U_1$  působící na paralelně zapojených rezistorech  $R_1$  a  $R_n$  i jimi procházející proudy  $I_1$  a  $I_n$  po připojení zdroje s vnitřním odporem  $R_i$  a napětím naprázdno  $U_0$ . Řešení je na obr. 32b. Nejprve zkonstruujeme voltampérovou charakteristiku paralelního zapojení rezistorů  $R_1$  a  $R_n$ . Potom ji složíme s charakteristikou sériově zapojeného rezistoru  $R_i$ . Napětí  $U_0$  najdeme na vodorovné ose a promítneme ho na výslednou voltampérovou charakteristiku celého obvodu. Dostaneme bod A. Zjištěním napětí působícího na odpor  $R_1$  při

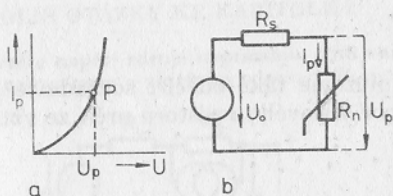


Obr. 32. Příklad grafického řešení nelineárního obvodu

stejném proudu  $I_0$  (úsek  $x_1$ ) získáme bod B na charakteristice paralelního zapojení  $R_1$  a  $R_n$ . Souřadnice bodu B udává hledané napětí  $U_1$  (napětí působící na paralelním spojení rezistorů  $R_1$  a  $R_n$  při celkovém procházejícím proudu  $I_0$ ). Proud  $I_1$  a  $I_n$  procházející větvemi určíme promítnutím bodu B při stálém napětí na charakteristiky obou součástek. Dostaneme body L a N, jejichž svislé souřadnice udávají hledané proudy  $I_1$  a  $I_n$ .

### 2.3.3. Grafické určení pracovního bodu nelineární součástky

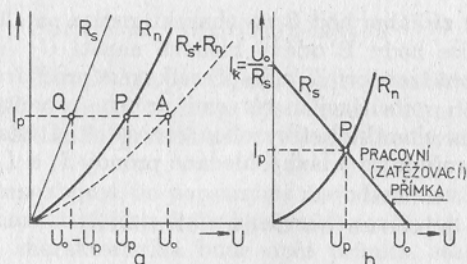
Pracovní bod je bodem voltampérové charakteristiky, který odpovídá skutečným pracovním podmínkám součástky v obvodu. Znamená to, že volbou pracovního bodu na voltampérové charakteristice volíme i podmínky činnosti součástky. Je tedy zřejmé, že při návrhu obvodu je velmi důležité, aby byla správně zvolena a nastavena poloha pracovního bodu. Souřadnice zvoleného pracovního bodu  $U_p$  a  $I_p$  (obr. 33) udávají svorkové napětí součástky a procházející proud. Obě hodnoty jsou stejnosměrné. Odpovídajícímu pracovnímu bodu říkáme klidový neboli statický pracovní bod. Nastavit jeho polohu znamená přivést do součástky odpovídající hodnoty obvodových veličin z napájecího zdroje. Velikost proudu omezujeme podle potřeby sériovým rezistorem  $R_s$ , jak ukazuje obr. 33b.



Obr. 33. Pracovní bod nelineární součástky a jeho nastavení

Je-li dáno napětí zdroje  $U_0$  a známe-li odpor  $R_s$  sériového rezistoru i voltampérovou charakteristiku nelineární součástky, můžeme polohu klidového pracovního bodu najít pomocí grafické metody řešení sériově zapojených součástek, která je popsána v předcházející kapitole. Jak ukazuje obr. 34a, sestrojíme nejprve výslednou voltampérovou charakteristiku sériového spojení  $R_s$  a  $R_n$ . Na ní promítneme napětí zdroje  $U_0$ . Získáme bod A. Protože celým obvodem prochází jediný proud  $I_p$ , leží hledaný pracovní bod nelineární součástky na její voltampérové charakteristice při tomto proudu, tj. v bodě P. Pracovní bod lineárního rezistoru leží v bodě Q.

Polohu pracovního bodu však najdeme mnohem rychleji na základě následující úvahy: rezistor  $R_s$  považujeme za vnitřní odpor zdroje, který napájí nelineární součástku. Zatěžovací charakteristiku tohoto zdroje, pro kterou v tomto případě užíváme zpravidla název zatěžovací nebo pracovní přímka, sestrojíme s využitím poznatků z kapitoly 2.1. Konstrukce je provedena na obr. 34b. Přímka vychází z bodu  $U_0$  na vodorovné ose, který



Obr. 34. Dva způsoby grafického určení pracovního bodu součástky

představuje napětí zdroje naprázdno. Svislou osu protíná při proudu  $I_k = U_0/R_s$ , který se rovná proudu zdroje nakrátko. Voltampérovou charakteristiku nelineární součástky protíná zatěžovací přímka v hledaném pracovním bodu P, neboť je to jediný bod, který zachycuje podmínky v obvodu, kdy oběma součástkami prochází stejný proud  $I_p$ .

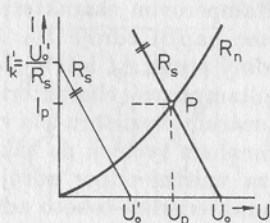
V praxi jsme často postaveni před úkol najít vhodný odpor  $R_s$  sériového rezistoru pro nastavení zvolené polohy pracovního bodu při známém napětí napájecího zdroje  $U_0$ . Pracovní přímku získáme prodloužením spojnice bodů  $U_0$  a P. Její průsečík se svislou osou určí proud  $I_k$ . Odpor  $R_s$  pak vypočteme ze vztahu

$$R_s = \frac{U_0}{I_k}$$

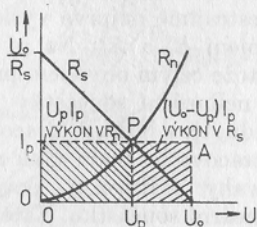
Z voltampérové charakteristiky můžeme také odečíst souřadnice pracovního bodu  $U_p$  a  $I_p$  a hledaný odpor sériového rezistoru určit ze vztahu

$$R_s = \frac{U_0 - U_p}{I_p}$$

Máme-li najít polohu pracovního bodu P při známém napětí zdroje  $U_0$  a dané hodnotě  $R_s$ , vypočteme nejprve proud  $I_k = U_0/R_s$ . Hodnotu  $I_k$  najdeme na ose proudu, odtud vedeme přímku do bodu  $U_0$ . Je-li bod  $I_k$



Obr. 35. Konstrukce pracovní přímky, je-li bod  $U_0/R_s$  nepřístupný



Obr. 36. Rozdělení výkonu mezi lineární a nelineární součástku

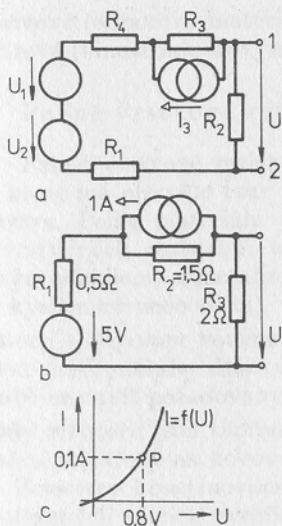
nepřístupný (proud  $I_k$  je tak velký, že ho nemůžeme zakreslit), využijeme pro sestavení pracovní přímky našich poznatků z kapitoly 2.1, kde bylo vysvětleno, že velikostí vnitřního odporu zdroje je určen směr jeho zatěžovací charakteristiky. (Jinými slovy, že všechny lineární zdroje se stejným vnitřním odporem mají své zatěžovací charakteristiky navzájem rovnoběžné.) Proto zvolíme pomocnou menší hodnotu napětí  $U'_0$  (obr. 35) a vypočteme proud  $I'_k = U'_0/R_s$ . Spojnice bodů  $U'_0$  a  $I'_k$  představuje zatěžovací charakteristiku zdroje se stejným vnitřním odporem, jako má zdroj s napětím  $U_0$ . Skutečná zatěžovací přímka proto prochází bodem  $U_0$  rovnoběžně se spojnicí bodů  $U'_0$  a  $I'_k$ .

Výkon, který dodává do obvodu napájecí zdroj, se rovná součinu napájecího napětí  $U_0$  a procházejícího proudu  $I_p$ . Rozdělí se na výkon, který se mění na teplo v nelineární součástce (je roven součinu  $U_p I_p$ ), a na výkon, kterým je zatěžován sériový rezistor  $R_s$  (rovná se součinu procházejícího proudu  $I_p$  a úbytku napětí  $U_0 - U_p$ , který na tomto rezistoru vzniká).

Graficky jsou tyto výkony názorněny vyšrafovanými obdélníky na obr. 36. Plocha obdélníku  $U_p I_p$  odpovídá výkonu, který se mění na teplo v nelineární součástce. Plocha obdélníku  $U_0 \Delta P U_p$  představuje výkon, který se mění na teplo v rezistoru  $R_s$ .

## KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 2

1. Vypočítejte napětí zdroje naprázdno, jeho vnitřní odpor a proud nakrátko, změřili voltmetrem s vnitřním odporem  $R_v = 120 \text{ k}\Omega$  na jeho výstupních svorkách



Obr. 37. Obrázek a) k příkladu 2, b) k příkladu 4, c) k otázce 5

- při odpojení zatěžovacího rezistoru  $R_z$  napětí  $U' = 38,5 \text{ V}$  a po připojení rezistoru  $R_z = 10 \text{ k}\Omega$  napětí  $U = 36 \text{ V}$ .
- Podle Théveninovy a Nortonovy věty zjednodušte obvod nakreslený na obr. 37a, je-li  $U_1 = 10 \text{ V}$ ,  $U_2 = 5 \text{ V}$ ,  $I_3 = 0,1 \text{ A}$ ,  $R_1 = 100 \Omega$ ,  $R_2 = 1\,000 \Omega$ ,  $R_3 = 100 \Omega$  a  $R_4 = 20 \Omega$ . Řešte nejprve obecně, pak dosadte konkrétní hodnoty.
  - Navrhněte odporový dělič napětí s minimální vlastní spotřebou, na jehož výstupních svorkách je při zatížení proudem  $I_2 = 100 \mu\text{A}$  napětí  $U_2 = 1\,600 \text{ V}$ . Klesne-li proud na  $I_2 = 20 \mu\text{A}$ , smí napětí  $U_2$  stoupnout nanejvýš o 10 % své hodnoty při zatížení. Vstupní napětí  $U_1 = 3\,000 \text{ V}$ .
  - Metodou lineární superpozice vypočítejte napětí na rezistoru  $R_3$  v obvodu nakresleném na obr. 37a a na obr. 37b.
  - Určete odpor sériového rezistoru potřebného pro nastavení pracovního bodu součástky, jejíž charakteristika je na obr. 37c, je-li napájecí napětí  $U_0 = 5 \text{ V}$ . Jaký výkon se bude měnit na teplo nelineární součástce a v rezistoru  $R_s$ ?

### 3. LINEÁRNÍ SOUČÁSTKY ELEKTRONICKÝCH OBVODŮ

V této kapitole se seznámíme s provedením a vlastnostmi základních lineárních pasívních součástek používaných ve všech oborech elektroniky — s rezistory, kondenzátory a cívkami.

#### 3.1. REZISTORY

Rezistory jsou elektronické součástky, jejichž základní požadovanou vlastností je elektrický odpor žádané velikosti. Podle konstrukčního provedení je dělíme na dvě velké skupiny:

1. rezistory se dvěma vývody (pevné a nastavitelné),
2. rezistory s více než dvěma vývody (rezistory s odbočkami a potenciometry).

Jako nastavitelné rezistory (reostaty) pracují v elektronických obvodech většinou potenciometry nebo potenciometrické trimry (viz dále), které mají jeden vývod odporové dráhy buď nezapojený, nebo spojený se sběračem.

Nezávisle na předcházejícím dělení můžeme z technologického hlediska rozdělit rezistory na:

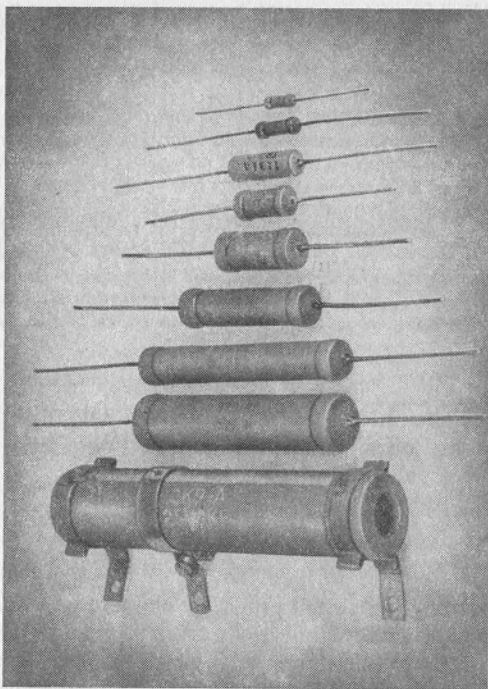
1. vrstvé (odporový materiál ve formě vrstvy),
2. drátové (vinuté odporovým drátem).

##### 3.1.1. Pevné vrstvé rezistory

Pevné vrstvé rezistory jsou tvořeny keramickým nosným tělískem, které má obvykle tvar válce. Na jeho povrchu je nanášena odporová vrstva. Podle materiálu odporové vrstvy lze rozlišit dva základní druhy vrstevných rezistorů: uhlíkové (odporovým materiálem je uhlík s vhodným plnidlem) a metalizované (odporová vrstva je vytvořena z kovových kyslíčků nebo slitin).

Rezistory s odporem větším než asi  $4\text{ k}\Omega$  mají délku odporové vrstvy zvětšenou probroušením drážky ve tvaru šroubovice. Její délka dovoluje při výrobě nastavit požadovaný odpor rezistoru.

Vývody rezistoru jsou tvořeny pocínovanými dráty, které jsou v podélném směru přivařeny na kovové čepičky nalisované na konce keramického tělíska. Rezistory konstruované pro velké výkony mají vývody ve formě příčně uložených sponek vyrobených z kovového pocínovaného pásku.



Obr. 38. Vybrané druhy rezistorů

Povrch rezistorů se chrání speciálními laky nebo smalty, popřípadě zaštríknutím do plastu.

### 3.1.2. Pevné drátové rezistory

Drátové rezistory jsou navinuty odporovým drátem na nosné tělíčko tvaru válce nebo trubičky. Konce odporového drátu jsou přivařeny k vývodům, které mají podobnou konstrukci jako vývody vrstevných rezistorů.

Povrch drátových rezistorů se chrání vrstvou speciálního tmelu nebo smaltu, který odolává teplotám až několik set stupňů Celsia. Některé typy drátových rezistorů pracují při teplotách svého povrchu až kolem 350 °C. Chlazení sáláním je při těchto teplotách velmi účinné, takže jejich rozměry mohou být mnohem menší než rozměry vrstevných rezistorů konstruovaných pro stejná zatížení.

Všechny běžné drátové rezistory mají značnou indukčnost, proto se hodí



pouze pro použití v obvodech se stejnosměrným proudem, popř. proudem s velmi nízkou frekvencí (např. síťovou frekvencí 50 Hz).

### 3.1.3. Charakteristické vlastnosti rezistorů

#### Jmenovitý odpor rezistoru

Jmenovitý odpor rezistoru je výrobcem předpokládaný odpor součástky v ohmech. Jmenovité odpory rezistorů stanoví ČSN 35 8010 v soulase s mezinárodně normalizovanými řadami odporů součástek pro elektrotechniku. Nejpoužívanější jsou řady E6, E12 a E24.

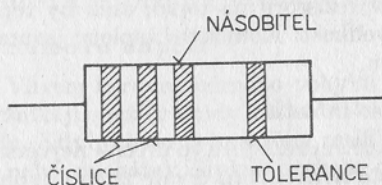
Řada E6 obsahuje v každé dekádě 6 hodnot: 1 1,5 2,2 3,3 4,7 6,8.

Řada E12 má v každé dekádě 12 hodnot: 1 1,2 1,5 1,8 2,2 2,7 3,3 3,9 4,7 5,6 6,8 8,2.

Řada E24 má každou dekádu složenou z 24 hodnot: 1 1,1 1,2 1,3 1,5 1,6 1,8 2,0 2,2 2,4 2,7 3,0 3,3 3,6 3,9 4,3 4,7 5,1 5,6 6,2 6,8 7,5 8,2 9,1.

Jmenovitý odpor je na součástce vyznačen kódem tvořeným skupinou číslic a písmenem nebo barevnými proužky podle zákonitostí stanovených normou ČSN 35 8014.

Běžně používané symboly: R základní jednotka ohm, K kilo ( $10^3$ ), M mega ( $10^6$ ), G giga ( $10^9$ ), T tera ( $10^{12}$ ). Písmeno je umístěno na místě desetinné čárky. Např.  $0,1 \Omega = R10$ ,  $0,33 \Omega = R33$ ,  $1 \Omega = 1R0$ ,  $3,3 \Omega =$



Obr. 39. Barevný kód pro označení rezistorů

První proužek je blíže k okraji tělíska rezistoru  
V případě, že tolerance je  $\pm 20\%$ , čtvrtý proužek chybí

Barva	Číslice	Násobitel	Tolerance
stříbrná	—	$10^{-2}$	$\pm 10\%$
zlatá	—	$10^{-1}$	$\pm 5\%$
černá	0	1	—
hnědá	1	10	$\pm 1\%$
červená	2	$10^2$	$\pm 2\%$
oranžová	3	$10^3$	—
žlutá	4	$10^4$	—
zelená	5	$10^5$	$\pm 0,5\%$
modrá	6	$10^6$	$\pm 0,25\%$
fialová	7	$10^7$	$\pm 0,1\%$
šedá	8	$10^8$	—
bílá	9	$10^9$	—

$= 3R3$ ,  $10 \Omega = 10R$ ,  $33,2 \Omega = 33R2$ ,  $1 \text{ k}\Omega = 1K0$ ,  $100 \text{ k}\Omega = 100K$ ,  
 $1 \text{ M}\Omega = 1M0$ ,  $33,2 \text{ M}\Omega = 33M2$ .

Barevný kód pro označení rezistorů podle ČSN 35 8013 je na obr. 39.

### Tolerance jmenovitého odporu rezistoru

Podle tolerance jmenovitého odporu jsou rezistory zařazeny do následujících skupin, které se označují písmenovým kódem podle ČSN 35 8014 nebo barevným kódem podle ČSN 35 8013 uvedeným na obr. 39. Souměrná dovolená odchylka  $\pm 0,1 \%$  je označena písmenem B,  $\pm 0,25 \%$  C,  $\pm 0,5 \%$  D,  $\pm 1 \%$  F,  $\pm 2 \%$  G,  $\pm 5 \%$  J,  $\pm 10 \%$  K,  $\pm 20 \%$  M,  $\pm 30 \%$  N. Např.  $2 \Omega \pm 5 \%$  = 2R0J,  $4700 \Omega \pm 10 \%$  = 4K7K,  $100 \text{ k}\Omega \pm 20 \%$  = 100KM,  $3,3 \text{ M}\Omega \pm 2 \%$  = 3M3G.

Většina rezistorů se vyrábí s tolerancemi odporů  $\pm 20 \%$ ,  $\pm 10 \%$  a  $\pm 5 \%$ . Druhy rezistorů vyráběných v užších tolerancích odporu je nutné zjistit v katalogu.

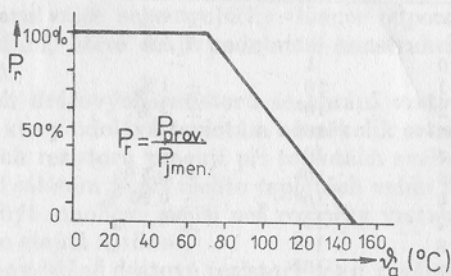
Tolerance odporu rezistorů vyráběných v řadě E6 je  $\pm 20 \%$ , v řadě E12  $\pm 10 \%$ . V řadě E24 je běžná tolerance  $\pm 5 \%$ . Některé typy rezistorů s odpory danými hodnotami řady E24 jsou dodávány též v užších tolerancích ( $\pm 2 \%$ ,  $\pm 1 \%$ ).

### Jmenovité zatížení rezistorů

Jmenovité zatížení je výkon, který se smí za určitých podmínek stanovených normou přeměnit v rezistoru na teplo, aniž by teplota jeho povrchu překročila přípustnou velikost. Konkrétní teploty jsou závislé na konstrukčním provedení rezistoru.

### Provozní zatížení rezistorů

Největší přípustné provozní zatížení rezistoru je určeno největší teplotou povrchu součástky, při které ještě nenastávají trvalé změny jejího odporu ani podstatné zkracování jejího života. Závisí na teplotě okolí, ve kterém rezistor pracuje, a na způsobu odvádění tepla z tělíska. Velikost přípustného provozního zatížení při vyšších teplotách se udává v katalogu grafem (obr. 40).



Obr. 40. Poměrné provozní zatížení rezistoru  $P_r = \frac{P_{\text{prov}}}{P_{\text{jmen.}}} = \frac{P_{\text{prov}}}{P_{\text{jmen.}}} \cdot 100 \%$  v závislosti na teplotě okolí  $\theta_a$

## Největší dovolené napětí

Výrobce udává pro jednotlivá provedení rezistorů největší dovolené napětí měřené mezi jeho vývody. Po překročení tohoto napětí může dojít k poškození součástky. Pro miniaturní vrstvé rezistory činí nejvyšší dovolené napětí 100 V, pro metalizované rezistory 0,25 W je toto napětí 250 V, pro metalizované rezistory 0,5 W je toto napětí 350 V, pro metalizované rezistory 1 W je 500 V atd. Pro drátové rezistory je dovolené napětí podle typu 500 až 1 500 V.

Tímto napětím je značně omezeno dovolené provozní zatížení rezistorů s velkými odpory. Například napětí 100 V se dosáhne na rezistoru s odporem 1 M $\Omega$  již při výkonu 0,01 W, což je desetkrát menší výkon, než je dovolené provozní zatížení uvedeného typu rezistoru.

## Teplotní součinitel odporu

Teplotní součinitel odporu rezistoru (v katalogu označovaný  $T_k$ ) dovoluje určit změnu odporu rezistoru způsobenou změnou jeho teploty. Udává největší poměrnou změnu odporu součástky odpovídající vzrůstu teploty o 1 °C v rozsahu teplot, ve kterých je změna odporu vratná.

Uhlíkové rezistory mají součinitel  $T_k$  záporný (-0,7 až -1)  $\cdot 10^{-3}$  K $^{-1}$ . Složení odporové vrstvy metalizovaných rezistorů je voleno tak, aby jejich teplotní součinitel byl pokud možno malý. Katalog uvádí hodnoty řádu ( $10^{-4}$  až  $10^{-5}$ ) K $^{-1}$ . Drátové rezistory z manganinu mají  $T_k = 2 \cdot 10^{-5}$  K $^{-1}$ .

## Šumové napětí

Vlivem nerovnoměrného pohybu elektronů uvnitř materiálu součástky vznikají mezi vývody rezistoru malé, časově nepravidelné změny potenciálu. Kdybychom tyto změny zesílili a přivedli jako signál do reproduktoru nebo sluchátek, slyšeli bychom charakteristický zvuk, který nazýváme šum elektronického obvodu.

Příčinou šumu je šumové napětí, které má dvě hlavní složky, tepelné šumové napětí a povrchové šumové napětí. Tepelné šumové napětí lze vypočítat ze vztahu

$$U_{\text{šT}}^2 = 4k\Theta B_{\text{s}}R \quad (V; J/K, K, \text{Hz}, \Omega)$$

kde  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K je Boltzmannova konstanta,

$\Theta$  absolutní teplota rezistoru s odporem  $R$ ,

$B_{\text{s}}$  šířka frekvenčního pásma, ve které se bude rezistor v daném případě používat (tzv. šumová šířka pásma).

Povrchové šumové napětí závisí na velikosti stejnosměrného napětí  $U$  přiloženého na rezistor. Udává se v mikrovoltech na jeden volt přiloženého napětí. Jeho efektivní hodnota  $U_{\text{šPIV}}$  je pro metalizované rezistory asi 0,05 až 1  $\mu\text{V/V}$ . Pro rezistory uhlíkové se efektivní hodnota  $U_{\text{šPIV}}$  vypočítá ze vztahu

$$U_{\text{šP1V}} = 1 + \log \frac{R}{1\,000} \quad (\mu\text{V/V}; \Omega) \text{ pro rezistory typu I}$$

$$U_{\text{šP1V}} = 5 + \log \frac{R}{1\,000} \quad (\mu\text{V/V}; \Omega) \text{ pro rezistory typu II}$$

(Označení typu I nebo II je uvedeno pro jednotlivá provedení rezistorů v katalogu. Typ I má zaručenou větší stálost odporu než typ II.)

Celkové šumové napětí rezistoru lze vypočítat podle vztahu

$$U_{\text{šc}}^2 = U_{\text{šT}}^2 + U_{\text{šP}}^2$$

$$\text{kde } U_{\text{šP}} = U_{\text{šP1V}} U \quad (\mu\text{V}; \mu\text{V/V}, \text{V})$$

Protože ke vzniku šumového napětí je třeba, aby časově nerovnoměrný průchod elektronů částí obvodu způsobil mezi dvěma body obvodu odpovídající rozdíl potenciálu, vzniká šumové napětí na všech reálných odporech, nejen na rezistorech. Dobře si zapamatujme, že šumové napětí vzniká též na spojovacích vodičích v zapojení obvodů, na aktivních součástkách apod. Avšak indukční ani kapacitní reaktance nejsou příčinou vzniku šumového napětí.

Šumové napětí se přidává k užitečnému signálu, který prochází obvodem. Je-li užitečný signál slabý, je obtížné ho od šumového napětí odlišit. Proto je velikost šumového napětí činitelem omezujícím dosažitelnou citlivost elektronických zařízení.

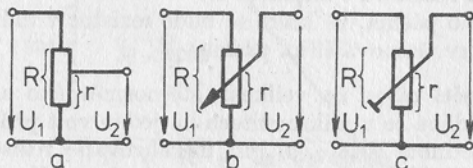
### 3.1.4. Rezistory s více než dvěma vývody

Rezistory s více než dvěma vývody pracují jako napěťové děliče. Lze je rozdělit na dvě skupiny:

1. děliče s pevným, popř. nastavitelným dělicím poměrem (rezistory s odbočkou) — obr. 41a,
2. děliče s plynule proměnným dělicím poměrem (potenciometry a odporové trimry) — obr. 41b, c.

Dělicí poměr  $A$  lze v obou případech určit ze stejného vztahu

$$A = \frac{u_2}{u_1} = \frac{r}{R}$$



Obr. 41. Rezistor s odbočkou, potenciometr, odporový trimr

Některé typy drátových rezistorů se vyrábějí s odbočkami. Vývod odbočky, vytvořený z kovového pásku, obepíná tělísko rezistoru a přiléhá svým kontaktem k odporovému vinutí v místě, které není pokryto ochrannou vrstvou tmelu (úzká drážka po délce tělíska). Tyto rezistory nejsou konstruovány pro mnohonásobné přesouvání polohy odbočky.

### Potenciometry

Potenciometry jsou tvořeny odporovou dráhou a sběračem. Sběrač, který tvoří odbočku, lze plynule přesouvat podél odporové dráhy. Přesouvání sběrače otočných potenciometrů se děje otáčením osy, se kterou je sběrač spojen. Ke změně polohy sběrače posuvných potenciometrů dochází posouváním unašeče (páčka z plastu, se kterou je sběrač spojen) podél odporové dráhy v přímém směru. Tvar odporové dráhy je těmto způsobům přesouvání sběrače přizpůsoben.

Kladou se tyto požadavky: plynulost průběhu odporové dráhy, stabilita odporu, minimální šelest při regulaci, malý šum, dlouhý život a nízká cena.

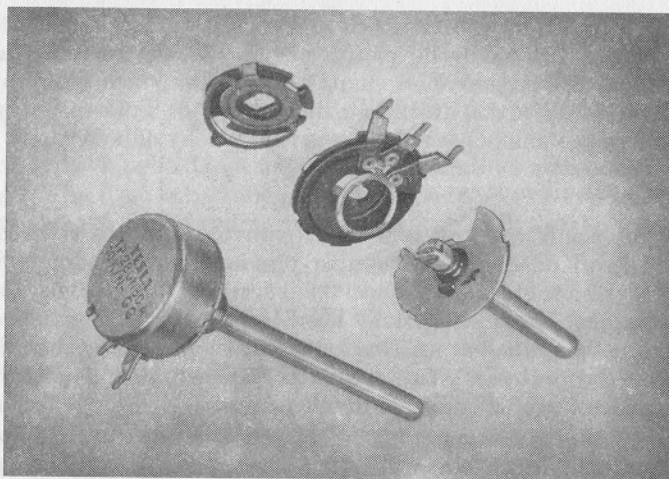
### Vrstvové potenciometry

Dnes existuje mnoho materiálů, ze kterých se vyrábí odporová vrstva. Nejčastěji používané a nejlevnější potenciometry mají odporovou dráhu ze speciálního laku plněného sazemí. Dráha je málo odolná, život potenciometru je krátký. Jakostnější jsou potenciometry s dráhou z tvrdého uhlíku nebo cermetu. (Cermet je složenina počátečních slabik slov ceramic-metal. Je to speciální sklo, v němž je rozptýlen prášek drahých kovů.) Tyto potenciometry mají velkou stabilitu odporu, dlouhý život a malý šum.

Otočné potenciometry se vyrábějí jednoduché (pouze jeden systém), dvojité (dva systémy ve spojených pouzdrech regulované samostatně souose uloženými osami) a tandemové (dva systémy ve spojených pouzdrech ovládané v souběhu jedinou osou). Zde je kladen důraz na přesnost souběhu. Posuvné potenciometry se vyrábějí jako jednoduché, tandemové a dvojité.

Některé druhy potenciometrů mají vyvedenu jednu, popř. několik odboček.

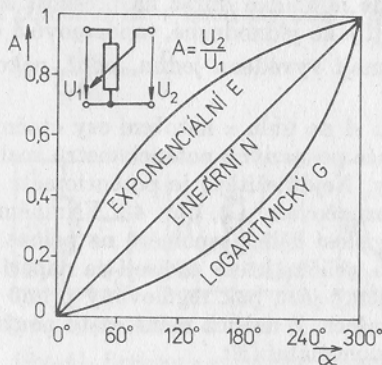
Podle závislosti dělicího poměru  $A$  na úhlu  $\alpha$  natočení osy otočných potenciometrů nebo na poloze unašeče posuvných potenciometrů rozlišujeme potenciometry s různými průběhy. Nejdůležitější je potenciometr lineární (označovaný  $N$ ) a logaritmický (označovaný  $G$ ), obr. 43. Všimněme si, že logaritmický potenciometr má závislost dělicího poměru na poloze sběrače exponenciální. Hodí se k regulaci veličin, které závisí na napětí logaritmicky (např. hlasitost). Tyto veličiny jsou pak regulovány přímo úměrně úhlu natočení osy nebo poloze unašeče. Z dalších méně často používaných typů jmenujeme potenciometr exponenciální ( $E$ ).



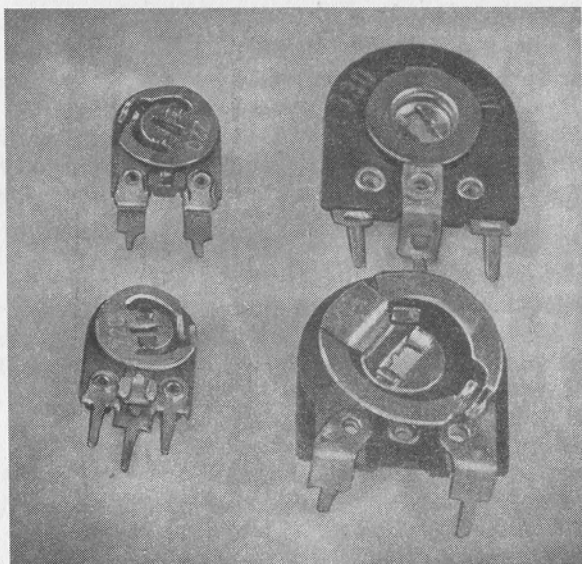
Obr. 42. Vrstvový potenciometr.  
Osa, odporová dráha, sběrač

Vrstvové potenciometry se vyrábějí pro jmenovitá zatížení 0,08, 0,15, 0,25, 0,5 a 1 W. Provozní zatížení je dáno pro jednotlivá konstrukční provedení grafem stejně jako provozní zatížení rezistorů (obr. 40).

Jmenovité hodnoty odporu vrstevných uhlíkových potenciometrů tvoří samostatnou řadu: 100 250 500 1k 2,5 5k 10k 25k 50k 0,1M 0,25M 0,5M 1M 2,5M 5M. Cermetové potenciometry jsou vyráběny v řadě E6, popř. E12.



Obr. 43. Závislost dělicího poměru  $A$  na otočení osy potenciometru



Obr. 44. Odporové trimry

### Odporové trimry

Odporové (potenciometrové) trimry se vyrábějí pouze otočné. Liší se od potenciometrů konstrukčním provedením, které není určeno k mnohonásobnému přesouvání polohy sběrače. Odporová dráha je tvořena vrstvou odporového materiálu, který má stejné složení jako odporový materiál vrstevných potenciometrů. Tato vrstva je nanášena na základní destičku z tvrzeného papíru nebo keramiky. Vývody jsou uzpůsobeny pro montáž do plošných spojů.

Odporové trimry se vyrábějí pro jmenovité zatížení 0,2 W (uhlíkové), 0,5 W (keramické) a 1 W (cermetové) v řadě E6 od 220  $\Omega$  do 4,7 M $\Omega$ .

Provozní zatížení udává výrobce v katalogu grafem. Průběh regulace v závislosti na poloze sběrače je vždy lineární.

### Drátové potenciometry

Pro slaboproudou elektrotechniku se vyrábějí drátové potenciometry otočné. Jejich odporová dráha je navinuta na izolační destičce stočené do tvaru podkovy. Vyrábějí se s lineárním průběhem. Jmenovité zatížení jsou 0,5 W, 2 W, 3 W, 5 W. Provozní zatížení je opět udáno pro jednotlivé typy graficky. Jmenovité odpory potenciometrů jsou v řadách E6 a E12 od 22  $\Omega$  do 10 k $\Omega$  podle typu.

## 3.2. KONDEZÁTORŮ

Kondenzátory jsou dvojpólové součástky konstruované takovým způsobem, aby vykazovaly kapacitu definované velikosti. Jsou tvořeny dvěma vodivými elektrodami, které jsou navzájem odděleny dielektrikem.

Kondenzátory můžeme rozdělit podle použitého dielektrika na tyto hlavní skupiny:

- vzduchové,
- s papírovým dielektrikem,
- z metalizovaného papíru,
- s plastovou fólií,
- slídové,
- keramické nebo skleněné,
- elektrolytické.

Podle konstrukce rozlišujeme kondenzátory  
pevné (s kapacitou, kterou nelze měnit),  
s proměnnou kapacitou (ladicí a doladovací).

### 3.2.1. Charakteristické vlastnosti kondenzátorů

#### Jmenovitá kapacita kondenzátoru

Jmenovitá kapacita kondenzátoru je výrobcem předpokládaná kapacita vyznačená na kondenzátoru. Většina typů pevných kondenzátorů se vyrábí s kapacitou určenou řadou E6 nebo E12, popř. E24. Výjimku tvoří elektrolytické kondenzátory hliníkové, které se vyrábějí s kapacitami 0,5 1 2 5 10 20 50 100 200 500 1 000 2 000 5 000 10 000  $\mu\text{F}$ . Jmenovitá kapacita se na součástkách vyznačuje ve vhodných zlomcích faradu. Pro pikofarad se užívá symbol p, nanofarad n, mikrofarad  $\mu$  a milifarad m. Písmeno je podobně jako u rezistorů na místě desetinné čárky. Např. 1 pF = 1p0, 4,7 pF = 4p7, 33 pF = 33p; 3,3 nF = 3n3, 100 nF = 100n, 1  $\mu\text{F}$  = 1 $\mu$ 0, 500  $\mu\text{F}$  = 500  $\mu$ , 2 000  $\mu\text{F}$  = 2 mF = 2m0.

#### Tolerance jmenovité kapacity

Tolerance jmenovité kapacity kondenzátoru je největší odchylka skutečné kapacity od kapacity jmenovité. Je vyjádřena v procentech jmenovité kapacity. Pro kondenzátory vyráběné v řadách E6, E12 a E24 platí stejné zásady jako pro rezistory. Např. 220 pF  $\pm$  5 % = 220 pJ, 0,47  $\mu\text{F}$   $\pm$  2 % = 470 nG, 33 000 pF  $\pm$  10 % = 33nK.

Pro některé typy kondenzátorů s kapacitou menší než 10 pF se udává dovolená odchylka od jmenovité kapacity v pikofaradech písmenem. Písmeno B znamená odchylku  $\pm$ 0,1 pF, písmeno C odchylku  $\pm$ 0,25 pF, písmeno D odchylku  $\pm$ 0,5 pF, písmeno F odchylku  $\pm$ 1 pF, např. 4,7 pF  $\pm$   $\pm$  0,25 pF = 4p7C. Tolerance elektrolytických kondenzátorů je nesouměrná. Bývá -10 až +80 %. Označuje se písmenovým kódem. Písmeno Q



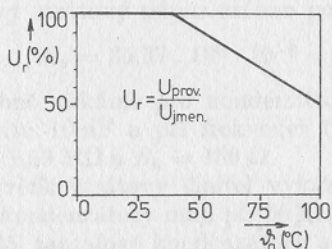
znamená odchylku  $-10$  až  $+30$  %, písmeno T odchylku  $-10$  až  $+50$  %, písmeno S odchylku  $-20$  až  $+50$  %, písmeno Z odchylku  $-20$  až  $+80$  %.

### Jmenovité napětí

Jmenovité napětí udává výrobce kondenzátorů pro jednotlivé typy v katalogu, popř. je na jednotlivých součástkách vyznačuje ve voltech nebo kódem.

### Provozní napětí

Provozní napětí je největší napětí, které může být trvale na kondenzátor připojeno. Nepřesahuje-li teplota okolí  $+40$  °C, rovná se maximální provozní napětí jmenovitému. Při vyšších teplotách je nutné provozní napětí snížit podle doporučení výrobce (obvykle graf v katalogu), obr. 45.



Obr. 45. Poměrné provozní napětí kondenzátoru

$$U_r = \frac{U_{\text{prov}}}{U_{\text{jmen}}} 100 \%$$

v závislosti na teplotě okolí  $\theta_a$

Kondenzátory pro stejnosměrné napětí mohou mít superponovanou určitou střídavou složku, avšak součet obou napětí smí dosáhnout nejvýše hodnoty provozního napětí. U elektrolytických kondenzátorů musí být stejnosměrné napětí větší než maximální hodnota napětí střídavého, neboť při provozu nesmí dojít k poklesu napětí na nulu nebo dokonce k přepólování elektrolytického kondenzátoru.

### Izolační odpor

Izolační odpor je odpor mezi elektrodami kondenzátoru měřený při stejnosměrném napětí a při teplotě  $+20$  °C. Je tvořen odporem dielektrika a izolace, která elektrody kondenzátoru obklopuje. Činí několik tisíc až několik set tisíc megaohmů. Při vzrůstu teploty se izolační odpor zmenšuje. Neměří se u elektrolytických kondenzátorů.

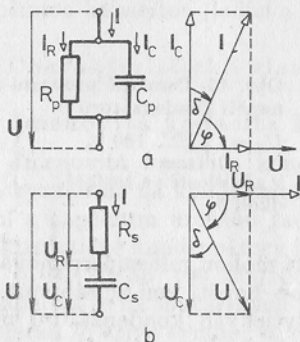
### Ztrátový činitel $\text{tg } \delta$

Ztráty energie vznikající v kondenzátoru jsou reprezentovány především dvěma složkami: dielektrickými ztrátami, které jsou závislé na frekvenci, a ztrátami způsobovanými svodem mezi elektrodami. V náhradním obvodu bereme v úvahu veškeré ztráty vznikající ve skutečném kon-

denzátoru přiřazením tzv. ztrátového odporu k bezztrátovému kondenzátoru. Ztrátový odpor může být ke kondenzátoru zařazen buď paralelně, nebo do série. Při výpočtu obvodu s kondenzátory použijeme v konkrétním případě ten náhradní obvod, pro který je řešení jednodušší. Vyjdeme např. z paralelního náhradního obvodu (obr. 46a). Z odpovídajícího fázorového diagramu je zřejmé, že celkový proud  $I$  procházející svorkami skutečného kondenzátoru je fázově posunut proti působícímu napětí  $U$  o úhel  $\varphi < 90^\circ$ . Doplňkový úhel  $\delta$ , o který se fázový posuv skutečného kondenzátoru liší od fázového posuvu bezztrátového kondenzátoru, je tím větší, čím větší je proud  $I_R$  procházející ztrátovým odporem  $R_p$ .

Úhel  $\delta$  je mírou ztrát vznikajících v kondenzátoru a nazývá se ztrátový úhel. Jeho tangens je ztrátový činitel. Z fázorového diagramu plyne

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{1}{\omega C_p R_p}$$



Obr. 46. Paralelní ztrátový odpor  $R_p$  a sériový ztrátový odpor  $R_s$  kondenzátoru

Pro sériový náhradní obvod (obr. 46b) dostaneme analogicky

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{U_R}{U_C} = \omega C_s R_s$$

Jak ukážeme ve stati 7.1.5, nejsou obecně části obou rovnocenných náhradních obvodů stejné. Pro kondenzátory s malými ztrátami však platí, že

$$C_p \doteq C_s = C$$

Za tohoto předpokladu zjistíme porovnáním obou vztahů pro  $\operatorname{tg} \delta$ , že

$$R_s = R_p \operatorname{tg}^2 \delta$$

Ztrátový činitel je pro kondenzátory jednotlivých typů uveden v katalogu spolu s frekvencí a teplotou, pro které platí, neboť na obou těchto veličinách závisí ztrátový odpor.

Nejmenší ztrátový činitel mají kondenzátory vzduchové (řádově  $10^{-5}$  až

$10^{-6}$  při frekvenci několik desítek megahertzů a teplotách několik desítek stupňů Celsia). Velmi malé ztrátové činitele mají též kondenzátory slídové a keramické ( $10^{-4}$  při 1 MHz a  $20^\circ\text{C}$ ) a dále kondenzátory s plastovou fólií ( $10^{-3}$  při 1 MHz a  $20^\circ\text{C}$ ). Kondenzátory s papírovým dielektrikem mají ztrátový činitel asi  $10^{-2}$  při 1 kHz a  $20^\circ\text{C}$ .

Abychom získali představu o velikosti ztrátových odporů, vypočteme následující příklad.

#### Příklad 10

Slídový kondenzátor s kapacitou  $C = 1 \text{ nF}$  má při  $25^\circ\text{C}$  a frekvenci  $f = 450 \text{ kHz}$  ztrátový činitel  $\text{tg } \delta = 10^{-4}$ . Podle dříve odvozeného vztahu dostaneme paralelní ztrátový odpor

$$R_p = \frac{1}{\omega C \text{tg } \delta} = \frac{1}{2\pi \cdot 4,5 \cdot 10^5 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-4}} = 35,37 \text{ M}\Omega$$

Sériový ztrátový odpor určíme pomocí vztahu  $R_s = R_p \text{tg}^2 \delta$ . Dostaneme

$$R_s = 35,37 \cdot 10^6 \cdot 10^{-8} = 0,3537 \text{ }\Omega$$

Obdobně získáme pro kondenzátor s papírovým dielektrikem, který má kapacitu  $10 \text{ nF}$  a při frekvenci  $1 \text{ kHz}$  má  $\text{tg } \delta = 10^{-2}$ , ztrátové odpory  $R_p = 1,59 \text{ M}\Omega$  a  $R_s = 159 \text{ }\Omega$ .

Největší ztrátový činitel vykazují kondenzátory elektrolytické. Hliníkové kondenzátory mají při  $50 \text{ kHz}$  a  $+20^\circ\text{C}$  ztrátový činitel  $\text{tg } \delta$  asi  $0,20$  až  $0,35$ , tantalové kondenzátory asi  $0,10$  až  $0,25$ . Při vzrůstu frekvence se ztrátový činitel  $\text{tg } \delta$  značně zvětšuje. U hliníkových kondenzátorů se při zvětšení frekvence z  $50$  na  $100 \text{ Hz}$  počítá se zvětšením ztrátového činitele asi o polovinu. Ztráty tantalových kondenzátorů jsou na frekvenci méně závislé.

Při vzrůstu teploty se ztrátový činitel elektrolytických kondenzátorů mírně zmenšuje. Při nízkých teplotách se však ztrátový činitel  $\text{tg } \delta$  velmi zvětšuje. Proto se tyto kondenzátory používají pouze při teplotách vyšších než asi  $-60^\circ\text{C}$ .

Pro zjednodušení některých výpočtů s kondenzátory je výhodné používat místo ztrátového činitele  $\text{tg } \delta$  jeho převrácenou hodnotu, kterou nazýváme *činitel jakosti kondenzátoru*  $Q_c$ . Platí

$$Q_c = \frac{1}{\text{tg } \delta} = \text{tg } \varphi = \omega C_p R_p = \frac{1}{\omega C_s R_s}$$

#### Indukčnost kondenzátoru

Prívody i elektrody kondenzátorů vykazují určitou indukčnost, která se nepříznivě projevuje při použití kondenzátorů v obvodech s vysokými frekvencemi. Spolu s kapacitou kondenzátoru vytváří indukčnost

sériový rezonanční obvod (viz stať 7.1.6), který se při tzv. rezonanční frekvenci chová jako rezistor (bez fázového posuvu) a při ještě větších frekvencích vykazuje dokonce fázový posuv indukčního charakteru. Indukčnost kondenzátoru závisí na jeho konstrukci, rozměrech a kapacitě. Největší je u kondenzátorů svitkových a nejmenší u kondenzátorů slídových a keramických. (Např. kondenzátor z metalizovaného papíru zastríknutý do plastu s průměrem 8 mm, délkou 33 mm a kapacitou 10 nF má indukčnost 17  $\mu\text{H}$  a rezonanční frekvenci 12,5 MHz. Keramický destičkový kondenzátor s rozměry 4  $\times$  8,5 mm a kapacitou 1 500 pF má indukčnost 7,5  $\mu\text{H}$  a jeho rezonanční frekvence je 46 MHz.)

### 3.2.2. Provedení kondenzátorů

#### Pevné kondenzátory

*Kondenzátory s papírovým dielektrikem* jsou tvořeny dvěma hliníkovými fóliemi oddělenými speciálním kondenzátorovým papírem, jehož permitivita  $\epsilon_r = 4$  až 7. Vrstvy jsou společně svinuty do balíčku takovým způsobem, aby kondenzátor měl co nejmenší indukčnost. Celek je zastríknut do plastu nebo zasunut do kovového pouzdra.

*Kondenzátory z metalizovaného papíru* mají elektrody zhotovené z kondenzátorového papíru, který je na „obou“ stranách pokryt hliníkovou vrstvou. Konstrukce je podobná konstrukci kondenzátorů s papírovým dielektrikem. Výhodou jsou menší rozměry i hmotnost.

*Kondenzátory s plastovou fólií* jsou konstrukčně analogické kondenzátorům s papírovým dielektrikem. Místo kondenzátorového papíru je použita fólie tlustá 5 až 20  $\mu\text{m}$  např. z polystyrénu, terylénu nebo teflonu. Tyto kondenzátory se vyznačují velkou elektrickou pevností, malým ztrátovým činitelem a velmi velkým izolačním odporem (až 500 G $\Omega$ ).

*Kondenzátory slídové* mají elektrody zhotovené napařením nebo nastříkáním stříbrné vrstvy na tenké destičky z jakostní slídy. Jednotlivé destičky jsou spojeny paralelně, aby se dosáhlo dostatečné kapacity. Slídové kondenzátory vynikají malými ztrátami, velkou časovou i teplotní stabilitou a úzkými tolerancemi.

*Kondenzátory keramické* mají dielektrikum ze speciální keramiky s velkou permitivitou a malými dielektrickými ztrátami. Provedení keramických kondenzátorů je velmi různorodé. Nejčastěji jsou terčové, diskové, destičkové, ploché (polštářkové), trubičkové a průchodkové.

Terčové a diskové kondenzátory jsou tvořeny kotoučem příslušného průměru a tloušťky s napařenými stříbrnými elektrodami. Vývody jsou z měděného drátu. Destičkové kondenzátory nemají vývody a pájí se přímo do desky plošných spojů. Průchodkový kondenzátor je tvořen keramickou trubičkou, kterou prochází vodič spojený s vnitřní elektrodou. Vnější elektroda je upravena pro přišroubování nebo připájení na desku plošných spojů

nebo kostru zařízení. Indukčnost těchto kondenzátorů je velmi malá. Trubičkové kondenzátory jsou tvořeny trubičkou\* postříbenou zevnitř i zvenku.

Kondenzátory *elektrolytické* využívají jako dielektrika tenké vrstvy kyslíčnicku velké elektrické pevnosti, která se vytváří na povrchu hliníkové nebo tantalové elektrody působením elektrického proudu, je-li elektroda obklopena vhodným elektrolytem. Kovová elektroda musí být vždy polarizována kladně a elektrolyt musí být proti ní polarizován záporně. Při opačné polarizaci izolační oxidová vrstva nevzniká a kondenzátor se chová jako rezistor s malým odporem. Elektrolyt může být ve stavu tekutém, polosuchém nebo pevném.

*Tantalové kondenzátory* mají v porovnání s hliníkovými kondenzátory menší rozměry, lepší časovou i teplotní stabilitu kapacity a menší ztráty při vyšších frekvencích (akustické pásmo). Vyrábějí se však pro nižší napětí než hliníkové kondenzátory (asi do 70 V).

Důležitým kvalitativním ukazatelem elektrolytických kondenzátorů je zbytkový proud, který prochází jeho elektrodami po připojení stejnosměrného napětí. Pro hliníkové kondenzátory je řádově desítky mikroampérů, pro tantalové kondenzátory jednotky mikroampérů. Jeho průchod je nezbytný pro udržování dostatečné tloušťky dielektrické oxidové vrstvy na kovové elektrodě. Je-li kondenzátor delší dobu bez napětí, dielektrická vrstva se z větší části rozpustí. Po připojení stejnosměrného napětí vrstva opět vzniká. Říkáme, že se kondenzátor formuje. Formování má značný vliv na velikost kapacity i zbytkového proudu.

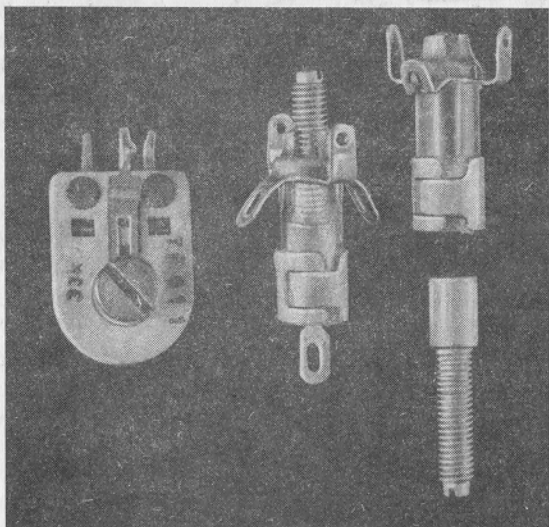
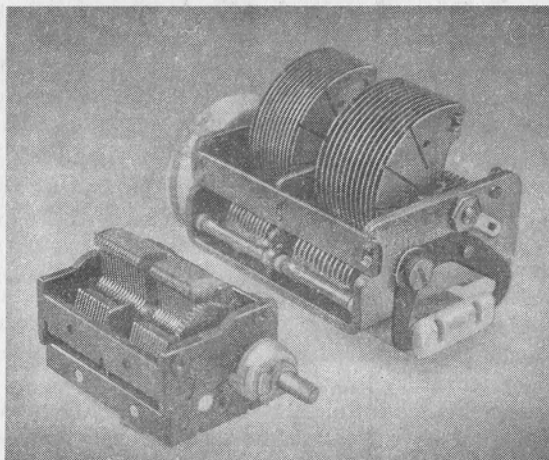
### Kondenzátory s proměnnou kapacitou

Kondenzátory s proměnnou kapacitou tvoří dvě funkčně rozdílné skupiny: kondenzátory ladicí (konstruované pro časté, mnohokrát opakované změny kapacity) a kondenzátory doladovací (trimry) určené jen k občasnému doladění obvodů.

*Ladicí kondenzátory* jsou tvořeny soustavou pevných, satorových desek, izolovaných od tzv. vany (kovové pouzdro, ve kterém je kondenzátor uložen). Mezi satorové desky se při otáčení osy zasouvá soustava rotorových desek, která je vodivě spojena s vanou. Vzájemným překrýváním desek se zvětšuje kapacita. Mezi rotorem a sátorem zůstává buď malá vzduchová mezera (kondenzátor vzduchový), nebo se rotorové desky zasouvají mezi fólie ze speciálních dielektrických materiálů, kterými jsou satorové desky proloženy (kondenzátory s pevným dielektrikem). Druhý z popsaných případů se používá v miniaturních rozhlasových přijímačích.

Tvar obvodové křivky rotorových desek je určen požadovaným průběhem změny kapacity kondenzátoru při rovnoměrné změně úhlu otočení rotoru. Podle účelu, ke kterému má být kondenzátor použit, mají rotorové desky různý tvar, např. půlkruhový nebo tvar části logaritmické spirály.

Pro rozhlasové přijímače jsou vyráběny  dvojitě nebo trojitě ladicí kondenzátory. Jsou tvořeny dvěma nebo třemi navzájem oddělenými satory,



Obr. 47. Proměnné kondenzátory  
a) ladící, b) doladovací

do kterých se zasouvají elektricky spojené rotory uložené na jediné ose.

Maximální kapacita ladících kondenzátorů bývá od několika desítek pikofaradů asi do 500 pF, záleží na účelu. Minimální kapacita (při zcela vysunutém rotoru) je přibližně 10 % maximální kapacity. Úhel otočení rotoru je zpravidla 180°.

nebo 5%

Kondenzátory dolaďovací jsou různé konstrukce. Dnes se nejčastěji používá trubkové provedení. Kondenzátor je tvořen skleněnou nebo keramickou trubičkou, na povrchu postříbřenou, do které se zašroubovává kovový píst tvořící druhou elektrodu. Trubkové dolaďovací kondenzátory se vyrábějí v několika druzích. Typické rozsahy změn kapacity jsou 0,3 až 1 pF, 0,8 až 5 pF, 1 až 7,5 pF, 1,5 až 14 pF. Maximální provozní napětí je podle typu 200 až 400 V. Některé typy se vyrábějí i pro vyšší napětí.

### 3.3. CÍVKY

Cívky jsou dvojpólové součástky konstruované takovým způsobem, aby vytvořily vlastní indukčnost  $L$  definované velikosti. Indukčnost cívek závisí na počtu závitů, jejich geometrickém uspořádání a na magnetických vlastnostech prostředí, které závity obepínají i které cívky obklopuje.

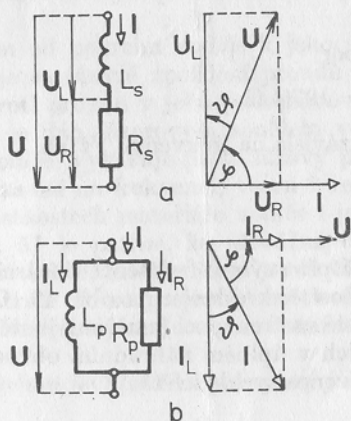
Podle konstrukce je možné rozdělit cívky na dvě velké skupiny: cívky bez jádra a cívky s jádrem.

#### 3.3.1. Náhradní schéma cívky

Skutečná cívka se v obvodu střídavého proudu nechová jako čistá indukčnost, která posouvá fázor napětí o  $90^\circ$  před fázor proudu. Vlivem ztrát vznikajících v cívce je výsledný fázový posuv  $\varphi$  napětí  $U_L$  proti proudu  $I$  menší než  $90^\circ$  o úhel  $\vartheta$ , který nazýváme ztrátový úhel cívky.

Ztráty bereme v úvahu podobně jako u kondenzátorů přiřazením ztrátového odporu  $R_s$  nebo  $R_p$  k bezztrátové cívce  $L_s$  nebo  $L_p$ . Příslušné náhradní obvody cívky jsou na obr. 48.

Fázorové diagramy dovolují určit činitel ztrát cívky  $\text{tg } \vartheta$ .



Obr. 48. Sériový ztrátový odpor  $R_s$  a paralelní ztrátový odpor  $R_p$  cívky

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{U_R}{U_L} = \frac{R_s}{\omega L_s} \quad \text{nebo} \quad \operatorname{tg} \vartheta = \frac{I_R}{I_L} = \frac{\omega L_p}{R_p}$$

Tangens úhlu  $\varphi$ , který je převrácenou hodnotou ztrátového činitele, představuje fyzikální veličinu nazývanou čítel jakosti cívky  $Q$ . Rozborem fázorových diagramů na obr. 48a, b získáme vztahy

$$Q = \frac{U_L}{U_R} = \frac{\omega L_s}{R_s} \quad \text{nebo} \quad Q = \frac{I_L}{I_R} = \frac{R_p}{\omega L_p}$$

Přesto, že oba náhradní obvody vyjadřují chování stejné cívky při stejné frekvenci, nejsou podobné jako u kondenzátorů složky sériového a paralelního obvodu stejné (viz stať 7.1.5). Pro cívky s malými ztrátami však můžeme počítat, že

$$L \doteq L_p \doteq L$$

(Rozdíl mezi  $L_s$  a  $L_p$  pro  $Q = 7$  je asi 2 %. Při větších čítech jakosti  $Q$  se rozdíl rychle zmenšuje.)

Za tohoto předpokladu můžeme ze vztahů pro  $Q$  určit vztah mezi sériovým a paralelním ztrátovým odporem cívky

$$R_p \doteq R_s Q^2$$

Má-li cívka velké ztráty (při  $Q < 7$ ), je nutné použít pro přepočítání složek náhradních obvodů vztahy odvozené v kap. 7.1.5.

#### Příklad 11

Abychom získali konkrétnější představu, vypočítáme čítel jakosti cívky, která má indukčnost  $L = 1$  mH a sériový ztrátový odpor  $R_s = 0,2 \Omega$ . Frekvence je  $f = 1$  kHz.

$$Q = \frac{\omega L_s}{R_s} = \frac{2\pi \cdot 10^3 \cdot 10^{-3}}{0,2} = 31,4$$

Odpovídající paralelní ztrátový odpor

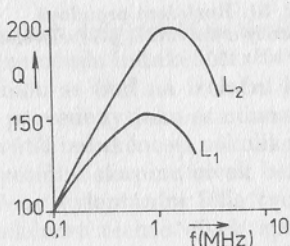
$$R_p = R_s Q^2 = 0,2 \cdot 31,4^2 = 197,4 \Omega$$

Čítel jakosti je veličina značně závislá na frekvenci. Vztah

$$Q = \frac{\omega L_s}{R_s}$$

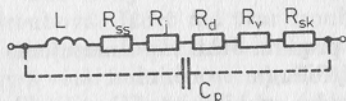
ukazuje, že by se měl čítel jakosti při zvýšení frekvence lineárně zvětšovat. Měřením však lze zjistit závislost nakreslenou na obr. 49. Odpor  $R_s$  se totiž skládá ze složky  $R_{ss}$  nezávislé na frekvenci (změříme ji stejnsměrným proudem) a z části nakreslených v úplném náhradním obvodu cívky na obr. 50, které se při zvýšení frekvence rychle zvětšují.





Obr. 49. Závislost činitele jakosti cívek na frekvenci

Odpor  $R_j$  představuje ztráty v jádře cívky. Přihlíží ke ztrátám hysterzním a ke ztrátám vznikajícím vlivem vířivých proudů indukovaných v jádře vlastním střídavým magnetickým polem cívky. Odpor  $R_d$  reprezentuje dielektrické ztráty v kostře cívky a odpor  $R_v$  ztráty vzniklé vyzařením části energie z cívky do okolního prostoru. Odpor  $R_{sk}$  přihlíží ke zvětšování odporu vodiče při zvýšení frekvence. Při průchodu střídavého proudu vodičem vzniká v jeho okolí časově proměnné magnetické pole. Toto pole vstupuje rovněž do téhož vodiče a indukuje v něm napětí, které je při konstantní frekvenci proudu tím větší, čím větším magnetickým polem je uvažované místo vodiče obklopeno.



Obr. 50. Úplný náhradní obvod cívky

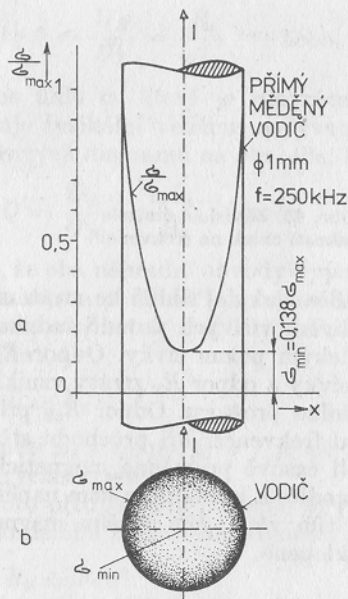
Takto indukované napětí je tedy největší v ose vodiče a směrem k jeho povrchu se zmenšuje. Vlivem tohoto indukovaného napětí vznikají uvnitř vodiče proudy, které se podle Lencova pravidla snaží zmenšit změny, které je způsobily. Výsledkem je nerovnoměrné rozložení proudové hustoty  $\sigma$  uvnitř vodiče, kterým prochází střídavý proud. Konkrétní příklad ukazují obr. 51.\*

Směrem od povrchu vodiče k jeho ose se proudová hustota zmenšuje a zvětšuje se fázové zpoždění proudů procházejících vnitřními vrstvami vodiče proti proudu v jeho povrchové vrstvě. Celkový proud procházející uvnitř vodiče, vykazuje proto fázový posuv indukčního charakteru, jehož velikost závisí na frekvenci, tvaru i velikosti průřezu vodiče a magnetických vlastnostech materiálu vodiče i jeho blízkého okolí.

Z obr. 51 je patrné, že převážná část proudu prochází povrchovými vrstvami vodiče, kdežto jeho osová část je pro průchod proudu využita jen nepatrně. To se projevuje zvětšením odporu, který klade vodič průchodu střídavého proudu v porovnání s odporem změřeným stejnosměrným proudem.

Popsanému jevu se říká *povrchový jev* (skin efekt). Projevuje se tím více,

Obr. 51. Rozložení proudové hustoty  $\sigma$  ve vodiči při frekvenci 250 kHz



čím vyšší je frekvence procházejícího proudu. Jeho vliv omezujeme zvětšováním povrchu vodičů, popř. jejich stříbřením.

Cívky určené pro frekvence od několika set kilohertzů do několika megahertzů se vinou vysokofrekvenčním lankem složeným z mnoha navzájem odizolovaných drátků. Vzájemná kapacita drátků nedovoluje použít vysokofrekvenční lanka pro frekvence ještě vyšší. Pro ty se používají měděné plné vodiče značného průměru, trubky (jsou-li cívky konstruovány pro velké proudy) nebo pásy.

Abychom získali konkrétnější představu o vlivu povrchového jevu na odpor vodiče, uvedeme údaje zjištěné pro přímý měděný vodič s průměrem 1 mm: při frekvenci 250 kHz byl naměřen 2,1krát, při frekvenci 4 MHz přibližně 8krát a při frekvenci 100 MHz asi 40krát větší odpor než při měření stejnosměrným proudem.

Úplné náhradní schéma cívky na obr. 50 je doplněno parazitní kapacitou vinutí  $C_p$ , která je tvořena vzájemnou kapacitou závitů.

### 3.3.2. Provedení cívek

#### Cívky bez jádra

Cívky bez jádra se konstruují pro indukčnosti řádově jednotek mikrohenry, výjimečně jednotek milihenry. Používají se v obvodech s frekvencí až několik set megahertzů nebo v nízkofrekvenčních obvodech v těch

případech, kdy záleží na tom, aby se při změně proudu procházejícího vinutím neměnila indukčnost.

Vinou se buď na izolační kostry, nebo použije-li se tlustší drát, mohou být provedeny jako samonosné (bez kostry). Vinutí je jednovrstvové nebo při větší indukčnosti několikavrstvové.

Speciální skupinu cívek bez jádra tvoří tzv. plošné cívky, které jsou vytvořeny vyleptáním fólie tvořící obrazec plošných spojů do tvaru závitů. Indukčnost těchto cívek zpravidla nepřesahuje 10  $\mu$ H. Používají se pro frekvence několika desítek až stovek megahertzů.

### Cívky s jádrem

Podle druhu použitého jádra dosahuje maximální indukčnost cívek s jádrem několika desítek až stovek milihenry (cívky pro použití ve vysokofrekvenčních obvodech) nebo několika desítek henry (nízkofrekvenční tlumivky).

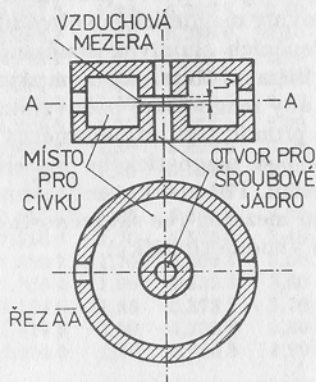
Jádra jsou vyráběna z magneticky značně vodivých materiálů s malými hysterezními ztrátami. Elektrická vodivost jader musí naopak být co nejmenší, aby ztráty vznikající v jádře průchodem proudů byly malé.

### Vysokofrekvenční cívky s jádry

Pro cívky s indukčností do několika set mikrohenry se používají jádra šroubová. Jádro má tvar šroubu s jemným závitem a lze ho šroubováním zasouvat do prostoru cívky, a tím zvětšovat indukčnost.

Cívky s větší indukčností využívají různých typů feritových uzavřených jader, např. hrníčkových jader (obr. 52), která jsou složena ze dvou stejných částí miskovitého tvaru. Jádro po složení zcela obklopuje cívku, takže rozptyl magnetického toku do okolí jádra je velmi malý. Cívka navinutá na izolační kostře je nasunuta na středním sloupku jádra.

Obě části sloupku nedosahují při styku vnějších částí jádra těsně k sobě, takže sloupek je přerušen vzduchovou mezerou (obr. 52). Vzduchovou me-

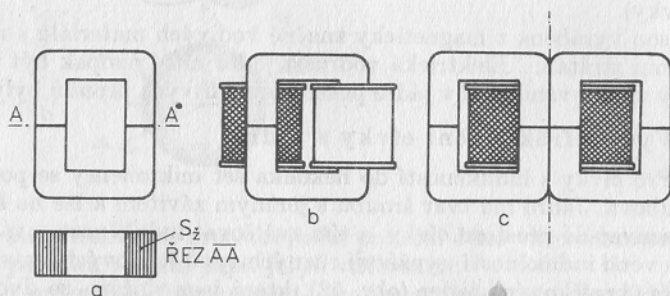


Obr. 52. Magnetický obvod feritového hrníčkového jádra

zeru lze překlenout ladicím šroubovým jádrem, jehož položenou lze v malých mezích měnit indukčnost. Jádra jsou vyráběna v řadě normalizovaných rozměrů.

### Nízkofrekvenční tlumivky

Nízkofrekvenční tlumivky mají jádra tvořená magnetickým obvodem naznačeným na obr. 53a. Obvod je navinut z ortopermového pásku tloušťky 0,32 mm (vhodné pro síťovou frekvenci 50 Hz, jádro označeno žlutou barvou) nebo tloušťky 0,13 mm (pro frekvence akustického pásma, označeno zeleně). Průchod vířivých proudů jádrem je zmenšen tím, že jsou jednotlivé závitky pásku od sebe izolovány. Aby bylo možné na magnetický obvod nasunout cívku navinutou na izolační kostře, je jádro asi uprostřed příčně rozříznuto na dvě části tvaru C. (Odtud název jádro C.) Styčné plochy obou částí jsou zabroušeny.



Obr. 53. a) Jádro C, b) jádrové provedení tlumivky, c) plášťové provedení tlumivky

Obrázek 53b ukazuje jádrové provedení tlumivky (jedno jádro, vinutí rozděleno na oba sloupky), obr. 53c ukazuje plášťové provedení tlumivky (dvě jádra, jediná cívka, která obě poloviny magnetického obvodu obepíná).

Většinou popisovaných nízkofrekvenčních tlumivek současně prochází stejnosměrný i střídavý proud (např. filtrační tlumivky v napájecích zdrojích). U těchto cívek je třeba zajistit, aby magnetické pole vznikající v důsledku procházejícího stejnosměrného proudu (tzv. stejnosměrná předmagnetizace) nemohlo posunout pracovní bod magnetického materiálu jádra až do oblasti jeho magnetického nasycení. Požadavku se dosáhne přerušením magnetického obvodu vzduchovou mezerou (ve skutečnosti oddělením obou částí jádra izolačním materiálem vhodné tloušťky).

### 3.3.3. Výpočet indukčnosti a návrh cívek

#### 1) Jednovrstvové válcové cívky bez jádra

Pro výpočet indukčnosti jednovrstvové cívky bez jádra vinuté závit vedle závitů (obr. 54) lze použít upravený Nagaokův vztah

$$L = k \frac{D^2}{b} N^2 \cdot 10^{-3} \quad (\mu\text{H}; \text{cm}^2, \text{cm}, -)$$

Konstanta  $k$  přihlíží k prostorovému rozložení magnetického pole v závislosti na poměru průměru cívky  $D$  k její délce  $b$ . Určíme ji z tabulky 1.

#### Příklad 12

Jaká je indukčnost cívky podle obr. 54, která má  $N = 40$  závitů drátu průměru  $d = 0,8$  mm, je-li průměr kostry  $D_1 = 12$  mm?

Řešení:

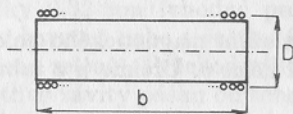
Průměr použitého vodiče s izolací je  $d' = 0,87$  mm, takže délka cívky  $b = Nd' = 40 \cdot 0,87 = 34,8$  mm. Průměr  $D = D_1 + d' = 12,87$  mm. Pomocí poměru  $D/b = 0,37$  dostaneme z tab. 1  $k = 8,55$ . Ze vzorce  $L = k \frac{D^2}{b} N^2 \cdot 10^{-3}$  vyjde  $L = 6,5 \mu\text{H}$ .

Tab. 1. Určení konstanty  $k$  upraveného Nagaokova vztahu pro výpočet indukčnosti jednovrstvových cívek bez jádra

$\frac{D}{b}$	$k$	$\frac{D}{b}$	$k$	$\frac{D}{b}$	$k$	$\frac{D}{b}$	$k$	$\frac{D}{b}$	$k$
0,00	9,870 0	1,00	6,794 5	2,00	5,186 6	4,00	3,606 4	7,00	2,550 4
0,05	9,663 7	1,05	6,688 8	2,10	5,070 2	4,10	3,555 1	7,20	2,504 0
0,10	9,463 3	1,10	6,586 2	2,20	4,959 6	4,20	3,504 8	6,40	2,458 6
0,15	9,268 9	1,15	6,487 5	2,30	4,854 0	4,30	3,456 4	7,60	2,416 1
0,20	9,081 3	1,20	6,390 8	2,40	4,753 3	4,40	3,410 0	7,80	2,374 7
0,25	8,898 7	1,25	6,298 0	2,50	4,657 6	4,50	3,364 6	8,00	2,335 2
0,30	8,723 1	1,30	6,208 2	2,60	4,565 8	4,60	3,320 2	8,50	2,242 4
0,35	8,552 3	1,35	6,120 3	2,70	4,478 0	4,70	3,277 8	9,00	2,156 5
0,40	8,388 5	1,40	6,035 5	2,80	4,394 1	4,80	3,236 3	9,50	2,078 6
0,45	8,228 6	1,45	5,952 5	2,90	4,313 1	4,90	3,195 9	10,00	2,006 5
0,50	8,074 6	1,50	5,872 6	3,00	4,236 2	5,00	3,156 4	11,00	1,878 2
0,55	7,926 5	1,55	5,794 6	3,10	4,162 1	5,20	3,081 4	12,00	1,766 7
0,60	7,782 4	1,60	5,719 6	3,20	4,091 1	5,40	3,010 3	13,00	1,670 0
0,65	7,644 3	1,65	5,646 6	3,30	4,022 0	5,60	2,942 2	14,00	1,584 1
0,70	7,510 0	1,70	5,575 5	3,40	3,955 8	5,80	2,878 0	15,00	1,507 1
0,75	7,380 7	1,75	5,506 4	3,50	3,892 7	6,00	2,816 8	16,00	1,438 0
0,80	7,255 4	1,80	5,439 3	3,60	3,831 5	6,20	2,758 6	17,00	1,375 8
0,85	7,134 0	1,85	5,373 2	3,70	3,772 3	6,40	2,703 3	18,00	1,318 6
0,90	7,017 5	1,90	5,309 0	3,80	3,715 0	6,60	2,650 0	19,00	1,267 3
0,95	6,904 0	1,95	5,246 8	3,90	3,659 7	6,80	2,598 7	20,00	1,219 9

### Návrh cívky

Při návrhu cívky se nejprve určí průměr vodiče z proudové hustoty  $\sigma$ , která se volí zpravidla v rozmezí 1 až 3 A/mm<sup>2</sup> (pro měděný vodič), a podle zkušenosti se odhadne počet závitů. Vypočítají se rozměry cívky a provede se kontrola indukčnosti. Na základě vypočítané indukčnosti se zpřesní odhad počtu závitů.



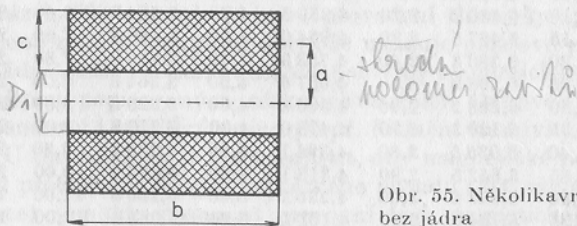
Obr. 54. Jednovrstvová válcová cívka bez jádra

### Příklad 13

Na kostru průměru  $D_1 = 7$  mm má být navinuta cívka s indukčností  $L = 5$   $\mu$ H. Efektivní hodnota procházejícího proudu  $I = 0,45$  A.

Řešení:

Zvolíme  $\sigma = 1,5$  A/mm<sup>2</sup>. Průřez drátu  $q = I/\sigma = 0,45/1,5 = 0,30$  mm<sup>2</sup>. Z toho průměr drátu  $d = 0,62$  mm. Volíme normalizovaný průměr  $d = 0,63$  mm. Použitý vodič má s izolací průměr  $d' = 0,685$  mm. Odhadneme počet závitů  $N = 50$  a určíme délku cívky  $b = Nd' = 34,25$  mm. Vypočteme průměr cívky  $D = D_1 + d' = 7,685$  mm a poměr  $D/b = 0,224$ . Z tab. 1 plyne interpolací  $k = 8,9936$ . Ze vztahu pro indukčnost dostaneme  $L = k \frac{D^2}{b} N^2 \cdot 10^{-3} = 3,87$   $\mu$ H. Vypočítaná indukčnost je značně menší než požadovaná indukčnost. Proto zvětšíme počet závitů. Zvolíme  $N = 65$ . Při opakovaném výpočtu dostaneme  $L = 5,14$   $\mu$ H.



Obr. 55. Několikvrstvá cívka bez jádra

2) Několikvrstvé válcové cívky bez jádra

Pro indukčnost několikvrstvé cívky nakreslené na obr. 55 platí vztah

$$L = \frac{320a^2N^2}{6a + 9b + 10c} \cdot 10^{-6} \quad (\text{mH}; \text{cm})$$

Vztah počítá s vinitím závit vedle závitů při běžné velikosti činitele plnění vinití  $k_v = 0,6$ . Činitel plnění vinití  $k_v$  je poměr plochy zaplněné mědi k celému průřezu vinití (zde součinu  $bc$ ). Použití vztahu ukážeme na příkladu.

#### Příklad 14

Jakou indukčnost má cívka s rozměry  $a = 20$  mm,  $b = 60$  mm,  $c = 10$  mm a počtem závitů  $N = 600$ ?

Řešení:

Rozměry převedeme na centimetry a dosadíme do vztahu pro indukčnost. Dostaneme

$$L = \frac{320a^2N^2}{6a + 9b + 10c} \cdot 10^{-6} = \frac{320 \cdot 4 \cdot 600^2}{6 \cdot 2 + 9 \cdot 6 + 10 \cdot 1} \cdot 10^{-6} = 6,06 \text{ mH}$$

#### Návrh cívky

Při návrhu několikavrstvové cívky se využívá odhadu podobně jako při návrhu cívky jednovrstvové. Postup objasní následující příklad.

#### Příklad 15

Požadujeme cívku s indukčností  $L = 0,8$  mH. Efektivní hodnota procházejícího proudu  $I = 0,6$  A. Kostra má průměr  $D_1 = 20$  mm. Šířka vinití  $b = 10$  mm.

Řešení:

Zvolíme proudovou hustotu  $\sigma = 2$  A/mm<sup>2</sup>, vypočítáme průřez vodiče  $q = I/\sigma = 0,6/2 = 0,3$  mm<sup>2</sup> a jeho průměr  $d = 0,618$  mm. Nejbližší větší normalizovaný průměr vodiče je 0,63 mm. Průměr s izolací je  $d' = 0,685$  mm. Počet závitů odhadneme na  $N = 150$ . Vypočítáme počet závitů na jednu vrstvu  $N_1 = b/d' = 10/0,685 = 14$  závitů a počet vrstev  $v = N/N_1 = 150/14 = 10,7 = 11$  vrstev. Výška vinití  $c = vd' = 11 \cdot 0,685 = 7,53$  mm. Průměr středního závitů  $a = D_1/2 + c/2 = 10 + 3,76 = 13,76$  mm = 1,38 cm. Nyní zkontrolujeme odhad počtu závitů dosazením do vztahu pro indukčnost

$$L = \frac{320a^2N^2}{6a + 9b + 10c} \cdot 10^{-6} = \frac{320 \cdot 1,38^2 \cdot 150^2}{6 \cdot 1,38 + 9 + 10 \cdot 0,753} \cdot 10^{-6} = 0,552 \text{ mH}$$

Získaná indukčnost je značně menší než požadovaná indukčnost. Proto zvětšíme počet závitů. Předpokládáme-li, že se zpřesněním počtu závitů příliš nezmění rozměry cívky, můžeme využít skutečnosti, že poměr počtu závitů dvou cívek stejných rozměrů je roven odmocnině z poměru jejich

indukčností. Proto bude opravený počet závitů  $N' = N/\sqrt{0,8/0,552} = 180$  závitů. Dosazením upravených hodnot do vztahu pro indukčnost dostaneme  $L = 0,82$  mH.

Pokud by byl první odhad počtu závitů tak nesprávný, že by se jeho zpřesněním změnilo znatelně rozměry cívky, je uvedený pokyn pro opravu počtu závitů jen přibližným vodítkem pro nový odhad a indukčnost upravené cívky je nutné vypočítat ze změněných rozměrů i počtu závitů dříve popsáním způsobem. Skutečně dosaženou indukčnost kontrolujeme po navinutí cívky měřením.

3) Cívky s jádrem

a) Pro výpočet indukčnosti cívek se šroubovými jádry se používá vztah

$$L = \mu_c L_0 \quad \text{ind. se vlnuch. jádre}$$

kde  $L_0$  je indukčnost stejné cívky bez jádra a  $\mu_c$  je cívková permeabilita udávaná pro jádra jednotlivých typů v katalogu magnetických materiálů. Činí 1,1 až 1,3, záleží na materiálu a rozměrech jádra.

b) Indukčnost cívek s feritovými uzavřenými jádry se počítá pomocí činitele indukčnosti jádra  $A_L$ , udávajícího (obvykle v nanohenry) indukčnost, které se na určitém jádře dosáhne jedním závitem. Indukčnost cívky s  $N$  závitů se vypočítá ze vztahu

$$L = A_L N^2 \quad (\text{nH}; \text{nH}, -)$$

Velikost konstanty  $A_L$  závisí na materiálu, konstrukčním provedení jádra a velikosti vzduchové mezery. Jádra se vyrábějí s takovými vzduchovými mezerami, aby jejich konstanty  $A_L$  tvořily normalizovanou řadu R 6 (100 125 160 250 400 630 1 000 nH).

#### Příklad 16

Kolik závitů musí mít cívka s indukčností  $L = 5$  mH užívající hrníčkové jádro, jehož činitel indukčnosti  $A_L = 250$  nH?

Řešení:

Ze vztahu  $L = A_L N^2$  plyne  $N^2 = \frac{L}{A_L} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{250 \cdot 10^{-9}} = 2 \cdot 10^4$ . Z toho  $N = 141$  závitů.

Porovnáme-li tento výsledek s hodnotami, se kterými se počítá v předcházejícím příkladě (příklad 15), vidíme názorně vliv jádra na indukčnost cívky. Zde  $L = 5$  mH,  $N = 141$  závitů, hrníčkové jádro. V předcházejícím příkladě téměř stejný počet závitů ( $N = 150$ ), avšak bez jádra. Indukčnost pouze 0,552 mH.



### 3.4. TRANSFORMÁTOR

Transformátor se skládá z magnetického obvodu (jádra), ze vstupní (primární) cívky a z jedné nebo několika cívek výstupních (sekundárních). Plní dvě základní funkce

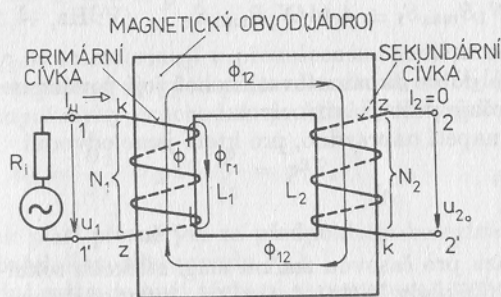
1. Transformaci (změnu velikosti) napětí, proudu a impedance.
2. Galvanické oddělení vstupního obvodu (primárního) od výstupního (sekundárního) obvodu.

Činnost transformátoru je založena na elektromagnetické indukci. Představme si transformátor (obr. 56) s jedinou výstupní (sekundární) cívkou, jejíž svorky jsou rozpojeny. Ztráty energie, které v transformátoru vznikají, nejprve pro jednoduchost zanedbejme. Přestože je výstupní (sekundární) proud  $I_2$  nulový, prochází vstupní (primární) cívkou malý, tzv. magnetizační proud  $I_\mu$ , který budí v jádře časově proměnný magnetický tok  $\Phi$ .

Část tohoto toku  $\Phi_{12} = k\Phi = \left( k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \right)$ ,

kteřá je obepnuta výstupní cívkou s  $N_2$  závitů indukuje, ve výstupní cívce napětí naprázdno

$$u_{20} = N_2 \frac{\Delta \Phi_{12}}{\Delta t} = N_2 k \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$



Obr. 56. Princip transformátoru

Je-li vstupní napětí sinusové ( $u_1 = U_{1\max} \sin \omega t$ ), je za uvedených předpokladů magnetizační proud  $i_\mu$  dán vztahem

$$i_\mu = \frac{U_{1\max}}{\omega L_1} \sin(\omega t - 90^\circ)$$

neboť proud procházející cívku je zpožděn za napětím o  $90^\circ$ .

Magnetický tok  $\Phi$  je ve fázi s magnetizačním proudem a jeho maximální hodnotu  $\Phi_{\max}$  můžeme určit pomocí statické definice indukčnosti  $L_1 =$

$= N_1 \Phi_{\max} / I_{\mu \max}$ . Dosazením maximální hodnoty magnetizačního proudu  $I_{\mu \max} = U_{1 \max} / \omega L_1$  dostaneme

$$\Phi_{\max} = \frac{L_1 U_{1 \max}}{N_1 \omega L_1} = \frac{U_{1 \max}}{\omega N_1}$$

Odtud plyne, že při konstantním vstupním napětí  $U_1$  je amplituda magnetického toku nepřímou úměrná frekvenci.

Aby nedocházelo k velkému zkreslování tvaru (průběhu) transformovaného napětí, nesmí být jádro při magnetování přesycováno. Proto každému magnetickému materiálu odpovídá podle tvaru jeho magnetizační křivky určitá maximální indukce  $B_{\max}$ , která se ani při transformaci napětí nejnižší frekvence nesmí přestoupit. (Pro jádra z transformátorových plechů asi 1 až 1,2 T. Pro jádra C z ortopermu je  $B_{\max} = 1,4$  až 1,7 T.)

Protože magnetický tok je dán součinem magnetické indukce a plochy, kterou indukční čáry procházejí ( $S_z$  je průřez jádra), platí

$$B_{\max} S_z = \frac{U_{1 \max}}{\omega N_1}$$

Odtud dostáváme efektivní hodnotu nejvyššího napětí, které lze přiložit na vstupní cívku transformátoru, aniž bychom jádro přesytili

$$U_{1 \text{ef}} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f N_1 B_{\max} S_z \doteq 4,44 f N_1 B_{\max} S_z \quad (\text{V; Hz, } \text{, T, m}^2)$$

Tuto rovnici si musíme dobře zapamatovat, neboť její pomocí se při návrhu transformátoru určuje počet závitů cívek.

Velikost výstupního napětí naprázdno, pro které jsme odvodili

$$u_{20} = N_2 k \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

určíme dosazením výrazu pro časovou změnu magnetického toku. V kapitole Střídavé proudy (Základy elektrotechniky) bylo odvozeno, že při  $\Phi = \Phi_{\max} \sin(\omega t - 90^\circ)$  je  $\Delta \Phi / \Delta t = \omega \Phi_{\max} \sin \omega t$ . Protože, jak jsme zjistili, je  $\Phi_{\max} = U_{1 \max} / \omega N_1$ , platí

$$u_{20} = \frac{N_2}{N_1} k U_{1 \max} \sin \omega t$$

Výstupní (sekundární) napětí transformátoru je opět sinusové, je při stejném smyslu vinutí cívek ve fázi se vstupním (primárním) napětím a jeho frekvenčně nezávislou amplitudu vypočítáme ze vztahu

$$U_{20 \max} = \frac{N_2}{N_1} k U_{1 \max} = k \frac{U_{1 \max}}{p}$$

Poměr  $p = N_1/N_2$  je převod (závitový převod) transformátoru. U transformátorů s jádry běžných typů je činitel vazby  $k$  blízký jedné ( $k = 0,95$  až  $0,98$ ), a proto se pro jednoduchost obvykle udává, že

$$U_{20} = \frac{U_1}{p} = \frac{N_2}{N_1} U_1 \quad \frac{U_{20}}{U_1} = \frac{N_2}{N_1}$$

Zapamatujme si: Napětí se transformují v přímém poměru počtu závitů.

Připojíme-li mezi výstupní svorky transformátoru zatěžovací rezistor  $R_z$ , objeví se výstupní proud  $I_2$ , který vytvoří v jádru odpovídající střídavý magnetický tok. Protože se však při zatížení výstupního vinutí objevuje též příslušný proud ve vstupní cívice, je magnetický tok výstupního vinutí kompenzován tokem vstupního vinutí.

Zapamatujme si: Magnetické účinky transformovaných proudů na jádro se navzájem ruší a jádro je bez ohledu na transformátorem přenášený výkon magnetizováno stále jen magnetizačním proudem  $i_\mu$  (viz též obr. 57). Ztráty v jádře  $P_z$  nejsou závislé na odebíraném proudu  $I_2$ .

Za předpokladu, že v transformátoru nenastávají ztráty energie a magnetizační proud je pouze nepatrnou částí vstupního proudu  $I_1$ , platí

$$U_1 I_1 = U_2 I_2$$

Odtud plyne

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{U_1}{U_2} = p$$

Proudy se transformují v převráceném poměru napětí.

Odpor zapojený ve výstupním obvodu  $R_z = U_2/I_2$  se projevuje na svorkách vstupní cívky průchodem proudu  $I_1$ , tedy jako odpor

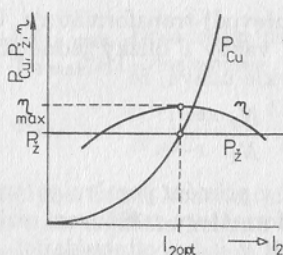
$$R_1 = \frac{U_1}{I_1} = p U_2 \frac{p}{I_2} = p^2 R_z$$

(Výsledek platí přesně jen za předpokladu bezztrátového transformátoru a zanedbatelně malého proudu  $I_\mu$ .)

Poslední vztah je opět třeba si zapamatovat, neboť zdůvodňuje možnost použití transformátoru pro přizpůsobení zatěžovacích odporů ke zdroji signálu tak, aby přenos výkonu byl nejvýhodnější.

Ztráty, které vznikají ve skutečném transformátoru, jsou dvojího druhu.

1. *Ztráty hysterezní*  $P_z$ , které jsou důsledkem střídavé magnetizace jádra, způsobené transformovaným střídavým napětím o určité frekvenci. Jsou úměrné ploše hysterezní smyčky, maximální magnetické indukci a hmotnosti jádra. Udávají se pro jednotlivé materiály ve wattech na kilogram při určité velikosti  $B_{\max}$  (např. pro jádra C, určená pro síťové transformátory při  $B_{\max} = 1,4$  T, je  $P_z = 5$  W/kg). Protože magnetický tok v jádře nezávisí na přenášeném výkonu, jsou tyto ztráty nezávislé na zatížení, obr. 57.



Obr. 57. Závislost ztrát a účinnosti transformátoru na zatěžovacím proudu

2. Ztráty v odporech vinutí  $P_{Cu}$ . Ztráty ve vinutí vznikají při průchodu proudu cívkami a jsou úměrné druhé mocnině zatěžovacího proudu (obr. 57).

Podrobnějším rozбором vlastností transformátoru lze zjistit, že účinnost

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{U_2 I_2}{U_1 I_1}$$

dosahuje maxima při zatížení, při kterém je  $P_z = P_{Cu}$ . Maximální účinnost malých transformátorů bývá 60 až 70 %, velké transformátory (silové) dosahují účinnosti kolem 95 %. Průběh účinnosti  $\eta = f(I_2)$  je na obr. 57.

### KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 3

1. Proč se nepoužívají drátové rezistory v obvodech s vysokými frekvencemi?
2. Jak velké je celkové šumové napětí na rezistoru typu I s odporem  $R = 100 \text{ k}\Omega$ , který je zahrátý na teplotu 340 K, je-li šumová šířka pásma  $B_s = 15 \text{ kHz}$  a stejnosměrné napětí mezi jeho vývody  $U_0 = 12 \text{ V}$ ?
3. Vypočítejte paralelní a sériový ztrátový odpor kondenzátoru  $C = 150 \text{ pF}$ , jehož  $\text{tg } \delta = 10^{-2}$  při frekvenci  $f = 10,7 \text{ MHz}$ .
4. Jaké největší střídavé napětí smí být připojeno na elektrolytický kondenzátor s dovoleným provozním napětím 35 V, je-li stejnosměrná složka napětí na kondenzátoru 12 V?
5. Vypočítejte sériový a paralelní ztrátový odpor cívky  $L_s = 64 \mu\text{H}$ , která má při frekvenci  $f = 450 \text{ kHz}$  činitel jakosti  $Q = 80$ .
6. Vysvětlete pojem povrchový jev. Jaký má povrchový jev význam při použití cívek?
7. Vypočítejte indukčnost jednovrstvové cívky bez jádra, vinuté závit vedle závitů na kostře průměru 20 mm vodičem s průměrem 1 mm, je-li počet závitů  $N = 20$ .
8. Navrhněte jednovrstvovou cívku bez jádra s indukčností  $L = 10 \mu\text{H}$ . Průměr vodiče je 0,63 mm (s izolací 0,685 mm). Průměr kostry je 15 mm.
9. Stanovte počet závitů cívky s indukčností  $L = 1 \text{ mH}$ , je-li průměr vodiče s izolací 1,1 mm, průměr kostry 30 mm a šířka kostry rovněž 30 mm.
10. Stanovte počet závitů cívek transformátoru, který má na vstupní (primární) cívku připojeno síťové napětí  $U_1 = 220 \text{ V}/50 \text{ Hz}$  a jehož efektivní hodnota výstupního (sekundárního) napětí naprázdno  $U_{20} = 32 \text{ V}$ , je-li  $B_{\text{max}} = 1,4 \text{ T}$  a  $S_z = 5,4 \text{ cm}^2$ .
11. Jaký převod musí mít transformátor, kterým se má přetransformovat odpor  $R_z = 4 \Omega$  tak, aby se na vstupních (primárních) svorkách transformátoru jevil jako odpor  $R_c = 120 \Omega$ ?

## 4.1. VEDENÍ PROUDU V PEVNÝCH LÁTKÁCH

## 4.1.1. Stavba hmoty. Nosiče náboje

Základní představu o stavbě hmoty dává Bohrov model atomu. Podle tohoto modelu je atom tvořen soustavou částic, které jsou uspořádány podobným způsobem jako planety v naší sluneční soustavě. Uprostřed atomu je umístěno jádro (Slunce) a kolem něho se pohybují elektrony (planety).

Jádro se skládá z kladných protonů s hmotností  $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$  kg a z elektricky neutrálních neutronů s téměř stejnou hmotností  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  kg. Částice jsou stěsnány ve velmi malém prostoru, takže rozměry jádra jsou nepatrné. Jádro si představujeme jako kulovitý útvar o průměru řádově  $10^{-14}$  až  $10^{-15}$  m.

Průměr elektronu je řádově stejný jako průměr atomového jádra. Je asi  $10^{-15}$  m. Hmotnost elektronu  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg je však pouze nepatrným zlomkem hmotnosti protonu. Elektrický náboj elektronu ( $q_e$ ) je stejný velký jako náboj protonu, má však záporné znaménko. Činí  $q_e = -1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

Tento náboj je ve srovnání s nepatrnou hmotností elektronu obrovský. Ukazuje to následující úvaha: počet elektronů, které by dohromady měly hmotnost 1 kg, je  $1,01 \cdot 10^{30}$ . Tomu odpovídá celkový náboj  $Q = -1,61 \cdot 10^{11}$  C. Představu o tom, jak obrovský je tento náboj, získáme, vypočítáme-li, že by při konstantním proudu 1 A procházel tento náboj vodičem přibližně 5 105 let.

Je-li atom v prostoru osamocen (není-li ovlivňován okolními atomy) a nepůsobí-li na něj žádné vnější silové pole, jsou dráhy elektronů kruhové se středem ve středu jádra atomu. Jak dokazuje kvantová mechanika, nejsou poloměry drah elektronů při jejich pohybu kolem jádra libovolné. Možné dráhy elektronů jsou sdruženy do skupin nazývaných sféry a označených písmeny K, L, M, N, O, P. Každá sféra je složena z velkého počtu samostatných, vzájemně oddělených drah, jejichž průměry se od sebe nepatrně liší. Poloha elektronu na příslušné dráze je dána rovnováhou mezi přitažlivou silou jádra atomu a odstředivou silou působící na elektron v důsledku jeho pohybu po kruhové dráze. Přitom se podle zákonů kvantové mechaniky mohou na každé dráze nacházet nejvýše dva elektrony.

Sféry jsou umístěny v poměrně značných vzájemných vzdálenostech.

V prostoru mezi sférami nejsou žádné dráhy, na kterých by se elektron mohl trvale udržet.

Průměr atomu včetně jeho elektronového obalu je proti průměru jádra značný. Je asi  $10^{10}$  m, což je asi 100 000krát více, než je průměr atomového jádra nebo průměr elektronu. Kdybychom si představili jádro jako kouli o průměru 1 m, měl by ve stejném měřítku atom průměr asi 100 km.

Protože mezi jádrem a elektronem působí přitažlivá síla, odpovídá každé vzdálenosti elektronu od jádra určitá potenciální energie. Ve středu jádra atomu je potenciální energie nulová. Směrem od jádra se potenciální energie zvětšuje. Proto platí, že čím se elektron pohybuje na dráze vzdálenější od jádra, tím má potenciální energii větší.

Celkový počet elektronů v atomu je roven počtu protonů, takže atom je navenek elektricky neutrální. Jednotlivé sféry jsou obsazeny přesně stanoveným a pro určitý prvek typickým počtem elektronů. Přitom sféra K může mít nanejvýš 2 elektrony, sféra L 8, M 18, N 32, O 18 a P 8 elektronů. Pokud je sféra zaplněna maximálním možným počtem elektronů, chová se jako velmi pevná soustava, do jejíž struktury lze jen velmi těžko zasáhnout. Sféry blízké k jádru jsou u většiny prvků zaplněny a jejich elektrony jsou pevně poutány k jádru. Naopak vnější (vrchní) sféru má většina prvků neúplnou. Elektrony této sféry vstupují do vzájemných vazeb s elektrony jiných atomů. Proto se tato sféra nazývá valenční a počet elektronů v ní umístěných valence čili mocenství prvku.

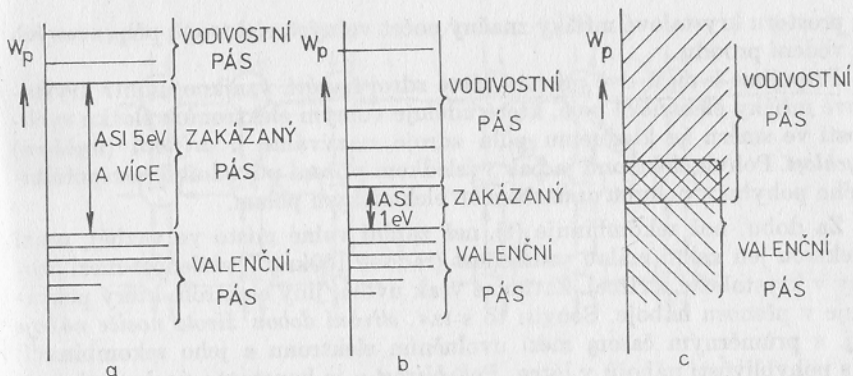
Veškeré děje, které souvisejí s vedením proudu v látkách, se týkají elektronů právě této valenční sféry.

#### 4.1.2. Pásový model atomu

Potenciální energii v gravitačním poli jádra atomu můžeme vynést na vvislou osu grafu na obr. 58. Získáme tzv. pásový model atomu. Energie odpovídající možným drahám elektronů valenční sféry jsou vyznačeny v dolní části obrázku.

Pokud není atom vystaven působení vnější energie, snaží se elektrony valenční sféry zaujmout polohu na drahách nejbližších jádru, tj. na drahách s nejmenší energií.

Přijme-li však atom z vnějšku určité kvantum energie, např. energii fotonu, dojde k vyzdvižení některého elektronu valenční sféry na dráhu vzdálenější od jádra, tj. na dráhu s větší potenciální energií. Pokud je atomem přijatá energie malá, dochází v krátké době k jejímu zpětnému vyzaření a elektron opět zaujme polohu na dráze s minimální energií. Jestliže je však přijatá energie tak velká, že elektron překoná určitou oblast energií, ve které neleží žádné energetické hladiny, na kterých by se mohl po delší dobu udržet, říkáme, že elektron překonal zakázaný energetický pás. Překonáním zakázaného pásu se elektron dostal na dráhy značně vzdálené od jádra (asi desetinásobek původní vzdálenosti). K jádru je poután již jen



Obr. 58. Pásový model atomu  
 a) izolantu, b) polovodiče, c) vodiče (kovu)

velmi slabě, v krátké době se uvolní a pohybuje se prostorem krystalové mřížky. Tím dochází k přenosu náboje, čili k vedení elektrického proudu v látce. Energetické hladiny odpovídající této situaci tvoří vodivostní energetický pás.

Z toho, co jsme právě vysvětlili, vyplývá, že schopnost látky vést elektrický proud závisí na šířce jejího zakázaného pásu. Čím je tento energetický pás širší, tím je látka horším vodičem elektrického proudu, neboť tím větší energii je nutné dodat elektronům valenční sféry k tomu, aby přešly do vodivostního pásu a uvolnily se od jádra.

Zakázaný pás izolantů je široký několik (asi 5 a více) elektronvoltů. Polovodiče mají zakázaný pás široký asi 1 eV ( $\text{Ge} \approx 0,72 \text{ eV}$ ,  $\text{Si} \approx 1,12 \text{ eV}$ ,  $\text{GaAs} \approx 1,4 \text{ eV}$ ). U vodičů (kovů) zakázaný pás chybí. Vodivostní a valenční pás kovů se částečně překrývají, takže ve vodivostní sféře kovů je za všech podmínek dostatečný počet volných elektronů, které vedou elektrický proud. Obrázek 58 ukazuje pásový model atomu izolantu, polovodiče a vodiče.

Nepůsobí-li na látku elektrické pole, ale je-li zajištěn dostatečný přívod energie (např. tepla) k tomu, aby se elektrony mohly uvolňovat z vazeb, pohybují se volné elektrony v krystalické mřížce neuspořádanými pohyby připomínajícími hemžení. Jejich dráhy mění vlivem vzájemných srážek mnohokrát svůj směr. Přitom však žádný ze směrů pohybu nepřevládá, a proto přes velkou rychlost pohybu elektronů (v polovodičích při pokojové teplotě řádově desítky kilometrů za sekundu, ve vodičích asi 100 km/s) nedochází v souhrnu k přenosu náboje žádným směrem.

Pohyb jednotlivých elektronů probíhá po velmi malých úsecích. Elektrony se z vazeb uvolňují, na jiných místech volné vazby zaplňují, opět se uvolňují... Látka se nachází v dynamické rovnováze, při které je stále

v prostoru krystalové mřížky značný počet volných elektronů připravených k vedení proudu.

Připojíme-li mezi dvě místa v látce zdroj napětí, vznikne uvnitř krystalové mřížky elektrické pole, které uděluje volným elektronům složku rychlosti ve směru ke kladnému pólu zdroje, nazýváme ji *driftová (unášivá) rychlost*. Pohyb elektronů je pak výsledkem složení původního neuspořádaného pohybu a pohybu způsobeného elektrickým polem.

Za dobu, než rekombinuje (tj. než zaplní volné místo ve vazbě), urazí elektron jen velmi malou vzdálenost (řádově 100krát vzdálenost mezi atomy v krystalické mřížce). Zatím se však uvolní jiný elektron, který pokračuje v přenosu náboje. Souvisí to s tzv. *střední dobou života nosiče náboje* (tj. s průměrným časem mezi uvolněním elektronu a jeho rekombinací) a s pohyblivostí nábojů v látce. *Pohyblivost  $\mu$*  je konstanta úměrnosti mezi driftovou rychlostí nábojů  $v$  a intenzitou elektrického pole, která náboje urychluje.

$$v = \mu E \quad (\text{m/s; m}^2/\text{V}\cdot\text{s, V/m})$$

např. pro Ge je pohyblivost elektronů  $\mu_e = 0,38 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , pro křemík je  $\mu_e = 0,15 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Střední doba života volného náboje je v křemíku i v germaniu řádově stovky mikrosekund.

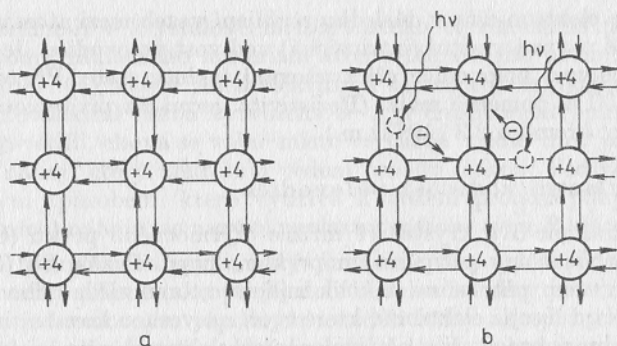
#### 4.1.3. Vlastní vodivost polovodiče

Základními polovodivými materiály jsou prvky IV. skupiny Mendělejevovy periodické soustavy prvků. Uhlík (diamant), křemík, germanium, cín a olovo. Ve valenční sféře mají čtyři elektrony a jejich atomy jsou vázány kovalentní vazbou tvořenou čtyřmi dvojicemi elektronů (obr. 59a). Šířka zakázaného pásu těchto prvků klesá se vzrůstající atomovou hmotností ( $\text{C} \approx 5 \text{ eV}$ ,  $\text{Si} \approx 1,12 \text{ eV}$ ,  $\text{Ge} \approx 0,72 \text{ eV}$ ,  $\text{Sn} \approx 0,3 \text{ eV}$ ,  $\text{Pb} \approx 0,1 \text{ eV}$ ). V dnešní době našly největší uplatnění křemík, germanium a pro některé aplikace olovo.

Čisté polovodivé materiály mají atomy uspořádané do pravidelné krystalické mřížky (tvoří monokrystal). V  $1 \text{ cm}^3$  je asi  $10^{23}$  atomů.

K uvolnění elektronu od atomu polovodiče dochází po přestupu elektronu z valenční sféry do vodivostní, tj. po překonání zakázaného pásu. Aby elektron mohl zakázaný pás překonat, je nutné, aby atom přijal určité kvantum energie ve formě tepla nebo záření. Při teplotě absolutní nula (bez přívodu energie) zaujímají elektrony valenční sféry polohy na drahách nejbližších k jádru a jsou ve vazbách pevně vázány. Valenční sféra je velmi pevná, neboť je v součinnosti s okolními atomy doplněna na osm elektronů (*nasycená kovalentní vazba*). Protože jsou všechny valenční elektrony atomů v těchto vazbách využity, nezbyvá žádný elektron k vedení elektrického proudu. V důsledku toho je za těchto podmínek vodivost polovodiče nulová (obr. 59a).





Obr. 59. Kovalentní vazba mezi atomy čistého čtyřmocného polovodiče. Symbolem +4 je označen atom bez valenčních elektronů. Valenční elektrony jsou představovány šipkami  
 a) není-li přiváděna energie, b) přivádíme-li energii ve formě záření  $h\nu$  je energie fotonu,  $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$  J.s je Planckova konstanta a  $\nu$  je frekvence záření

Přivedeme-li však z vnějšku do látky takové množství energie, které elektronům dovolí překonat zakázaný pás, dojde k rozbití některých vazeb (obr. 59b). Elektrony uvolněné z těchto vazeb se volně pohybují krystalovou mřížkou a umožňují vedení elektrického proudu. Ve vazbě, ze které byl elektron uvolněn, zbývá volné místo nazývané *díra*. Protože nenasyčená vazba má snahu doplnit se opět na osm elektronů (nasytit se), působí díra na okolní náboje stejným způsobem, jako kdyby se v daném místě nacházel kladný náboj stejně velký jako náboj elektronu. K zaplnění díry ve vazbě dojde buď přitažením některého volného elektronu (rekombinací), nebo tím, že v důsledku pohybu krystalové mřížky se v určitém okamžiku přiblíží některý ze sousedních atomů natolik, že dojde k vytržení elektronu z některé jeho vazby. Tento elektron zaplní volné místo ve vazbě prvního atomu, avšak díra se objeví ve vazbě jiného atomu, z jehož vazby byl elektron odtržen.

Popsaný děj se v látce neustále a na mnoha místech současně opakuje. Působením přiváděné energie dochází neustále ke vzniku párů elektron-díra, k neustálému pohybu elektronů i děr, k jejich rekombinaci i opětovnému uvolňování. Přitom je v látce stále přítomno určité množství volných elektronů i kladných nábojů (děr).

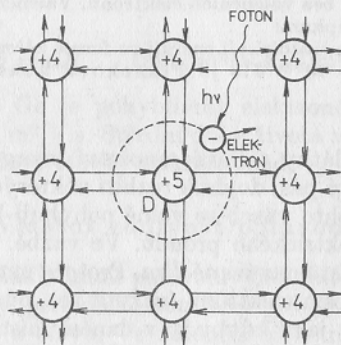
Je zřejmé, že střední doba života elektronů i děr v popisovaném čistém polovodiči je stejná, neboť při rozbití vazby vznikne pár elektron-díra a při rekombinaci opět celý pár zanikne. Pohyblivost děr je však vzhledem k mechanismu jejich pohybu mnohem (asi 3 až 4krát) menší než pohyblivost elektronů.

Popsaný druh vodivosti, podmíněný vznikem volně pohyblivých párů

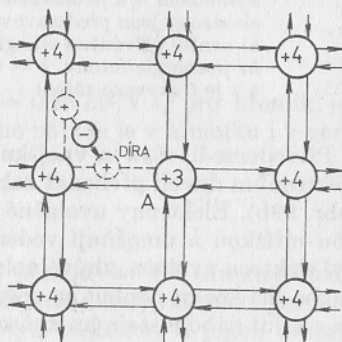
nosičů náboje elektron-díra v důsledku rozbíjení vazeb mezi atomy čistého polovodiče, se nazývá vlastní (intrinzičná) vodivost polovodiče. Je zřejmé, že vlastní vodivost polovodiče při zvyšování teploty roste. Při teplotách v okolí  $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$  je poměrně malá. (Rezistivita germania při teplotě  $300\text{ K}$  je asi  $0,5\ \Omega\cdot\text{m}$ , křemíku  $2,3 \cdot 10^3\ \Omega\cdot\text{m}$ .)

#### 4.1.4. Nevlastní vodivost polovodiče

Nahradíme-li v krystalové mřížce čtyřmocného prvku (Ge nebo Si) některé jeho atomy pětimocným prvkem, např. P, As, Sb (obvykle připadá jeden atom příměsi na několik milionů atomů základního prvku), využijí se do čtyř dvojic elektronů, které tvoří nasycenou kovalentní vazbu atomů krystalu, pouze čtyři z pěti valenčních elektronů příměsi (obr. 60). Pátý elektron, který se vazby neúčastní, je poután k jádru velmi volně.



Obr. 60. Vznik nevlastní vodivosti typu N. Atom donoru je označen D



Obr. 61. Vznik nevlastní vodivosti typu P. Atom akceptoru je označen A

K jeho uvolnění postačuje energie řádu setin elektronvltu, která je za běžných podmínek do látky trvale přiváděna (teplo z okolního prostředí, různé druhy záření atd.). Uvolněné elektrony pětimocných příměsí (tzv. *donorů* = dárců) se pohybují prostorem krystalové mřížky. Vytvářejí vodivost zprostředkovanou pohybem záporných (negativních) nábojů, kterou nazýváme nevlastní vodivost typu N (elektronová vodivost). Je samozřejmé, že po odtržení elektronu se atom příměsi (donoru) stane jednomocným kladným iontem, který sice působí na okolní náboje svým elektrostatickým polem, avšak sám je pevně poután v krystalové mřížce. Svůj náboj nemůže přenášet do jiného místa v látce. (Vedení proudu se neúčastní.) Je zřejmé, že přestože se v látce pohybuje velký počet volných elektronů, projevuje se látka navenek jako elektricky neutrální, neboť ke každému volnému elektronu přísluší jeden kladný iont.

Nahradíme-li v krystalové mřížce čistého čtyřmocného polovodiče některé atomy základního materiálu atomy třímocného prvku, např. B, Al, Ga, In (obr. 61), chybí jeden elektron k tomu, aby se mohla vytvořit nasycená kovalentní vazba vytvořená ze čtyř dvojic elektronů. Jak jsme již dříve vysvětlili, chová se volné místo ve vazbě zvané díra jako pohyblivý kladný náboj, který umožňuje vedení proudu látkou. Vodivost vytvořená popsáním způsobem, která využívá k vedení proudu pohybu kladných (pozitivních) nábojů, se nazývá nevlastní vodivost typu P (děrová vodivost).

Atom trojmocného prvku nazýváme akceptor, neboť při zaplnění nenasycené vazby přijme (akceptuje) do své valenční sféry jeden elektron. Tím se stane jednomocným záporným iontem. Ionty akceptoru se stejně jako ionty donoru neúčastní vedení proudu v látce, neboť jsou pevně vázány v krystalové mřížce.

Vliv příměsí na vodivost polovodičů je obrovský. Nepatrnými koncentracemi nečistot lze dosáhnout zvětšení vodivosti polovodiče až o deset řádů (podle koncentrace příměsí). Zvětšení vodivosti zjistíme již v případě, kdy jeden atom příměsí připadá na  $10^{10}$  atomů základního materiálu. Při běžně užívaných koncentracích připadá na jeden atom donoru nebo akceptoru  $10^4$  až  $10^8$  atomů polovodiče. V látkách obsahujících příměsí působí vždy současně vlastní i nevlastní vodivost. Vlastní vodivost polovodiče je způsobena uvolňováním nosičů při rozbíjení vazeb základního (čistého) polovodičového materiálu. Protože při rozbití vazby vzniká vždy současně elektron i díra, objevují se oba druhy nosičů náboje v krystalové mřížce látky bez ohledu na druh její nevlastní vodivosti. Proto je v materiálu s nevlastní vodivostí typu N kromě velikého množství volných elektronů také určitý počet pohyblivých kladných nábojů (děr) a v látce s nevlastní vodivostí typu P určitý počet volných elektronů.

Volné nosiče náboje, jejichž počet v látce převládá, tj. v látce s nevlastní vodivostí typu N elektrony a v látce s nevlastní vodivostí typu P díry, nazýváme většinou (majoritní). Nosiče opačného znaménka jsou nosiče menšinou (minoritní). V látce s nevlastní vodivostí typu N jsou minoritními nosiči díry, v látce s nevlastní vodivostí typu P elektrony.

Polovodivé vlastnosti vykazují také sloučeniny tří a pětímocných prvků. Počty atomů obou prvků musí být v poměru 1:1, aby počet valenčních elektronů obou atomů dohromady byl osm. Protože atomy těchto prvků jsou vázány kovalentní vazbou (tj. vzájemným sdílením dvojic valenčních elektronů), vytváří se u obou atomů valenční sféry obsazené čtyřmi elektrony.

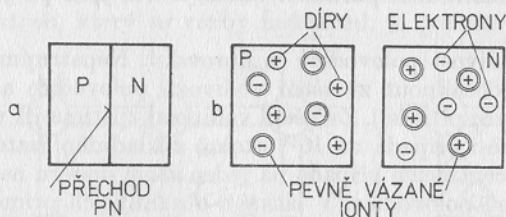
V zásadě může být použito kterékoli kombinace třímocných prvků (B, Al, Ga, In) a pětímocných prvků (N, P, As, Sb). Nejvýhodnější vlastnosti však mají sloučeniny GaAs, InP a AlSb. Pro získání nevlastní vodivosti typu P se užívají příměsí dvojmocné (Zn), pro typ N šestímocné (Te). Proti křemíku a germaniu vynikají tyto materiály, nazývané intermetalické

*polovodiče, neobyčejně velkou pohyblivostí elektronů* (v GaAs  $0,8 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , tj. asi pětkrát větší než v křemíku). Této vlastnosti se využívá při výrobě některých součástek, určených pro velmi vysoké kmitočty.

## 4.2. PŘECHOD PN

### 4.2.1. Přechod PN bez působení vnějšího napětí

Mějme destičku z monokrystalu polovodiče, jejíž jedna část má nevlastní vodivost typu P a druhá část typu N. Místo, kde se mění vodivost P na N, se nazývá *přechod PN* (obr. 62a).



Obr. 62. a) Přechod PN, b) část P a část N

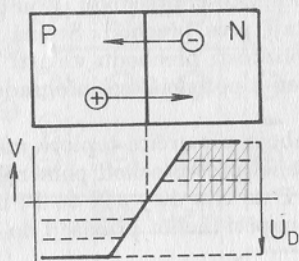
Z atomů příměsí vznikly v krystalové mřížce pevně vázané jednomocné ionty, které se nemohou zúčastnit vedení elektrického proudu. Průchod proudu krystalem však mohou působením svého elektrostatického pole velmi podstatně ovlivnit.

Představme si na chvíli, že obě části monokrystalu jsou nejprve od sebe prostorově odděleny (obr. 62b). Část P obsahuje kromě neutrálních atomů základního prvku určitý počet vázaných záporných iontů a stejný počet volně pohyblivých děr. V části N jsou pevně vázanými náboji kladné ionty a pohyblivými náboji elektrony. Jak již bylo vysvětleno, jsou tyto části krystalu navenek elektricky zcela neutrální. Nevytvářejí žádné vnější elektrické pole, které by mohlo jakkoli ovlivnit pohyb volných nábojů v krystalové mřížce druhé části.

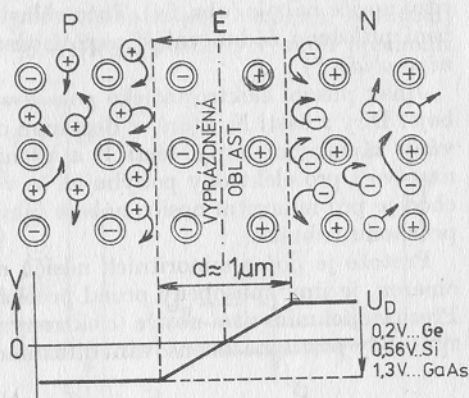
Předpokládejme pro výklad, že by bylo možné navzájem spojit obě části monokrystalu tak dokonale, aby krystalová mřížka jedné z nich plynule, bez jakýchkoli nepravidelností (poruch) navazovala na krystalovou mřížku druhé části.\*) Ihned po spojení obou částí by začala působit difúze, tj.

\*) K takovému spojení (k vytvoření přechodu PN) nemůže dojít prostým přitlačením dvou kousků polovodiče k sobě, neboť na povrchu krystalu jsou vždy vazby mezi atomy nesymetrické a rozrušené mechanickým opracováním. Pro výrobu přechodu PN byla vyvinuta řada technologií. S některými z nich se stručně seznámíme v kap. 4.2.3.

snaha volných nosičů náboje rovnoměrně se rozptýlit po celém objemu monokrystalu. Jakmile některý elektron přejde z části N do P nebo díra z části P do N, poruší se rovnováha elektrických nábojů obou původně elektricky neutrálních částí. V části N, která ztrácí elektrony, začíná převládat kladný náboj pevně vázaných iontů donoru. Zároveň v části P, ve které elektrony rekombinují, začíná převládat záporný náboj pevně vázaných iontů akceptoru. Mezi částí P a N se vytváří rozdíl potenciálů, který se nazývá *difúzní napětí* (na obr. 63 označené  $U_D$ ). Čím více nosičů přejde přes přechod, tím je difúzní napětí větší.



Obr. 63. Difúzní napětí  $U_D$  na přechodu PN



Obr. 64. Přechod PN bez vnějšího napětí

Současně se vznikem rozdílu potenciálů se v okolí přechodu PN vytváří elektrostatické pole pevných iontů (obr. 64). Další difúze volných nábojů přes přechod je v důsledku silového působení tohoto pole stále obtížnější, neboť záporné ionty v části P odpuzují elektrony, které se snaží do této části proniknout. Stejně působí i kladné ionty v části N na přicházející díry. Přitom každý další přechod náboje zvětšuje intenzitu pole, a tím zesiluje odpudivou sílu působící na difundující náboje. Děj probíhá tak dlouho, až dojde k dynamické rovnováze mezi kinetickou energií difundujících nosičů náboje a odpudivou silou elektrostatického pole iontů. Za té situace již kinetická energie nosičů náboje nestačí k překonání rozdílu potenciálních energií mezi oběma částmi krystalu. Další růst difúzního napětí se zastaví.

Jak uvádí [11] je difúzní napětí na přechodu PN v germaniu asi 0,2 V, v křemíku 0,56 V, v arzenidu galia asi 1,3 V. Je zřejmé, že difúzní napětí nemůže vyvolat průchod proudu vnějším obvodem, neboť je vytvářeno polem pevně vázaných iontů, které není možné z krystalu do vnějšího ob-

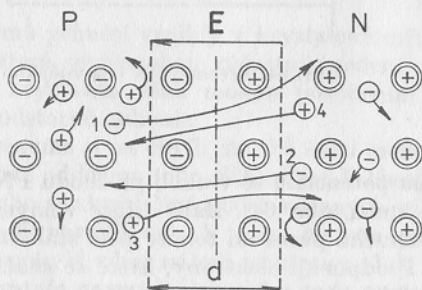
vodu odvést. Lze ho změřit nepřímými metodami. Jedna z nich je popsána v [11].

Pro majoritní nosiče náboje tvoří difúzní napětí (elektrostatické pole pevných iontů) překážku zvanou *potenciálová přehrada* (potenciálový val, potenciálová bariéra), přes kterou tyto nosiče náboje nemohou pronikat z jedné části do druhé. Elektrostatické pole pevných kladných iontů části N odpuzuje od místa přechodu volné díry pohybující se v části P. Stejně působí pole i na volné elektrony v části N.

V okolí přechodu vzniká oblast, ze které jsou vytlačeny všechny majoritní nosiče náboje (obr. 64). Tuto oblast, která má v případě, že na přechod není přiloženo žádné vnější napětí, tloušťku asi  $1 \mu\text{m}$ , nazýváme *vyprázdňená oblast*.\*)

Jinak působí elektrostatické pole pevných iontů na minoritní nosiče náboje. Díry z části N, které se dostanou do blízkosti přechodu, jsou přitahovány zápornými ionty části P a pronikají přes přechod. Stejná situace nastává i pro elektrony pohybující se v blízkosti přechodu v části P. Přechod je pro minoritní nosiče náboje otevřen a potenciálová přehrada jejich průchodu nebrání.

Protože je počet minoritních nosičů náboje při určité teplotě materiálu omezen, je jimi způsobený proud procházející přes přechod poměrně malý. Přejíždějící minoritní nosiče (elektrony z P do N a díry z N do P) by však způsobily postupné zmenšování difúzního napětí (neboť přinášejí do části N



Obr. 65. Přechod PN bez vnějšího napětí  
1, 4 minoritní nosiče,  
2, 3 majoritní nosiče  
s velkou kinetiickou energií

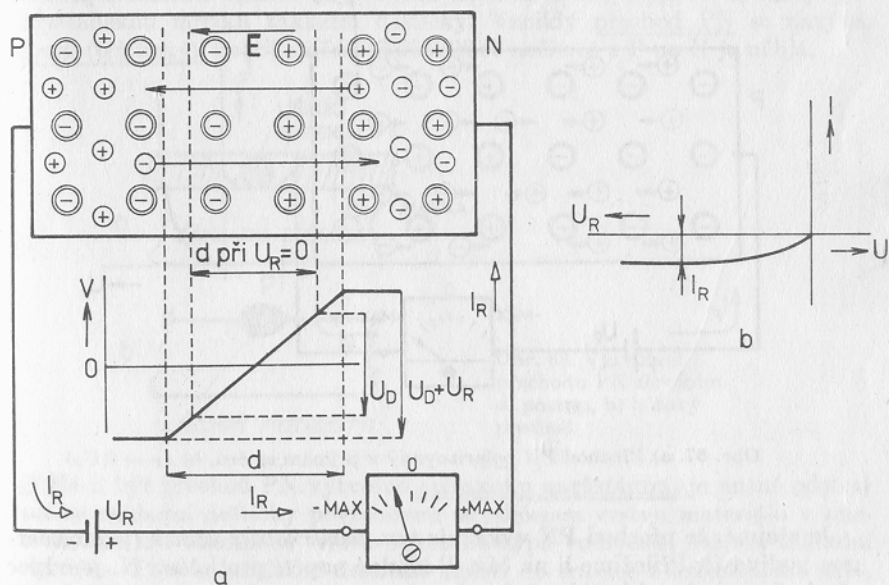
záporný a do části P kladný náboj). Jakýkoliv pokles difúzního napětí je však ihned vyrovnán difundujícími majoritními nosiči, jejichž kinetiická energie stačí k překonání zmenšeného difúzního napětí, neboť rychlosti jednotlivých nosičů náboje nejsou vlivem vzájemných srážek stejné (obr. 65). Přechod je trvale v dynamické rovnováze a difúzní napětí je při konstantní teplotě konstantní. Proud minoritních nosičů je zcela vyrovnáván (kom-

\*) Používá se také termín oblast prostorového náboje. Rozumí se jím oblast, ze které jsou vytlačeny pohyblivé nosiče náboje, a ve které se proto projevuje prostorový náboj pevných iontů. My budeme ve výkladu používat termín vyprázdňená oblast, neboť umožňuje jednodušší a názornější představy.

penzován) proudem těch majoritních nosičů, jejichž kinetická energie k tomu postačuje. Celkový náboj na obou stranách přechodu PN zůstává konstantní.

#### 4.2.2. Přechod PN s přiloženým vnějším napětím

Opatříme-li polovodičovou strukturu PN přívody, na které přiložíme stejnosměrné napětí v takové polaritě, která souhlasí s polaritou difúzního napětí (obr. 66a), tj. na část P minus a na část N plus, bude mít elektrostatické pole, které vlivem přiloženého napětí vznikne, souhlasný smysl jako elektrostatické pole pevných iontů působící v okolí přechodu.

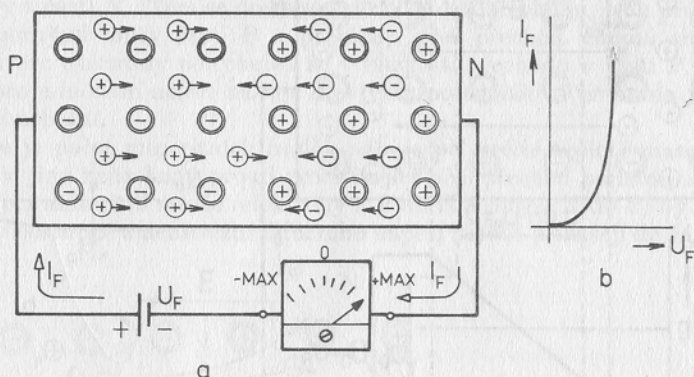


Obr. 66. a) Přechod PN polarizovaný ve zpětném směru, b)  $I_R = f(U_R)$

Potenciálová přehrada mezi částí P a N vzroste a vyprázdňená oblast se rozšíří, neboť obě pole se budou navzájem podporovat. Už ani nejrychlejší z majoritních nosičů nemohou překonat zvýšenou potenciálovou přehradu a proud majoritních nosičů zanikne. Přechod je pro majoritní nosiče náboje uzavřen. Říkáme, že je polarizován ve zpětném směru. Přes přechod i vnějším obvodem prochází jen proud minoritních nosičů náboje  $I_R$ , neboť proud majoritních nosičů, který ho v případě přechodu PN bez vnějšího zdroje kompenzoval, zanikl. Elektrostatické pole způsobené vnějším

zdrojem napětí sice podporuje pohyb minoritních nosičů přes přechod, ale nezpůsobuje znatelné zvětšení proudu, protože všechny minoritní nosiče, které byly při dané teplotě k dispozici, přes přechod již stejně procházely. Proud  $I_R$  je nasycen (obr. 66b).

Obrátíme-li polaritu přiloženého napětí, bude odpovídající elektrostatické pole působit proti elektrostatickému poli pevných iontů. Majoritní nosiče se vlivem tohoto pole přiblíží k přechodu, potenciálová překážka se zruší a vyprázdněná oblast zanikne. Přechod je při této polarizaci (tj. na P plus a na N minus) pro majoritní nosiče otevřen. Říkáme, že je polarizován v přímém směru. Obvodem prochází proud  $I_F$  (obr. 67a), který při zvětšování vnějšího napětí prudce vzrůstá (obr. 67b), neboť v krystalové mřížce je velké množství majoritních nosičů připravených k vedení proudu.



Obr. 67. a) Přechod PN polarizovaný v přímém směru, b)  $I_F = f(U_F)$

Je zřejmé, že přechod PN vykazuje tzv. *usměrňovací účinek* (jednosměrnou vodivost). Přiložíme-li na část P kladné napětí proti části N, je odpor přechodu velmi malý (řádově zlomky ohmu). Při opačné polarizaci má přechod odpor velmi velký (v křemíku alespoň několik megaohmů).

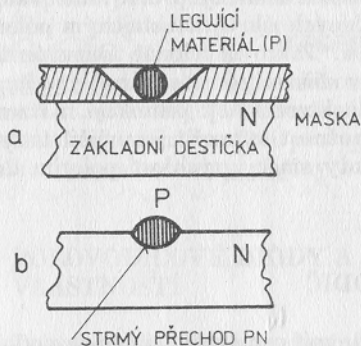
#### 4.2.3. Vytvoření přechodu PN

Základním materiálem pro vytvoření přechodu PN je velmi čistý krystal polovodiče s pravidelnou stavbou krystalové mřížky bez nerovnoměrností a poruch. Takovému materiálu říkáme *monokrystal*. Monokrystaly vhodné pro výrobu polovodičových součástek obsahují určité množství příměsí, které způsobují nevlastní vodivost P nebo N. Mají tvar roubíků o průměru 10 až 30 cm. Vyrábějí se z výchozího materiálu zvláštními postupy, které budou vysvětleny v předmětu Elektrotechnologie.



Monokrystal se nejprve ve vhodném směru vzhledem ke krystalografickému osám rozřeže na destičky tlusté několik desetin milimetru, které se obrousí a vyleští do zrcadlového lesku. Na těchto destičkách je možné vytvořit přechod PN několika způsoby: sléváním, epitaxním narůstáním, difúzí a iontovou implantací.

a) Při výrobě sléváním (legováním) se na povrch základní destičky přiloží maska s otvorem v místě, kde má být vytvořen přechod. Do otvoru se vloží potřebné množství materiálu, který způsobuje opačný typ vodivosti, než který má základní destička (obr. 68). Cepek se zahřeje na takovou teplotu, aby došlo k roztavení materiálu vloženého do otvoru masky a zároveň k natavení povrchu základní destičky v místě styku s taveninou. Při pozvolném tuhnutí vzniká krystalická mřížka, která plynule navazuje na krystalickou mřížku základní destičky. Vzniklý přechod PN se nazývá strmý (též úzký), neboť změna koncentrace nečistot z P na N je náhlá.



Obr. 68. Vytvoření přechodu PN sléváním  
a) postup, b) hotový přechod

b) Má-li být přechod PN vytvořen epitaxním narůstáním, je nutné odstranit ze základní destičky povrchovou oxidovanou vrstvu materiálu v místech, kde má vzniknout vrstva opačného typu vodivosti, než má základní destička. Poté se základní destička umístí do trubice z křemenného skla, do které se vhání vodík a tzv. silany (plynné sloučeniny křemíku s halogeny, např. s chlórem). Po zahřátí na vhodnou teplotu dojde k chemické reakci probíhající podle rovnice



Chlorovodík se odsává. Křemík narůstá na obnaženém místě základní destičky. Přidá-li se do prostředí v trubici vhodná příměs v plynném stavu, účastní se atomy příměsí stavby krystalové mřížky a narůstající vrstva má odpovídající typ nevlastní vodivosti. Výhodou tohoto způsobu je možnost velmi přesného řízení koncentrace nečistot v profilu vrstvy i možnost vytvoření velmi tenkých vrstev.

c) Při výrobě přechodu PN difúzí se opět musí povrch základní destičky

zbatit vrstvy kysličníku v místech, kde má vzniknout oblast s opačným typem vodivosti. Takto připravená destička se vloží do trubice, do které jsou vháněny páry prvku, který způsobuje nevlastní vodivost opačného typu, než má základní destička. Po zahřátí na vhodnou teplotu získají atomy příměsí tak velkou kinetickou energii, že při nárazu na základní destičku pronikají pod její povrch a uvíznou v krystalové mřížce. Je zřejmé, že koncentrace příměsí je těsně pod povrchem základní destičky největší a směrem do hloubky klesá. Difúze musí probíhat tak dlouho, až v určité tloušťce povrchové vrstvy převládne koncentrace difundujících příměsí nad koncentrací příměsí, které měla základní destička. Vzniklý přechod se nazývá široký přechod, neboť ke změně typu nevlastní vodivosti dochází v poměrně tlusté vrstvě materiálu.

a) Také při výrobě přechodu PN iontovou implantací se využívá kinetické energie dotujících částic. V prostoru, ze kterého byl vyčerpán vzduch, se nechá dopadat na povrch polovodičové destičky proud ionizovaných atomů (iontů) dotujícího prvku urychlených silným elektrickým polem. Energie iontů musí být alespoň 300 keV. Takto urychlené ionty pronikají do potřebné hloubky pod povrch polovodičového materiálu. Výhodou je možnost přesnějšího řízení hloubky, do které ionty pronikají, i řízení směru jejich dopadu a v důsledku toho možnost vytvořit jemnější struktury než při výrobě přechodu PN difúzí, kdy směr i rychlost pohybu dotujících částic jsou nahodilé.

#### 4.3. SPOJENÍ KOV-POLOVODIČ

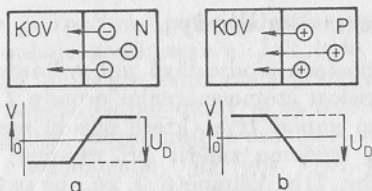
Spojení kov-polovodič může mít <sup>b)</sup> usměrňovací účinek podobně jako přechod PN nebo může mít charakter pouze odporový.

10/12 a) Usměrňující spojení se nazývá Schottkyho kontakt. K vytvoření dobrého usměrňujícího kontaktu je nutné, aby koncentrace příměsí v polovodiči byla malá a jeho povrch co nejméně mechanicky poškozen. Kontakt vzniká např. přitlačením rtuťové kapky nebo vakuovým napařením hliníku, molybdenu, titanu, platiny nebo paladia na povrch křemíkové destičky nebo na povrch arzenidu galia a následným tepelným zpracováním.

Smysl potenciálové přehrady je možné určit pomocí Schottkyho pravidla, které říká, že volné nosiče náboje v polovodiči se snadněji pohybují z polovodiče do kovu než obráceně. Polovodič typu N tedy při styku s kovem ztrácí elektrony a získává kladný potenciál (obr. 69a), kdežto polovodič typu P ztrácí díry, a tím získává záporný potenciál (obr. 69b).

Je zřejmé, že Schottkyho kontakt bude polarizován v přímém směru zrušením potenciálové přehrady, tj. připojením záporného napětí na polovodič typu N nebo kladného napětí na polovodič typu P.

Nejcennější vlastností Schottkyho kontaktu je neobyčejně vysoká rychlost, se kterou kov odsává z místa přechodu volné nosiče náboje. Proto



Obr. 69. Schottkyho pravidlo

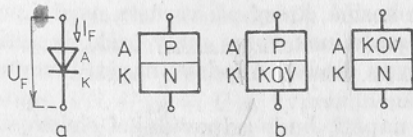
jsou součástky, které tohoto kontaktu využívají, vhodné jako rychlé spínací součástky. Malý odpor Schottkyho kontaktu předurčuje tyto součástky i pro použití při velmi vysokých frekvencích (desítek až stovek gigahertzů).

A) Neusměrňující spojení se používá k vytvoření kontaktních plošek pro připojení vývodů z polovodičových součástek nebo v případech, kdy je nutné polovodičový krystal připájet na kovovou podložku, která zlepšuje odvádění tepla z polovodičového materiálu. Vzniká tehdy, když koncentrace příměsí v polovodiči je tak vysoká, že jde o tzv. degenerovaný polovodičový materiál. (Označuje se  $N^+$  nebo  $P^+$ .) Potenciálová přehrada je v tomto případě tak malá, že ji nosiče náboje překonávají bez velkých překážek, kontakt neusměrňuje a chová se jako odpor.

Vhodnými kovy používanými pro vytvoření neusměrňujících kontaktů jsou hliník, titan, sloučeniny platiny a paladia s křemíkem nebo nikl.

#### 4.4. POLOVODIČOVÉ DIODY A JEJICH VŠEOBECNÉ VLASTNOSTI

Polovodičová dioda je dvojpólová součástka využívající ke své činnosti vlastností přechodu PN nebo Schottkyho přechodu polovodič-kov. Jak jsme již vysvětlili, vykazuje přechod usměrňující vlastnosti (jednosměrnou vodivost). Tuto skutečnost bere v úvahu schematická značka diody (obr. 70a), která připomíná šipku ukazující směr proudu procházejícího přechodem polarizovaným vnějším napětím v přímém směru. Elektrodu označenou trojúhelníkem nazýváme *anoda* (A), druhé elektrodě říkáme *katoda* (K). Má-li být dioda polarizována v přímém směru, musí dojít působením napětí přiloženého mezi anodu a katodu ke zrušení potenciálové přehrady. To znamená, že kladné napětí musí být přiloženo k části s vodivostí typu P a záporné napětí k části s vodivostí typu N. Proto je část P anodou a část N katodou diody (obr. 70b).

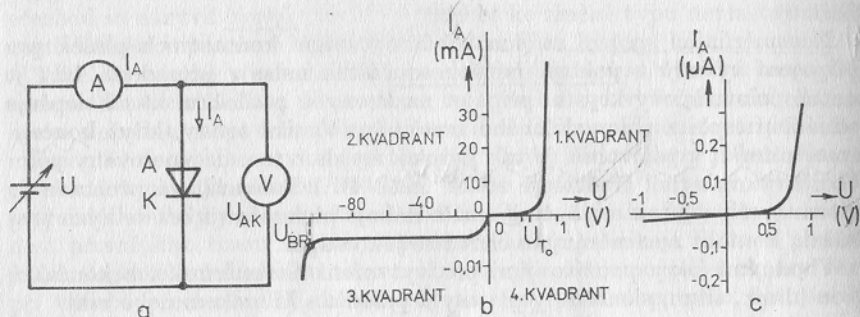


Obr. 70. a) Schematická značka diody, b) anoda a katoda diody

*polo polovodič N*

#### 4.4.1. Voltampérová charakteristika diody

Základní informaci o vlastnostech diody dává její voltampérová (anodová) charakteristika. Je to závislost stejnosměrného proudu  $I_A$  procházejícího diodou na stejnosměrném napětí  $U_{AK}$ , které působí mezi její anodou a katodou. Charakteristiku můžeme změřit při zapojení podle obr. 71a. Získaný průběh ukazuje obr. 71b. Všimněte si, že obě osy mají v kladné a záporné polovině různá měřítka. Jsou-li měřítká na osách stejná, má charakteristika v okolí počátku souřadnic hladký průběh, jak ukazuje obr. 71c.



Obr. 71. Charakteristika diody  
a) měření, b) celkový průběh, c) detail v okolí počátku

Na charakteristice můžeme dobře rozlišit oblast, ve které je dioda otevřena (polarizována v přímém směru — 1. kvadrant), a oblast, kdy je dioda uzavřena (polarizována ve zpětném směru — 3. kvadrant). Anodový proud se objevuje při napětí  $U_{AK} > U_{T0}$ , kdy elektrostatické pole vznikající uvnitř diody působením anodového napětí překoná elektrostatické pole vytvořené v oblasti přechodu pevně vázanými ionty akceptoru a donoru. Jinými slovy: proud se v přímém směru objeví, když napětí vnějšího zdroje zruší potenciálovou překradu.

Prahové napětí  $U_{T0}$  odpovídá difúznímu napětí na přechodu a závisí na materiálu diody a na teplotě. Pro germanium je při  $+25^\circ\text{C}$  asi 0,2 V, pro křemík asi 0,56 V. Dioda z arzenidu galia má napětí  $U_{T0}$  značně závislé na druhu a koncentraci příměsí. Může činit několik desetin voltu (kov-polovodič) až asi 1,3 V (přechod PN) [11]. Po překonání tohoto napětí prochází diodou proud majoritních nosičů, který při vzrůstu napětí prudce stoupá. Odpor diody je za těchto podmínek velmi malý (několik setin až několik jednotek ohmu, záleží na typu diody) Anodové napětí je nanejvýš asi 1 V.

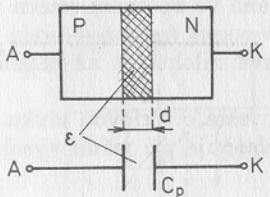
Změníme-li polaritu anodového napětí, bude odpovídající elektrostatic-

ké pole podporovat potenciálovou přehradu a přechod se pro majoritní nosiče náboje zcela uzavře. Jak bylo vysvětleno ve stati 4.2.2, vytvoří minoritní nosiče jen velmi malý proud  $I_R$ , který je téměř nezávislý na anodovém napětí. Odpor diody je za této situace několik set kiloohmů až několik desítek megaohmů. Dosáhne-li však záporné anodové napětí určité hodnoty označované  $U_{BR}$  (obr. 71b), která je podle druhu diody několik desítek až stovek voltů, dochází k prudkému růstu anodového proudu ve zpětném směru. Elektrické pole v oblasti přechodu dosáhlo při tomto napětí takové intenzity, že vytrhává elektrony z vazeb mezi atomy a dochází k ionizaci krystalové mřížky. Tato ionizace může být nedestruktivní (po zmenšení napětí dojde k rekombinaci a k obnovení funkce diody) nebo může dojít k nevratným změnám v krystalové mřížce, tj. ke zničení diody.

*destruktivní*

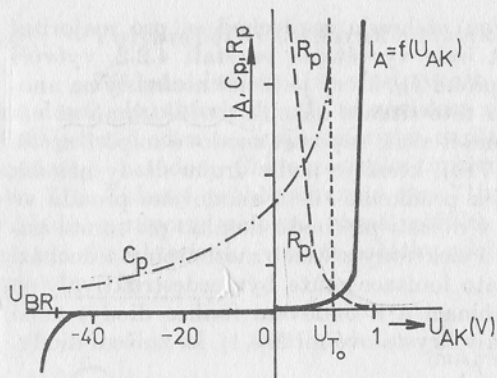
#### 4.4.2. Kapacita diody

Ačkoli krystalová mřížka obou částí diody na sebe naprosto plynule navazuje, vzniká v okolí přechodu PN vlivem elektrostatického pole pevně vázaných iontů akceptoru a donoru vyprázdněná oblast (viz stať 4.2.1), která se chová jako izolační vrstva oddělující navzájem část P od části N. Z tohoto hlediska dioda připomíná deskový kondenzátor, jehož elektrody jsou od sebe vzdáleny o tloušťku vyprázdněné vrstvy  $d$ . Jak již bylo uvedeno, je  $d$  asi  $1 \mu\text{m}$ , nepůsobí-li na přechodu vnější napětí. Odpovídající kapacita je dost velká, neboť relativní permitivita křemíku je 12, germania 16 a arzenidu galia 11. Její velikost dosahuje podle plochy přechodu hodnoty několik pikofaradů až několik desítek pikofaradů (obr. 72).

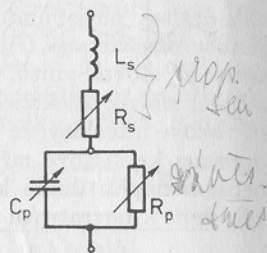


Obr. 72. Kapacita přechodu PN

Protože tloušťku vyprázdněné oblasti je možné měnit změnou anodového napětí diody (stať 4.2.2), mění se v závislosti na anodovém napětí též kapacita přechodu. Zároveň se mění i odpor vyprázdněné oblasti  $R_p$ . Při zvětšování anodového napětí ve zpětném směru tloušťka vyprázdněné oblasti roste. Proto se kapacita přechodu  $C_p$  zmenšuje a odpor přechodu  $R_p$  stoupá. Je-li dioda polarizována v přímém směru, dochází k zužování vyprázdněné oblasti. Kapacita přechodu prudce stoupá a odpor přechodu se rychle zmenšuje. Při  $U_{AK} = U_{T0}$  vyprázdněná oblast mizí. Dioda je otevřena a chová se jako malý odpor (obr. 73).



Obr. 73. Kapacita  $C_p$  a odpor  $R_p$  diody v závislosti na anodovém napětí



Obr. 74. Náhradní obvod diody

#### 4.4.3. Náhradní obvod diody

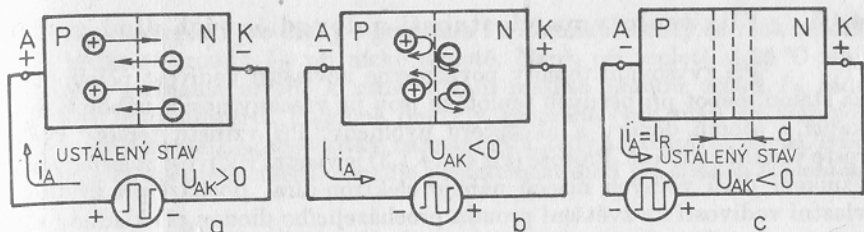
Náhradní obvod diody bere v úvahu fyzikální skutečnosti, vysvětlené v předcházejícím výkladu. Obvod  $R_p C_p$  na obr. 74 nahrazující přechod je ještě doplněn sériovým rezistorem  $R_s$ , který představuje odpor zbyvajícího polovodičového materiálu (mimo přechod) a odpor přívodů. Je zřejmé, že kapacita  $C_p$  zhoršuje usměrňovací účinek diody pro vysoké frekvence, neboť dovoluje průchod vysokofrekvenčního proudu i přes uzavřený přechod PN nebo přechod polovodič-kov. Frekvence, při které se reaktance kapacity přechodu polarizovaného ve zpětném směru rovná odpovídající hodnotě odporu  $R_p$ , se nazývá mezí frekvence diody  $f_m$ . Podle druhu diody je frekvence  $f_m$  několik stovek kilohertzů až několik desítek gigahertzů.

Náhradní obvod na obr. 74 je doplněn ještě o sériovou cívku  $L_s$ , představující indukčnost přívodů, která se uplatňuje při velmi vysokých frekvencích.

#### 4.4.4. Doba zotavení diody

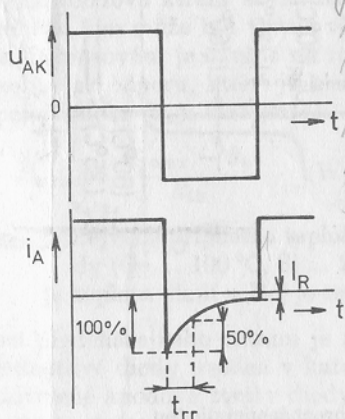
Působí-li na anodě diody kladné napětí, prochází mezi anodou a katodou proud majoritních nosičů náboje. Potenciálová přehrada je zrušena, vyprázdněná oblast není vytvořena (obr. 75a).

Dojde-li k rychlé změně polaritě anodového napětí (skoková změna nebo střídavé napětí velmi vysoké frekvence), změní elektrostatické pole vytvářené v okolí přechodu tímto napětím svůj směr na směr, který má elektrostatické pole iontů akceptoru a donoru. Na majoritní nosiče náboje pohybující se v tomto okamžiku v oblasti přechodu začne působit síla opačného



Obr. 75. Diody při skokové změně polaritě anodového napětí  
 a) před komutací, b) těsně po komutaci, c) ustálený stav při  $U_{AK} < 0$

směru než při původní polaritě anodového napětí. Tato síla obrátí směr pohybu majoritních nosičů (obr. 75b) a začne je z oblasti přechodu vytlačovat. V okolí přechodu se vytváří vyprázdněná oblast. Odsávání nosičů z místa přechodu trvá určitou dobu a projeví se průchodem proudového impulsu v obvodu diody, který má stejnou polaritu jako závěrný proud diody.



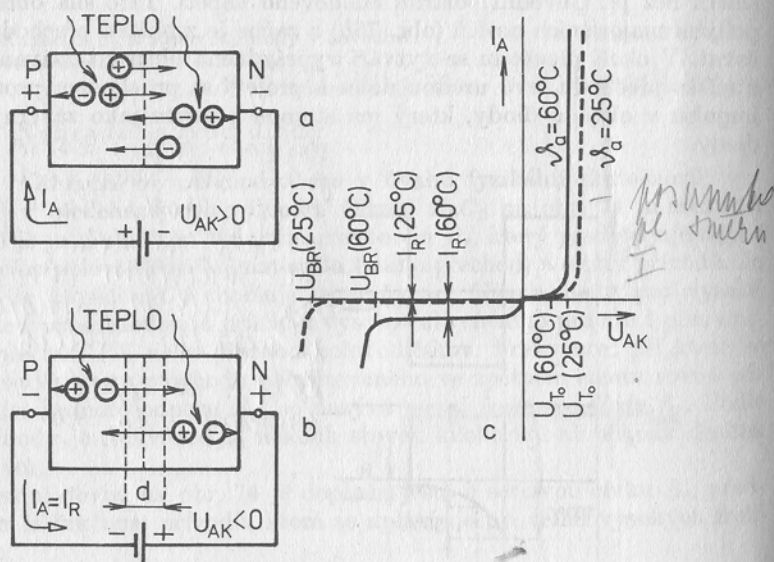
*Zotavovací doba závisí mimo jiné na velikosti proudů, který při daném přechodu v propustném směru, než se najdou v obvodu diody na nep. U připojeného v závěrném směru. Kolem po přepólování a propnul - m. do závěrného*

Obr. 76. Doba zotavení diody  $t_{rr}$

Doba, za kterou dioda po změně polaritě anodového napětí obnoví svou izolační schopnost, se nazývá doba zotavení  $t_{rr}$  (obr. 76). Její trvání závisí na materiálu a technologickém provedení diody. Nejkratší dobu zotavení mají Schottkyho diody (s přechodem kov-polovodič) a diody z arzenidu galia ( $t_{rr}$  řádu  $10^{-12}$  s). Některé diody mají vhodnou technologií úmyslně prodlouženou dobu zotavení na dobu řádu  $10^{-7}$  s. (Srovnej:  $10^{-7} : 10^{-12} = 10^5$ ; jako  $10^5$  s  $\doteq$  1 den : 1 s.)

#### 4.4.5. Vliv teploty na vlastnosti polovodičových diod

Při zvyšování teploty považujeme nevlastní vodivost polovodiče za stálou, neboť při běžných teplotách jsou již všechny nosiče náboje vznikající z atomů donoru a akceptoru uvolněny. Při vzrůstu teploty však roste vlastní vodivost. Protože (viz stať 4.1.3) je vlastní vodivost způsobována vznikem párů volných nosičů náboje elektron-díra, dochází při zvětšení vlastní vodivosti ke zvětšení proudu procházejícího diodou při kladné i záporné polaritě anodového napětí (obr. 77). Zvětšení proudu v přímém směru (obr. 77c) je ve srovnání s proudem majoritních nosičů zanedbatelně malé. Ve zpětném směru je však proud procházející diodou vlivem zvětšení vlastní vodivosti přibližně stejný, nebo dokonce větší než proud, který procházel ve zpětném směru při nízké teplotě.



Obr. 77. Vliv teploty na proud procházející diodou

Na obr. 77c je nakreslen průběh voltampérové charakteristiky diody při teplotě  $+25^\circ\text{C}$  a při teplotě  $+60^\circ\text{C}$ . Je vidět, že došlo nejen ke zvětšení proudu  $I_R$ , ale také ke snížení maximálního napětí  $U_{BR}$ , které smí na diodě působit ve zpětném směru. O malou hodnotu se změnilo i prahové napětí  $U_{T0}$ .

Kdybychom měřili proud  $I_R$  při určitém napětí v závislosti na teplotě diody, zjistili bychom při zvýšení teploty o  $1^\circ\text{C}$  jeho vzrůst asi o 7 %, tedy proud  $I_R$  vzroste při zvýšení teploty asi o  $10^\circ\text{C}$  na dvojnásobek.



Zákonitost platí pro diody z germania i z křemíku. Diody se však značně liší velikostí proudu  $I_R$  při nízké teplotě. Např. při teplotě  $+25\text{ }^\circ\text{C}$  mají diody z germania určené k usměrňování malých proudů proud  $I_R$  řádu desítek mikroampérů. Podobné diody z křemíku však mají za stejných podmínek proud  $I_R$  jen desítky nanoampérů, tedy asi tisíckrát menší. Růst proudu ve zpětném směru omezuje použitelnost diod při vyšších teplotách.

#### 4.4.6. Ztrátový výkon diody

Ztrátovým výkonem diody rozumíme výkon, který se při přechodu proudu mění v diodě na teplo. Můžeme ho vypočítat ze vztahu

$$P_a = U_{AK} I_A$$

kde  $U_{AK}$  je napětí působící na diodě a  $I_A$  procházející proud.

Vlivem ztrátového výkonu se dioda ohřívá. Aby nedošlo k poškození diody, nesmí teplota přechodu přestoupit pro germanium asi  $+100\text{ }^\circ\text{C}$  a pro křemík asi  $+200\text{ }^\circ\text{C}$ . Této teplotě přechodu odpovídá největší přípustný ztrátový výkon diody, který se nazývá *dovolená anodová ztráta* ( $P_{a\text{dov}}$ ).

Dovolená anodová ztráta závisí na ochlazování diody. Čím je ochlazování účinnější, tím může být výkon větší a teplota nestoupne nad stanovenou mez. Ochlazování je závislé na rozdílu mezi teplotou přechodu a teplotou okolí a na odporu, který je kladen odvádění tepla z diody do okolí (tzv. tepelný odpor  $R_{th}$ ). Platí vztah

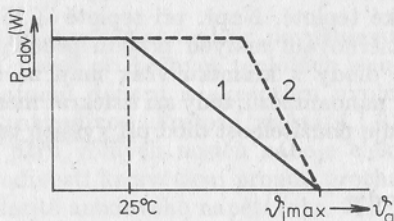
$$P_{a\text{dov}} = \frac{\vartheta_{j\text{max}} - \vartheta_a}{R_{th}} \quad (\text{W}; \text{ }^\circ\text{C}, \text{ }^\circ\text{C/W})$$

kde  $\vartheta_{j\text{max}}$  je největší přípustná teplota přechodu stanovená výrobcem diody (Ge ...  $100\text{ }^\circ\text{C}$ , Si ...  $200\text{ }^\circ\text{C}$ ),

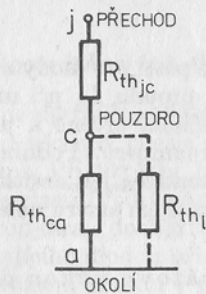
$\vartheta_a$  je teplota okolí a  $R_{th}$  je tepelný odpor diody ve  $^\circ\text{C/W}$ .

Pomocí předcházejícího vztahu je možné nakreslit graf (obr. 78), který je pro jednotlivé diody uveden v katalogu diod a který slouží k rychlému určení dovolené anodové ztráty diody při určité teplotě okolí. Růst dovolené anodové ztráty je při nízkých teplotách omezen hodnotou, kterou stanoví výrobce diod. Tato hodnota nesmí být překročena ani při nejnižších teplotách okolí.

Tepelný odpor  $R_{th}$  se skládá ze dvou částí. Jedna,  $R_{thjc}$ , bere v úvahu předávání tepla z přechodu do pouzdra diody, druhá,  $R_{thca}$ , předávání tepla z pouzdra do okolí. Tuto situaci zachycuje tepelný náhradní obvod diody (obr. 79). Je zřejmé, že odpor  $R_{thjc}$  nemůžeme u hotové diody ovlivnit (je dán konstrukčním uspořádáním diody a je uveden v katalogu). Tepelný odpor mezi pouzdrům a okolím však můžeme zmenšit zlepšením odvádění tepla z pouzdra diody např. tím, že diodu připevníme k chladicí



Obr. 78. Závislost dovolené anodové ztráty diody na teplotě okolí  
1 bez přídavného chlazení,  
2 s přídavným chlazením



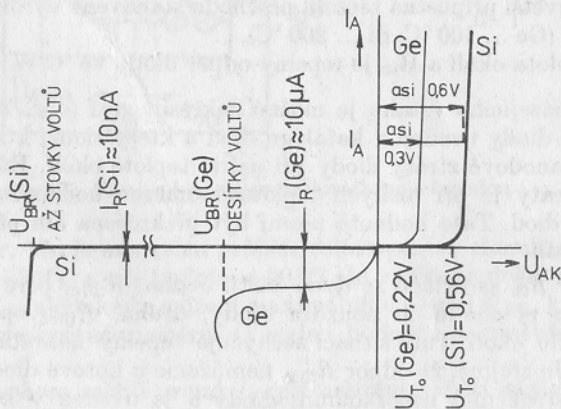
Obr. 79. Tepelný náhradní obvod diody

desce, jejíž ochlazovací účinek je dán tepelným odporem  $R_{thl}$ . Tím se celkový odpor  $R_{th}$  zmenší stejným způsobem, jako kdyby šlo o paralelní řazení rezistorů v elektrickém obvodu.

V grafu na obr. 78 se účinek přídavného chlazení projeví zvětšením dovolené anodové ztráty při vyšších teplotách okolí.

#### 4.4.7. Porovnání základních vlastností germaniových a křemíkových diod

Rozdíly v průběhu voltampérové charakteristiky typické germaniové a křemíkové diody jsou zřejmé z obr. 80. Zbývá doplnit, že křemíkové diody mají při stejných rozměrech přechodu větší parazitní kapacitu  $C_p$  i větší odpor přechodu ve zpětném směru, než mají diody germaniové.



Obr. 80. Porovnání charakteristik germaniové a křemíkové diody

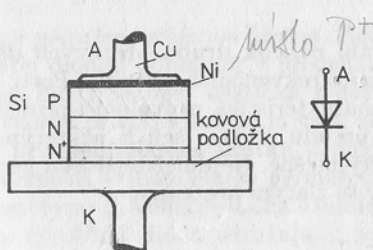
S těmito vlastnostmi souvisí mezní frekvence diod (4.4.3). Křemíkové diody mají mezní frekvenci  $f_m$  menší než germaniové diody určené pro stejné proudy a napětí.

Křemíkové diody jsou na teplotě mnohem méně závislé než diody germaniové. Křemíkové diody mají největší přípustnou teplotu přechodu  $+180$  až  $+200$  °C, germaniové jen asi  $+100$  °C. Největší provozní teplota okolí je pro křemíkové diody až  $+150$  °C, pro germaniové jen asi  $+60$  °C.

#### 4.5. DRUHY POLOVODIČOVÝCH DIOD

##### 4.5.1. Diody pro <sup>50Hz</sup> síťové usměrňovače

Diody pro síťové usměrňovače jsou plošné diody určené pro usměrňování proudů řádově jednotek až desítek ampérů při napětí desítek až stovek voltů technických frekvencí. Jsou vyráběny z křemíku převážně difúzní technologií.



*silikon plošná  
převodná  
menší voltáž*

Obr. 81. Uspořádání diody pro síťové usměrňovače

Základní destička má nevlastní vodivost typu N. Na ní se difúzí bóru nebo galia vytvoří vrstva typu P. Silně dotovaná vrstva  $N^+$  (obr. 81) umožňuje neusměrňující dobře vodivé spojení krystalu s kovovou podložkou, která pomáhá odvádět teplo a tvoří vývod katody. Vrstva niklu vytváří neusměrňující spojení s vývodem anody.

Důležité vlastnosti usměrňovacích diod popisuje katalog. Např. pro diodu KY 130/600 se uvádí: střední usměrňovaný proud  $I_{FAV} \leq 300$  mA, největší anodové napětí v přímém směru  $U_F < 1$  V, napětí ve zpětném směru  $U_R \leq 600$  V, proud ve zpětném směru  $I_R \leq 10$   $\mu$ A při  $U_R = 600$  V a teplotě  $+25$  °C.

NH<sub>2</sub>

#### 4.5.2. Diody pro usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů

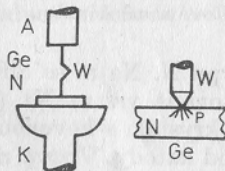
##### Plošné diody *plocha menší než v št.*

Plošné diody pro usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů do frekvence několik megahertzů se vyrábějí z křemíku. Základem je destička s nevlastní vodivostí typu N, která tvoří katodu. Anoda je vyrobena difúzní technologií. Krystal má rozměry asi 1×1 (mm). Je připájen na základní kovovou destičku, která zvětšuje mechanickou pevnost diody a pomáhá odvádět teplo. Celek je připájen na přívodní dráty procházející skleněnou průchodkou a je neprodyšně uzavřen v kovovém pouzdru.

Dovolená napětí ve zpětném směru jsou 100 až 200 V. Střední hodnota usměrněného proudu je maximálně několik desítek miliampérů. Typickým příkladem jsou diody KA 501 až KA 504. Např. pro KA 502 je  $I_{FAV} \leq 50$  mA,  $U_R \leq 115$  V,  $U_F < 1$  V a  $I_R < 0,2 \mu\text{A}$  při  $U_R = 100$  V a teplotě 25 °C.

##### Hrotové diody

V současné době se vyrábí několik druhů hrotových diod určených k usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů. Proti plošným diodám má jejich voltampérová charakteristika pozvolnější průběh a větší zakřivení při malých hodnotách proudu. Proto jsou k některým účelům hrotové diody výhodnější než diody plošné. Nejdůležitější jsou germaniové hrotové diody a germaniové diody se zlatým hrotem.

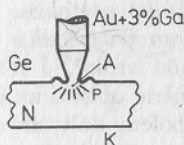


Obr. 82. Princip hrotové diody.

Germaniové hrotové diody. Germaniový krystal s nevlastní vodivostí typu N čtvercového tvaru o rozměrech asi 1×1 (mm) tloušťky 0,1 mm je připájen ke kovové destičce přivařeně k přívodnímu drátu (obr. 82). Na povrch germaniové destičky, která tvoří katodu diody, je pružně přitlačován hrot tenkého wolframového drátku spojeného s druhým přívodním drátem diody. Wolframový drátek tvořící vývod anody má pouze mechanický kontakt s povrchem polovodičové destičky. Celý systém diody je zataven do skleněného pouzdra. Vývod katody je barevně označen. Dobrého usměrňovacího účinku se dosáhne tzv. formováním, které se provádí na konci výrobního postupu impulsem proudu asi 1 A, který projde diodou v pří-  
mém směru. V místě dotyku hrotu a polovodiče dojde ke značnému za-

hřátí, při kterém některé atomy wolframu přejdou do povrchové vrstvy polovodiče. Vznikne tak miniaturní oblast s vodivostí typu P těsně pod místem dotyku hrotu. Nejlepších výsledků se dosáhne, obsahuje-li hrot příměsí způsobující v germaniu vodivost typu P (např. indium).

Miniaturní přechod PN vytvořený popsaným způsobem má kapacitu asi 1 pF. Proto je mezní frekvence těchto diod značně vysoká (kolem 100 MHz; ve speciálním provedení až 1 000 MHz). Závěrná napětí jsou však pouze několik desítek voltů a přípustné hodnoty usměrněných proudů jen 10 až 20 mA. Jako příklad uvádíme nejdůležitější údaje o diodě GA 202  $I_{FAV} \leq \leq 15 \text{ mA}$ ,  $U_R \leq 30 \text{ V}$ ,  $U_F < 1 \text{ V}$ ,  $I_R < 200 \mu\text{A}$  při napětí  $U_R = 30 \text{ V}$  a teplotě  $+25^\circ\text{C}$ .



Obr. 83. Přechod PN diody se zlatým hrotem

b) Diody s přivařeným zlatým hrotem. Rozdíl mezi diodou se zlatým hrotem a hrotovou diodou popsanou v předcházející kapitole je patrný z obr. 83. Základem diody je opět destička z germania typu N, která je katodou. Drátek tvořící přívod k anodě je však zlatý s příměsí galia. Při formování dojde k přivaření zlatého drátku k polovodičovému krystalu. Zároveň se galium rozpustí v roztaveném germaniu a vytvoří silně dotovanou oblast s vodivostí typu P. Vznikne dioda s miniaturním slitinovým přechodem PN.

Takto vyrobená dioda sdružuje v sobě výhodné vlastnosti hrotových i plošných diod. Má vysokou mezní frekvenci, která dosahuje běžně asi 100 MHz a u některých typů diod až 1 000 MHz. Výhodou je též menší odpor v přímém směru a větší odpor i menší proud ve zpětném směru, než mají diody hrotové.

Stabilní vlastnosti diod se zlatým hrotem je předurčují k použití v měřicí technice. Protože jejich doba zotavení je krátká (desetiny mikrosekund), užívají se často ke spínacím účelům. Zapouzdřeny jsou v kovovém pouzdru s jednostrannými vývody. Např. pro diodu GAZ 51 platí:  $I_{FAV} \leq 140 \text{ mA}$ ,  $U_F < 0,5 \text{ V}$  při  $I_F = 10 \text{ mA}$ ,  $U_R \leq 25 \text{ V}$ ,  $I_R < 7 \mu\text{A}$  při napětí  $U_R = 25 \text{ V}$  a teplotě  $25^\circ\text{C}$ .

#### 4.5.3. Diody pro stabilizaci napětí

Pro stabilizaci stejnosměrných napětí je možné využít vlastností přechodu PN plošných křemíkových diod vyrobených vhodným způsobem, které jsou polarizovány ve zpětném směru.

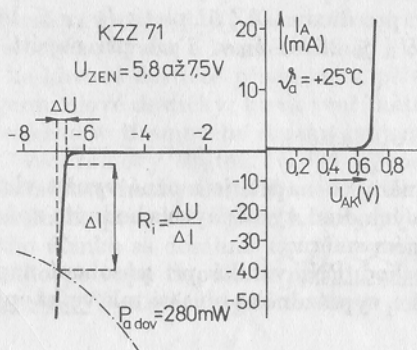
a) Má-li dioda velmi tenký přechod PN, vzniká při působení napětí ve zpětném směru v její velmi tenké vyprázdněné oblasti tak velká intenzita

elektrostatického pole, že dochází k vytrhávání elektronů z vazeb krystalové mřížky. Počet minoritních nosičů náboje v důsledku toho velmi vzroste. To se projeví prudkým růstem zpětného proudu diody při téměř stálém napětí. Přitom se dynamický vnitřní odpor diody zmenší z hodnoty několik megaohmů na několik desítek až jednotek ohmů.

Popsaný děj se nazývá Zenerův jev podle svého objevitele. Napětí, při kterém Zenerův jev nastává, se nazývá Zenerovo napětí. K vyvolání Zenerova jevu je potřeba, aby intenzita elektrostatického pole v křemíku dosáhla hodnoty řádově  $10^7$  V/m. Intenzita elektrostatického pole ve vyzrádněné oblasti je při určitém napětí nepřímo úměrná její tloušťce. U nejtenčích vrstev se dosahuje kritické intenzity pole (Zenerovo napětí) asi při 3 V. Při zvětšování tloušťky přechodu Zenerovo napětí postupně stoupá. Zároveň se však objevuje další jev zvětšující proud ve zpětném směru. Elektrony získávají při průchodu přechodem v důsledku velké intenzity pole značnou kinetickou energii. Je-li přechod široký, je velká pravděpodobnost, že letící elektron narazí ve vyzrádněné oblasti na jiný elektron a uvolní ho z vazby. Oba elektrony jsou polem dále urychlovány a během své cesty uvolní nárazem další elektrony, ty podobným způsobem opět další. Nastane lavinová ionizace v oblasti přechodu, projevující se podobným způsobem jako Zenerův jev.

Zenerův jev se uplatňuje v tenkých přechodech. Začíná působit při napětí asi 3 V a v důsledku zvětšování šířky přechodu při napětích vyšších než asi 6 V postupně mizí a je plynule vystřídán jevem lavinovým. Oba jevy se z hlediska stabilizace napětí projevují stejným způsobem. Proto se v katalogu TESLA diody, které těchto jevů využívají, nerozlišují a nazývají se stabilizační (Zenerovy) diody. Rozdíl je pouze v teplotní závislosti průrazného (Zenerova) napětí. Při Zenerově jevu vyvolá zvýšení teploty pokles průrazného napětí, při lavinovém jevu zvýšení průrazného napětí. V okolí 6 V se teplotní závislost obou jevů kompenzuje. V důsledku toho je dioda stabilizující napětí 6 V téměř nezávislá na teplotě.

Voltampérová charakteristika stabilizační diody je na obr. 84. Všimněte si, že stabilizační dioda má v přímém směru stejný průběh charakteristiky



Obr. 84. Voltampérová charakteristika stabilizační diody KZZ 71

jako běžná usměrňovací dioda. Zenerův průraz i lavinový průraz je ne-destruktivní. Ale kdyby proud procházející diodou překročil určitou mez, došlo by k zahřátí přechodu nad dovolenou teplotu a ke zničení diody. Proto výrobce diod udává pro každou diodu tepelný odpor  $R_{th}$ , největší přípustnou anodovou ztrátu  $P_{adov}$  a její závislost na teplotě okolí (4.4.6).

#### 4.5.4. Kapacitní diody

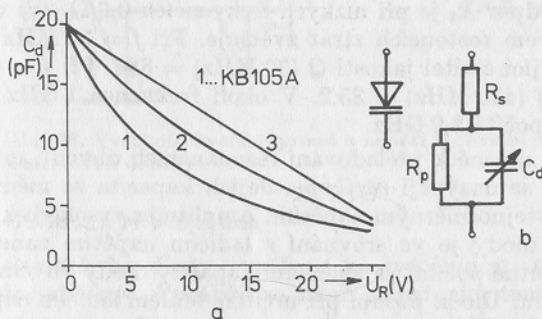
V kap. 4.4.2 byla vysvětlena kapacita přechodu PN a její závislost na přiloženém napětí. Kapacitní diody jsou součástky, které této závislosti využívají. Polarizují se ve zpětném směru. Jsou to plošné diody vyráběné z křemíku nebo z arzenidu galia technologickým postupem, který je určen požadovanou závislostí kapacity diody na přiloženém napětí. Je-li přechod strmý (slitinový), závisí kapacita diody na napětí přibližně podle vztahu

$$C_d = \frac{k}{\sqrt{U_R}}$$

kde  $k$  je konstanta závislá na materiálu a provedení diody a  $U_R$  je napětí mezi anodou a katodou ve zpětném směru. Pro přechod pozvolný, vzniklý difúzí nebo epitaxní technologií dostáváme

$$C_d = \frac{k}{\sqrt[3]{U_R}}$$

Vhodným rozdělením příměsí v okolí přechodu lze získat též lineární závislost kapacity na přiloženém napětí. Uvedené závislosti jsou na obr. 85a.



Obr. 85. a) Závislost kapacity diody na anodovém napětí ve zpětném směru  $U_R$   
 1/ strmý přechod, 2/ pozvolný přechod, 3/ pro diodu s lineární závislostí  $C_d$  na  $U_R$  b) Náhradní obvod a schematická značka kapacitní diody

*Obrazky kapacit*

Z obrázků je patrné, že změnou anodového napětí v přípustném rozsahu je možné dosáhnout změny kapacity v poměru asi 7 : 1.

Jednotlivé vyráběné typy kapacitních diod se od sebe liší velikostí kapacity  $C_d$ , která může být při  $U_R = 0$  kolem deseti pikofaradů (např. KB 205) až několik stovek pikofaradů (např. KB 113 až 280 pF). Číselné hodnoty průběhu 1 na obr. 85a platí pro diodu KB 105 A.

Základními parametry, které charakterizují kapacitní diodu, jsou kromě kapacity  $C_d$  a její závislosti na napětí také činitel jakosti  $Q$  (srov. činitel  $Q$  kondenzátoru, 3.2.1) a horní mezní frekvence  $f_h$ . Tyto veličiny můžeme určit z náhradního obvodu kapacitní diody, který je na obr. 85b. Obvod je zjednodušením náhradního obvodu diody, který byl vysvětlen v kap. 4.4.3.

Při vysokých frekvencích má reaktance kapacity malou hodnotu a neuplatní se proti ní paralelní odpor  $R_p$ . Pro činitel jakosti platný při vysokých frekvencích dostáváme

$$Q = \frac{1}{2\pi f R_s C_d}$$

Mezní frekvence kapacitní diody je frekvence, pro kterou je její činitel jakosti roven jedné. Z předcházejícího vztahu plyne

$$f_h = \frac{1}{2\pi R_s C_d}$$

Číselné hodnoty ukazuje následující příklad.

#### Příklad 17

Dioda KB 105 A má při  $U_R = 6$  V kapacitu  $C_d = 12$  pF a odpor  $R_p = 8$  M $\Omega$ . Odpor  $R_s$  je při nízkých frekvencích 0,3  $\Omega$ . Při vysokých frekvencích se vlivem rostoucích ztrát zvětšuje. Při  $f = 30$  MHz je  $R_s \doteq 0,5$   $\Omega$ . Odpovídající činitel jakosti  $Q$  (30 MHz) = 884. Při  $f = 470$  MHz je  $R_s = 0,8$   $\Omega$  a  $Q$  (470 MHz) = 35,2. V okolí frekvence 1 GHz je  $R_s = 4,5$   $\Omega$  a  $f_h$  se vypočítá 2,9 GHz.

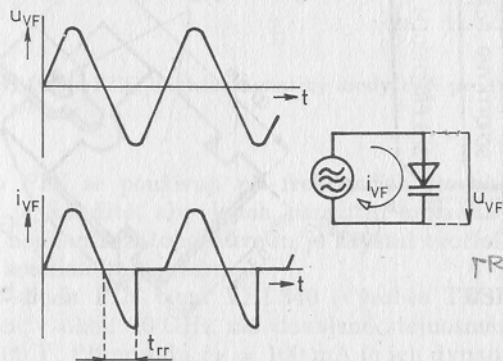
Kapacitní diody určené k přeladování rezonančních obvodů místo ladicích kondenzátorů se nazývají *varikapy*. Jejich kapacita se mění pomocí, tzv. ladicím stejnosměrným napětím. Amplituda vysokofrekvenčního signálu v obvodu diody je ve srovnání s ladicím napětím zanedbatelně malá, takže není nutné počítat se změnami kapacity diody vlivem vysokofrekvenčního signálu. Dioda působí při určitém stálém ladicím napětí jako lineární reaktance.

Diody určené pro obvody s velkou amplitudou signálu, kdy signál mění během své periody značně kapacitu diody, se chovají jako nelineární reaktance. Pro ně se užívá název varaktory. Slouží např. ke směšování a násobení velmi vysokých frekvencí.



#### 4.5.5. Diody pro velmi vysoké frekvence (mikrovlnné diody) Mžiková dioda\*)

Mžiková dioda patří mezi plošné křemíkové diody s miniaturními rozměry přechodu PN. Vhodnou technologií je dosaženo prodloužení doby zotavení  $t_{rr}$  (v katalogu též označované doba rozepnutí  $t_i$ ) na hodnotu, která je vhodná pro určité použití diody. Důležité je, že ke zvětšení odporu diody ve zpětném směru, tj. k odsátí volných nosičů náboje z oblasti přechodu, dochází náhle (obr. 86). Tato skoková změna odporu diody je doprovázena prudkým zmenšením její kapacity. To se projeví odpovídající změnou impedance diody během záporné části periody působícího signálu. Dioda se chová jako nelineární reaktance, které se využívá při násobení velmi vysokých frekvencí. Např. s mžikovou diodou TESLA VŮST označenou VBV 162 je možné pomocí několikastupňového násobiče získat z frekvencí 100 MHz frekvence kolem 12 GHz. Dioda má dobu zotavení  $t_{rr} = 100$  ps, závěrné napětí  $-25$  V a dovolenou anodovou ztrátu 1 W. Je zapouzdřena ve speciálním koaxiálním pouzdru průměru 2 mm a délky 5 mm (obr. 92).



Obr. 86. Vysokofrekvenční proud a napětí v obvodu s mžikovou diodou

SLOKER  
VZROSTE R  
A SOČACNE  
KLESNE C  
TRO NÁSOBIČE f

#### Schottkyho dioda

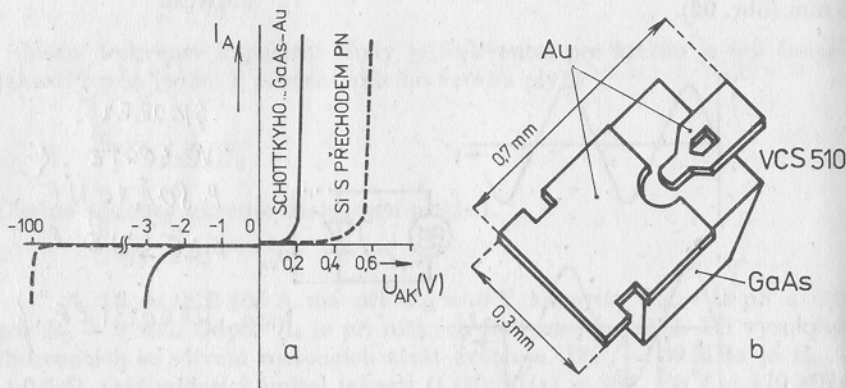
Schottkyho diody využívají ke své činnosti usměrňujícího kontaktu polovodič-kov. Vyrábějí se např. napařením tenké vrstvy zlata na povrch epitaxní vrstvy arzenidu galia nebo platiny na povrch křemíku apod. Jak bylo vysvětleno již v kap. 4.3, dochází v místě styku polovodiče

\*) Pro tento druh diod se používají též názvy varaktor pro násobiče nebo dioda s akumulovaným nábojem. *frekvence*

a kovu k velmi rychlému odsátí volných nosičů náboje kovem. Proto je doba zotavení těchto diod neobyčejně krátká (řádu jednotek pikosekund) a mezní frekvence je velmi vysoká (řádu desítek gigahertzů). Dovolené napětí ve zpětném směru je však malé. Pro diodu GaAs-Au asi  $-3\text{ V}$ , pro Si-Pt asi  $-30\text{ V}$ .

Schottkyho diody se užívají ve směšovačích a demodulátorech v pásmech centimetrových vln. Proti dříve používaným speciálním hrotovým diodám mají menší šum, větší účinnost a větší odolnost proti elektrickému i mechanickému namáhání.

Schottkyho diody československé výroby (CS 13 a CS 14), určené pro frekvence v okolí  $10\text{ GHz}$ , mají závěrné napětí  $-3\text{ V}$  a napětí v přímém směru při proudu  $I_F = 20\text{ mA}$  menší než  $1\text{ V}$ . Jsou zapouzdřeny v koaxiálním mikrovlnném pouzdru průměru  $2\text{ mm}$  a délky  $5\text{ mm}$ . Typ VCS 510 nemá pouzdro. Je opatřen nosíkovými vývody, kterými se speciálním postupem přivaňuje do mikrovlnných integrovaných obvodů. Šířka diody je pouze  $0,3\text{ mm}$ , tloušťka  $0,05\text{ mm}$  a délka i s nosíky  $0,7\text{ mm}$  (obr. 87)



Obr. 87. a) Porovnání charakteristik diod, b) náčrtek Schottkyho diody VCS 510

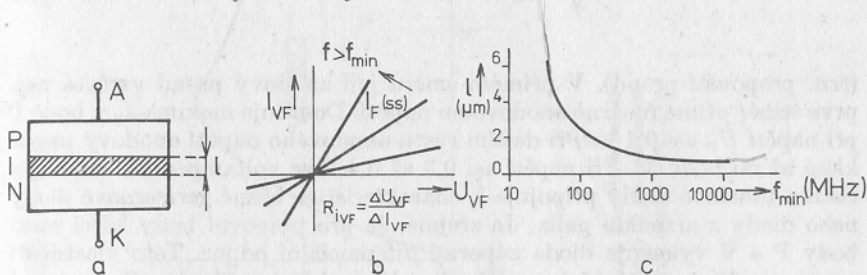
### Dioda PIN

Diody PIN se vyrábějí z křemíku planární technologií nebo technologií mesa (4.6.5). Vrstva s nevlastní vodivostí typu P, která tvoří anodu diody, je oddělena od vrstvy s vodivostí N, tvořící katodu, tenkou vrstvou velmi čistého křemíku. Tato mezivrstva, tlustá několik mikrometrů, není dotována žádnou příměsí. Má pouze vlastní (intrinzní) vodivost. (Odtud písmeno I v názvu diody.) Principiální uspořádání diody PIN je na obr. 88a.

Vrstva I se neuplatňuje při průchodu stejnosměrného proudu nebo proudů tak nízkých frekvencí, že odpovídající doba periody  $1/f$  je mnohokrát delší než doba potřebná k průchodu nosičů náboje přes vrstvu I. V těchto

případech se dioda chová stejně jako obyčejná křemíková dioda s malou plochou přechodu. Rovněž má stejnou voltampérovou charakteristiku.

Při vysokých frekvencích, kdy doba potřebná k průchodu nosičů náboje přes vrstvu I je srovnatelná s periodou procházejícího signálu, ztrácí dioda PIN svůj nelineární charakter a chová se jako lineární rezistor. Velikost jejího odporu pro vysoké frekvence  $R_{vf}$  je možné měnit velikostí stejnosměrného proudu  $I_F$ , kterým diodu v přímém směru polarizujeme. Jak ukazuje voltampérová charakteristika diody PIN (obr. 88b), platná pro vysoké frekvence, zmenšuje se odpor  $R_{vf}$  při zvětšování stejnosměrného proudu  $I_F$ . Tloušťkou vrstvy I je určena nejnižší frekvence, při které se dioda začne chovat jako řízený rezistor. Závislost je nakreslena na obr. 88c.



Obr. 88. a) Dioda PIN, b) charakteristiky diody PIN pro frekvenci  $f > f_{\min}$  určenou z obr. c)

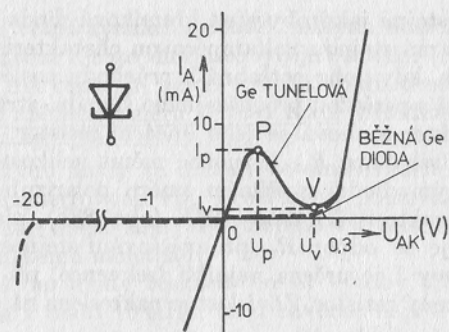
Diody PIN se používají při frekvencích stovek až tisíců megahertzů, a proto je důležité, aby jejich parazitní kapacita a indukčnost přívodů byly co nejmenší. Z toho důvodu je krystal tvořící diodu uzavřen ve speciálním koaxiálním pouzdra.

Např. dioda PIN typu VBI 340 (výrobce TESLA VÚST) určená pro frekvence v okolí 10 GHz má dovolené stejnosměrné napětí ve zpětném směru 400 V. Při proudu  $I_F = 100$  mA je její dynamický odpor  $R_{vf} = 1 \Omega$ . Kapacita pouzdra je 0,5 pF a indukčnost 0,6 nH. Je určena pro řízené spínače, zeslabovače atd.

Diodami PIN ve vhodném provedení je možné spínat vysokofrekvenční výkony od 1 mW až do 100 kW. Přitom je výkon spotřebovaný k ovládnutí diody řádu miliwattů.

### 10<sup>14</sup> Tunelová dioda ESAKIHO

Tunelovou diodu objevil v roce 1957 japonský fyzik Esaki. Dioda se vyrábí z velmi dotovaného germania nebo arzenidu galia. Proti obyčejné plošné polovodičové diodě má voltampérová charakteristika tunelové diody dva výrazné rozdíly, které jsou patrné z obr. 89. Při polarizaci ve zpětném směru se tunelová dioda chová jako lineární rezistor s malým odporem



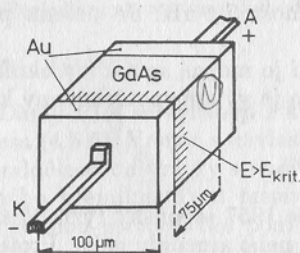
Obr. 89. Charakteristika tunelové a běžné polovodičové diody

(tzn. propouští proud). V přímém směru její anodový proud vzrůstá nejprve téměř přímo úměrně anodovému napětí. Dosahuje maxima  $I_p$  v bodě P při napětí  $U_p$  asi 0,1 V. Při dalším růstu anodového napětí anodový proud klesá až do bodu V. Při napětí asi 0,3 až 0,4 V se voltampérová charakteristika tunelové diody připojuje k charakteristice běžné germaniové diody nebo diody z arzenidu galia. Je zřejmé, že pro pracovní body ležící mezi body P a V vykazuje dioda záporný diferenciální odpor. Této vlastnosti se dá využít k sestrojení oscilátorů nebo rychlých spínačů. Generované kmitky mohou mít velmi vysokou frekvenci — až desítky gigahertzů.

Aplikace tunelových diod přináší řadu nevýhod, a proto se tyto diody v současné době používají jen velmi zřídka.

#### Gunnova dioda

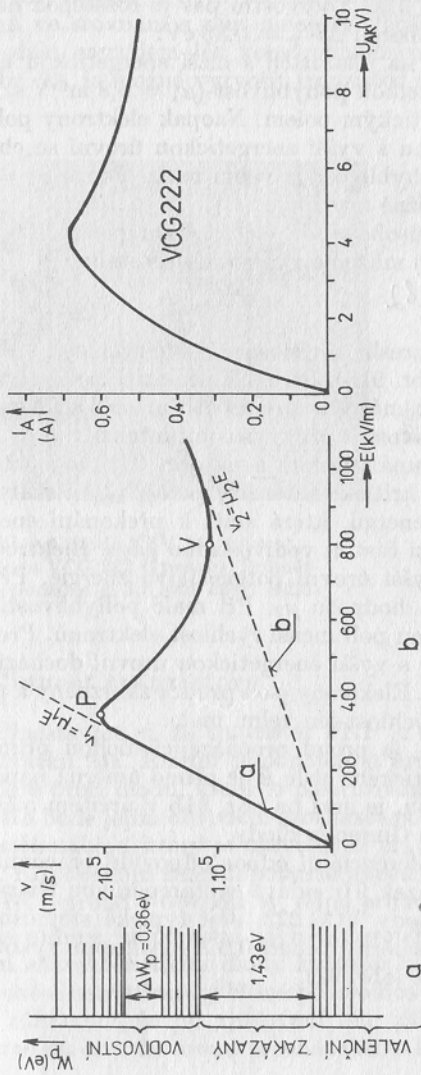
V roce 1963 objevil J. B. Gunn (čti gan) (USA) zvláštní chování monokrystalu arzenidu galia s nevlastní vodivostí typu N, který je vystaven působení silného elektrického pole. Zjistil, že v obvodu diody\*) uspořádané podle obr. 90 se při zvýšení intenzity elektrického pole na kritickou hodnotu (asi 300 až 400 kV/m) objevují vysokofrekvenční periodické proudy.



Obr. 90. Principiální uspořádání Gunnovy diody

\*) Ve skutečnosti nejde o diodu. Jde o monokrystal opatřený pouze neusměrňujícími kovovými kontakty.

Tímto způsobem se připravuje materiál, protože pomocí  
 přechodu, ale především se kanelují diody...



Obr. 91. a) Pásový model monokrystalu GaAs typu N, b) závislost umášívé  
 rychlosti elektronů vodivostního pásu arsenidu galia typu N na intenzitě  
 působícího elektrického pole, c) charakteristika Gunnovy diody VCG 222  
 (výrobce TESLA VÚSTI)

dové kmity s výkonem několika desetin wattu a frekvencí několika gigahertzů. Frekvence těchto oscilací je nepřímě úměrná tloušťce diody a jen málo závisí na vlastnostech vnějšího obvodu.

Vznik oscilací se vysvětluje záporným diferenciálním odporem diody, jehož příčinou je zvláštní chování elektronů pohybujících se ve vodivostním pásu arzenidu galia nevlastní vodivosti typu N. Odpovídající pásový model je nakreslen na obr. 91a. Vodivostní pás je rozštěpen na dvě části s rozdílem potenciálových energií  $\Delta W_p = 0,36 \text{ eV}$ .

Elektrony pohybující se na hladinách s nižší energetickou úrovní jsou tzv. lehké elektrony. Mají velkou pohyblivost ( $\mu_1 = 0,8 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ), tzn. že se snadno urychlují elektrostatickým polem. Naopak elektrony pohybující se na drahách ležících v pásu s vyšší energetickou úrovní se chovají jako tzv. těžké částice. Jejich pohyblivost je velmi malá. Pouze  $\mu_2 = 0,018 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Elektrické pole je obtížně urychluje.

Rychlost elektronů  $v$  způsobovanou elektrickým polem (tzv. unášivou rychlost, cizím slovem drift) můžeme vypočítat ze vztahu

$$v = \mu E \quad \text{82}$$

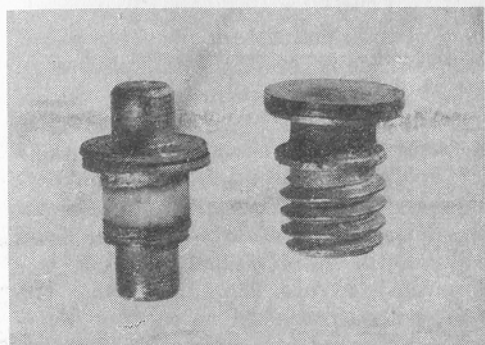
Tento vztah dovoluje nakreslit závislost unášivé rychlosti  $v$  na intenzitě elektrostatického pole  $E$  (obr. 91b). Při malé intenzitě pole mají elektrony malou energii, a proto jsou téměř všechny na hladinách s nižší energetickou úrovní. Mají velkou pohyblivost a při zvyšování intenzity pole jejich unášivá rychlost  $v_1$  prudce stoupá (přímka a na obr. 91b) a jejich kinetická energie roste. Při dosažení kritické intenzity pole ( $E_{\text{krit}}$ ) získaly elektrony již tak velkou kinetickou energii, která stačí k překonání energetického rozdílu  $\Delta W_p = 0,36 \text{ eV}$  mezi částmi vodivostního pásu. Elektrony přecházejí skokem na dráhy s vyšší úrovní potenciálové energie. Přitom však jejich pohyblivost klesá na hodnotu  $\mu_2$ . Při malé pohyblivosti odpovídá působícímu elektrostatickému poli menší rychlost elektronů. Proto po přeskočení elektronů na hladiny s vyšší energetickou úrovní dochází ke zmenšení jejich unášivé rychlosti. Elektrony jsou prudce zabrzděny a při vzrůstu intenzity pole roste jejich rychlost jen velmi málo.

Protože, jak lze dokázat, je proud procházející diodou přímo úměrný rychlosti  $v$  a intenzita elektrického pole  $E$  je přímo úměrná napětí působícímu mezi anodou a katodou, je graf na obr. 91b v určitém měřítku voltampérovou charakteristikou Gunnovy diody.

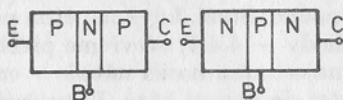
Je zřejmé, že záporný diferenciální odpor odpovídá pracovním bodům v oblasti mezi P a V. Obrázek 91c udává voltampérovou charakteristiku československé Gunnovy diody VCG 222. Její typické stejnosměrné provozní napětí je 9 V, stejnosměrný proud 0,6 A, výstupní výkon 100 mW při frekvenci 10 až 12,4 GHz (obr. 92).

## 4.6. BIPOLÁRNÍ TRANZISTORY

Z obrázku 93, který zjednodušeně znázorňuje základní uspořádání bipolárního tranzistoru, je zřejmé, že jde o součástku složenou ze tří vrstev polovodičového materiálu. Vnitřní vrstva, lišící se typem nevlastní vodivosti od vrstev vnějších, se nazývá báze (B). Vnější vrstvy jsou emitor (E) a kolektor (C). Emitor je dotován větším množstvím příměsí než kolektor, a proto má ve srovnání s ním mnohem větší vodivost. Elektrody tranzistoru se dále navzájem liší konstrukčním provedením (viz 4.6.6). Jak ukazuje obr. 93, je možné vytvořit tranzistor typu PNP nebo NPN.



Obr. 92. Mžiková dioda VBV 162 (vlevo), Gunnova dioda VCG 222 (vpravo). Průměr koaxiálního pouzdra je 3,3 mm, závit M2,5

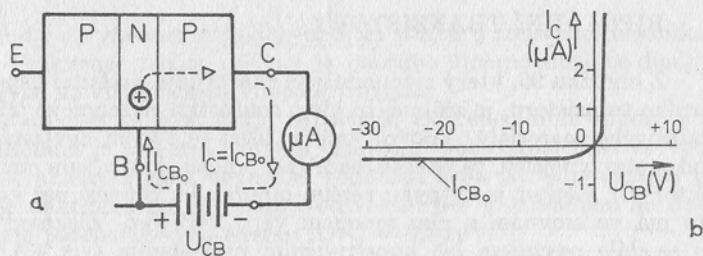


Obr. 93. Principiální uspořádání bipolárního tranzistoru

### 4.6.1. Činnost tranzistoru

Představme si, že tranzistor PNP je zapojen v obvodu nakresleném na obrázku 94a. Emitor je odpojen, a proto se neuplatňuje. Přechod kolektor-báze tvoří diodu, která je polarizována napětím  $U_{CB}$  ve zpětném směru. Proto bude jejím obvodem procházet pouze velmi malý proud minoritních nosičů náboje, který je nasycen již při napětí několik desetin voltu (obr. 94b). Kdybychom změnil polaritu napětí  $U_{CB}$ , přechod kolektor-báze by se otevřel a proud v obvodu by velmi prudce vzrostl.

Z obr. 94 vidíme, že popsaná závislost proudu  $I_C$  na napětí  $U_{CB}$  je voltampérovou charakteristikou diody kolektor-báze, která se nijak neliší od voltampérové charakteristiky běžné polovodičové diody vysvětlené ve 4.4.1. Abychom zdůraznili, že při zjišťování této závislosti byl emitor odpojen, označili jsme na obr. 94 proud procházející z báze do kolektoru symbolem



Obr. 94. Zpětný proud diody kolektor-báze (zbytkový proud tranzistoru)

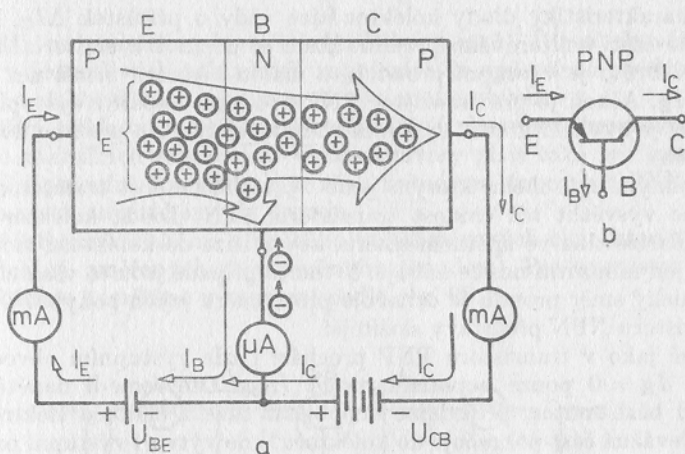
$I_{CB0}$ .) Z grafu je dále zřejmé, že v obvodu tranzistoru působí poměrně velké napětí (desítek voltů), avšak procházející proud je jen velmi malý (zlomky mikroampérů). Odpovídající výkon, daný součinem obou veličin, je pouze několik mikrowattů.

Kdybychom chtěli tento výkon zvětšit, museli bychom zvětšit proud procházející obvodem kolektoru (tj. kolektorový proud  $I_C$ ). K tomu však potřebujeme (viz obr. 94a) zvětšit počet minoritních nosičů náboje v oblasti báze (v tranzistoru PNP počet děr). Tento požadavek splňuje velmi snadno. Stačí, když napětím několik desetin voltu (větším než napětí  $U_{T0}$  diody — 4.4.1) otevřeme přechod emitor-báze (obr. 95a). Díry, které jsou majoritními nosiči náboje v emitoru, začnou procházet ve velikém množství do oblasti báze. Vytvářejí emitorový proud tranzistoru  $I_E$ . V oblasti báze jsou přicházející díry minoritními nosiči a přechod báze-kolektor je pro ně otevřen. Protože báze má poměrně malou tloušťku, prochází téměř celý emitorový proud až do kolektoru tranzistoru. Výkon v obvodu kolektoru dosáhne hodnoty  $I_C U_{CB} \doteq I_E U_{CB}$ , tzn. že mnohonásobně stoupne. Velikost emitorového proudu je možné řídit napětím  $U_{BE}$ . Podle konstrukčního provedení tranzistoru může být proud  $I_E$  několik miliampérů až několik desítek ampérů. Výkon ve výstupním obvodu pak může dosáhnout hodnoty až několik set wattů.

Z celkového počtu děr přicházejících z emitoru do báze stačí v oblasti báze rekombinovat jen velmi malá část, zpravidla menší než 1 %. Úbytek

\*) Proud  $I_{CB0}$  není ve skutečnosti tvořen pouze minoritními nosiči v bázi, tj. dírami, jejichž pohyb je na obr. 94a zakreslen, nýbrž také minoritními nosiči v kolektoru, elektrony, neboť pro oba druhy minoritních nosičů je přechod báze-kolektor otevřen. My však budeme pro jednoduchost výkladu sledovat pouze minoritní nosiče náboje elektrody báze, tj. v tranzistoru PNP díry, neboť směr jejich pohybu souhlasí s technickým směrem proudu. Nicméně skutečnost, že průchodu kolektorového proudu se účastní majoritní i minoritní nosiče náboje elektrody kolektor (tj. díry přicházející z báze, které jsou v kolektoru majoritními nosiči i elektrony, které jsou zde nosiči minoritními), je důvodem, proč se tranzistor nazývá *bipolární*, tj. tranzistor využívající nosičů náboje obou polarit.





Obr. 95. Činnost a schematická značka tranzistoru PNP

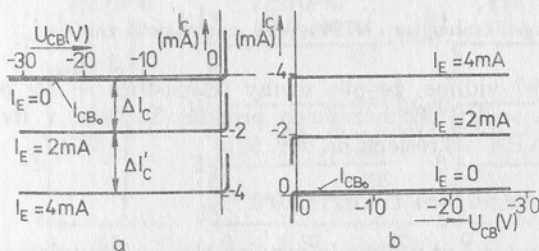
elektronů v bázi vzniklý rekombinací s dírami je vyrovnáván proudem báze  $I_B$ , který je tvořen elektrony přiváděnými ze záporného pólu zdroje  $U_{BE}$ . Z obr. 95 je zřejmé, že

$$I_E = I_C + I_B$$

Rozdělení emitorového proudu na proud kolektoru a báze bere v úvahu též schematická značka tranzistoru PNP nakreslená na obr. 95b.

Kdybychom sledovali závislost kolektorového proudu na napětí kolektor-báze v případě, kdy emitorovým obvodem prochází konstantní proud  $I_E$ , získali bychom průběh nakreslený na obr. 96a.

Získané křivky nazýváme *výstupní charakteristiky* tranzistoru v zapojení se společnou bází, neboť popisují vztah mezi výstupním proudem a výstupním napětím. Vidíme, že jednotlivé průběhy vznikly posunutím voltampé-

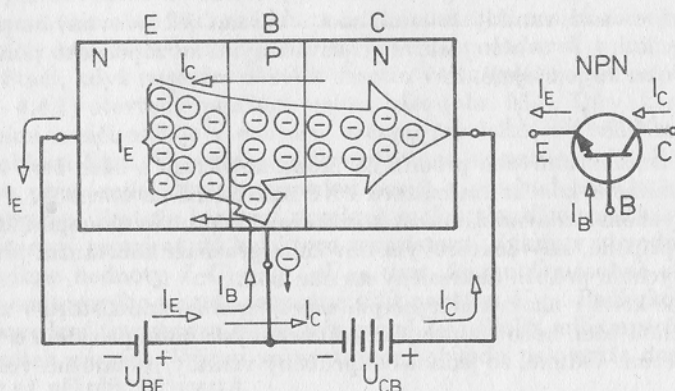


Obr. 96. Výstupní charakteristiky tranzistoru PNP se společnou bází

rové charakteristiky diody kolektor-báze vždy o přírůstek  $\Delta I_C$ , který je roven té části emitorového proudu, která se dostává z emitoru až do kolektoru. Proto je výstupní proud  $I_C$  o malou hodnotu menší než vstupní proud  $I_E$ . Ačkoli je pro tranzistor PNP výstupní napětí i výstupní proud záporné, je zvykem kreslit výstupní charakteristiky do prvního kvadrantu (obr. 96b).

Podobným způsobem, kterým jsme vysvětlili činnost tranzistoru PNP, můžeme vysvětlit též činnost tranzistoru NPN. Dioda kolektor-báze je opět polarizována ve zpětném směru, aby z báze do kolektoru mohly procházet jen minoritní nosiče náboje. V tomto případě jsou to však elektrony a technický směr proudu se označuje proti směru jejich pohybu. O to jsou v tranzistoru NPN představy složitější.

Stejně jako v tranzistoru PNP prochází i zde výstupním obvodem při proudu  $I_E = 0$  pouze nepatrný proud  $I_{CB0}$ . Otevřeme-li napětím  $U_{BE}$  přechod báze-emitor, přivedeme do oblasti báze z emitoru elektrony, jejichž převážná část pokračuje do kolektoru, kde vytvoří výstupní proud  $I_C$ . Jen malá část z celkového počtu přicházejících elektronů se uzavírá přívodem k bázi do kladného pólu zdroje  $U_{BE}$  a tvoří proud báze  $I_B$ .



Obr. 97. Činnost tranzistoru NPN a jeho schematická značka

Z obrázků 95 a 97 vidíme, že oba druhy tranzistorů se liší polaritou působících napětí a směry procházejících proudů. To bere v úvahu též značka tranzistoru NPN nakreslená na obr. 97b.

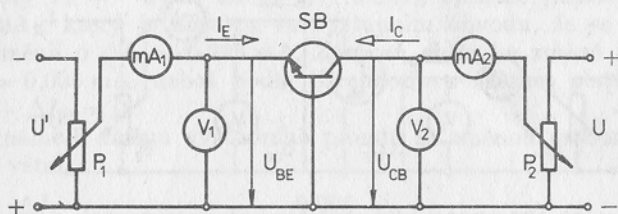
#### 4.6.2. Základní zapojení tranzistoru

Tranzistor může být v obvodu zapojen třemi základními způsoby: se společnouází, se společným emitemem a se společným kolektorem. Je samozřejmé, že způsob zapojení nemůže mít vliv na vnitřní činnost tran-

zistoru (tj. na podstatu působících fyzikálních jevů). Různé chování tranzistoru v jednotlivých základních zapojeních je způsobeno využitím různých jeho elektrod ve vstupním a ve výstupním obvodu.

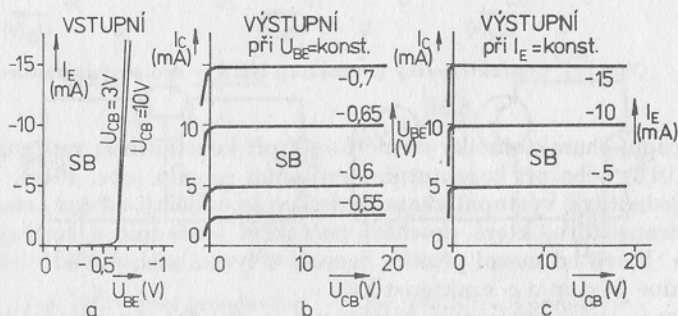
V dalším výkladu porovnáme nejdůležitější vlastnosti tranzistoru NPN v těchto základních zapojeních. Veškeré závěry platí také pro tranzistory PNP. V zapojeních i v grafech je však nutné pro tranzistor PNP změnit polaritu všech napětí i smysly proudů.

První informaci získáme z průběhu voltampérových charakteristik (tzv. statických, tj. změřených stejnosměrným proudem). Pro tranzistor se společnou bází je naměříme v zapojení podle obr. 98.



Obr. 98. Měření statických charakteristik tranzistoru se společnou bází

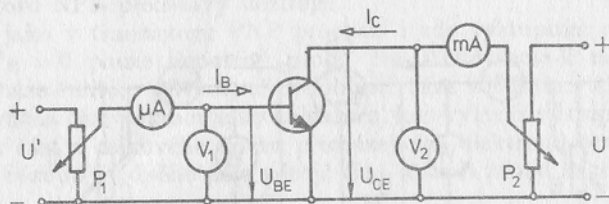
Budeme-li udržovat napětí  $U_{CB}$  konstantní (např.  $U_{CB} = 10 \text{ V}$ ) a budeme-li ho regulovat potenciometrem  $P_1$  zapojeným ve vstupním obvodu, získáme závislost proudu  $I_E$  na napětí  $U_{BE}$ , kterou nazýváme *vstupní charakteristika*. Její průběh pro křemíkový tranzistor je na obr. 99a. Odpovídá voltampérové charakteristice diody polarizované v přímém směru. Opakujeme-li měření při jiné hodnotě  $U_{CB}$  (např.  $U_{CB} = 3 \text{ V}$ ), zjistíme, že průběh vstupní charakteristiky závisí na výstupním napětí  $U_{CB}$  jen velmi málo.



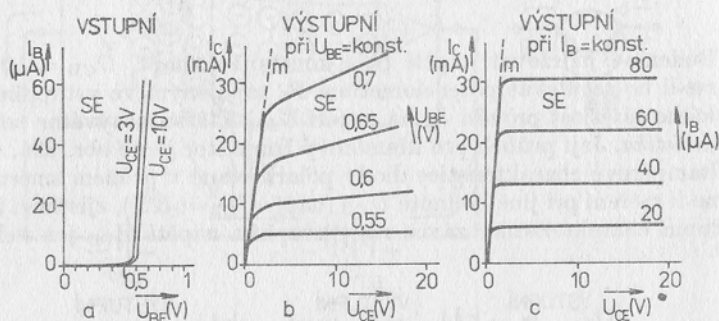
Obr. 99. Charakteristiky tranzistoru NPN se společnou bází

Závislost výstupního proudu  $I_C$  na výstupním napětí  $U_{CB}$  nazýváme *výstupní charakteristika*. Můžeme ji určit při konstantním napětí  $U_{BE}$  (obr. 99b) nebo při konstantním proudu  $I_E$  (obr. 99c).

Pro tranzistor se společným emitorem získáme statické charakteristiky v zapojení podle obr. 100. Vstupní charakteristiku představující závislost vstupního napětí na vstupním proudu naměříme stejně jako v zapojení se společnou bází, budeme-li udržovat konstantní výstupní napětí. Průběhy jsou nakresleny na obr. 101a. Jejich závislost na výstupním napětí je podobně jako v zapojení se společnou bází velmi malá.



Obr. 100. Měření statických charakteristik tranzistoru se společným emitorem



Obr. 101. Charakteristiky tranzistoru NPN se společným emitorem

Výstupní charakteristiky se měří opět při konstantním vstupním napětí (obr. 101b) nebo při konstantním vstupním proudu (obr. 101c). Všimněte si, že jednotlivé výstupní charakteristiky se oddělují od tzv. *mezni přímky m* tranzistoru, která prochází počátkem souřadnic a směřuje prudce vzhůru. Vlevo od mezni přímky nemůže z fyzikálních důvodů ležet žádný bod žádné výstupní charakteristiky.

Pro zapojení se společným kolektorem se statické charakteristiky neuvádějí, neboť všechny údaje, které bychom jejich pomocí mohli určit, je

možné stanovit též z charakteristik platných pro zapojení se společným emitorem.

Rozdílné chování tranzistoru v různých základních zapojeních při změnách procházejících proudů ukáže následující úvaha: Nejprve zapojíme tranzistor se společnouází podle obr. 102. Pomocnými napájecími zdroji jsou nastaveny určité pracovní podmínky (tzv. pracovní bod) tranzistoru. Např.  $U_{CB} = 10 \text{ V}$ ,  $I_E = -5 \text{ mA}$ . Kolektorový proud má hodnotu  $I_C = 4,975 \text{ mA}$ . Je menší než emitorový proud o proud báze, který je  $I_B = 0,025 \text{ mA}$ . Zbytkový proud  $I_{CB0}$  se vzhledem k jeho malé hodnotě neuvažuje.

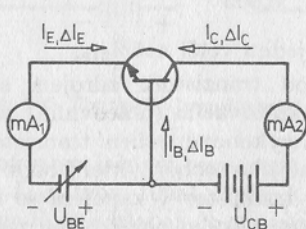
Změníme-li změnou napětí  $U_{BE}$  emitorový proud např. o  $\Delta I_E = -1 \text{ mA}$  (z hodnoty  $I_E = -5 \text{ mA}$  na  $I_E = -6 \text{ mA}$ ), zjistíme pomocí miliampérmetru  $\text{mA}_2$ , který je zapojen ve výstupním obvodu, že se kolektorový proud změnil o  $\Delta I_C = 0,995 \text{ mA}$ . Zároveň došlo ke změně proudu báze o  $\Delta I_B = 0,005 \text{ mA}$ , neboť podle Kirchhoffova zákona platí, že  $\Delta I_E + \Delta I_C + \Delta I_B = 0$ .

Porovnáme-li změnu výstupního proudu se změnou vstupního proudu, získáme vztah

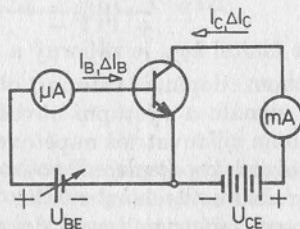
$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_E} (U_{CB} = \text{konst}) = \frac{0,995}{-1} = -0,995$$

kteřý říká, že tranzistor v zapojení se společnouází proud nezesiluje (změna výstupního proudu je menší než změna vstupního proudu). Znaménko minus souvisí s označením smyslu proudů na obr. 102.

Jsou-li změny proudů  $\Delta I_E$  a  $\Delta I_C$  tak malé, že je pro ně možné považovat tranzistor za lineární součástku, nazýváme poměr  $\Delta I_C / \Delta I_E$  určený při konstantním napětí  $U_{CB}$  proudový zesilovací činitel tranzistoru v zapojení se společnouází při výstupu nakrátko (neboť počítáme, že vnitřní odpor zdroje  $U_{CB}$  je nulový). Tuto velmi důležitou veličinu, kterou se budeme podrobně zabývat v kapitole 8, označujeme  $h_{21b}$ . Jak plyne z předcházejícího výkladu, je zesilovací činitel  $h_{21b}$  záporný a o málo menší než jedna.



Obr. 102. Určení proudového zesilovacího činitele v zapojení se společnouází

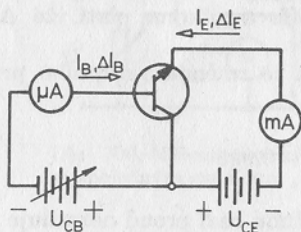


Obr. 103. Určení proudového zesilovacího činitele v zapojení se společným emitorem

Zapojíme-li tranzistor se společným emitorem podle obr. 103 a způsobíme-li při konstantním výstupním napětí  $U_{CE}$  změnou napětí  $U_{BE}$  stejné změny proudů jako v případě zapojení se společnou bází ( $\Delta I_E = -1 \text{ mA}$ ,  $\Delta I_C = 0,995 \text{ mA}$  a  $\Delta I_B = 0,005 \text{ mA}$ ), získáme proudový zesilovací činitel při výstupu nakrátko v zapojení se společným emitorem, který označujeme  $h_{21e}$ . Vypočteme

$$h_{21e} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} (U_{CE} = \text{konst}) = \frac{0,995}{0,005} = 199$$

Výsledek ukazuje velké proudové zesílení tranzistoru v zapojení se společným emitorem.



Obr. 104. Určení proudového zesilovacího činitele v zapojení se společným kolektorem

V zapojení se společným kolektorem, které je nakresleno na obr. 104, způsobíme vhodnou změnou vstupního napětí  $U_{CB}$  opět stejně velké změny proudů jako v předcházejících případech ( $\Delta I_C = 0,995 \text{ mA}$  a  $\Delta I_B = 0,005 \text{ mA}$ ). Porovnáním změny výstupního a vstupního proudu získáme proudový zesilovací činitel při výstupu nakrátko v zapojení se společným kolektorem  $h_{21c}$

$$h_{21c} = \frac{\Delta I_E}{\Delta I_B} (U_{EC} = \text{konst}) = \frac{-1}{0,005} = -200$$

Vidíme, že činitel  $h_{21c}$  je záporný a o jednu větší než  $h_{21e}$ .

Kdybychom doplnili vstupní obvod tranzistoru zdrojem střídavého vstupního signálu a výstupní obvod zatěžovacím (pracovním) rezistorem, mohli bychom zjišťovat též napěťové a výkonové zesílení tranzistoru v různých základních zapojeních. Z podrobnějšího rozboru, který bude proveden v dalším ročníku, bychom zjistili, že tranzistor v zapojení se společnou bází a se společným emitorem dosahuje velkého napěťového zesílení (několik stovek), kdežto v zapojení se společným kolektorem napěťově nezesiluje. Výkonové zesílení je největší v zapojení se společným emitorem, neboť v tom zapojení je napěťové i proudové zesílení velké.

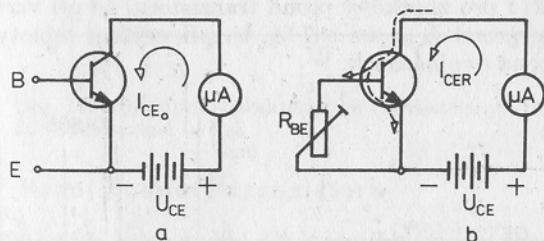
### 4.6.3. Zbytkový proud tranzistoru

Zbytkovým proudem tranzistoru nazýváme proud procházející obvodem kolektoru v případě, že do vstupní elektrody (báze nebo emitoru) nepřivádíme proud. Zbytkový proud je podobně jako zpětný proud polovodičových diod tvořen minoritními nosiči náboje uvolněnými ze základního polovodičového materiálu (vlastní vodivost) a z příměsí způsobujících obrácený typ nevlastní vodivosti, než má příslušná elektroda (důsledek některých výrobních postupů nebo nedokonalého vyčištění základního materiálu).

V zapojení se společnouází se zbytkový proud označuje  $I_{CB0}$ . Prochází diodou kolektor-báze (obr. 94a). Jeho velikost je závislá na materiálu tranzistoru, na rozměrech přechodu báze-kolektor a na teplotě. Typické hodnoty jsou uvedeny v tabulce 2.

Tab. 2. Velikost zbytkových proudů tranzistorů při teplotě 25 °C

$P_{cdov}$ (W)	0,1 až 1	1 až 10	10 až 100
$I_{CB0}$ Ge ( $\mu A$ )	3 až 30	30 až 100	100 až 5 000
$I_{CB0}$ Si ( $\mu A$ )	0,01 až 0,50	0,50 až 50	50 až 1 000

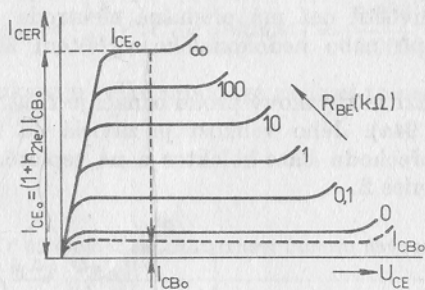


Obr. 105. Zbytkový proud tranzistoru

V zapojení se společným emitorem označujeme zbytkový proud při odpojené bázi  $I_{CE0}$  (obr. 105a). Zpětný proud diody kolektor-báze prochází v tomto případě přes bázi až do emitoru a je vstupním proudem tranzistoru. Tranzistor tento proud zesílí  $h_{21e}$ krát, takže obvodem kolektoru prochází proud  $I_{CB0}$  plus  $h_{21e}$  krát  $I_{CB0}$ . Proto platí vztah

$$I_{CE0} = I_{CB0}(1 + h_{21e})$$

Připojíme-li mezi bázi a emitor rezistor s odporem  $R_{BE}$  (obr. 105b), který tvoří bočník k diodě báze-emitor, odvede se část proudu diody báze-kolektor mimo přechod báze-emitor. Tím se zmenší také zesilovaná část tohoto proudu a zbytkový proud tranzistoru se zmenší. Označuje se  $I_{CER}$ . Závislost tohoto proudu na odporu rezistoru  $R_{BE}$  můžeme sledovat z charakteristik na obr. 106. Všimněme si, že při  $R_{BE} = 0$  je  $I_{CER} \doteq I_{CB0}$ .

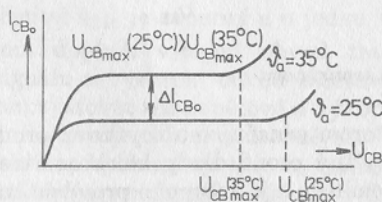


Obr. 106. Vliv odporu mezi bázi a emitem na zbytkový proud tranzistoru

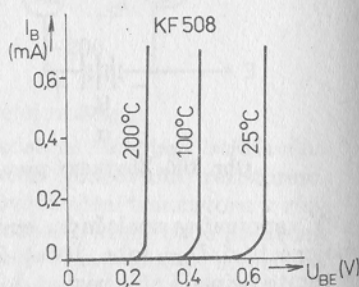
#### 4.6.4. Vliv teploty na vlastnosti tranzistoru

Již v 4.4.5 jsme vysvětlili, že při zvyšování teploty se zvětšuje vlastní vodivost polovodiče. Nevlastní vodivost se nemění. Rostoucí vlastní vodivost polovodičového materiálu při vzrůstu teploty se v tranzistoru projevuje především těmito příznaky:

a) *Růstem zbytkového proudu* (obr. 107), z toho plynoucím zvětšováním proudu kolektoru, zkreslováním průběhu výstupních charakteristik (obr. 109) a zmenšováním dovolených napětí mezi elektrodami. Stejně jako pro zpětný proud diod platí i pro zbytkový proud tranzistoru, že při vzrůstu teploty o  $1^\circ\text{C}$  vzroste proud  $I_{CB0}$  asi o 7 %, tj. při zvýšení teploty o  $10^\circ\text{C}$  vzroste proud  $I_{CB0}$  na dvojnásobek.



Obr. 107. Vliv teploty na zbytkový proud diody báze-kolektor



Obr. 108. Vliv teploty na napětí báze-emitor tranzistoru

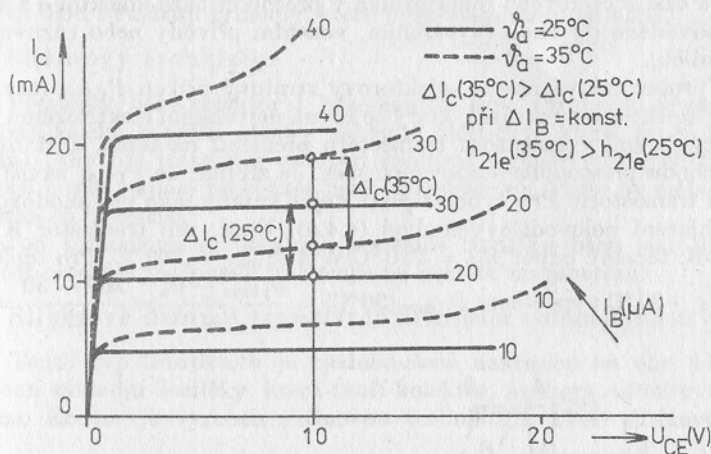


b) Změšováním napětí báze-emitor. Tím dochází ke zkreslování tvaru vstupní charakteristiky. Příkladem je průběh nakreslený na obr. 108. Ze změny napětí  $U_{BE}$  se dá vypočítat teplotní součinitel napětí báze-emitor

$$T_{k(U_{BE})} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta \vartheta}$$

Je záporný a má velikost několik mV/K.

c) Změnou vlastností tranzistoru pro změny napětí a proudů (změnou dynamických vlastností). Dochází např. k růstu proudového zesilovacího činitele  $h_{21e}$  (viz obr. 109). Např. pro tranzistor KF 508 byl v pracovním bodu ( $I_C = 10$  mA,  $U_{CE} = 6$  V) naměřen při teplotě  $-50^\circ\text{C}$  činitel  $h_{21e} = 48$ , při  $+25^\circ\text{C}$  činitel  $h_{21e} = 120$  a při  $+100^\circ\text{C}$  činitel  $h_{21e} = 180$ .



Obr. 109. Výstupní charakteristiky tranzistoru při teplotě  $25^\circ\text{C}$  plně,  $35^\circ\text{C}$  čárkované

#### 4.6.5. Mezní hodnoty tranzistoru

Aby při činnosti nedošlo k přetížení tranzistoru, a tím ke zkrácení doby jeho života nebo k jeho zničení, nesmějí být překročeny určité, tzv. mezní hodnoty působících veličin, které pro jednotlivé typy tranzistorů udává výrobce v katalogu. Protože nepříznivý vliv má na činnost tranzistoru také vyšší teplota, uvádějí se mezní hodnoty při určité teplotě okolí tranzistoru.

K přetížení by mohlo dojít těmito vlivy:

- velkým napětím mezi elektrodami,
- velkým procházejícím proudem,

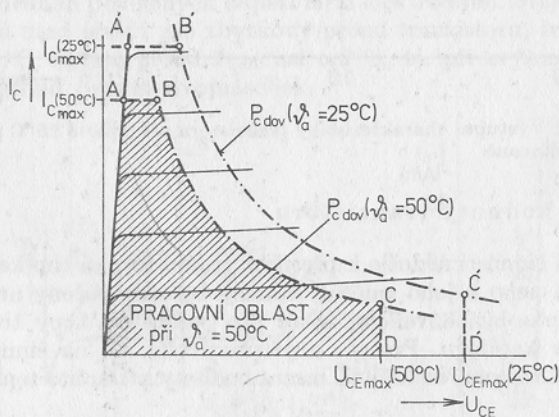
vysokou teplotou přechodu v důsledku příliš velkého elektrického příkonu, který se mění v tranzistoru na teplo.

Překročení přípustného napětí mezi elektrodami by mohlo způsobit napětový průraz přechodů PN. Proto se udávají největší přípustná stejnosměrná (trvale působící) napětí  $U_{CBmax}$  a  $U_{CEmax}$ . Dále jejich impulsové hodnoty  $U_{CBmax}$  a  $U_{CEmax}$  (trvání impulsu musí být uvedeno).

Překročení mezní hodnoty procházejícího proudu má za následek zpravidla přerušení přívodu k elektrodám tranzistoru. Proto se uvádějí opět přípustné trvale působící a impulsové hodnoty proudů  $I_{Cmax}$ ,  $I_{Emax}$ ,  $I_{Bmax}$  a  $I_{CMmax}$ ,  $I_{EMmax}$ ,  $I_{BMmax}$ .

Příliš vysoká teplota přechodu může způsobit nevratné změny ve struktuře polovodičového krystalu. Oteplování tranzistoru je způsobováno elektrickým ztrátovým výkonem, který se mění v tranzistoru na teplo. Největší část z celkového tepla vzniká v přechodu báze-kolektor a z kolektoru je odváděno do okolí (vyzářením, vedením přívody nebo různými druhy chladičů).

Výrobce udává mezní kolektorový ztrátový příkon  $P_{C\text{dov}}$  (tzv. dovolenou kolektorovou ztrátu), který se rovná největšímu elektrickému příkonu, který se smí v kolektoru tranzistoru přeměnit na teplo, aniž by teplota přechodu přestoupila stanovenou mez. Je zřejmé, že  $P_{C\text{dov}}$  závisí na chlazení tranzistoru. Pro výpočet platí stejné vztahy jako pro anodovou ztrátu a chlazení polovodičových diod (4.4.6). Např. pro tranzistor KF 508 se uvádí: tepelný odpor  $R_{th} = 220 \text{ }^\circ\text{C/W}$  a  $\vartheta_{j\text{max}} = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ . Pro teplotu okolí  $\vartheta_a = +30 \text{ }^\circ\text{C}$  vypočteme  $P_{C\text{dov}}(30 \text{ }^\circ\text{C}) = \frac{\vartheta_{j\text{max}} - \vartheta_a}{R_{th}} = \frac{200 - 30}{220} = 0,77 \text{ W}$ .



Obr. 110. Pracovní oblast tranzistoru. Při  $\vartheta_a = +50 \text{ }^\circ\text{C}$  omezena body ABCDO, při teplotě  $\vartheta_a = +35 \text{ }^\circ\text{C}$  omezena body A'B'C'D'O

Z uvedených vztahů a z průběhu mezní přímky plyne možná pracovní oblast tranzistoru pro určitou teplotu okolí  $\vartheta_a$ , jak ukazuje obr. 110. Hodnoty  $I_{C\max}$  a  $U_{CE\max}$  zjistíme v katalogu. Hyperbolu graficky znázorňující dovolenou kolektorovou ztrátu  $P_{C\text{dov}}$  (tj. množinu pracovních bodů ve výstupních charakteristikách, pro které je  $U_{CE}I_C = P_{C\text{dov}}$ ) získáme takto: nejprve vypočteme číselnou hodnotu  $P_{C\text{dov}}$  podle vztahu  $P_{C\text{dov}} = \frac{\vartheta_{j\max} - \vartheta_a}{R_{th}}$ . Potom postupně zvolíme např. několik hodnot napětí  $U_{CE}$  a ze vztahu  $P_{C\text{dov}} = U_{CE}I_C$  vypočítáme odpovídající proudy  $I_C$ . Graf je sestrojen pro dvě teploty okolí na obr. 110.

#### 4.6.6. Druhy bipolárních tranzistorů podle způsobu výroby

Při výrobě bipolárních tranzistorů se stejně jako při výrobě polovodičových diod využívají principy, které byly vysvětleny ve 4.2.3.

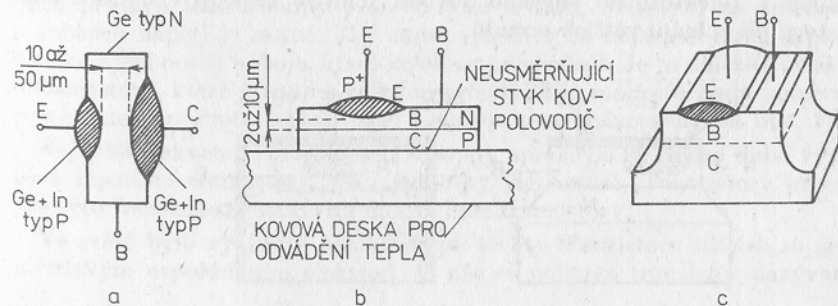
##### Slitinový tranzistor

Přechody báze-kolektor i báze-emitor jsou vyrobeny sléváním (legováním) každý z jedné strany základní destičky, která tvoří bázi (obr. 111a). Aby byl tranzistor schopen zesilovat signály vysokých frekvencí, musí nosiče náboje procházet bází co nejrychleji. Proto by měla být její tloušťka co nejmenší.

Slitinovou technologií se dosahuje nejmenší tloušťky báze (asi 10 až 50  $\mu\text{m}$ ), což omezuje zesilované frekvence na několik megahertzů.

Slitinově difúzní tranzistor (tranzistor s difundovanou bází)

Tento typ tranzistoru je zjednodušeně nakreslen na obr. 111b. Do povrchu základní destičky, která tvoří kolektor, je shora difúzí vytvořena báze. Emitor je vyroben slitinovou technologií. Proti slitinovému



Obr. 111. Druhy tranzistorů: a) slitinový tranzistor, b) slitinově difúzní tranzistor, c) tranzistor mesa

tranzistoru je možné dosáhnout tenčí báze (několik mikrometrů). Tím se zmenší zbytkový proud a zvětší se proudový zesilovací činitel. Difúzí vzniklo nerovnoměrné rozložení příměsí v bázi. Proto se po připojení napětí mezi elektrody tranzistoru objeví v oblasti báze nerovnoměrné elektrostatické pole, které urychluje nosiče náboje procházející z emitoru do kolektoru. Nosiče náboje projdou bází velmi rychle, takže tento tranzistor je schopen zpracovat i značně vysoké frekvence (několik desítek megahertzů). Kolektor je připájen na kovovou destičku, která dobře odvádí teplo z tranzistoru. Proto je možné vyrábět tyto tranzistory také pro velké výkony.

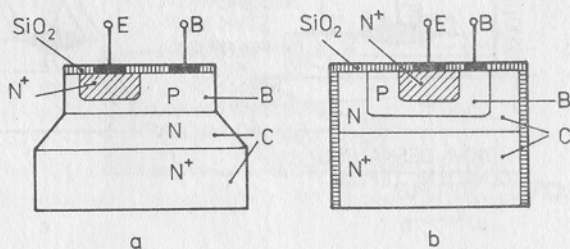
### Tranzistor mesa

Dalšímu zvyšování frekvence signálů zesilovaných tranzistorem brání kapacita přechodu báze-kolektor, která dovoluje průchod střídavého proudu z výstupu tranzistoru zpět do vstupu. Snaha po zmenšení této kapacity vedla k výrobě tranzistorů mesa\*), které mají plochu přechodu báze-kolektor velmi zmenšenou. Vývody emitoru a báze jsou co nejbližší u sebe a zbývající část přechodu báze-kolektor je odleptána (obr. 111c). Báze je opět vyrobena difúzí a emitor sléváním. Tranzistory mesa pracují až do frekvence několik set megahertzů.

### Difúzně epitaxní tranzistor

Zjednodušeně je nakreslen na obr. 112a. Na silně dotované základní destičce  $N^+$  nazývané substrát je vytvořena méně dotovaná epitaxní vrstva vodivosti typu N, která tvoří kolektor. Do jeho povrchu je difúzí provedena báze a do povrchu báze opět difúzí silně dotovaný emitor.

Proti tranzistoru mesa se dosahuje menších tlouštěk báze (větších hodnot proudového zesilovacího činitele) a užších tolerancí všech vlastností tranzistorů. Vrstva  $N^+$  pod vrstvou N zmenšuje odpor mezi kolektorem a emitorem při úplném otevření tranzistoru a zrychluje odvádění nosičů náboje z kolektoru do vnějšího obvodu. Tím se zlepšují vlastnosti tranzistoru při spínání větších proudů.



Obr. 112. a) Difúzně epitaxní tranzistor, b) epitaxně planární tranzistor

## Epitaxně planární tranzistor

Základem tranzistoru je opět bohatě dotovaná destička z křemíku (substrát  $N^+$ ). Na ní se vytvoří epitaxní vrstva tlustá několik mikrometrů. Po jejím dokončení se povrch celého monokrystalu okysličí, a tím se chrání před vlivem okolního prostředí. Z místa, ve kterém má vzniknout báze, se kysličník odleptá. Pak se difúzí vytvoří báze a celý krystal se opět okysličí. Podobným způsobem se vytvoří též emitor a opět dojde k okysličení povrchu celého tranzistoru. Kysličník se odstraní jen z míst, přes které se napaří kovová vrstva umožňující připojit vývody báze a emitoru.

Všechny části tranzistoru jsou chráněny kysličníkem, a proto má planárně epitaxní tranzistor dlouhodobě velmi stálé vlastnosti. Protože místa, ve kterých vycházejí na povrch krystalu okraje vrstev tvořících přechody PN, jsou také přikryta kysličníkem, který má velmi dobré izolační vlastnosti, zmenší se povrchové svodové proudy mezi elektrodami tranzistoru na velmi malou hodnotu. To je příčinou podstatného zmenšení šumu planárně epitaxních tranzistorů ve srovnání s dříve popsány typy.

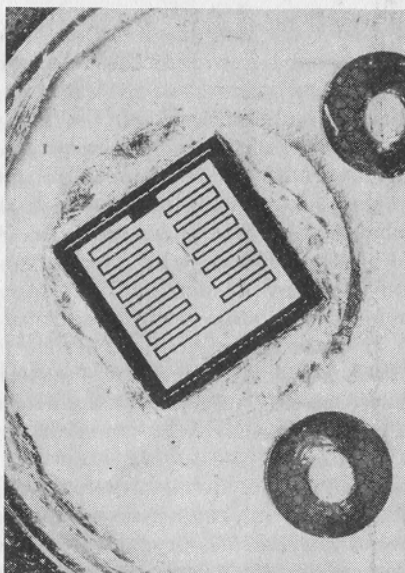
Jak jsme se již zmínili, závisí schopnost tranzistoru zesilovat signály vysoké frekvence značně na době, za kterou projdou nosiče náboje oblastí báze. Tuto dobu je možné do určité míry zkrátit urychlováním nosičů náboje elektrickým polem působícím v bázi (tranzistor s difundovanou bází a další typy). Zároveň je nutné volit materiály s velkou pohyblivostí nosičů náboje. Arzenid galia, který má ze všech materiálů, jejichž výroba je v současné době dostatečně propracována, největší pohyblivost nosičů náboje, se použít nedá. Nosiče náboje v GaAs mají totiž velmi krátkou dobu života (řádu  $10^{-10}$  s), a proto by došlo v oblasti báze ke značné rekombinaci nosičů. Takový tranzistor by měl veliký zbytkový proud a malé proudové zesílení. Proto se nejčastěji používá křemík. Volí se tranzistory typu NPN, aby nosiče náboje, které musí bází projít, byly elektrony, neboť pohyblivost elektronů je vždy větší než pohyblivost děr.

K dosažení dobrých vysokofrekvenčních a spínacích vlastností tranzistoru přispívá také vhodný tvar emitoru a báze. Při rychlých změnách působících napětí je nutné, aby emitor stačil v co nejkratší době zaplnit bázi volnými nosiči náboje, které kolektor musí odsát. Je to důležité zvláště u tranzistorů, které pracují s velkými proudy, kdy mají přechody poměrně velké rozměry. Proto mívají báze i emitor tvar znázorněný na obr. 113.

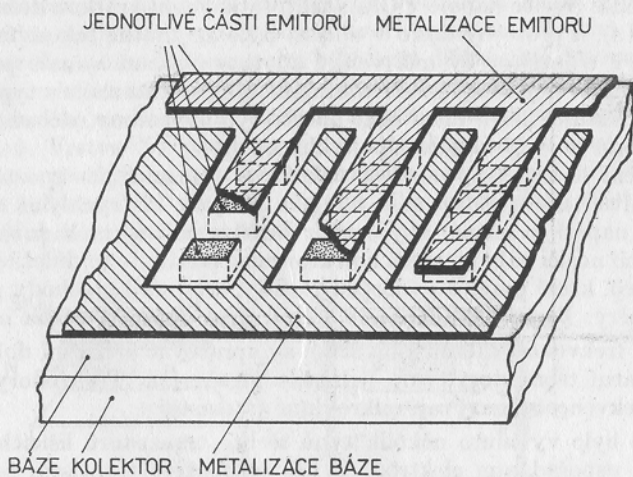
Nejvyšší frekvence, kterou jsou schopny zpracovat v dnešní době vyráběné bipolární tranzistory, jsou jednotky gigahertzů. Tranzistory určené pro tyto frekvence se nazývají mikrovlnné tranzistory.

Ve světě bylo vyvinuto několik typů těchto tranzistorů lišících se geometrickým uspořádáním elektrod. U nás se používá tranzistor nazývaný

\*) Slovo „mesa“ znamená stůl (špan.). Tvar tranzistoru připomíná charakteristický profil Stolové hory v jižní Africe.



Obr. 113. Tvar emitoru a báze výkonového spínacího tranzistoru



Obr. 114. Uspořádání tranzistoru over-lay. Části emitoru mají rozměry  $1 \times 25$  ( $\mu\text{m}$ ); hloubka je asi  $2,5$   $\mu\text{m}$ , tloušťka báze asi  $1$   $\mu\text{m}$

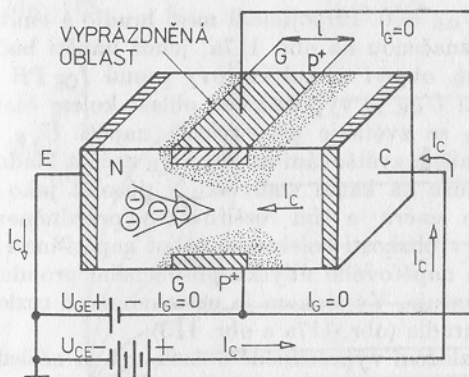
over-lay [čti ouvr lej], jehož emitor je tvořen řadou navzájem oddělených částí, které jsou spojeny pouze shora napařenou kovovou vrstvičkou, která tvoří přívod k emitoru. Uspořádání zjednodušeně znázorňuje obr. 114.

#### 4.7. TRANZISTORY ŘÍZENÉ ELEKTRICKÝM POLEM

V roce 1952 objevila skupina amerických vědců pod vedením jednoho z vynálezců bipolárního tranzistoru Dr. Williama Shockleye zesilovací součástku pracující na principu využití elektrostatického pole k řízení proudu procházejícího polovodičovou destičkou. Součástka byla nazvána *tranzistor řízený elektrickým polem* (Field-Effect-Tranzistor, FET). Protože se zde vedení proudu účastní pouze nosiče náboje jedné polarity (většinou nosiče), používá se též názvu *unipolární tranzistor*.

##### 4.7.1. Tranzistor řízený elektrickým polem s přechodovým hradlem (JFET)\*

Uspořádání tohoto typu tranzistoru je schematicky znázorněno na obr. 115. Základem je polovodičová destička s nevlastní vodivostí typu N opatřená na obou koncích neusměrňujícími kovovými kontakty, které slouží k přivádění proudu a mají význam emitoru (E) a kolektoru (C). Do horní i dolní stěny základní destičky je v délce  $l$  vytvořena difúzí silně dotovaná vrstva obráceného typu vodivosti ( $P^+$ ) nazvaná hradlo (G —

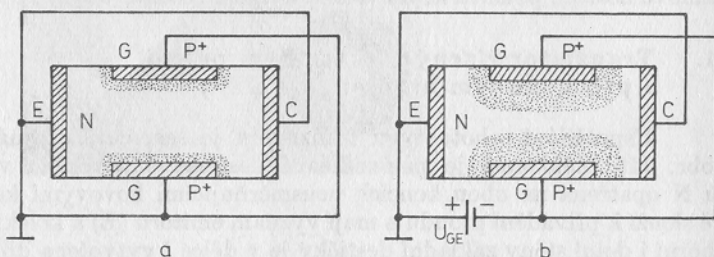


Obr. 115. Tranzistor řízený elektrickým polem s přechodovým hradlem (JFET)

\*) J ze slova Junction [džankšn] = přechod (angl.).

z angl. Gate [gejt]). Obě části hradla jsou spolu vodivě spojeny. Hradlo tvoří řídicí elektrodu tranzistoru. Prostor mezi částmi hradla se nazývá kanál.

Jsou-li hradlo i kolektor spojeny s emitorem ( $U_{CE} = U_{GE} = 0$ ) (obr. 116a), vytvoří se v okolí hradla vyprázdňená oblast (4.2.2) znázorněná na obr. 116 tečkovanými plochami. Z 4.4.2 víme že tloušťku vyprázdňené oblasti je možné měnit napětím přiloženým k přechodu. Připojíme-li tedy mezi hradlo a emitor napětí  $U_{GE}$  (obr. 116b), tak, aby přechod byl polarizován ve zpětném směru, můžeme obě vyprázdňené oblasti rozšířit. Tím zúžíme vodivou část kanálu a zvětšíme jeho odpor. Je zřejmé, že odpor kanálu můžeme měnit velikostí napětí přiloženého ve zpětném směru mezi hradlo a emitor. Přitom přívodem hradla neprochází téměř žádný proud ( $I_G \approx 0$  skutečný proud  $I_G$  je řádu jednotek pikoampérů).

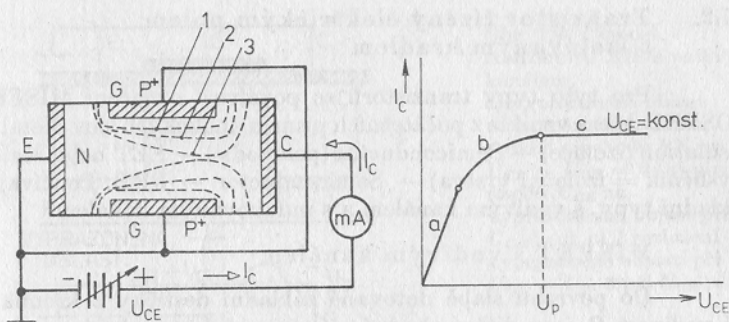


Obr. 116. Změna šířky vodivé části kanálu působením napětí  $U_{GE}$

Uvažujme nyní opět  $U_{GE} = 0$ . Připojíme-li mezi hradlo a emitor napájecí zdroj s polaritou vyznačenou na obr. 117a, jehož napětí budeme postupně od nuly zvětšovat, objeví se kolektorový proud  $I_C$ . Při nulovém nebo velmi malém napětí  $U_{CE}$  je vyprázdňená oblast kolem částí hradla rovnoměrná a proud  $I_C$  se zvětšuje při vzrůstu napětí  $U_{CE}$  lineárně (obr. 117b část a). Při dalším zvětšování napětí  $U_{CE}$  začíná kladné napětí připojené v místě kolektoru na kanál vodivosti N působit jako předpětí hradlo-kanál ve zpětném směru a tím rozšiřovat vyprázdňenou oblast. Toto rozšíření je největší v blízkosti kolektoru, neboť napětí mezi kanálem a hradlem se v důsledku napěťového úbytku působeného proudem  $I_C$  od kolektoru k emitru zmenšuje. Výsledkem je nerovnoměrné rozložení vyprázdňené oblasti podél hradla (obr. 117a a obr. 115).

Vliv napětí  $U_{CE}$  na rozložení vyprázdňené oblasti má za následek zvětšování odporu kanálu při zvětšování napětí  $U_{CE}$ . Proud  $I_C$  proto roste při vzrůstu napětí  $U_{CE}$  stále pomaleji (obr. 117b, část b). Při dosažení napětí  $U_{CE} = U_p$  se vyprázdňené oblasti obou částí hradla téměř vzájemně dotknou. K úplnému dotyku (uzavření kanálu) nedojde. Kanál se pouze v určitém místě zúží na velmi tenkou vrstvičku, která dovoluje

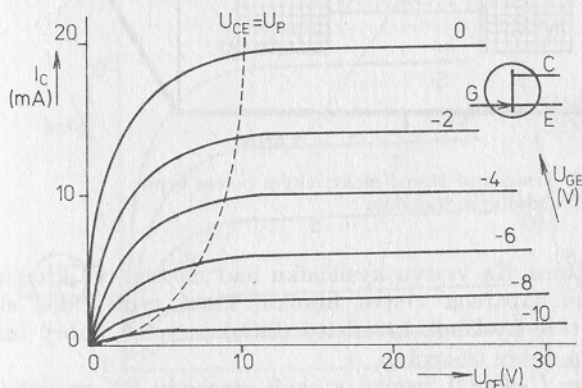




Obr. 117. a) Vliv napětí  $U_{CE}$  na rozložení vyprázdňené oblasti kolem části hradla  
 1 při malé hodnotě  $U_{CE}$ , 2 při větším napětí způsobuje napětí  $U_{CE}$  zužování kanálu, 3  $U_{CE} = U_p$   
 b) závislost proudu  $I_C$  na napětí  $U_{CE}$  při  $U_{GE} = \text{konst}$

průchod proudu  $I_C$ . Při dalším zvětšení napětí  $U_{CE}$  se úzká část kanálu prodlouží, odpor kanálu se zvětší a proud  $I_C$  již nevrůstá. Dosahuje své nasycené hodnoty (obr. 117b, část c).

Nastavíme-li určité předpětí  $U_{GE}$  (ve zpětném směru), bude se při zvětšování napětí  $U_{CE}$  popsaná činnost tranzistoru opakovat. Vzrůst proudu  $I_C$  však bude od počátku pomalejší a k nasycení dojde již při menší hodnotě  $U_{CE}$ , neboť vlivem působícího napětí  $U_{GE}$  vycházíme nyní z užšího kanálu (obr. 116b). Popsané průběhy výstupních charakteristik tranzistoru JFE ukazuje obr. 118.



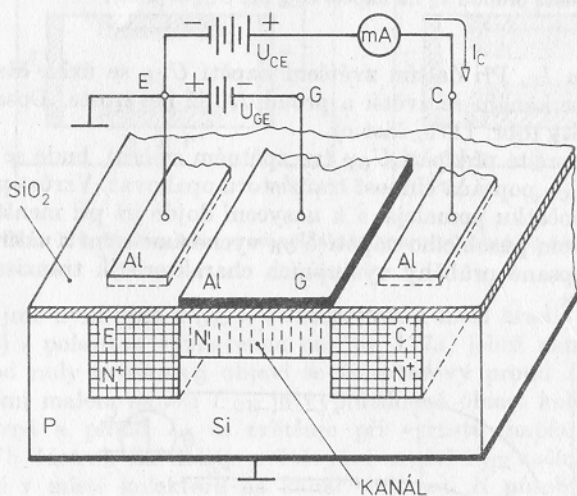
Obr. 118. Výstupní charakteristiky a značka tranzistoru JFE

#### 4.7.2. Tranzistor řízený elektrickým polem s izolovaným hradlem

Pro tyto typy tranzistorů se používají označení MISFET nebo MOSFET která vznikla z počátečních písmen anglických slov Metal (kov) — Insulation (izolace) — Semiconductor (polovodič) — FET nebo Metal-Oxide (kysličník = izolační vrstva) — Semiconductor — FET. Používají se dva základní typy s vodivým kanálem a s indukovaným kanálem.

##### MISFET s vodivým kanálem

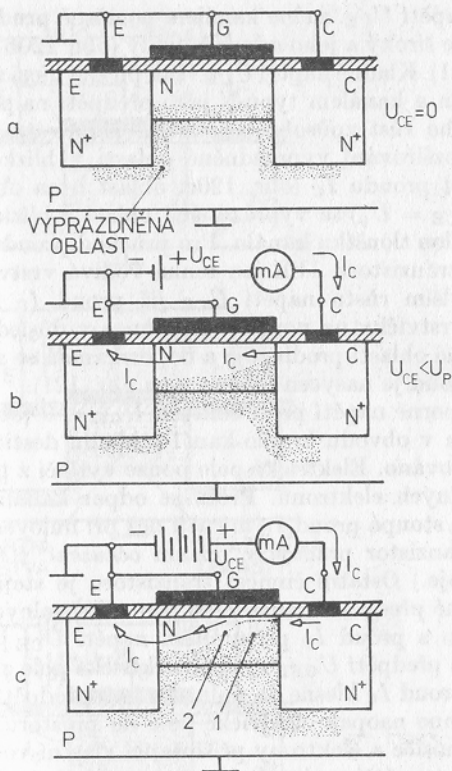
Do povrchu slabě dotované základní destičky z křemíku, která má vodivost P, jsou difúzí vhodné příměsi vytvořeny dva rovnoběžné příkopy se silnou koncentrací příměsí ( $N^+$ ), které tvoří emitor a kolektor (obr. 119). Mezi nimi je tenčí, méně dotovaná vrstva N tvořící kanál. Celý povrch destičky je okysličen. Vrstvou kysličníku procházejí pouze vývody



Obr. 119. Tranzistor řízený elektrickým polem typu MISFET s vodivým kanálem

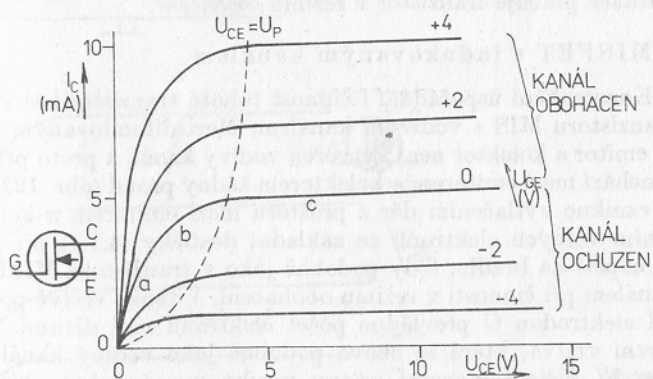
emitoru a kolektoru. Na vrstvu kysličníku nad místem, ve kterém je vytvořen kanál, je napařena vrstva hliníku, která tvoří řídicí elektrodu (hradlo G). Protože kysličník křemičitý ( $SiO_2$ ) je velmi dobrý izolant, je hradlo od kanálu dobře izolováno.

Bude-li  $U_{GE} = U_{CE} = 0$ , vzniká v okolí přechodu PN na dolní hranici kanálu tenká vyprázdňená oblast rovnoměrného průřezu (obr. 120a). Zapojíme-li napájecí zdroj (stále při  $U_{GE} = 0$ ) do obvodu kolektor-emitor



Obr. 120. Činnost tranzistoru MIS s vodivým kanálem;

a) vyprázdňená oblast rovnoměrného průřezu v okolí přechodu PN při  $U_{CE} = U_{GE} = 0$ ; b) vliv napětí  $U_{CE}$  na vyprázdňenou oblast při  $U_{GE} = 0$ , c) 1 rozložení vyprázdňené oblasti při  $U_{CE} = U_P$ , 2 při  $U_{CE} > U_P$



Obr. 121. Výstupní charakteristiky tranzistoru MISFE s vodivým kanálem

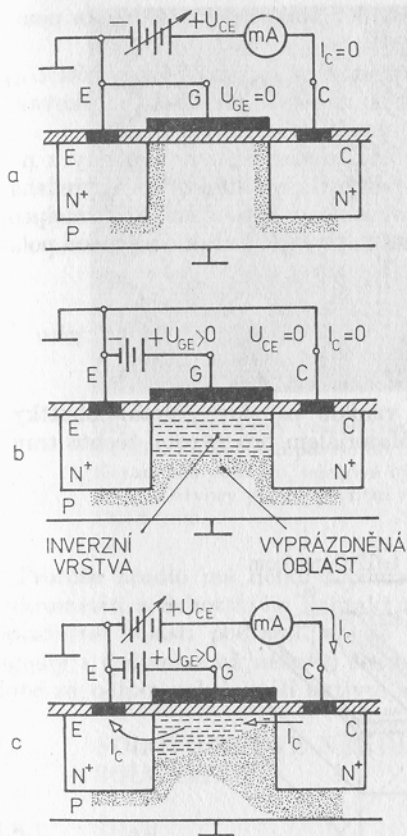
a zvětšujeme-li postupně napětí  $U_{CE}$ , začne kanálem poměrně prudce stoupat proud  $I_C$ , neboť kanál je široký a jeho odpor je malý (obr. 120b, průběh  $U_{GE} = 0$ , oblast a na obr. 121). Kladné napětí  $U_{CE}$  však působí mezi základní deskou spojenou s emitorem a kanálem typu N jako předpětí na přechodu PN ve zpětném směru. Jeho růst způsobuje podobně jako v tranzistoru s přechodovým hradlem rozšiřování vyprázdněné oblasti v blízkosti kolektoru a tím omezuje růst proudu  $I_C$  (obr. 120c; oblast b na obr. 121). Při dostatečném napětí ( $U_{CE} = U_p$ ) se vyprázdněná oblast v blízkosti kolektoru rozšíří téměř přes celou tloušťku kanálu. Pro průchod proudu zůstává podobně jako při činnosti tranzistoru JFE jen tenká vodivá vrstvička na povrchu materiálu. Při dalším růstu napětí  $U_{CE}$  již proud  $I_C$  neroste, neboť délka tenké vodivé vrstvičky na povrchu kanálu se v důsledku dalšího rozšiřování vyprázdněné oblasti prodlužuje a odpor kanálu se zvětšuje (obr. 120c). Kolektorový proud je nasycen (oblast c na obr. 121).

Přiložíme-li na hradlo záporné napětí proti emitoru  $U_{GE} < 0$  (obr. 119), nedojde k průchodu proudu v obvodu hradlo-kanál-základní destička, neboť hradlo je od kanálu izolováno. Elektrické pole pouze vytlačí z prostoru kanálu určité množství volných elektronů. Proto se odpor kanálu zvětší a při zvětšování napětí  $U_{CE}$  stoupá proud  $I_C$  mírněji než při nulovém předpětí hradla. Říkáme, že tranzistor pracuje v režimu *ochuzení*. (Ochuzení kanálu o volné nosiče náboje.) Ostatní činnost tranzistoru je stejná jako při  $U_{GE} = 0$ . Čím je záporné předpětí hradla větší, tím více volných elektronů je z kanálu vytlačeno a proud  $I_C$  při určitém napětí  $U_{CE}$  je menší (obr. 121). Při tzv. *závěrném předpětí*  $U_{GEZ}$  vytlačí elektrické pole z kanálu všechny volné elektrony a proud  $I_C$  klesne na nulu. Bude-li předpětí hradla proti emitoru kladné, přitáhne naopak elektrické pole do prostoru kanálu volné elektrony (minoritní nosiče a elektrony příslušející vlastní vodivosti) ze základní destičky. Tím se zvětší vodivost kanálu a proud  $I_C$  vzroste. Za této situace pracuje tranzistor v režimu *obohacení*.

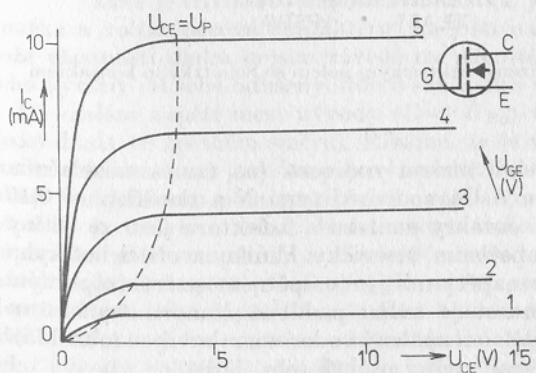
### MISFET s indukovaným kanálem

Konstrukční uspořádání i činnost tohoto tranzistoru je velmi podobná tranzistoru MIS s vodivým kanálem. Mezi difundovanými příkopy tvořícími emitor a kolektor není vytvořen vodivý kanál, a proto při  $U_{GE} = 0$  neprochází mezi emitorem a kolektorem žádný proud (obr. 122a a 123).

Kanáal vznikne vytlačením děr z prostoru mezi emitorem a kolektorem a přitažením volných elektronů ze základní destičky (4.1.4) při přiložení kladného napětí na hradlo, tedy podobně jako v tranzistoru MISFE s vodivým kanálem při činnosti v režimu obohacení. V tenké vrstvě polovodiče těsně pod elektrodou G převládne počet elektronů nad děrami. Vznikne tzv. inverzní vrstva, která se chová podobně jako vodivý kanál s vodivostí typu N. Kolem inverzní vrstvy vzniká vyprázdněná oblast, jejíž průřez je ovlivňován napětím  $U_{CE}$  stejně jako při činnosti tranzistoru s vodivým kanálem (obr. 122b, c). Rozdíl je pouze v tom, že v popisova-



Obr. 122. Činnost tranzistoru MIS s indukovaným kanálem: a) je-li  $U_{GE} = 0$  kanál nevzniká, b) vznik inverzní vrstvy při  $U_{GE} > 0$ , c) tvar inverzní vrstvy i vyprázdněné oblasti je ovlivněn napětím  $U_{CE}$



Obr. 123. Výstupní charakteristiky tranzistoru MISFE s indukovaným kanálem

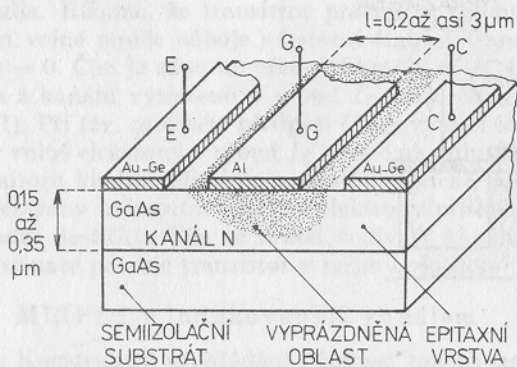
ném typu tranzistoru dochází k vytvoření kanálu a k vedení proudu pouze při kladném předpětí hradla ( $U_{GE} > 0$ ).

Jak ukazují charakteristiky (obr. 123), dochází při zvětšení napětí  $U_{GE}$  ke vzrůstu proudu  $I_C$ , neboť při kladnějším napětí na hradle je indukovaný kanál tlustší a vodivější než při malém napětí  $U_{GE}$ .

Kdyby jednotlivé části popisovaných tranzistorů byly vyrobeny z polovodiče obráceného druhu nevlastní vodivosti, než který byl v předcházejícím výkladu uvažován, šlo by o tranzistory s kanálem P. Principem činnosti se od vyložených tranzistorů neliší. Vyžadují však obrácenou polaritu všech použitých napětí.

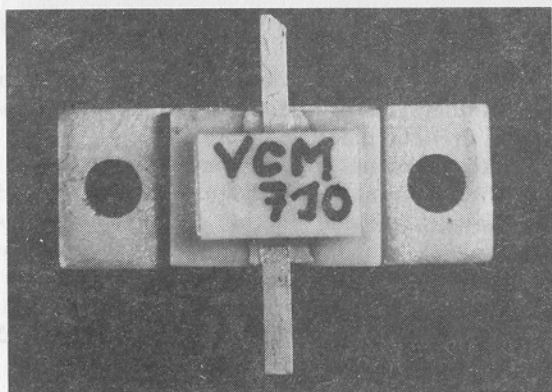
#### 4.7.3. Tranzistor řízený elektrickým polem se Schottkyho kontaktem (MESFET)

Označení tohoto tranzistoru vzniklo ze slov „Metal-Schottky-FET“. Uspořádání ukazuje obr. 124. Materiálem pro výrobu těchto tranzistorů je arzenid galia.



Obr. 124. Tranzistor řízený elektrickým polem se Schottkyho kontaktem (MESFET)

Na základní destičce s velmi nízkou vodivostí (na tzv. semiizolačním substrátu) je epitaxní vrstva AsGa vodivosti typu N a tloušťky asi 0,15 až 0,35  $\mu\text{m}$ . Neusměrňující kontakty emitoru a kolektoru jsou ze slitiny Au-Ge. Hradlo vyrobené napařením vrstvičky hliníku tvoří Schottkyho kontakt, který se polarizuje napětím  $U_{GE}$  ve zpětném směru (záporným napětím proti emitoru). Činnost je velmi podobná činnosti tranzistoru JFE. Představte si JFET podélně rozpůlený vodorovnou rovinou (obr. 115). Též statické charakteristiky mají stejný průběh (obr. 118).



Obr. 125. Vývojový vzorek tranzistoru MESFET (TESLA VÚST). Frekvenční pásmo do 2 až 4 GHz, výkon 3 až 1 W. Keramické pouzdro, páskové vývody. Chladicí kovová deska s otvory pro připevnění tranzistoru má rozměry  $16 \times 6$  (mm)

Protože hradlo má délku  $l$  pouze několik desetin až několik jednotek mikrometrů a Schottkyho kontakt neobyčejně rychle ovládá velikost vyprázdněné oblasti pod hradlem je tento tranzistor schopen zpracovávat signály s frekvencí až několik desítek gigahertzů. Považuje se v současné době za nejperspektivnější aktivní součástku pro velmi vysoké frekvence.

#### 4.8. POLOVODIČOVÉ NĚKOLIKVRSTVOVÉ SPÍNACÍ SOUČÁSTKY

##### 4.8.1. Diak

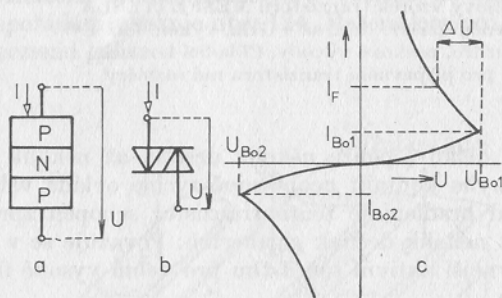
Diak je třívrstvá spínací součástka, jejíž struktura, schematická značka a voltampérová charakteristika jsou nakresleny na obr. 126. Protože vlastnosti diaku nejsou závislé na polaritě působícího napětí, nejsou jeho vývody od sebe odlišeny. Jde o součástku souměrnou.

Při malém napětí mezi vývody ( $U < U_{B0}$ ) vykazuje diak velký odpor (jako dioda ve zpětném směru). Říkáme, že je v blokovacím (rozepnutém) stavu a že se chová jako rozpojený spínač. Za této situace je přechod PN bližší ke kladnému pólu působícího napětí otevřen (na P je plus). Druhý přechod je uzavřen, neboť druhá vrstva vodivosti typu P je spojena se záporným pólem napětí  $U$  a zároveň na střední vrstvě vodivosti typu N působí kladné napětí pronikající tam přes první, otevřený přechod. Po dosažení spínacího napětí  $U_{B0}$  dochází k ionizaci krystalové mřížky v okolí přechodu, který byl uzavřen. Odpor diaku se prudce zmenší, napětí mezi jeho vývody poklesne (obr. 126c) a proud v obvodu prudce roste. Stejně

se chová součástka i při obrácené polaritě napětí. Pouze činnost obou přechodů se navzájem vymění.

Z průběhu voltampérové charakteristiky je patrné, že v propustném stavu má diak záporný diferenciální (dynamický) odpor. Je to součástka neřízená. Spínací napětí určitého diaku se nedá měnit.

Diak se používá jako pomocná spínací součástka k řízení tyristorů a triaků a jako přepětová ochrana. V katalogu se udávají tyto hodnoty: spínací napětí  $U_{B0}$  s dovolenými odchylkami, přípustný rozdíl spínacích napětí  $U_{B01}$  a  $U_{B02}$ , spínací proud  $I_{B0}$  procházející diakem těsně před sepnutím, nejmenší pokles napětí  $\Delta U$  po sepnutí a vzrůstu proudu na určitou hodnotu proudu  $I_F$  a největší přípustná výkonová ztráta. Např. pro diak TESLA KR 105 platí:  $U_{B0} = 26 \pm 4$  V,  $I_{B0} < 1$  mA,  $\Delta U_{\min} = 4$  V při  $I_F = 10$  mA,  $U_{B01} - U_{B02} < 5$  V a  $P_{\max} = 300$  mW



Obr. 126. Struktura, značka a charakteristika diaku

#### 4.8.2. Tyristor

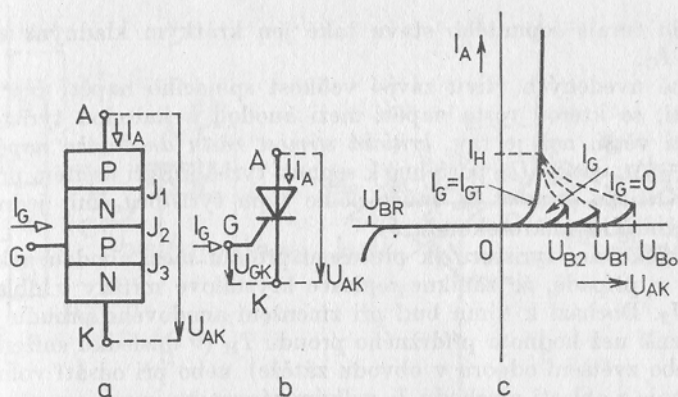
Tyristor je čtyřvrstvá spínací součástka vyráběná z křemíku, ve které jsou vytvořeny tři nad sebou ležící přechody PN. Strukturu, schematickou značku a voltampérovou charakteristiku ukazuje obr. 127.

Vnější vrstva P je anodou, vnější vrstva N katodou tyristoru. Těmito elektrodami prochází po sepnutí celkový výstupní proud, jehož velikost může podle typu tyristoru dosahovat jednotek až stovek ampérů.

Jedna z vnitřních vrstev tyristoru (v tyristorech TESLA vrstva s vodivostí typu P) je vyvedena jako řídicí elektroda G.

Přechody  $J_1$ ,  $J_2$  a  $J_3$  si označíme podle obr. 127a. Bude-li řídicí elektroda G odpojena a přiložíme-li na anodu tyristoru malé kladné napětí proti katodě, otevřou se přechody  $J_1$  (kladným napětím na vrstvě P) a  $J_3$  (záporným napětím na vrstvě N). Přechod  $J_2$  zůstane uzavřen, neboť do vrstvy N proniká kladné napětí přes otevřený přechod  $J_1$  a do vrstvy P záporné napětí přes otevřený přechod  $J_3$ . Za této situace je tyristor zablokovaný.





Obr. 127. Struktura, značka a charakteristika tyristoru

Odpor mezi anodou a katodou je několik megaohmů a proud v obvodu anody (v pracovním obvodu tyristoru) je téměř nulový.

Při zvyšování napětí mezi anodou a katodou se zvětšuje intenzita elektrostatického pole v oblasti přechodu  $J_2$ . Při určité velikosti tohoto napětí (na obr. 127c  $U_{B0}$ ) dosáhne intenzita elektrostatického pole své kritické hodnoty, při které dochází k ionizaci krystalové mřížky (pro křemík asi  $10^7$  V/m). Odpor v oblasti přechodu  $J_2$  se velmi zmenší a v obvodu anoda-katoda se objeví velký proud. Zmenšení odporu tyristoru je tak značné (na desetiny až setiny ohmu, tj. o 7 až 8 řádů), že přestože stoupl proud, zmenšilo se napětí mezi anodou a katodou asi na 1,5 až 2 V. Říkáme, že tyristor přešel do sepnutého (vodivého) stavu. Doba potřebná k ionizaci krystalové mřížky se nazývá zapínací doba. Činí řádově jednotky mikrosekund a označuje se  $t_{on}$ .

Ionizace krystalové mřížky, tj. sepnutí tyristoru, může nastat již při nižším napětí anoda-katoda, než je napětí  $U_{B0}$  (při intenzitě elektrostatického pole nižší než kritické). Stačí, přivedeme-li do oblasti uzavřeného přechodu PN ( $J_2$ ) volné nosiče náboje proudem zavedeným do řídicí elektrody G. Elektrostatické pole, které samo nestačí k vytrhávání nosičů náboje z vazeb, urychlí přivedené nosiče a využije je k ionizaci krystalové mřížky. Jak je patrné z voltampérové charakteristiky (obr. 127c), můžeme velikostí proudu  $I_G$  řídit velikost spínacího napětí  $U_B$ . Bude-li proud  $I_G$  roven *zapínacímu* řídicímu proudu  $I_{GT}$ , přechází tyristor při zvětšování kladného napětí na anodě plynule do vodivého stavu. Při  $I_G \geq I_{GT}$  nevzniká blokovací stav a tyristor se chová jako polovodičová usměňovací dioda.

Důležité je, že k udržení vzniklé ionizace krystalové mřížky postačí pouze průchod dostatečně velkého anodového proudu (většího než tzv. *přidržený proud*  $I_H$ ). Proud  $I_G$  může zaniknout. Proto je možné uvést ty-

ristor do trvale sepnutého stavu také jen krátkým kladným impulsem proudu  $I_G$ .

Kromě uvedených vlivů závisí velikost spínacího napětí  $U_B$  také na rychlosti, se kterou roste napětí mezi anodou a katodou tyristoru. Při rychlosti větší, než je tzv. *kritická strmost růstu anodového napětí*  $S_u = \Delta U_{AK}/\Delta t$ , napětí  $U_B$  potřebné k sepnutí tyristoru při určitém proudu  $I_G$  klesá. Kritická strmost  $S_u$  může podle typu tyristoru činit jednotky až stovky voltů na mikrosekundu.

K zablokování tyristoru (k přerušení proudu mezi anodou a katodou) dochází v případě, že zanikne ionizace krystalové mřížky v oblasti přechodu  $J_2$ . Dochází k tomu buď při zmenšení anodového proudu na hodnotu menší než hodnota přídržného proudu  $I_H$  (v důsledku snížení napětí  $U_{AK}$  nebo zvětšení odporu v obvodu zátěže), nebo při odsátí volných nosičů náboje z oblasti přechodu  $J_2$  velkým záporným impulsem přivedeným mezi řídicí elektrodu G a katodu. Pro obnovení blokovací činnosti tyristoru je nutné, aby z oblasti přechodu  $J_2$  zmizely volné nosiče náboje (rekombinací nebo odsátím). Tento děj trvá určitou dobu, kterou nazýváme *rozpínací doba*  $t_{off}$ . Pro běžné tyristory činí několik desítek mikrosekund.

Je-li na anodu připojeno záporné a na katodu kladné napětí, jsou přechody  $J_1$  a  $J_3$  uzavřeny a tyristor je zablokován bez ohledu na napětí působící na řídicí elektrodě. Proud  $I_G$  je samozřejmě roven nule, neboť obvod G-K je přerušen uzavřeným přechodem  $J_3$ .

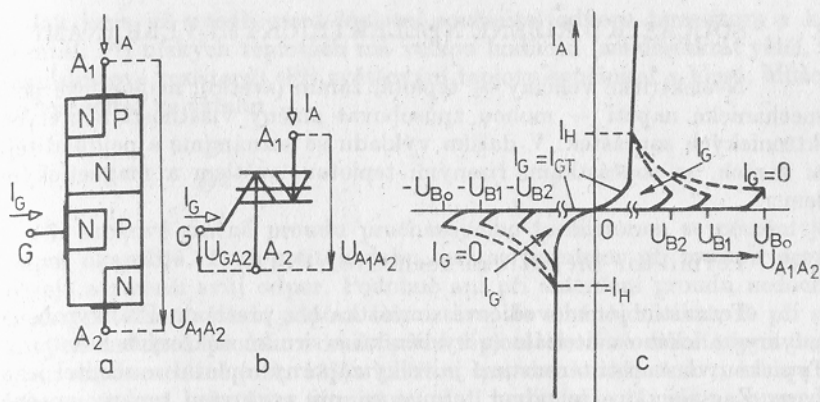
Tyristory se používají jako řízené spínače hlavně v obvodech střídavých proudů technických frekvencí. Z vlastností tyristorů vyplývá, že při použití jednoho tyristoru je možné využít v pracovním obvodu jen kladné půlvlny střídavého proudu, neboť tyristor lze uvést do vodivého stavu jen při kladném napětí  $U_{AK}$ .

#### 4.8.3. Triak

Pro regulaci proudu procházejícího obvodem zátěže při kladné i záporné půlvlně střídavého napětí je možné použít pětivrstvou spínací součástku nazvanou triak, jejíž strukturu a schematickou značku ukazuje obr. 128a, b.

Chování triaku je podobné jako chování dvou tyristorů spojených paralelně tak, aby byly schopny spínat každý v jedné půlvlně střídavého napětí. (Tzv. antiparalelní zapojení. Spojení anody prvního s katodou druhého a katody druhého a anodou prvního tyristoru.) Voltampérové charakteristiky nakreslené na obr. 128c ukazují, že jde o symetrický řízený spínač, avšak anody  $A_1$  a  $A_2$  se nesmějí při zapojení triaku do obvodu navzájem zaměnit. Mohlo by dojít ke zničení triaku.

Napětí  $U_{A1A2}$ , při kterém triak sepne, je možné měnit velikostí proudu  $I_G$  procházejícího obvodem G- $A_2$ . K sepnutí dochází při kladném i záporném napětí  $U_{A1A2}$ . Přitom záleží pouze na velikosti řídicího proudu, nikoli na jeho směsu.

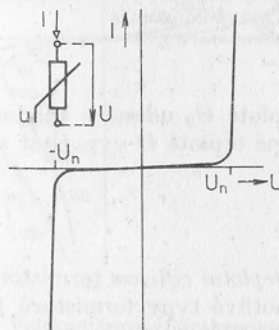


Obr. 128. Struktura, značka a voltampérové charakteristiky triaku

#### 4.8.4. Varistor (napětově závislý odpor)

Varistor je symetrická nelineární polovodičová součástka (obr. 129) vyráběná z polykrystalického materiálu (např. karbid křemíku SiC). Při zvětšování napětí mezi jeho vývody dochází nejprve k pomalému a téměř lineárnímu vzrůstu proudu. Odpor součástky je velký a téměř konstantní. Dosáhne-li však napětí určité hodnoty  $U_n$ , která činí podle typu varistoru několik desítek voltů, dojde k prudkému poklesu jeho dynamického vnitřního odporu. Další malé zvětšení napětí je doprovázeno velkým vzrůstem proudu. Záporný diferenciální (dynamický) odpor však tato součástka nevykazuje.

Varistory se používají pro stabilizaci stejnosměrných napětí, jako ochrana proti přepětí apod.



Obr. 129. Voltampérová charakteristika a schematická značka varistoru

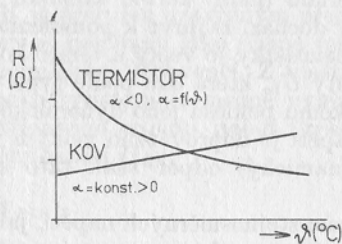
## 4.9. SOUČÁSTKY ŘÍZENÉ NEELEKTRICKÝMI VELIČINAMI

Neelektrické veličiny — teplota, záření (světlo), magnetické pole a mechanické napětí — mohou způsobovat změny vlastností některých elektronických součástek. V dalším výkladu se seznámíme s nejdůležitějšími z nich, se součástkami řízenými teplotou, světlem a magnetickým polem.

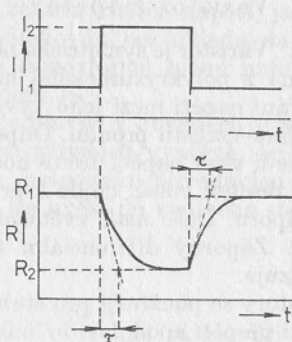
### 4.9.1. Termistor (negativní termistor, NTC)

Termistor je polovodičová součástka bez přechodu PN, vyrobená z polykrystalického materiálu (z kysličníků a siřníků některých kovů).

Typickou vlastností termistoru je velký záporný teplotní součinitel jeho odporu. Znamená to, že odpor termistoru při zvyšování teploty značně klesá. Protože jeho teplotní součinitel nemá při všech teplotách stejnou hodnotu, zmenšuje se odpor termistoru při zvětšování teploty nelineárně. Závislost ukazuje v porovnání s odporem drátového rezistoru obr. 130.



Obr. 130. Závislost odporu termistoru a drátového rezistoru na teplotě



Obr. 131. K vysvětlení pojmu časová konstanta termistoru  $\tau$

Známe-li odpor termistoru při určité teplotě  $\Theta_0$  udané v kelvinech (absolutní teplota), můžeme jeho odpor při jiné teplotě  $\Theta$  vypočítat z přibližného vztahu

$$R_{\Theta} = R_{\Theta_0} e^{B \left( \frac{1}{\Theta} - \frac{1}{\Theta_0} \right)}$$

kde  $B$  je materiálová konstanta nazývaná *teplotní citlivost* termistoru, která má hodnotu  $1 \cdot 10^3$  až  $5 \cdot 10^3$  K. Pro jednotlivé typy termistorů ji udává výrobce v katalogu.

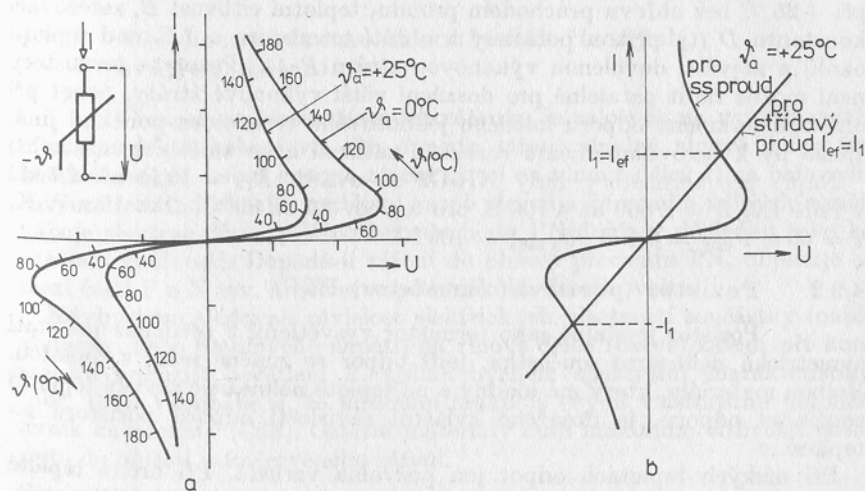
Jak jsme již uvedli, není teplotní součinitel odporu termistoru  $\alpha$  konstantní. Při nízkých teplotách má velkou hodnotu (asi desetkrát větší, než mají drátové rezistory). Při zvětšování teploty součinitel  $\alpha$  klesá. Můžeme ho vypočítat ze vztahu

$$\alpha = - \frac{B}{\Theta^2}$$

Při skokové změně proudu procházejícího termistorem se nemění jeho odpor okamžitě. Trvá určitou dobu, než se termistor při zvýšení proudu ohřeje a zmenší svůj odpor. Podobně ani při zmenšení proudu nedochází k okamžitému zvětšení odporu termistoru. Je možné dokázat, že při skokových změnách proudu a konstantní teplotě okolí se mění odpor termistoru exponenciálně (obr. 131) s určitou časovou konstantou  $\tau$ , kterou nazýváme časová konstanta termistoru. Její hodnota je závislá na provedení termistoru, hlavně na jeho rozměrech. Může činit několik desetin sekundy až několik desítek sekund.

Z průběhu voltampérové charakteristiky (obr. 132a) vidíme, že při malém napětí mezi vývody termistoru je procházející proud malý a téměř lineárně závisí na napětí.

Termistor vykazuje velký odpor, neboť při malém procházejícím proudu je výkon, který se v termistoru mění na teplo, malý, teplota součástky se příliš nezvětšuje a odpor termistoru se téměř nemění. Od určité velikosti napětí však začíná teplota termistoru značně růst. Proto se jeho odpor zmenšuje a procházející proud prudce roste. Zmenšování odporu je tak



Obr. 132. Voltampérové charakteristiky termistoru

značné, že je doprovázeno zmenšováním napětí mezi vývody termistoru přesto, že roste proud. Za této situace vykazuje termistor záporný diferenciální odpor. K jednotlivým bodům voltampérové charakteristiky je možné připsat odpovídající teplotu součástky  $\vartheta$ , jak ukazuje obr. 132a.

Průběh voltampérové charakteristiky závisí také na teplotě okolí  $\vartheta_a$  a na ochlazování termistoru. Je-li teplota okolí  $\vartheta_a$  nízká, je termistor lépe chlazen a jeho odpor je při určitém procházejícím proudu větší než odpor stejného termistoru při stejné velikém proudu, avšak vyšší teplotě okolí. Voltampérové charakteristiky při různých teplotách okolí ukazuje obr. 132a.

Popsaný průběh voltampérové charakteristiky včetně záporného diferenciálního odporu se může projevit (je možné ho naměřit) jenom tehdy, bude-li se měnit proud a napětí tak pomalu, že termistor stačí průběžně měnit svoji teplotu vždy na ustálenou hodnotu. Jsou-li změny obvodových veličin tak rychlé, že je teplota termistoru nestačí sledovat, např. je-li termistor v obvodu střídavého proudu, ohřeje se na určitou teplotu odpovídající efektivní hodnotě procházejícího střídavého proudu a chová se jako lineární kladný odpor určité hodnoty, která je závislá na efektivní hodnotě procházejícího proudu a na teplotě okolí (obr. 132b).

Termistory se vyrábějí v několika tvarově různých provedeních: jako tyčinkové, destičkové a perličkové. Užívají se jako teplotní čidla v měřicí a automatizační technice nebo se využívá změny jejich odporu k různým stabilizačním a regulačním účelům. Důležité je také využití časové závislosti změn odporu termistoru např. ke zpožděnému zapínání nebo k omezení proudových nárazů apod.

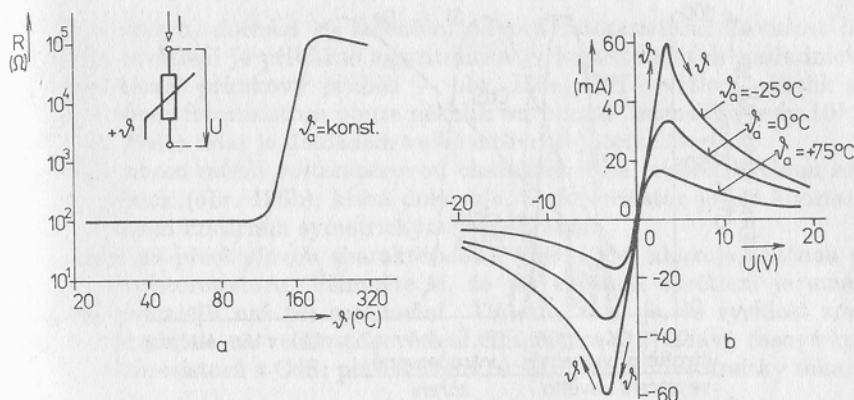
Katalog uvádí pro termistory následující údaje: jmenovitý odpor  $R_{25}$  při  $+25^\circ\text{C}$  bez ohřevu průchodem proudu, teplotní citlivost  $B$ , zatěžovací konstantu  $D$  (tj. příkon potřebný k ohřátí termistoru o 1 K nad teplotu okolí) a největší dovolenou výkonovou ztrátu  $P_{\text{dov}}$ . (Pozor — termistory není možné řadit paralelně pro dosažení větší výkonové ztráty, neboť při ohřívání je změna odporu každého jednotlivého termistoru poněkud jiná. Došlo by k nerovnoměrnému rozložení zatížení a ke zničení termistorů!)

Např. pro termistory řady NR-G2 se uvádí:  $R_{25} = 10\ \Omega$  až  $4,7\ \text{k}\Omega$  v řadě E6,  $B = 2\ 850$  až  $4\ 100\ \text{K}$  pro teploty  $25$  až  $80^\circ\text{C}$ ,  $D = 12\ \text{mW/K}$ ,  $\tau = 60\ \text{s}$ ,  $P_{\text{dov}} = 0,5\ \text{W}$ ,  $\vartheta_{a\ \text{max}} = 100^\circ\text{C}$ .

#### 4.9.2. Pozistor (pozitivní termistor, PTC)

Pozistor je stejně jako termistor vysvětlený v předcházející stati symetrická nelineární součástka, jejíž odpor se značně mění s teplotou. Volbou materiálu, který má kladný a na teplotě nelineárně závislý teplotní součinitel odporu, je dosaženo zvláštní závislosti odporu pozistoru na teplotě.

Při nízkých teplotách odpor jen pozvolna vzrůstá. Při určité teplotě však náhle prudce stoupne až o několik řádů (obr. 133a). Při dalším zvětšování teploty odpor pozistoru mírně klesá.



Obr. 133. Závislost odporu pozistoru na teplotě a charakteristika pozistoru;  $\vartheta$  teplota součástky,  $\vartheta_a$  teplota okolí

Tato prudká změna odporu předurčuje pozistor k použití jako teplotní čidlo. Voltampérovou charakteristiku ukazuje obr. 133b. Ostatní zákonitosti (časová konstanta, záporný diferenciální odpor, ...) jsou podobné jako u negativního termistoru.

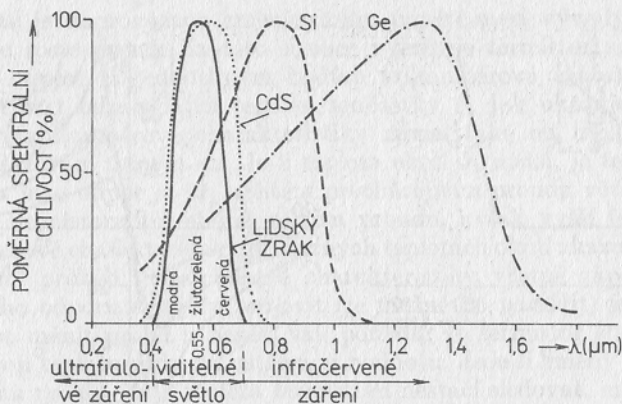
Pro československé pozistory PR 001–110 jsou v katalogu tyto údaje:  $R_{25} = 60 \Omega \pm 50 \%$ ,  $R_{100} < 100 \Omega$ ,  $R_{120} > 200 \Omega$ ,  $R_{150} > 60 \text{ k}\Omega^*$ .

#### 4.9.3. Všeobecné vlastnosti součástek řízených světlem (zářením)

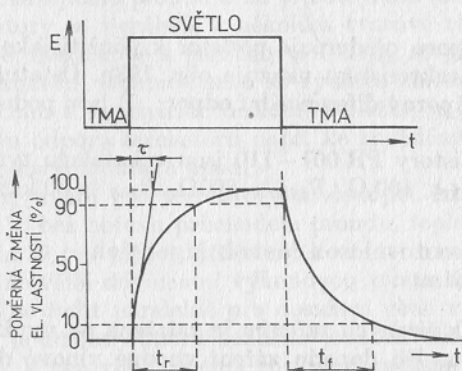
Činnost součástek řízených zářením je založena na využití vnitřního fotoelektrického jevu. Při dopadu záření vhodné vlnové délky (tj. vhodné energie, neboť energie záření závisí na vlnové délce  $\lambda$ ) na polovodičový materiál, dochází k rozbití vazeb atomů a ke vzniku volných nosičů náboje elektron-díra. V látce bez přechodu PN dojde v důsledku toho ke zvětšení vodivosti. Dopadá-li záření do oblasti přechodu PN, objevuje se mezi částí P a N tzv. *hradlové napětí* (několik desetin voltu).

Kdybychom sledovali závislost elektrických vlastností součástky (např. vodivosti nebo hradlového napětí) na vlnové délce (barvě) záření při konstantní intenzitě osvětlení  $E$ , získali bychom spektrální charakteristiku (obr. 134). Všimněte si, že lidskému zraku je svými vlastnostmi nejbližší siričká kadmennatý (CdS). Ostatní materiály mají maximum citlivosti posunuto do oblasti infračerveného záření.

\*) Index znamená teplotu součástky ve  $^{\circ}\text{C}$ .



Obr. 134. Poměrná spektrální citlivost



Obr. 135. Přejímová charakteristika součástek citlivých na světlo

Dále se udává přechodová charakteristika součástek. Je to časová závislost změny elektrických vlastností součástky při skokové změně osvětlení. Je charakterizována časovou konstantou  $\tau$ , náběhem  $t_r$  a doběhem  $t_f$ . Význam těchto veličin plyne z obr. 135.

#### 4.9.4. Fotorezistor

Fotorezistory se vyrábějí zpravidla napařením vrstvy vhodného polovodičového materiálu (např. CdS, CdSe pro viditelné světlo nebo CdTe pro infračervené záření) na keramickou podložku. Aby se dosáhlo většího odporu součástky, má polovodičová vrstva tvar meandru. Pouzdro je upraveno tak, aby na citlivou vrstvu mohlo dopadat světlo (záření).

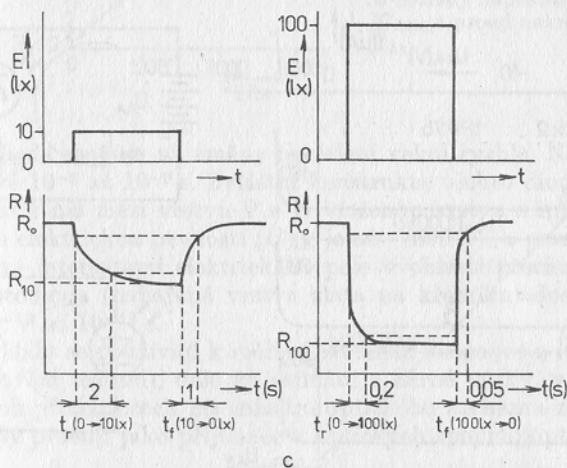
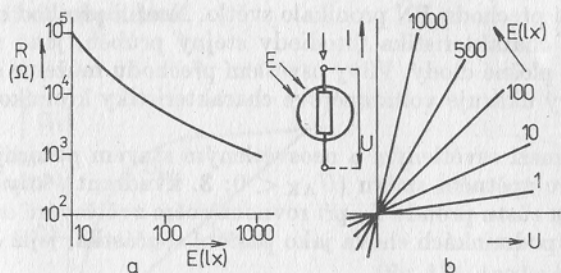
Za temna je odpor součástky velmi vysoký ( $10^6$  až  $10^9 \Omega$ ). Osvětíme-li



citlivou vrstvu, dochází ke zmenšení odporu fotorezistoru. Závislost odporu na osvětlení je přibližně logaritmická (v logaritmických souřadnicích vychází téměř přímkový průběh — obr. 136a). Při osvětlení několik set luxů je odpor fotorezistoru pouze několik set ohmů. Zmenšil se tedy  $10^4$  až  $10^7$ krát. Tento údaj je dokladem velké citlivosti fotorezistoru.

Kdybychom měřili voltampérovou charakteristiku, získali bychom soustavu přímk (obr. 136b), která dokazuje, že fotorezistor je při konstantním osvětlení lineárním symetrickým jednobranem.

Pohled na přechodovou charakteristiku (obr. 136c) ukazuje značnou setrvačnost fotorezistoru. Všimněte si, že při zvětšení osvětlení je změna odporu pomalejší než při zatemnění. Důležité také je, že rychlost změny odporu je závislá na velikosti osvětlení. Literatura [12] udává časové konstanty fotorezistorů z CdS: při osvětlení  $10^{-2}$  lx je  $\tau$  řádově desítky sekund,



Obr. 136. a) Závislost odporu fotorezistoru na osvětlení, b) voltampérové charakteristiky, c) přechodové charakteristiky

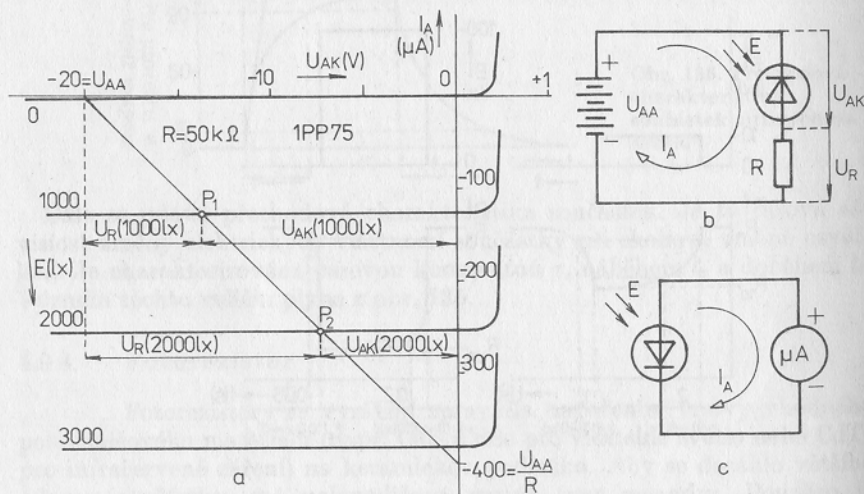
při osvětlení 1 000 lx asi  $10^{-3}$  až  $10^{-4}$  s, při osvětlování impulsy laseru klesne  $\tau$  na  $10^{-8}$  až  $10^{-9}$  s.

Nevýhodou je poměrně značný pokles odporu fotorezistoru při zvýšení teploty projevující se hlavně při malém osvětlení. Příklad katalogových údajů: TESLA WK 650 60, provozní napětí 10 V, max. 50 V, jmenovité zatížení 50 mW při  $\vartheta_a \leq +25^\circ\text{C}$ , odpor při osvětlení 100 lx v rozmezí 0,6 až 3,6 k $\Omega$ , maximální citlivost při  $\lambda = 520$  až 580 nm, teplotní součinitel odporu  $\Delta R/R (25^\circ\text{C}) = 3\%$  K při  $E = 0,5$  lx,  $t_r < 6$  s při změně  $E$  z 0,05 lx na 0,5 lx,  $t_f < 8$  s při změně  $E$  z 0,5 lx na 0,25 lx. Odpor za temna  $R_0 > 100$  k $\Omega$  po 30 minutách zatmění.

#### 4.9.5. Fotodioda

Fotodioda je plošná polovodičová dioda konstrukčně upravená tak, aby do oblasti přechodu PN pronikalo světlo. Není-li přechod osvětlen, má voltampérová charakteristika fotodiody stejný průběh, jako má charakteristika běžné plošné diody. Vlivy osvětlení přechodu můžeme sledovat na obr. 137a, který ukazuje voltampérové charakteristiky křemíkové fotodiody 1 PP 75.

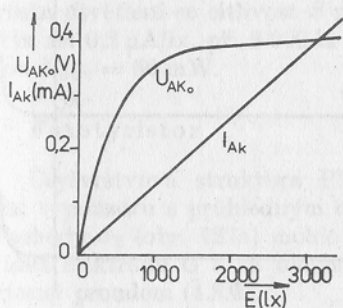
Největší rozdíl mezi osvětleným a neosvětleným stavem pozorujeme při polarizaci diody ve zpětném směru ( $U_{AK} < 0$ ; 3. kvadrant), kdy dochází k téměř lineárnímu růstu proudu  $I_A$  při rovnoměrném zvětšování osvětlení. Dioda se v těchto podmínkách chová jako pasivní součástka, jejíž odpor je



Obr. 137. a) Voltampérové charakteristiky fotodiody, b), c) zapojení fotodiody

závislý na osvětlení (odporový režim činnosti diody). Chceme-li pracovní bod diody umístit do této oblasti, použijeme zapojení podle obr. 137b. Při změně osvětlení se mění napětí  $U_{AK}$  i  $U_R$  (obr. 137a).

Část charakteristik probíhajících 4. kvadrantem odpovídá hradlovému režimu činnosti fotodiody. Zde se součástka chová jako zdroj elektrické energie. Na anodě má kladné napětí několik desetin voltu. Bodům, ve kterých anodové charakteristiky protínají svislou osu, odpovídá proud diody nakrátko ( $I_{AK}$ ). Průsečíky charakteristik s vodorovnou osou určují napětí naprázdno ( $U_{AK0}$ ). Z obr. 138 vidíme, že proud  $I_{AK}$  závisí na osvětlení lineárně, kdežto  $U_{AK0}$  přibližně logaritmicky. Proto, chceme-li využít hradlové činnosti diody např. k měření osvětlení, užijeme zapojení podle obr. 137c. Snažíme se o to, aby dioda pracovala nakrátko. Proto musí být odpor mikroampérmetru co nejmenší. Pak je stupnice lineární. V propustné oblasti charakteristik (1. kvadrant) se vliv osvětlení téměř neprojevuje. Zde se dioda nepoužívá.



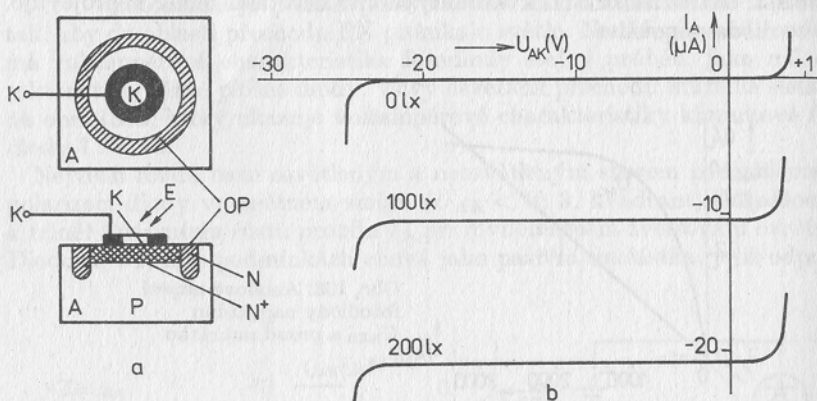
Obr. 138. Anodové napětí fotodiody naprázdno  $U_{AK0}$  a proud nakrátko  $I_{AK}$

Fotodioda reaguje na změny osvětlení velmi rychle. Náběh (obr. 135)  $t_r$  je řádově  $10^{-6}$  až  $10^{-9}$  s. Zvláštní konstrukce těchto diod, např. fotodioda PIN, která má mezi vrstvou P a N vloženou vrstvu s intrinziční vodivostí s velkou elektrickou pevností ( $U_{AK}$  je až  $-500$  V), a pracuje proto s velmi vysokými intenzitami elektrického pole v oblasti přechodu, nebo Schottkyho fotodioda (napařená vrstva zlata na křemíku) dosahují náběhu řádově  $10^{-12}$  až  $10^{-13}$  s.

Fotodiody se používají k měření osvětlení (selenové a některé křemíkové v hradlovém režimu), dále ke snímání z děrné pásky, v automatizaci, ve filmových projektorech při snímání optického záznamu zvuku atd. Rychlé fotodiody pracují jako přijímače v optických spojích, optronech apod.

#### 4.9.6. Lavinová fotodioda

Struktura této fotodiody je na obr. 139a. Ochranný prstенец OP zvětšuje odolnost diody proti povrchovému napětovému průrazu. Katoda je tvořena vrstvou N s velmi nerovnoměrnou koncentrací příměsí, která se od povrchu do hloubky (asi  $0,5 \mu\text{m}$ ) prudce změní (z  $N^+$  až na velmi čistý intrinziční polovodič). (Odtud název lavinová fotodioda PIN.) V důsledku toho dochází při působení napětí ve zpětném směru k nerovnoměrnému rozložení intenzity pole uvnitř diody. Páry elektron-díra, uvolněné při osvětlení, jsou elektrickým polem velmi urychleny a způsobují nárazovou ionizaci krystalové mřížky. To se projevuje prudkým vzrůstem anodového proudu při určité velikosti záporného anodového napětí (obr. 139b).



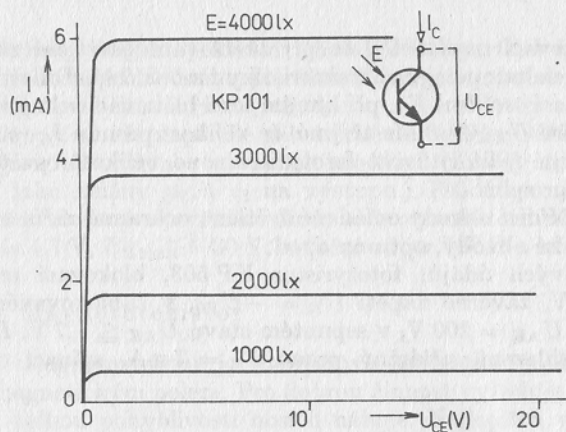
Obr. 139. Uspořádání a charakteristiky lavinové fotodiody

Lavinové fotodiody pracují v impulsovém režimu jako citlivé a rychlé optické přijímače. Mezní frekvence světelných impulsů, na které dioda reaguje, je až několik desítek gigahertzů.

#### 4.9.7. Fototranzistor

Místo vstupního proudu přiváděného do báze bipolárních tranzistorů se k řízení kolektorového proudu fototranzistorů využívá světelná energie. Světlo proniká do oblasti přechodu báze-emitor okénkem v pouzdrů uzavřeném skleněnou čočkou.

Výstupní charakteristiky fototranzistoru TESLA KP 101 jsou na obr. 140. Důležitou charakteristickou veličinou je světelná citlivost  $S = \Delta I_C / \Delta E$  ( $\mu\text{A}/\text{lx}$ ), která je analogická strmosti  $y_{21}$  běžných tranzistorů (viz kap. 8).



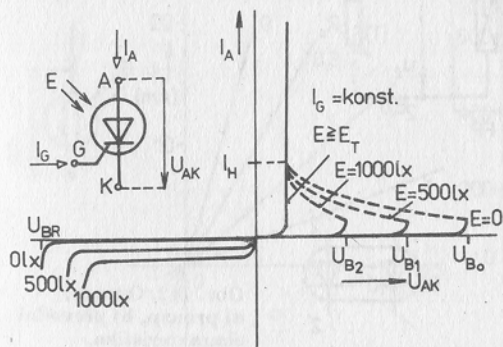
Obr. 140. Výstupní charakteristiky fototranzistoru KP 101

Při vzrůstu osvětlení se citlivost  $S$  zvětšuje. Pro fototranzistor KP 101 je při 100 lx asi  $0,2 \mu\text{A}/\text{lx}$ , při 3 000 lx již  $2 \mu\text{A}/\text{lx}$ . Náběh  $t_r < 30 \mu\text{s}$ , ztrátový výkon  $P_{\text{dov}} = 50 \text{ mW}$ .

#### 4.9.8. Fototyristor

Čtyřvrstvá struktura PNPN (viz též 4.8.2) fototyristoru je umístěna v pouzdru s průhledným okénkem, které umožňuje, aby do oblasti přechodu  $J_2$  (obr. 127a) mohlo pronikat světlo. Součástka má vyvedenu řídicí elektrodu G a za temna má stejné vlastnosti jako běžný tyristor řízený proudem (4.8.2).

Kdybychom nastavili určitý řídicí proud  $I_G$  a měnili osvětlení, zjistili



Obr. 141. Voltampérové charakteristiky fototyristoru

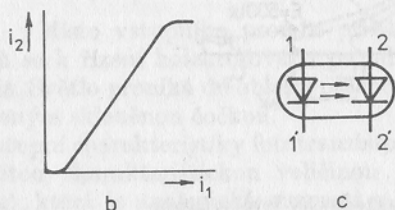
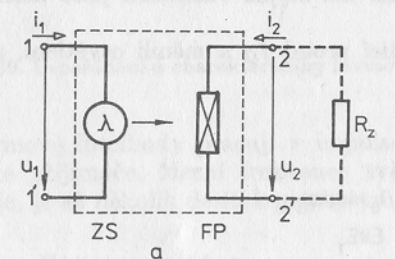
bychom, že blokovácí napětí  $U_B$  se při zvětšování osvětlení zmenšuje. Situaci zachycují voltampérové charakteristiky na obr. 141. Důležitou veličinou je tzv. *spínací osvětlení*  $E_T$ , při kterém mizí blokovácí schopnost fototyristoru při napětí  $U_{AK} > 0$ . Je zřejmé, že velikost proudu  $I_G$  (popř. jeho polaritou) je možné řídit citlivost fototyristoru na velikost osvětlení, při kterém fototyristor spíná.

**Použití:** spínací a řídicí obvody ovládané světlem, ochranná zařízení u strojů, optoelektronické obvody, optrony apod.

Příklad katalogových údajů: fototyristor KP 503, blokovácí napětí za tmy  $U_{B0} > 240$  V, závěrné napětí  $U_R = -U_{B0}$ , v zablokovaném stavu  $I_A \leq 0,5$  mA při  $U_{AK} = 200$  V, v sepnutém stavu  $U_{AK} \leq 1,7$  V,  $I_{A \max} = 250$  mA bez chlazení, přídržný proud  $I_H = 3$  mA, spínací osvětlení  $E_T \leq 4\,000$  lx.

#### 4.9.9. Optron (optoelektronický spojovací člen)

Optron je součástka složená z řízeného zdroje světla (ZS) a fotoelektrického přijímače (FP) (obr. 142a). Z obvodového hlediska jde o dvojbran, jehož převodní charakteristika by měla být lineární. Obvykle se dosahuje průběhu nakresleného na obr. 142b. Jako řízené zdroje světla se používají nejčastěji světelné diody (viz 6.1.2), neboť jejich odezva na změny elektrického signálu je velmi rychlá ( $t_r$  řádově  $10^{-7}$  až  $10^{-8}$  s), mají malé rozměry, velkou životnost, malou spotřebu atd. Přijímače jsou fotodiody nebo fototranzistory. Nepožaduje-li se lineární převodní charakteristika (impulsové obvody), užívají se jako přijímače lavinové fotodiody, fotodiody PIN a fototyristory. Důležité je, aby použitý zdroj světla a fotoelektrický



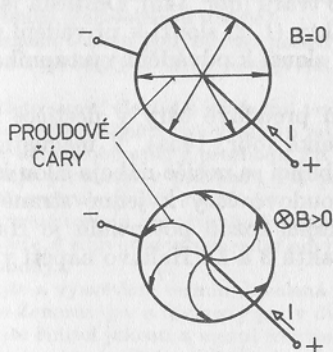
Obr. 142. Optron:  
a) princip, b) převodní charakteristika,  
c) normalizovaná značka diodového optronu

přijímač měly stejné spektrální charakteristiky. Obě části optronu jsou uzavřeny do neprůhledného pouzdra. S vnějším obvodem souvisejí pouze elektrickými veličinami ( $u_1, i_1, u_2, i_2$ ).

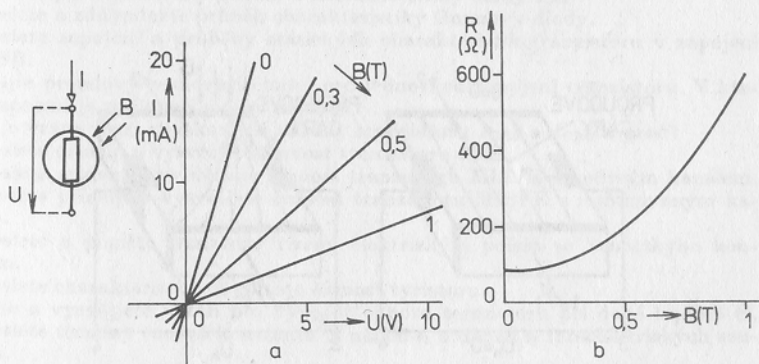
Optrony slouží např. ke galvanickému oddělení dvou obvodů. Přitom užitečný signál optronovou vazbou prochází. (Změny  $u_1$  a  $i_1$  na vstupu se projeví jako změny  $u_2$  a  $i_2$  na výstupu.) Příkladem je optron TESLA WK 164 12 složený ze světelné diody a fototranzistoru. Má  $I_{1 \max} = 30 \text{ mA}$ ,  $U_{1 \max} = 1,7 \text{ V}$ ,  $U_{2 \max} = 30 \text{ V}$ , izolační odpor  $10^9 \Omega$  a izolační napětí  $4 \text{ kV}$ .

#### 4.9.10. Magnetorezistor

Magnetorezistor je dvojpólová součástka, jejíž odpor je možné měnit magnetickým polem. Pro dobrou činnost vyžaduje polovodičový materiál s velkou pohyblivostí nosičů náboje. Nejlepších vlastností dosahují magnetorezistory z antimonidu india, tvaru tenkých kotoučků (tzv. Cor-



Obr. 143. Rozložení proudových čar uvnitř Corbinova disku



Obr. 144. Magnetorezistor; a) charakteristiky, b) odpor v závislosti na magnetické indukci

binův disk). Jeden kontakt je vyveden ze středu kotoučku, druhý kontakt tvoří kovová elektroda obepínající kotouček po obvodu (obr. 143a).

Nepůsobí-li magnetické pole, rozloží se proudové čáry při vyznačené polaritě napětí (obr. 143a) rovnoměrně a nejkratším směrem od středu kotoučku k jeho obvodu. Součástka má odpor  $R_0$ . Vložíme-li kotouček do magnetického pole, nejlépe kolmo ke směru magnetické indukce  $B$ , působí magnetická indukce na pohybující se nosiče náboje silou, která mění směr jejich pohybu a prodlužuje jejich dráhu v polovodičovém materiálu (obr. 143b). To se projeví zvětšením odporu součástky. Důležité závislosti ukazují obrázky 144a, b.

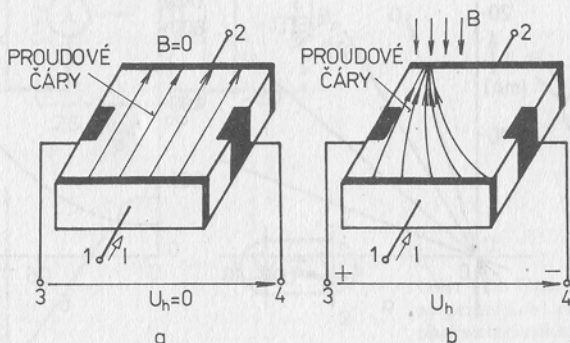
*Použití:* indikace a měření magnetických polí, bezkontaktní potenciometrie atd.

#### 4.9.11. Hallův článek

Hallův článek je nejčastěji tvořen tenkou polovodičovou destičkou obdélníkového nebo čtvercového tvaru (obr. 145). Destička je opatřena dvěma páry kontaktů. Široké kontakty (1, 2) slouží k přivádění proudu  $I$ , příčně uložené, úzké kontakty (3, 4) slouží k odvádění výstupního Hallova napětí  $U_h$ .

Nepůsobí-li magnetické pole, jsou proudové čáry v destičce rozloženy rovnoměrně a Hallovo napětí nevzniká (obr. 145a). V magnetickém poli působí magnetická indukce na pohybující se nosiče náboje silou kolmou ke směru jejich pohybu a stlačuje proudové čáry k jedné straně destičky (obr. 145b). V důsledku toho vznikají rozdíl potenciálů je Hallovo napětí  $U_h$ . Odebíráme jej pomocí kontaktů 3 a 4. Hallovo napětí vypočteme ze vztahu

$$U_h = h \frac{BI}{d}$$



Obr. 145. Činnost Hallova článku; a) při  $B = 0$ , b) při  $B > 0$



kde  $h$  je materiálová konstanta a  $d$  tloušťka destičky. Výrobce udává: jmenovitý proud  $I_n$  (desítky až stovky miliampérů), Hallovo napětí naprázdno  $U_{h0}$  při proudu  $I_n$  a indukci  $B = 1 \text{ T}$  (obvykle desetiny voltu) a citlivost Hallova článku (tj.  $U_{h0}$  při  $I = 1 \text{ A}$  a  $B = 1 \text{ T}$ ), která může být desetiny až stovky  $\text{V/A}\cdot\text{T}$ .

Lineární závislost napětí  $U_h$  na proudu  $I$  i na indukci  $B$  dovoluje sestavit obvod pro násobení dvou proudů (neboť indukce  $B$  může vznikat průchodem druhého z násobených proudů, např. cívkou bez jádra). Hallův článek (Hallova sonda) se dále používá jako čidlo pro měření magnetických polí, jako pomocná součástka v bezkontaktních spínačích atd.

#### KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 4

1. Vysvětlete pojem pásový model atomu. Jak se navzájem liší pásový model atomu izolantu, polovodiče a vodiče?
2. Co znamená termín pohyblivost nosičů náboje? V jakých jednotkách se udává? V které z uvedených látek je největší pohyblivost elektronů: v Si, GaAs nebo v Ge?
3. Vysvětlete vznik vlastní a nevlastní vodivosti polovodiče.
4. Co je to difúzní napětí, jak vzniká a jak je velké pro Si, Ge a GaAs?
5. Popište děje probíhající v přechodu PN bez působení vnějšího napětí.
6. Jaké děje probíhají v přechodu PN polarizovaném a) v přímém směru, b) ve zpětném směru vnějším napětím.
7. Co znamená termín Schottkyho kontakt? Jak vzniká a jaké má vlastnosti?
8. Nakreslete a zdůvodněte náhradní odvod diody. Co znamená termín mezní frekvence diody?
9. Definujte a vysvětlete termín dovolená anodová ztráta diody.
10. Popište Zenerův jev a lavinový jev v diodách.
11. Definujte činitel jakosti a mezní frekvenci kapacitních diod.
12. Nakreslete principiální uspořádání a charakteristiky diody PIN.
13. Nakreslete a zdůvodněte průběh charakteristiky Gunnovy diody.
14. Nakreslete zapojení a průběhy statických charakteristik tranzistoru v zapojení SE a SB.
15. Definujte proudový zesilovací činitel pro jednotlivá zapojení tranzistoru. V kterém zapojení je zesilovací činitel největší?
16. Jaký je vztah mezi zbytkovými proudy tranzistoru  $I_{CE0}$  a  $I_{CB0}$  a proč?
17. Nakreslete princip a vysvětlete činnost tranzistoru JFE.
18. Nakreslete princip a vysvětlete činnost tranzistoru MISFE s vodivým kanálem.
19. Nakreslete princip a vysvětlete činnost tranzistoru MISFE s indukovaným kanálem.
20. Nakreslete a popište tranzistor řízený elektrickým polem se Schottkyho kontaktem.
21. Nakreslete charakteristiky a popište činnost tyristoru.
22. Napište a vysvětlete vztah pro výpočet odporu termistoru při dané teplotě  $\theta$ .
23. Vysvětlete termíny časová konstanta  $\tau$ , náběh  $t_r$  a doběh  $t_f$  fotoelektrických součástek.
24. Nakreslete zapojení fotodiody pro měření osvětlení v hradlovém režimu tak, aby štupnice měřidla byla lineární.
25. Vysvětlete princip činnosti Corbinova disku.

## 5. ELEKTRONKY A VÝBOJKY

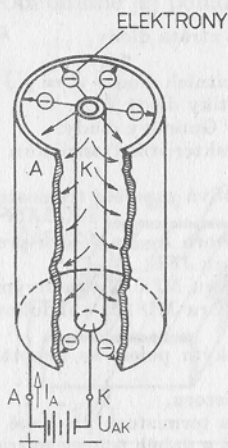
### 5.1. PRINCIP ELEKTRONEK

Elektronky jsou součástky, jejichž činnost je založena na přenosu elektronů prostorem mezi katodou, ze které vystupují (říkáme, že jsou emitovány), a anodou, která katodu obklopuje a na jejíž povrch elektrony dopadají (obr. 146). Elektrony zachycené anodou vytvářejí anodový proud elektronky. Aby popsáný děj mohl v potřebné míře nastat, musí být splněny dvě podmínky:

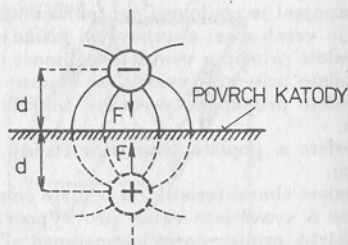
1. Anoda musí mít proti katodě kladné napětí, zvané anodové  $U_{AK}$ . Bývá u malých (příjmacích) elektronek asi 100 až 300 V, u vysílacích i více než 10 kV.

2. Katoda musí emitovat elektrony.

Elektrony se uvnitř krystalické mřížky materiálu katody pohybují neuspořádanými pohyby velikou rychlostí. K tomu, aby mohly samovolně opustit katodu však jejich energie nestačí. Na elektron, který se dostane těsně nad povrch katody, působí totiž síla, zvaná zrcadlová, která se snaží emitovaný elektron vrátit zpět katodě (obr. 147). Tato síla se zmenšuje



Obr. 146. Princip elektronky; A anoda, K katoda



Obr. 147. Zrcadlová síla

s druhou mocninou vzdálenosti elektronu od katody. Aby elektron mohl katodu trvale opustit, musí svou kinetickou energií zrcadlovou sílu překonat.

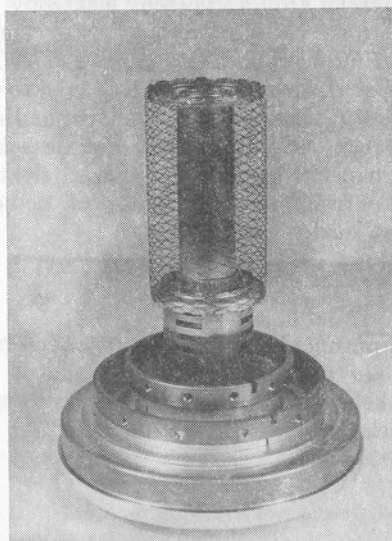
Energie, která se spotřebuje k výstupu elektronu z katody, se nazývá výstupní práce. Udává se v elektronvoltech (eV) a je pro různé materiály různě velká. Např. pro W je 4,52 eV, pro Na 1,9 eV, pro Ca 2,5 eV, pro Ce 1,81 eV. Pro katody se hodí pouze materiály s malou výstupní prací.

Podle toho, v jaké formě je energie potřebná k emisi elektronů katodě dodávána, rozlišujeme jednotlivé druhy emise:

1. tepelná,
2. světelná (fotoemise),
3. sekundární,
4. vlastní.

### 5.1.1. Tepelná emise

Katoda se ohřívá průchodem proudu žhavicím vláknem. Je-li vlákno (obvykle z thoriovaného wolframu) samo katodou (tj. emituje-li elektrony), mluvíme o přímo žhavené katodě (obr. 148). Je-li katoda tvořena kovovou trubičkou, ve které je zasunuto izolované žhavicí vlákno a na jejíž povrch je nanesena emisní vrstva ze směsi sloučenin prvků s malou výstupní prací, jde o nepřímo žhavenou katodu (obr. 153). Přímo žhavené katody se používají ve velkých vysílacích elektronkách, nepřímo žhavené pracují v elektronkách určených pro malé výkony. Velikost emis-



Obr. 148. Přímo žhavená katoda vysílací elektronky RE12 XM tvaru sítě vinutá z drátu z thoriovaného wolframu. Žhavicí napětí se přivádí mezi horní a dolní okraj sítě

ního proudu závisí na materiálu a ploše katody a je úměrná druhé mocnině její teploty.

### 5.1.2. Světelná emise

Elektrony jsou emitovány z fotokatody, na jejíž povrch dopadá záření. Světelná emise se řídí dvěma fotoelektrickými zákony.

První (Stoletovův) říká, že velikost emitovaného proudu je při stálém složení světla úměrná světelnému toku  $\Phi$  dopadajícímu na fotokatodu

$$I = C\Phi \quad (A; A/lm, lm)$$

Konstanta  $C$  se nazývá citlivost fotokatody. Závisí na materiálu a ploše fotokatody a na vlnové délce dopadajícího záření.

Druhý fotoelektrický zákon (Einsteinův) stanoví frekvenci záření, jehož energie se rovná výstupní práci  $a_v$  dané látky

$$hf_{\min} = a_v$$

$h = 6,624 \cdot 10^{-34}$  Js je Planckova konstanta. Při nižší frekvenci, než je  $f_{\min}$ , fotoemise z dané látky nenastává.

### 5.1.3. Sekundární emise

Sekundární emise nastává, dopadají-li elektrony nebo jiné částice vhodnou rychlostí na povrch materiálu. Nárazem těchto částic, které tvoří tzv. primární proud  $I_p$ , jsou z povrchu atomů vyráženy elektrony. Některé z nich mají složku rychlosti směřující ven z materiálu a jsou emitovány. Tvoří sekundární proud  $I_s$ . Součinitel sekundární emise  $\sigma = I_s/I_p$  může pro jeden a tentýž materiál dosahovat různých velikostí. Závisí to na rychlosti a úhlu dopadu primárních částic. Ke vzniku sekundární emise z kovů je potřeba urychlovací napětí kolem 10 V. Maxima dosahuje sekundární emise asi při 500 V. Při vyšších napětích pronikají primární elektrony již tak hluboko do materiálu, že elektrony uvolněné z atomů nemohou již být emitovány a sekundární emise mizí.

### 5.1.4. Vlastní emise

K vlastní emisi dochází působením silných elektrických polí, která odtrhávají z povrchu materiálu elektrony. Emisní proud je úměrný druhé mocnině intenzity elektrického pole. Vzrůst vlastní emise zpravidla předchází před porušením elektrické pevnosti prostředí.

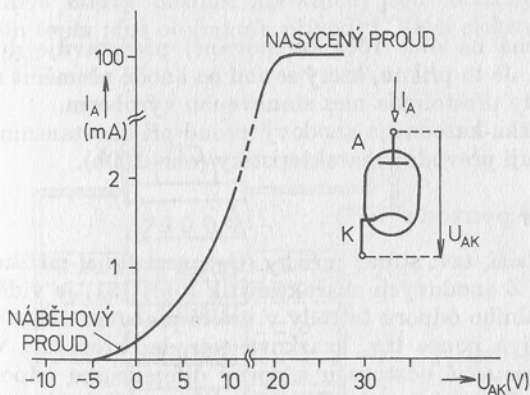
## 5.2. ZÁKLADNÍ VAKUOVÉ ELEKTRONKY

### 5.2.1. Činnost katody, prostorový náboj, dioda

Po nažhavení (získán dostatečné teploty) emituje katoda elektrony. Je-li v její blízkosti umístěna anoda, mohou některé z nich na anodu dopadnout i v případě, že není připojeno anodové napětí. Spojíme-li vnější obvodem anodu s katodou, prochází tzv. náběhový proud (několik mikroampérů).

Po připojení anodového napětí působí na elektrony v okolí katody jednak zrcadlová síla anody, která se snaží přitáhnout je zpět ke katodě, jednak přitažlivá síla anody. Obě síly se vyrovnávají v malé vzdálenosti od katody. Elektrony se zde zastavují, shlukují se a vytvářejí tzv. prostorový náboj. Tento náboj jednak chrání katodu před dopadem těžkých iontů (zbytků plynů po čerpání baňky), které se při průletu prostorovým nábojem zbrzdí a nepoškozují katodu, jednak nedovoluje dalším elektronům vystupovat z katody, pokud nejsou elektrony odsávány anodou (říkáme, že stabilizuje emisi). Při velkém anodovém napětí pokračují emitované elektrony od katody přímo na anodu. Prostorový náboj nevzniká. Anodový proud se při vzrůstu napětí  $U_{AK}$  nezvětšuje (je nasycen) a katoda není chráněna před dopadem iontů. Činnost za těchto podmínek značně zkracuje životnost katody.

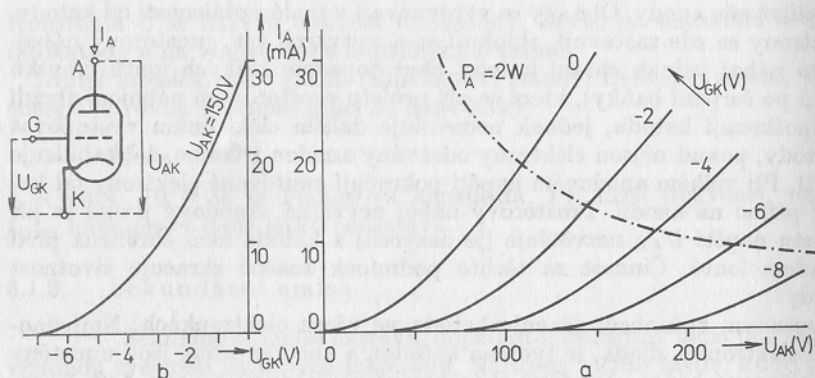
Popsaným způsobem pracuje katoda ve všech elektronkách. Nejjednodušší elektronka, dioda, je tvořena katodou a anodou, které jsou umístěny ve vyčerpané baňce. Anodová charakteristika diody je na obr. 149. Všimněme si, že je-li na anodě záporné napětí; nevede dioda proud. Proto se používala jako usměrňovač. Dnes se vakuové diody nepoužívají.



Obr. 149. Voltampérová charakteristika a schematická značka vakuové diody

### 5.2.2. Trioda

Trioda vzniká vložením další elektrody, řídicí (těž první) mřížky, do prostoru mezi katodou a anodou. Mřížka má tvar sítky z tenkého drátu nebo z plechu. Umísťuje se do těsné blízkosti katody. Je-li potenciál mřížky roven potenciálu katody, má anodová charakteristika triody stejný průběh jako charakteristika diody (průběh označený 0 na obr. 150a). Přiložením záporného napětí na mřížku (proti katodě) vzniká v jejím okolí elektrostatické pole, jehož působením se při určitém anodovém napětí zmenší anodový proud. Působení mřížky zachycuje soustava anodových (výstupních) charakteristik triody (obr. 150a).



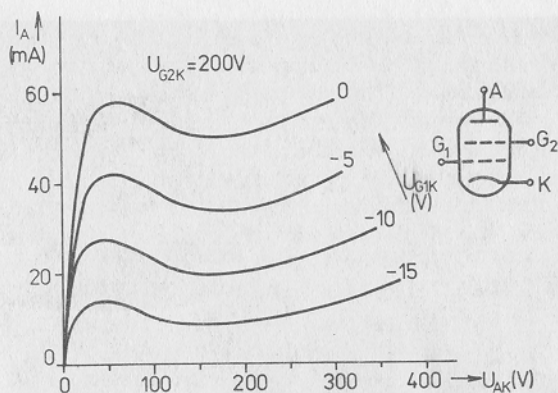
Obr. 150. a) Anodové (výstupní) charakteristiky triody, b) převodní charakteristiky triody

Hyperbola (kreslená na obr. 150a čerchovaně) představuje dovolenou anodovou ztrátu  $P_A$ . Je to příkon, který se smí na anodě přeměnit na teplo, aniž by teplota anody přestoupila mez stanovenou výrobcem.

Vliv předpětí mřížka-katoda na anodový proud při konstantním anodovém napětí znázorňují převodní charakteristiky (obr. 150b).

### 5.2.3. Tetroda a pentoda

Vložením další, tzv. stínící mřížky ( $G_2$ ) mezi řídicí mřížku a anodu vznikne tetroda. Z anodových charakteristik (obr. 151) je vidět oblast záporného diferenciálního odporu tetrody v určité pracovní oblasti. V současné době se používá pouze tzv. svazková tetroda, která má vhodnou konstrukcí mřížek částečně odstraněn záporný diferenciální odpor. Je to jeden z typů vysílačích elektronek. Záporný diferenciální odpor je zcela odstraněn v elektronece se třemi mřížkami (řídicí, stínící a hradící), která se nazývá pentoda. Dnes se již pentody nepoužívají.

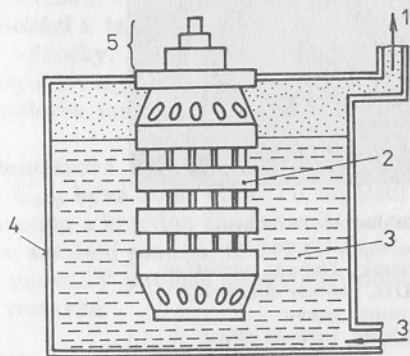


Obr. 151. Anodové charakteristiky a schematická značka tetrody

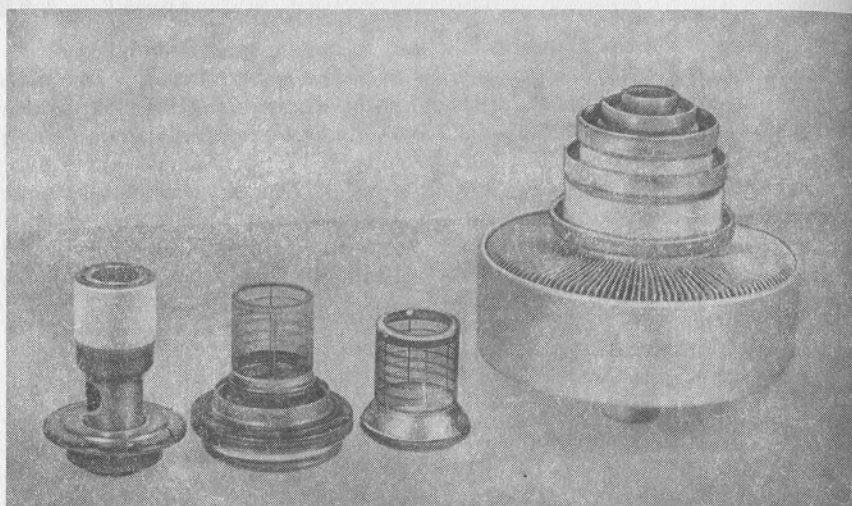
### 5.3. VYSÍLACÍ ELEKTRONKY

Vysílací elektronky, určené pro práci při frekvenci do několika set megahertzů, se principem činnosti neliší od elektronek přijímacích. Konstrukčně jsou však upraveny tak, aby byly schopny dodat do zátěže požadované velké výkony.

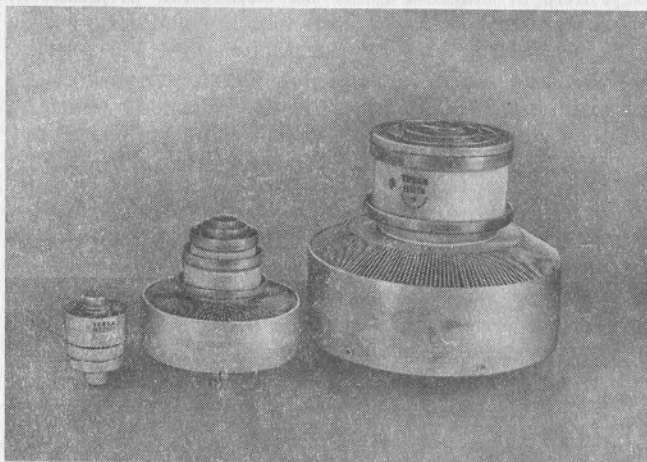
Vzhledem k velké anodové ztrátě a značnému žhavicímu příkonu je nutné elektronky intenzivně chladit. K tomu účelu jsou anody opatřeny chladičími žebry (podobně jako válce spalovacích motorů). Malé elektronky (do anodové ztráty několik kilowattů) jsou chlazeny přirozeně (sáláním a vedením tepla přes objímku a přívody). Větší elektronky používají chlazení nucené.



Obr. 152. Chlazení vysílací elektronky odpařováním  
1 pára, 2 měděná anoda opatřená žebry a kanálky,  
3 voda, 4 odpařovací nádoba, 5 vývody elektrod



Obr. 153. Koaxiální vysílací tetroda RE 3 XM chlazená vzduchem s dovolenou anodovou ztrátou 3 kW. Od leva — nepřímo žhavená kyslíčnicková katoda, první mřížka, druhá mřížka



Obr. 154. Koaxiální vysílací tetrody chlazené vzduchem: vlevo RE 025 XM,  $P_A = 250$  W,  $f_{\max} = 1$  GHz, průměr chladičeho pláště 41 mm, výška elektronky 70 mm; uprostřed RE 3 XM,  $P_A = 3$  kW,  $f_{\max} = 100$  MHz, průměr chladičeho pláště 104 mm, výška elektronky 110 mm; vpravo RE 12 XM,  $P_A = 12$  kW,  $f_{\max} = 250$  MHz, průměr pláště 172 mm, výška elektronky 172 mm



Do anodové ztráty asi 50 kW se používá chlazení vzduchové (ofuková-  
ním anody proudem chladného vzduchu). Při ztrátách nad 50 kW je dnes  
nejběžnější vodní chlazení odpařováním\*), jehož princip ukazuje obr. 152.  
Měděná anoda je opatřena chladičím pláštěm tvořeným měděným blokem,  
ve kterém jsou vytvořeny podélné kanálky a na jehož povrchu jsou masívní  
výstupky pro zvětšení chladičí plochy. Chladičí plášť je ponořen do desti-  
lované vody v uzavřené odpařovací nádobě (obr. 152). Vznikající pára se  
odvádí do kondenzačního zařízení a ochlazená voda se vrací zpět do odpa-  
řovací nádoby. Chlazení je velmi účinné. Např. pro největší vysílači elek-  
tronku československé výroby, triodu RD 250 VM s anodovou ztrátou  
250 kW, je spotřeba vody pouze 5,4 l/min při teplotě vstupní vody 20 °C.

Snaha zvýšit pracovní frekvenci elektronek pracujících na klasických  
principech do oblasti velmi krátkých vln vedla ke konstrukci koaxiálních  
triod a tetrod, jejichž všechny elektrody, přírodní kontakty i izolační ke-  
ramický plášť, jsou uspořádány souose kolem podélné osy elektronky. Tím  
se dosáhne zmenšení indukčnosti přívodů k elektrodám i malých mezi-  
elektrodových kapacit. Příklady provedení těchto elektronek jsou na  
obr. 153 a 154.

#### 5.4. VÝBOJKY

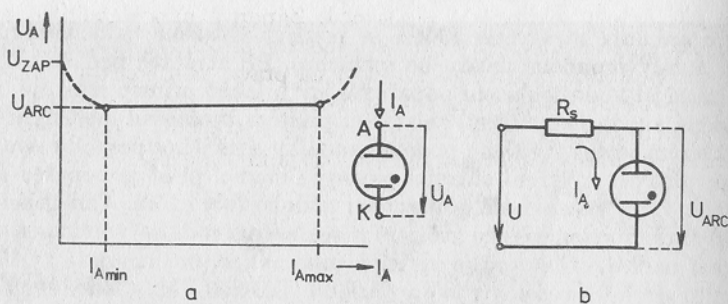
Elektrody výbojek jsou umístěny ve skleněné trubici naplněné  
zředěným plynem (neon, argon, dusík, CO<sub>2</sub> apod.). Jejich činnost je zalo-  
žena na přenosu náboje, který vznikl ionizací prostředí, prostorem mezi  
anodou a katodou.

Protože z vnějšku je do prostoru výbojky přiváděna určitá energie (svět-  
lo, kosmické záření, teplo apod.), dochází stále k rozbíjení (ionizaci) urči-  
tého počtu molekul plynu na elektrony a kladné ionty a k jejich opětnému  
spojování (rekombinaci).

Při vhodném tlaku plynu a při působení dostatečně silného elektrického  
pole dochází k tzv. doutnavému výboji, který se projevuje zářením plynu  
uvnitř výbojky. Takové elektronky nazýváme doutnavky. Kladné ionty  
jsou urychlovány elektrickým polem ke katodě, elektrony k anodě. Při  
svém pohybu ionizují další molekuly plynu. Obvodem prochází anodový  
proud.

Voltampérová charakteristika doutnavky je na obr. 155a. Zapalovací  
napětí  $U_{zap}$  bývá 80 až 90 V. Po zapálení se zmenší vnitřní odpor a napětí  
mezi anodou a katodou  $U_{arc}$  se sníží asi na 70 V. Aby přitom nedošlo k pří-  
lišnému zvětšení proudu, musí být v sérii s doutnavkou vždy odpor, který  
proud omezí. V patičkách návěstních doutnavek (kontrollek) je vhodný re-  
zistor vestavěn.

\*) Elektronkám chlazeným odpařováním se říká vapotrony.



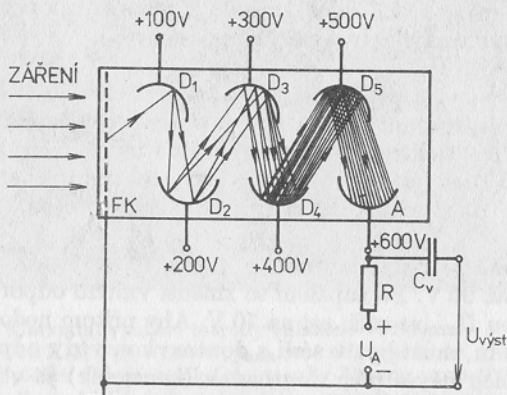
Obr. 155. a) Charakteristika výbojky, b) zapojení výbojky do obvodu

Doutnavky se používají ke stabilizaci napětí ( $U_{arc}$ ), jako kontrolky a jako číslicové výbojky.

## 5.5. FOTONÁSOCIČ

Fotonásobiče slouží k zesilování proudu elektronů, který vznikl emisí z fotokatody. K zesilování se využívá sekundární emise způsobem naznačeným na obr. 156.

Záření dopadající na fotokatodu způsobuje emisi elektronů, které jsou urychlovány k první dynodě  $D_1$  jejím kladným napětím. Povrch anody je pokryt látkou s velkým součinitelem sekundární emise. Sekundárně emitované elektrony z první dynody jsou urychlovány ke druhé dynodě, kde



Obr. 156. Princip fotonásobiče; FK fotokatoda,  $D_1$  až  $D_5$  dynody

způsobují opět sekundární emisi atd. Záporný náboj zachycený anodou prochází pracovním rezistorem s odporem několik megaohmů na kladný pól napájecího zdroje. Přitom vzniká na pracovním rezistoru napětí úměrné okamžitému počtu elektronů zachycených anodou.

Proudové zesílení fotonásobičů je běžně  $10^5$  až  $10^7$ . Střední hodnota anodového proudu je pouze několik desítek mikroampérů.

## KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 5

1. Definujte pojem výstupní práce elektronů. V jakých jednotkách se udává?
2. Vyslovte Stoletovův a Einsteinův fotoelektrický zákon.
3. Definujte součinitel sekundární emise a popište jeho závislost na urychlovacím napětí primárních částic.
4. Jak vzniká prostorový náboj v okolí katody elektronek a jaký má pro jejich činnost význam?
5. Definujte pojem dovolená anodová ztráta elektrony. Do soustavy anodových charakteristik zakreslete  $P_{\text{adov}} = 7 \text{ W}$ .

## 6. ELEKTRONICKÉ ZOBRAZOVACÍ JEDNOTKY

Elektronické zobrazovací jednotky\*) jsou zařízení ovládaná elektrickými signály, která pozorovateli zprostředkují určitou vizuální informaci. Můžeme je rozdělit na dvě základní skupiny:

1. Malé (s malou hustotou informace)

Abecedně číslicové indikátory, dovolující zobrazovat jednotlivé číslice, písmena a některé další znaky. Užívají se v číslicových měřicích přístrojích, elektronických kalkulačkách, číslicových hodinách atd.

2. Rozměrné (s velkou hustotou informace)

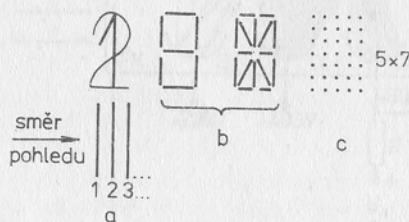
Televizní nebo oscilografické obrazovky nebo rozsáhlý soubor prvků bodové matice, např. světelné noviny.

### 6.1. ZOBRAZOVACÍ JEDNOTKY S MALOU HUSTOTOU INFORMACE

Zobrazované symboly lze vytvořit jedním ze tří základních způsobů, znázorněných na obr. 157:

1. z předem vytvořených znaků (obr. 157a),
2. ze segmentů (segmentovky) (obr. 157b),
3. použitím potřebného počtu prvků bodové matice (maticovky) (obr. 157c).

V prvním případě vzniká obraz rozsvícením příslušného znaku, ve druhém případě rozsvícením (zviditelněním) segmentů, jejichž složením znak vznikne, ve třetím případě rozsvícením potřebného počtu vhodných bodů matice.



Obr. 157. Základní způsoby vytváření znaků v zobrazovacích jednotkách

\*) Název podle ČSN 36 9001 Názvosloví číslicových a analogových počítačů. Pro stejné součástky se též užívá termín displej.

## Nejdůležitější vlastnosti zobrazovacích jednotek

Při rozhodování, zda je k určitému účelu daný typ zobrazovací jednotky vhodný, je nutné přihlížet k těmto kritériím:

### *Viditelnost*

Termínem viditelnost se posuzuje snadnost a správnost čtení informace. Viditelnost je ovlivňována různými činiteli, jako jsou jas, kontrast, barva, úroveň okolního osvětlení atd.

### *Vlastní spotřeba*

Posuzuje se velikost napájecího napětí, potřebný proud i spotřebovaný výkon pro vytvoření jednoho symbolu (zpravidla číslice 8).

### *Rychlost odezvy*

Rychlost odezvy je čas potřebný ke vzniku a vymazání obrazu. Dále se posuzuje: schopnost spolupráce s běžnými logickými integrovanými obvody (hlavně z hlediska velikosti napájecího napětí), složitost budicích a dekódovacích obvodů potřebných pro činnost zobrazovací jednotky, životnost a cena za jeden symbol.

Podle základních optických vlastností můžeme rozdělit zobrazovací jednotky na dvě skupiny:

- a) aktivní (generují světlo),
- b) pasívní (negenerují světlo). Znaky lze pozorovat v odraženém nebo procházejícím světle.

Aktivní zobrazovací jednotky využívají ke své činnosti doutnavého výboje v plynech, světelných diod a dalších principů.

### 6.1.1. Zobrazovací jednotky s předem vytvořenými znaky

Jako zobrazovací jednotky s předem vytvořenými znaky pracují speciální výbojky (číslicové výbojky — digitrony). Využívají ke své činnosti viditelného záření prostředí v okolí katody při doutnavém výboji v plynech. Používají se pro zobrazení číslic nebo některých dalších symbolů (V, A,  $\Omega$ , ...). Počet znaků, který je možné v jedné výbojce umístit, je z konstrukčních důvodů omezen.

V baňce výbojky je jediná anoda (tenká kovová mřížka s velkou roztečí ok). Anoda je na povrchu systému a musí přes ní být možné sledovat znaky vytvořené uvnitř baňky výbojky. Za anodou je několik (obvykle deset) katod, zformovaných do tvaru číslic nebo jiných znaků.

Katody jsou uspořádány v malých vzdálenostech za sebou a jsou jednotlivě vyvedeny na patici elektronky. Při činnosti má anoda trvale kladné napětí asi 170 až 200 V. Potřebný znak se rozsvítí uzemněním příslušné katody.

Anodový proud pro jeden symbol je asi 1 až 5 mA. Rychlost odezvy je při vzniku obrazu asi 10  $\mu$ s, při vymazání asi 40  $\mu$ s. Pro zvětšení kontrastu bývá sklo baňky opatřeno barevným (obvykle červeným) filtrem.

### 6.1.2. Zobrazovací jednotky vytvářející znaky skládáním segmentů (segmentovky)

Jak ukazuje obrázek 157b, je pro číslicový indikátor minimální počet segmentů sedm, pro abecedně číslicový šestnáct. Existuje mnoho způsobů realizace jednotlivých segmentů. V nynější době se za perspektivní považují světelné diody a kapalné krystaly.

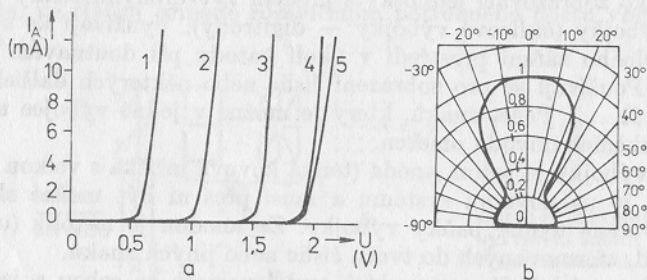
#### Segmentovky se světelnými diodami

Světelná dioda (svítivka) je plošná dioda, jejíž přechod PN při průchodu proudem v přímém směru září. Záření vzniká při rekombinaci nosičů náboje uvnitř přechodu a jeho barva je závislá na materiálu, ze kterého je dioda vyrobená.

Užívanými materiály jsou sloučeniny galia (galium-fosfid, galium-arsenid-fosfid, ...). Obvyklé barvy záření jsou červená, oranžová, žlutá, zelená. Průběh voltampérové charakteristiky i ostatní vlastnosti světelných diod jsou obdobné jako u ostatních diod s malou plochou přechodu. Napětí v přímém směru je větší než u křemíkových diod a závisí na materiálu. Porovnání ukazuje obrázek 158a. Pro světelné diody se udává také směrová vyzářovací charakteristika (obr. 158b).

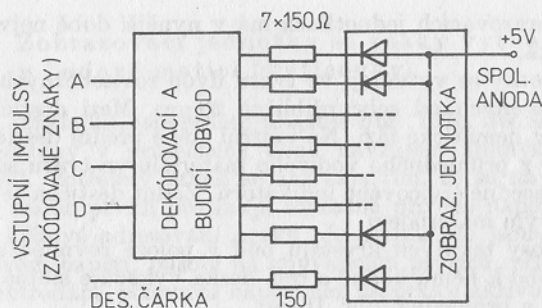
Každý ze sedmi segmentů číslicového indikátoru (abecedně číslicové indikátory se světelnými diodami se realizují v bodové matici) je tvořen jednou nebo několika světelnými diodami.

Pro zjednodušení ovládacích obvodů mají diody navzájem propojeny katody nebo anody (podle druhu logických obvodů, se kterými spolupra-



Obr. 158. a) Porovnání voltampérové charakteristiky křemíkové usměrňovací diody 1 s charakteristikami světelných diod, 2 infračervená vyrobená z GaAs, 3 červená z GaAsP, 4 žlutá z GaAsP, 5 zelená z GaP; b) směrová vyzářovací charakteristika světelné diody

cuji. Logické obvody TTL-anody, logické obvody CMOS katody). Výška znaků je podle typu indikátoru 3 až 16 mm. Doba odezvy je řádově deset nanosekund. Nejmenší zobrazovací jednotky tohoto typu odebírají proud 0,5 až 1 mA na segment, největší asi 15 mA na segment. Anodové napětí diody je podle barvy 1,5 až 2,5 V. Aby bylo možné použít pro napájení popisovaných zobrazovacích jednotek běžné napájecí napětí logických obvodů TTL, které je 5 V, je proud jednotlivých segmentů omezován sériovými rezistory (obr. 159).



Obr. 159. Spolupráce segmentovky ze světelných diod s obvodu TTL

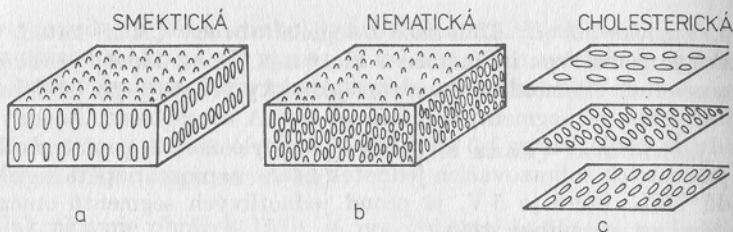
V jednom pouzdře se umísťuje jeden nebo několik znaků postupně vedle sebe. Nejmenší typy indikátorů mají vrchní stěnu pouzdra ve tvaru čočky, která usnadňuje pozorování.

### Segmentovky s kapalnými krystaly

Některé organické sloučeniny v kapalně fázi shlukují své molekuly v určitém teplotním rozsahu do protáhlých skupin, kterým říkáme kapalně krystaly. Ačkoli se většina kapalin nachází v tomto přechodném stavu pouze v úzkém teplotním rozsahu, jsou dnes známy látky vykazující zmíněné vlastnosti v rozsahu teplot asi od  $-5$  do  $+75$  °C.

Krystaly mohou být uvnitř kapaliny uspořádány třemi základními způsoby. Je-li kapalina ve stavu smektickém (obr. 160a), jsou všechny krystaly stejně dlouhé, leží v rovnoběžných vrstvách a mají navzájem rovnoběžné osy.

Struktura nematická (obr. 160b) má krystaly nesterjně dlouhé, navzájem rovnoběžné, avšak různě posunuté a vyplňující celý prostor. V cholesterické fázi jsou krystaly opět uloženy ve vrstvách. Krystaly v jedné vrstvě mají rovnoběžné osy, avšak každá vrstva má směr os krystalů proti sousední vrstvě o určitý úhel pootočen (obr. 160c).

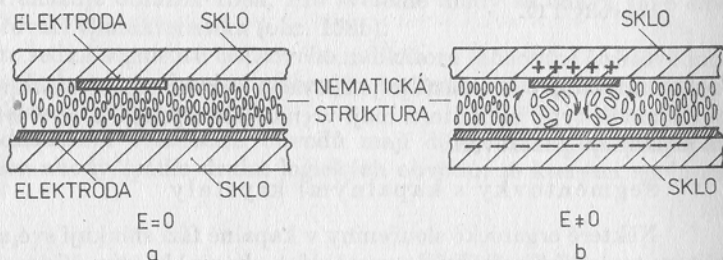


Obr. 160. Struktury látek s kapalnými krystaly

Pro použití v zobrazovacích jednotkách má v nynější době největší význam fáze nematická.

Zobrazovací jednotky se vytvářejí ve tvaru dvou rovnoběžných skleněných destiček, vzdálených od sebe přibližně 20  $\mu\text{m}$ . Mezi destičkami je uzavřena kapalina v nematické fázi. Na vnitřní stěně přední destičky jsou napařeny elektrody z průhledného vodivého materiálu ve tvaru segmentů číslcového nebo abecedně číslcového indikátoru. Zadní destička je po celé ploše pokryta vodivým materiálem.

Bez napětí jsou osy tekutých krystalů buď v poloze rovnoběžné s povrchem destiček, nebo k němu kolmé a celá deska vykazuje stejné optické vlastnosti — je čirá a průhledná (obr. 161a).



Obr. 161. Vrstva nematické látky mezi elektrodami segmentu

Přiložíme-li na elektrody napětí dostatečné velikosti (minimálně asi 5 V), dojde v místech, kde působí elektrické pole, ke vzniku turbulentního proudění krystalů a kapalina se zde silně zakalí, neboť na neuspořádaných a vířících krystalech nastává rozptyl světla, kterému říkáme dynamický rozptyl (obr. 161b).

K vyvolání dynamického rozptylu se může použít jak stejnosměrné, tak i střídavé napětí. Střídavé napětí je výhodnější, neboť jsou při něm vyloučeny parazitní jevy, mající nepříznivý vliv na dobu života zobrazovací jednotky (elektrolýza, rozpuštění elektrod apod.).



Z výkladu je zřejmé, že jde o pasívní zobrazovací jednotku, která světlo negeneruje. Znaky lze pozorovat buď v dopadajícím světle proti tmavému pozadí, nebo v průhledu při osvětlení ze zadní strany. Symboly nelze sledovat, nedopadá-li na zobrazovací jednotku dostatečné množství světla.

Čas potřebný ke vzniku dynamického rozptylu je asi 10 až 20 ms. Obraz zmizí asi za 80 ms po zániku elektrického pole.

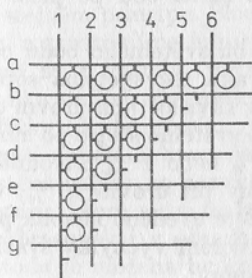
Velkou výhodou zobrazovacích jednotek s kapalnými krystaly je jejich extrémně malý příkon (několik mikrowattů na centimetr čtvereční). Např. při výšce znaků 13 mm a napájecím napětí 25 V, s frekvencí 50 Hz je proud na jeden segment 1  $\mu$ A.

### 6.1.3. Zobrazovací jednotky se znaky vytvořenými v bodové matici (maticovky)

Základní uspořádání ukazuje obr. 157c. Jednotlivé prvky matice jsou umístěny v průsečících dvou navzájem kolmých soustav elektrod (obr. 162). Potřebný prvek se aktivuje tím, že se na elektrody, které se v místě onoho prvku protínají, současně přivede napětí. Tomuto způsobu se říká křížové adresování prvků. Je zřejmé, že jsou-li ostatní elektrody na nulovém napětí, působí na zbývajících prvcích, připojených ke zmíněným elektrodám, poloviční napětí než na prvku aktivovaném. Prvky musí mít proto takové vlastnosti, aby při tomto nižším napětí zůstávaly bezpečně neaktivované. Jinak by znak nebyl čitelný. K aktivaci musí docházet skokem po překročení určitého prahového napětí. Při aktivaci se např. na svislou elektrodu připojí napětí větší než poloviční, ale menší než celé prahové napětí v kladné polaritě. Na příslušnou vodorovnou elektrodu se současně připojí stejně velké napětí v záporné polaritě.

Aby při činnosti indikátoru nedocházelo k rozsvěcení nesprávných bodů matice, aktivují se jednotlivé dvojice elektrod matice impulsově podle určitého postupu řízeného logickým obvodem.

Nejrozšířenějšími prvky pro vytváření bodových matic jsou světelné diody, tvořící malé abecedně číslicové indikátory s pětkrát sedmi prvky (obr. 157c).

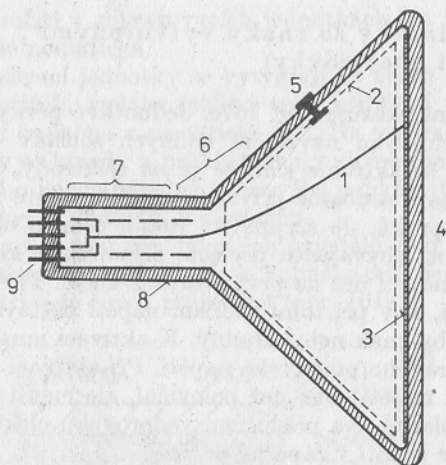


Obr. 162. Křížové adresování prvků bodové matice

## 6.2. OBRAZOVKY

Bez ohledu na konkrétní provedení nebo použití se skládají všechny typy obrazovek z několika funkčně stejných částí (obr. 163).

Systém elektrod obrazovky je uložen ve vyčerpané baňce, jejíž skleněná přední stěna je z vnitřní strany pokryta luminiscentní vrstvou — luminoforem, který tvoří stínítko. Na luminofor je zaostřován elektronový svazek, jehož zdrojem je elektronová tryska, složená z několika elektrod a umístěná v hrdle obrazovky.



Obr. 163. Principiální uspořádání obrazovky  
1 elektronový svazek,  
2 vnitřní grafitový povlak,  
3 luminofor, 4 čelní stěna,  
5 kontakt pro připojení anodového napětí, 6 místo, kde působí vychylovací soustava, 7 elektronová tryska, 8 hrdlo, 9 patice

Elektrony svazku jsou urychlovány vysokým kladným anodovým napětím, dopadají na luminofor a odevzdávají jeho atomům svoji kinetickou energii. Atomy přijatou energii opět vyzařují ve formě viditelného světla, jehož barva závisí na složení luminoforu. V místě dopadu svazku na luminofor vzniká zářící bod. Působením síly elektrostatického nebo magnetického pole (vychylováním svazku) je možné zářící bod po ploše stínítka posunovat, a vytvářet tak světelnou stopu.

K vytvoření dojmu plynulé čáry při pohybu světelného bodu po stínítku přispívá kromě setrvačnosti lidského zraku též světelná setrvačnost (dosvit) luminoforu. Doba dosvitu se udává v závislosti na úrovni okolního osvětlení. Je to doba, za kterou poklesne jas světelné stopy po zániku buzení luminoforu dopadem elektronů na 10 % nebo 1 % původního jasu. V jasně osvětlené místnosti platí údaj určený při úrovni 10 %, v temné místnosti údaj odpovídající 1 %. V tabulce 3 je uvedeno několik příkladů.

Podle druhu pole, které používáme k vytvoření výchylky svazku, můžeme obrazovky rozdělit na dvě základní skupiny:

Tab. 3. Doby dosvitu některých luminoforů

Druh luminoforu	Barva stopy	Doba dosvitu		Použití
		10 %	1 %	
P-1	žlutozelená	24 ms	48 ms	osciloskopy
P-4	bílá	60 $\mu$ s	470 $\mu$ s	televizní obrazovky
P-5	žlutozelená	0,3 s	3 s	radary
P-26	oranžová	17 s	190 s	radary

### 1. Obrazovky s elektrostatickým vychylováním

Výchyłka je vytvářena silou elektrostatického pole dvou navzájem kolmých dvojic vychylovacích destiček. Je úměrná napětí mezi destičkami příslušné dvojice.

### 2. Obrazovky s elektromagnetickým vychylováním

Výchyłku svazku způsobuje síla magnetického pole dvou dvojic vychylovacích cívek v závislosti na procházejícím proudu. Soustava cívek je nasunutá na hrdlo obrazovky.

Elektrostatický vychylovací systém je velmi málo závislý na frekvenci, a proto dovoluje vychylovat svazek velkými rychlostmi (až  $10^7$  m/s), avšak úhel, o který se svazek vychýlí (vychylovací úhel) je pouze kolem  $30^\circ$  ( $\pm 15^\circ$  od osy). Obrazovky s elektrostatickým vychylováním se používají v osciloskopech a dalších měřicích přístrojích.

Elektromagnetický systém dosahuje sice běžně vychylovacích úhlů  $110^\circ$ , avšak nedá se použít pro vysoké frekvence vychylovacích proudů. Obrazovky vybavené tímto systémem se používají hlavně v televizních přijímačích.

#### 6.2.1. Elektronová tryska

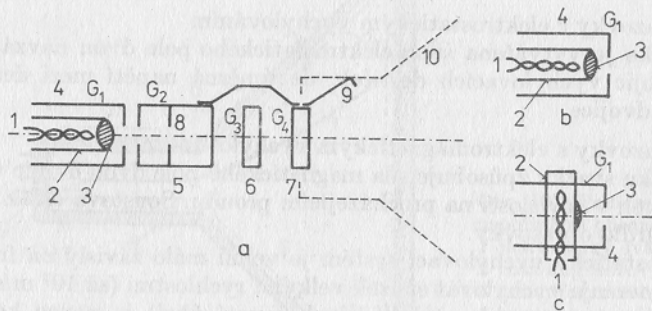
Elektronové trysky obou základních druhů obrazovek jsou založeny na stejném principu. Slouží k vytváření elektronového svazku, k jeho urychlení a zaostření na luminofor.

Skládají se z katody, první (též modulační nebo řídicí) mřížky ( $G_1$ ) a z několika dalších elektrod. Tyto elektrody ( $G_2, G_3, \dots$ ) nazýváme zpravidla mřížky (druhá, třetí, ...)\*. Poslední elektroda, která má proti katodě nejvyšší napětí a která je vodivě spojena s grafitovým povlakem na vnitřní stěně baňky, se nazývá anoda. Na obr. 164a je uspořádání elektronové trysky, které se v malých obměnách používá ve většině oscilografických obrazovek i v obrazovkách pro černobílou televizi. Nepřímo zhařvená katoda je uložena buď osově (obr. 164b), nebo příčně (obr. 164c).

V těsné blízkosti svého emitujícího povrchu je katoda překryta mříž-

kou  $G_1$  tvořenou trubicí, která je uzavřena clonkou s otvorem o průměru asi 1 mm. Velikostí záporného napětí této elektrody proti katodě řídíme proud svazku, a tím jas stopy.

Ve směru pohybu elektronů následuje ve vzdálenosti asi 1 mm od první mřížky druhá mřížka ( $G_2$ ) s konstantním kladným napětím proti katodě. Dráhy elektronů vystupujících z otvoru první mřížky se v prostoru mezi první a druhou mřížkou protínají téměř v jednom bodě. Tento bod, ve kterém má elektronový svazek nejmenší průřez, se nazývá křižště. Zobrazit křižště na luminofor, tj. zaostřit stopu elektronového svazku, je úkolem ostříšicího systému obrazovky.



Obr. 164. Elektronová tryska

a) tryska s unipotenciální čočkou, b) osové uložení katody,

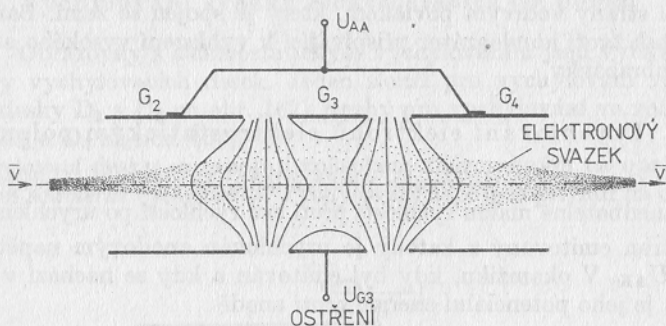
c) příčné uložení katody

1 žhavicí vlákno, 2 katoda, 3 emisní vrstva, 4 první mřížka  $G_1$ , 5 druhá mřížka  $G_2$ , 6 třetí mřížka  $G_3$ , 7 anoda  $G_4$ , 8 vymezovací clona, 9 pružný kontakt dovolující vodivé spojení anody s vnitřním vodivým povlakem baňky, 10 vnitřní vodivý povlak

Oscilografické obrazovky a obrazovky pro černobílou televizi používají k zaostřování nejčastěji tzv. unipotenciální čočku, tvořenou třemi elektrodami. Dvě vnější elektrody (na obr. 164a  $G_2$  a  $G_4$ ) mají stejná napětí, zpravidla rovná anodovému napětí (několik kilovoltů proti katodě). Svazek se zaostřuje změnou napětí na vnitřní elektrodě unipotenciální čočky. Rozložení ekvipotenciálních ploch uvnitř unipotenciální čočky ukazuje obr. 165. Obrazovky pro barevnou televizi používají složitější zaostřovací systém (bipotenciální čočka nebo kvadrupólový systém), neboť přísné požadavky kladené na ostrost stopy v barevné televizní obrazovce nedokáže unipotenciální čočka splnit.

Grafitový povlak (nověji kysličník železa), se kterým je pružným kontaktem spojena anoda obrazovky (elektroda  $G_4$  na obr. 164a) a který je

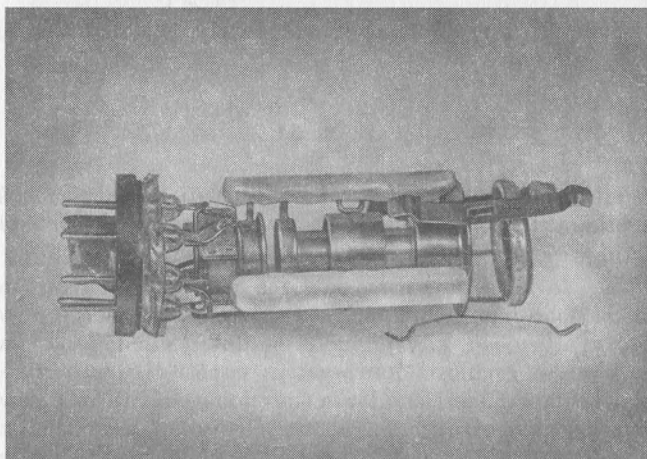
\*) Elektroda  $G_2$  se někdy nazývá první anoda. V názvech elektrod není jednotn.



Obr. 165. Rozložení ekvipotenciálních ploch v unipotenciální čočce

nanesen na vnitřní stěně baňky od míst, kde končí soustava elektrod elektronové trysky až ke stínítku, působí jako kolektor pro elektrony sekundárně emitované při dopadu svazku na luminofor. Kdyby nebyly tyto elektrony odsávány, dopadly by pozvolna zpět na stínítko, nabil by ho záporně a znemožnily dopad elektronového svazku na luminofor a vznik stopy. Působením kolektoru (odsáváním sekundárně emitovaných elektronů) se po krátké době nabije povrch stínítka na plné anodové napětí, na kterém se sekundární emisí automaticky stabilizuje.

Televizní obrazovky mají větší část svého povrchu pokrytu rovněž



Obr. 166. Elektronová tryska televizní obrazovky

z vnější strany vodivým povlakem, který je spojen se zemí. Baňka obrazovky tak tvoří kondenzátor přispívající k vyhlazení vysokého anodového napětí obrazovky.

### 6.2.2. Urychlování elektronů elektrostatickým polem

Celá následující úvaha předpokládá, že elektron vystupuje z katody zanedbatelně malou rychlostí proti své rychlosti po urychlení.

Elektron emitovaný z katody je urychlován anodovým napětím obrazovky  $U_{AK}$ . V okamžiku, kdy byl emitován a kdy se nachází v blízkosti katody, je jeho potenciální energie proti anodě

$$W_p = U_{AK}q_e$$

kde  $q_e = -1,6 \cdot 10^{-19}$  C je náboj elektronu.

Tato energie se během pohybu elektronu od katody k anodě přemění na energii kinetickou

$$W_k = \frac{1}{2} m_e v^2$$

$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg je hmotnost elektronu a  $v$  je jeho rychlost v blízkosti anody.

Přeměna energie je vyjádřena rovnicí

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = U_{AK}q_e$$

Odtud dostáváme pro rychlost elektronu, se kterou dopadá na luminofor, vztah

$$v = \sqrt{\frac{2U_{AK}q_e}{m_e}}$$

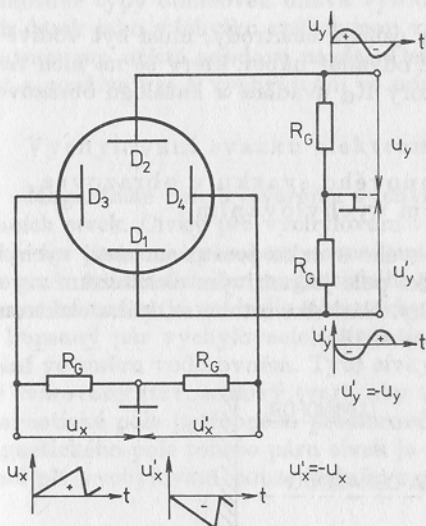
Samozřejmě výsledek platí pouze pro rychlosti  $v$  značně menší, než je rychlost světla. Při těchto rychlostech lze hmotnost elektronu považovat za konstantní.

Napětí  $U_{AK}$  se měří od místa, kde má elektron nulovou potenciální energii (anoda nebo luminofor), k místu s potenciální energií největší (katoda). Proto v případech, kdy je anoda kladnější než katoda, musíme do vztahů pro výpočet rychlosti dosazovat za napětí  $U_{AK}$  záporné číslo. Při opačné polaritě napětí mezi anodou a katodou nedávají odvozené vztahy pro  $q_e < 0$  výsledek v oboru reálných čísel. To souhlasí s našimi znalostmi o působení elektrostatického pole na elektrický náboj, získanými v Základech elektrotechniky.

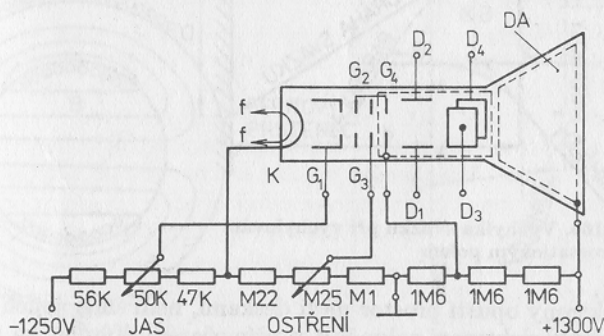
### 6.2.3. Vychylování svazku elektrostatickým polem

Obrazovky s elektrostatickým vychylováním jsou vybaveny dvěma páry vychylovacích desek. Jeden slouží pro vychylování ve svislém směru (desky  $D_1$  a  $D_2$  na obr. 167), druhý pro vychylování ve vodorovném směru ( $D_3$  a  $D_4$  na obr. 167).

Vychylovací desky se zapojují způsobem znázorněným na obr. 167, nazývaným *souměrné vychylování*. Vychylovací napětí se přivádí na obě desky



Obr. 167. Souměrné vychylování elektronového svazku v obrazovce



Obr. 168. Zjednodušené zapojení obrazovky v osciloskopu. DA je dorychlovací anoda, která dodatečně urychluje svazek. V důsledku toho se zvětší jas stopy

příslušného páru současně s navzájem obrácenou fází. Silová působení obou desek na elektrony se sčítají a snadno se dosáhne velké výchylky svazku. Kromě toho nepůsobuje vychylovací napětí v tomto uspořádání rozostřování stopy ani geometrické zkreslování obrazu.

Aby bylo možné přivádět vychylovací napětí na vychylovací desky a aby nedocházelo ke geometrickému zkreslování obrazu, mělo by být klidové stejnosměrné napětí vychylovacích desek přibližně stejné jako anodové napětí obrazovky. Proto se často anoda uzemňuje a na katodu se přikládá záporné napětí rovné  $U_{AK}$ . Příklad zapojení obrazovky B 10 S6 (NDR) v osciloskopu je na obr. 168.

Desky, stejně jako všechny ostatní elektrody, musí být vodivě spojeny se zemí, neboť je nutné trvale odvádět náboj, který se na nich zachycuje. K tomu slouží svodové rezistory  $R_G$  uváděné v katalogu obrazovek (s odporem asi  $3\text{ M}\Omega$ , obr. 167).

### Výchylka elektronového svazku v obrazovce s elektrostatickým vychylováním

Při průletu elektronového svazku prostorem mezi vychylovacími deskami uděluje elektrostatické pole jednotlivým elektronům zrychlení ve směru kolmém k ose obrazovky. Následkem toho se dráha elektronů změří z přímočaré na parabolickou (obr. 169).



Obr. 169. Výchylka svazku při vychylování elektrostatickým polem

Jakmile elektrony opustí prostor mezi deskami, není směr jejich pohybu dále ovlivňován a elektrony pokračují v přímočarém pohybu ke stínítku. Elektronový svazek tvoří tečnu k parabolické dráze, sestavenou v místě, ve kterém elektrony opouštějí elektrostatické pole vychylovacích desek (obr. 169).



Pro výchylku svazku na stínítku je možné odvodit přibližný vztah, platný pro malé vychylovací úhly

$$D = \frac{1}{2} \frac{d_1}{d_2} \frac{d}{U_{AK}} U$$

Význam symbolů plyne z obr. 169.

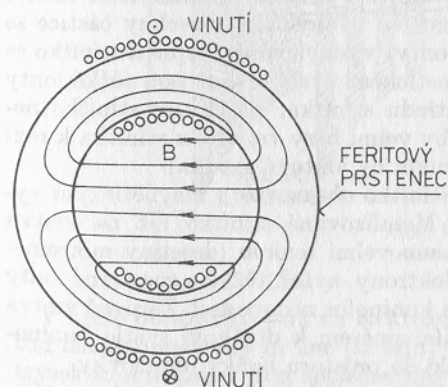
Všimněme si, že výchylka svazku závisí na rozměrech obrazovky, je přímo úměrná vychylovacímu napětí a nepřímo úměrná anodovému napětí. Pro jednotlivé typy obrazovek udává výrobce v katalogu citlivost vychylovacích desek jako výchylku způsobenou vychylovacím napětím velikosti 1 V, platnou pro určité anodové napětí. Desky bližší ke katodě mají větší citlivost a používají se k vychylování ve svislém směru.

#### 6.2.4. Vychylování svazku elektromagnetickým polem

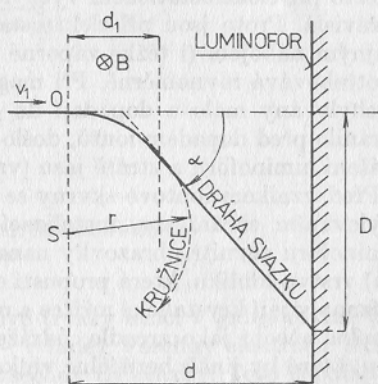
Magnetické pole vytvářející výchylku je buzeno dvěma páry vychylovacích cívek. Cívky pro vychylování ve směru svislém jsou navinuty na feritovém prstenci způsobem naznačeným na obr. 170, který zároveň ukazuje směr indukčních čar magnetického pole.

Prstenec se nasazuje na hrdlo obrazovky v místech, kde se baňka rozšiřuje. Popsaný pár vychylovacích cívek je překryt párem cívek pro vychylování ve směru vodorovném. Tyto cívky nejsou vinuty na feritu. Jsou vhodně tvarovány (tzv. sedlový tvar), aby těsně přilehly k baňce a vytvářely magnetické pole potřebného prostorového rozložení. Směr indukčních čar magnetického pole tohoto páru cívek je svislý.

Situaci při vychylování pouze jedním z párů vychylovacích cívek zjed-



Obr. 170. Magnetické pole cívek pro vychylování svazku ve svislém směru



Obr. 171. Vychylování svazku magnetickým polem

nodušeně zachycuje obr. 171. Elektron letící rychlostí  $v$  vstoupí ve směru osy obrazovky do magnetického pole s indukcí  $B$  v místě označeném 0. Síla, kterou magnetické pole působí na elektron, je kolmá ke směru pohybu elektronu i ke směru indukčních čar pole a změní jeho přímočarý pohyb na pohyb kruhový (obr. 171).

Po opuštění magnetického pole pokračuje elektron v pohybu ke stínítku ve směru tečny ke své kruhové dráze sestrojené v místě, kde přestalo magnetické pole působit.

Výchylku můžeme vypočítat podle přibližného vztahu platného pro malé vychylovací úhly

$$D = \sqrt{\frac{q_e}{2m_e U_{AK}}} d_1 dB$$

Vidíme, že výchylka je přímo úměrná magnetické indukcii  $B$ , a tedy i proudu procházejícímu vychylovacími cívkami. Nepřímo úměrná je druhé odmocnině z anodového napětí. Z toho plyne, že při vysokém napětí  $U_{AK}$  a určité vzdálenosti  $d$  vychylovacích jednotek od stínítka získáváme při magnetickém vychylování větší výchylku svazku snadněji než v obrazovce s vychylováním elektrostatickým, kde je výchylka nepřímo úměrná první mocnině napětí  $U_{AK}$ . To je jedním z důvodů, proč se toto vychylování používá v televizních obrazovkách ( $U_{AK} = 14$  až  $16$  kV pro černobílou a asi  $25$  kV pro barevnou).

Porovnáme-li dále vztah pro výchylku při elektrostatickém vychylování se vztahem pro výchylku při magnetickém vychylování, zjistíme další velmi důležitý rozdíl: při magnetickém vychylování je výchylka částic se stejným nábojem nepřímo úměrná druhé odmocnině z jejich hmotnosti, kdežto při elektrostatickém vychylování je výchylka na hmotnosti částice nezávislá. Proto jsou při elektrostatickém vychylování všechny částice se stejným nábojem (i těžké záporné ionty) vychylovány stejně a stínítko se opotřebovává rovnoměrně. Při magnetickém vychylování jsou těžké ionty vychylovány málo a dopadají do středu stínítka. Kdyby se stínítko nechránilo před dopadem iontů, došlo by velmi brzy ve středu stínítka k rozprášení luminoforu a ztrátě jasu (vznikla by iontová skvrna).

Před vznikem iontové skvrny se stínítko obrazovek s magnetickým vychylováním chrání tzv. metalizací. Metalizované stínítko má na vrstvu luminoforu zevnitř obrazovky nanесenu velmi tenkou (desetiny mikrometru) vrstvu hliníku, která propustí elektrony, avšak těžké a rozměrné ionty uvíznou v její krystalické mřížce a na luminofor nedopadají. Zároveň vrstva hliníku působí jako zrcadlo, odrážející směrem k divákovi světlo luminoforu, které by jinak bezúčelně vnikalo do prostoru baňky obrazovky.

V některých typech obrazovek s elektrostatickým vychylováním se rovněž používají metalizovaná stínítka. Důvodem je zvětšení jasu stopy.

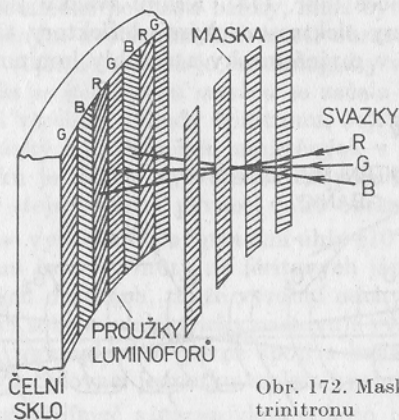
## 6.2.5. Obrazovky pro barevnou televizi

Obrazový signál barevné televizní kamery vzniká současným snímáním scény třemi snímačemi elektronkami. Na každou z nich dopadá obraz scény přes barevný filtr, propouštějící pouze světlo jedné ze základních barev (červené R, zelené G a modré B). Elektronový svazek každé snímačí elektronky postupně bod po bodu a řádek po řádku zjišťuje jas bodů scény v příslušné základní barvě. Vzniknou tak tři dílčí barevné signály, které jsou sdělovací cestou přeneseny do televizního přijímače.

Na stínítku barevné obrazovky vytvářejí tři současně vychylované elektronové svazky postupně bod po bodu a řádek po řádku (podobně jako při snímání obrazu) obrazy scény v základních barvách (tzv. dílčí barevné obrazy). Splynutím dílčích barevných obrazů při pozorování z větší vzdálenosti vzniká dojem obrazu scény v přirozených barvách.

Ačkoliv jsou dnes známy různé principy barevných obrazovek, považují se za perspektivní obrazovky nazývané trinitron a obrazovky se šterbinovou maskou (slotted mask).

Abyste stínítku těchto obrazovek mohly vzniknout dílčí barevné obrazy, je stínítko složeno z úzkých svislých proužků probíhajících průběžně přes celou výšku stínítka (obr. 172).



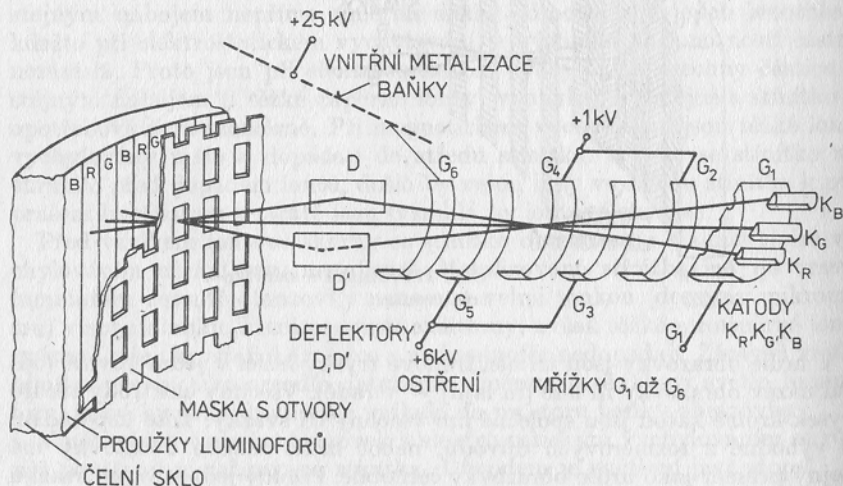
Obr. 172. Maska a stínítko trinitronu

V hrdle obrazovky jsou tři elektronové trysky ležící v jedné rovině (odtud název obrazovky in line [in lajn] — v řadě). Všechny elektrody těchto trysek kromě katod jsou společné pro všechny tři svazky. Toto uspořádání je výhodné z rozměrových důvodů, neboť hrdlo takové obrazovky má stejný průměr jako hrdlo obrazovky černobílé. Proudů jednotlivých svazků jsou ovládány napětím dílčích barevných signálů přiváděných na katody trysek.

Chemické složení proužků luminoforu je voleno tak, aby při dopadu elektronů zářil příslušný bod prvního proužku např. barvou červenou, druhého barvou zelenou, třetího modrou, čtvrtého opět červenou, pátého zelenou atd. Barvy proužků se cyklicky střídají po celé šířce stínítka.

Abý svazek elektronů z určité trysky dopadl vždy jen na proužky luminoforu té barvy, pro kterou je tryska určena, je uvnitř obrazovky v malé vzdálenosti před luminoforem umístěna kovová maska, která omezuje průřez svazku a pro určitou trysku zakrývá proužky luminoforu, na které elektrony této trysky nemají dopadat. Je-li tento požadavek splněn pro celou plochu stínítka, říkáme, že je dosaženo dokonalého krytí (konvergence) dílčích barevných obrazů. Nedokonalost konvergence se projevuje vznikem barevných lemů a zmenšením rozlišovací schopnosti. Dosažení dokonalého krytí barev je značným technickým problémem, který je řešen použitím pomocných trvalých magnetů pro statickou korekci chyb konvergence. U některých typů obrazovek je kromě toho nutné použít též dynamickou korekci chyb konvergence pomocí elektromagnetů napájených proudy vhodného průběhu. Nastavení korekce konvergence provádí výrobce obrazovek a nedoporučuje se ho měnit. Protože má na pohyb elektronů vliv magnetické pole Země, nastavuje se korekce pro nejnepříznivější polohu obrazovky, tj. stínítkem k východu.

Osy trysek spolu svírají vhodné úhly, aby se svazky křížily ve společné elektrostatické zaostřovací čočce (obr. 173). Krajiní svazky jsou po průchodu touto čočkou odkloněny elektrostatickými deflektory tak, aby se všechny tři svazky protínaly v rovině masky a zasáhly luminofory odpo-



Obr. 173. Principiální uspořádání obrazovky se stěrbinovou maskou

vídačcích barev. Střední svazek, který je nejlépe zaostřen, dopadá na zelený luminofor, neboť zrak je na zelenou barvu značně citlivější než na červenou a modrou, a obraz se proto jeví ostřejší než při jiném uspořádání. Pro zlepšení barevného kontrastu mají některé typy obrazovek proužky luminoforu obarveny na tu barvu, kterou mají zářit. Ze stejného důvodu se proužky oddělují černými úzkými čarami z grafitu.

Protože maska propustí ke stínítku pouze 15 až 20 % elektronů svazku, musí být pro dosažení dostatečného jasů obrazu použito anodové napětí kolem 25 kV. Při nárazu rychlých elektronů na kovovou masku vzniká poměrně intenzivní rentgenové záření, které musí čelní sklo obrazovky pohltnout.

Všechny popsané principy jsou stejné pro trinitron i pro obrazovku se šterbinovou maskou. Rozdíl je pouze v provedení masky a jemu odpovídajícím tvarování čelní stěny baňky obrazovky. Oba typy masek odstraňují problémy s barevným krytím ve svislém směru.

*Trinitron*, uvedený na trh japonskou firmou Sony v roce 1968, má masku ve formě úzkých šterbin vedených průběžně shora dolů přes celou výšku obrazovky (obr. 172). Je zřejmé, že takovouto masku není možné tvarovat ve svislém směru, takže čelní stěna baňky obrazovky nemůže mít sférický tvar, který nejlépe odolává tlaku prostředí a který se používá pro ostatní typy obrazovek. Přední stěna trinitronu je částí válcové plochy. Aby se dosáhlo dostatečné pevnosti baňky, musí být čelní sklo tlustší, což se projevuje značným zvětšením hmotnosti obrazovky. Výroba trinitronových obrazovek větších rozměrů je technologicky velmi náročná.

*Obrazovka se šterbinovou maskou* se začala vyrábět v USA v roce 1972. Zachovává všechny výhody trinitronu. Její maska je opatřena šterbinami ve tvaru úzkých obdélníků, umístěných v řadách nad sebou (obr. 173). Tuto masku je možné vytvarovat do požadované sférické plochy. Obrazovka má stejný tvar i pevnost jako obrazovka pro černobílou televizi.

Běžně se vyrábí s vychylovacími úhly  $110^\circ$ . Cívky pro svislé i vodorovné vychylování jsou navinuty na feritových jádrech. Závity jsou uloženy ve vyliisovaných drážkách, takže výrobní odchylky cívek jsou nepatrné. Vychylovací soustavu elektricky nastavuje výrobce obrazovek. Po funkčním ověření ji termoplastem pevně spojí s baňkou obrazovky. Při poškození cívek lze vychylovací jednotku teplem uvolnit a vyměnit.

Televizní přijímač s obrazovkou tohoto typu má spotřebu asi 160 W. Podstatného zmenšení spotřeby (téměř na polovinu) lze dosáhnout použitím obrazovky se semitoroidními vychylovacími cívkami (běžně nazývanou semitoroidní obrazovka), např. TESLA 671 QQ 22 nebo 561 QQ 22. Řádkové vychylovací cívky neuvžívají toroidní jádro. Jsou v tzv. sedlovém provedení podobně jako cívky pro řádkové vychylování v černobílé obrazovce. Velké technologické problémy jsou s přesným tvarem závitů těchto cívek, na kterém závisí možnost dosažení přesného krytí dílčích barevných obrazů. Obrazovka používá rovněž dokonalejší elektronové optický (tzv.

kvadrupolový) systém, kterým se dosahuje ostřejší stopy a větší brilance obrazu.

## KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 6

1. Kterými základními způsoby jsou vytvářeny symboly v zobrazovacích jednotkách s malou hustotou informace?
2. Na jakých principech pracují aktivní a na jakých pasivní zobrazovací jednotky?
3. Jakými způsoby jsou uspořádány kapalné krystaly v kapalině?
4. Jak vzniká dynamický rozptyl?
5. Definujte pojem dosvit obrazovky.
6. Z čeho je složena a k jakému účelu slouží elektronová tryska?
7. Proč je vnitřní povrch baňky obrazovky v blízkosti stínítka pokryt vodivým povlakem? Jaké napětí má tento povlak a povrch stínítka uvnitř obrazovky při její činnosti?
8. Na čem závisí výchylka elektronového svazku v obrazovce s elektrostatickým vychylováním a obrazovce s elektromagnetickým vychylováním?
9. Jaké jsou hlavní rozdíly mezi trinitronem a obrazovkou se šterbinovou maskou?

## 7. CHARAKTERISTICKÉ VLASTNOSTI PASÍVNÍCH LINEÁRNÍCH JEDNOBRANŮ A DVOJBRANŮ

Látka této kapitoly navazuje na obecné vlastnosti jednobranů a dvojbranů, stručně uvedené v kapitole 1. Tyto vlastnosti rozvádí a konkretizuje. Proto si pečlivě zopakujte příslušnou část kapitoly 1.

### 7.1. LINEÁRNÍ KOMPLEXNÍ JEDNOBRANY

Lineární komplexní jednobrany jsou složeny z lineárních rezistorů, bezetrátových cívek a kondenzátorů. (Ztrátové odpory skutečných cívek a kondenzátorů jsou připojeny k činným odporům). Veškeré vlastnosti probíraných jednobranů budou v této kapitole zjišťovány pouze pro harmonický průběh obvodových veličin.

Ačkoliv je možné psát pro lineární jednobrany charakteristické rovnice, určující vztah mezi proudem a napětím, i kreslit voltampérové charakteristiky (jsou to, jak je uvedeno v kapitole 1, přímký procházející počátkem se sklonem závislým na frekvenci, např. obr. 15), je v praxi důležitější znát impedanci těchto obvodů a její frekvenční závislost.

Impedance komplexního jednobranu je vyjádřena komplexním číslem závislým na frekvenci, které můžeme zapsat dvěma rovnocennými způsoby — ve složkovém tvaru nebo exponenciálním tvaru

$$\mathbf{Z} = R + jX = Z e^{j\varphi}$$

kde  $Z = \sqrt{R^2 + X^2}$  je absolutní hodnota impedance,

$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{X}{R}$  fázový posun proudu a napětí (měřený od proudu

$$R = Z \cos \varphi$$

$$X = Z \sin \varphi$$

k napětí v matematicky kladném směru),

činný odpor jednobranu,

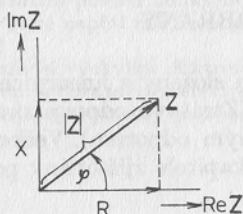
reaktance jednobranu (je tvořena indukčními reaktancemi  $X_L = \omega L$  a kapacitními reaktancemi

$$X_C = -\frac{1}{\omega C}.$$

Obraz impedance  $\mathbf{Z}$  v komplexní rovině a vzájemný vztah mezi veličinami  $\mathbf{Z}$ ,  $Z$ ,  $R$ ,  $X$  a  $\varphi$  je pro jednu frekvenci zobrazen na obr. 174. Pro jinou frekvenci má obecně fázor  $\mathbf{Z}$  jinou polohu, neboť jeho složky jsou závislé

na frekvenci. Závislosti impedance jednobranu na frekvenci vyjadřujeme často graficky formou záznamu absolutní hodnoty a fáze ve dvou samostatných frekvenčních charakteristikách. Ve frekvenční charakteristice absolutní hodnoty impedance (amplitudové charakteristice)  $|Z| = Z(f)$  (obr. 175a) a ve fázové frekvenční charakteristice  $\varphi = \varphi(f)$  (obr. 175b). Vodorovné osy, na které vynášíme frekvenci, mívají nejčastěji logaritmickou stupnici, neboť zpravidla musí obsáhnout rozsáhlé frekvenční pásmo. Svislá osa, na kterou vynášíme impedanci, je rovněž dělena logaritmicky. Častěji se používá stupnice lineární, avšak impedance se vynáší v decibelech (logaritmických jednotkách). Přepočet na decibely se provádí podle vztahu

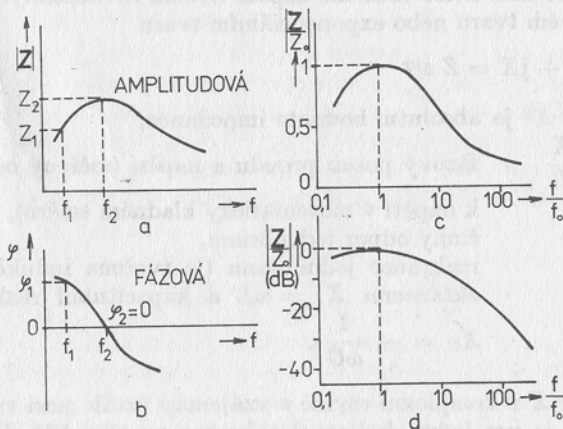
$$Z_{dB} = 20 \log |Z|$$



Obr. 174. Zobrazení impedance v komplexní rovině pro jednu frekvenci

Použitím obou způsobů dostáváme stejný tvar průběhu charakteristiky. Vyjádření v decibelech je však častější. Fázové úhly se vynášíjí v lineárním měřítku na svislé ose.

V mnoha případech je výhodné zvolit některou frekvenci za vztaznou (např. na obr. 175c, d frekvence  $f_0$ ) a ostatní frekvence vyjadřovat pomě-



Obr. 175. Frekvenční charakteristiky jednobranu

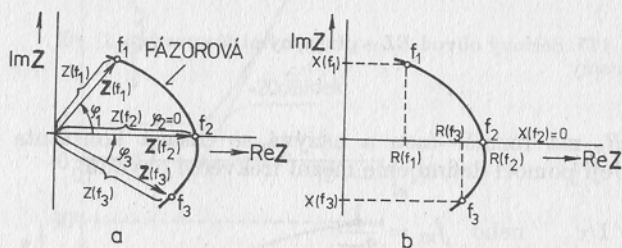


rem-k této frekvenci. Vodorovná osa je pak bezrozměrná. Podobným způsobem se vyjadřuje též impedance, jak ukazuje obr. 175d. Za vztažnou hodnotu byla zvolena impedance  $Z_0$  při frekvenci  $f = f_0$ . I v těchto případech je obvyklé užívání logaritmických stupnic nebo vyjadřování v decibelech.

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right|_{\text{dB}} = 20 \log \left| \frac{Z}{Z_0} \right|$$

Je zřejmé, že vztažné impedanci  $Z_0$  odpovídá úroveň 0 dB (obr. 175d).

Jiný, často používaný způsob, jak zachytit frekvenční závislost impedance jednobranu, je současný záznam absolutní hodnoty i fáze formou fázorové frekvenční charakteristiky v Gaussově komplexní rovině. (Gaussova rovina je rovina komplexních čísel, která má na obou osách stejná měřítka, a proto dovoluje přímo odměřovat fázové úhly jednotlivých zobrazených fázorů.)



Obr. 176. Dva způsoby konstrukce fázorové frekvenční charakteristiky

Frekvenční charakteristika je v této rovině tvořena čarou spojující koncové body fázorů impedancí nakreslených pro jednotlivé frekvence. Lze ji sestavit bod po bodu (ze známých  $|Z|$  a  $\varphi$  pro určitou frekvenci (obr. 176a) nebo ze známých hodnot  $R$  a  $X$  pro určitou frekvenci (obr. 176b), popřípadě je možné napsat její rovnici analyticky (způsoby používanými v analytické geometrii).

### 7.1.1. Sériový obvod $RL$

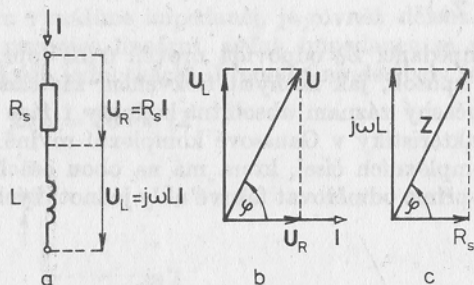
Impedanci tohoto jednobranu, který je nakreslen spolu s příslušnými fázorovými diagramy na obr. 177, můžeme napsat ve tvaru

$$Z = R_s + j\omega L$$

Její frekvenční závislost zobrazíme v poměrném měřítku, čímž dosáhne-

me univerzálnosti grafu pro všechny stejně zapojené obvody. Za vztažnou hodnotu zvolíme odpor  $R_s$  a napíšeme

$$\frac{Z}{R_s} = 1 + j\omega \frac{L}{R_s}$$



Obr. 177. Sériový obvod  $RL$  s příslušnými fázorovými diagramy

Poměr  $L/R_s$  má rozměr času a nazývá se časová konstanta obvodu ( $\tau = L/R_s$ ). Její pomocí definujeme mezní frekvenci obvodu

$$\omega_m = 1/\tau \quad \text{nebo} \quad f_m = \frac{1}{2\pi\tau}$$

Vztah pro poměrnou impedanci upravíme na tvar

$$\frac{Z}{R_s} = 1 + j \frac{f}{f_m}$$

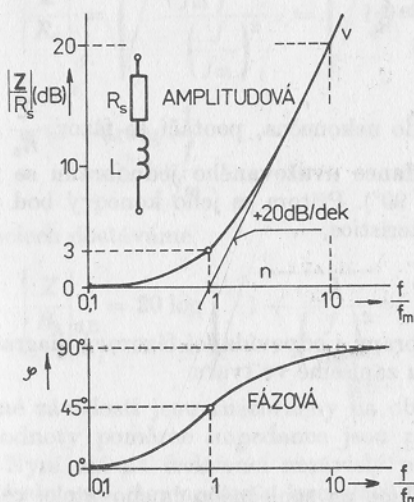
a odtud určíme absolutní hodnotu  $|Z/R_s|$  a fázový posun  $\varphi$  v závislosti na poměrné frekvenci

$$\left| \frac{Z}{R_s} \right| = \sqrt{1 + \left( \frac{f}{f_m} \right)^2} \quad \text{a} \quad \varphi = \arctg \frac{f}{f_m}$$

Frekvenční charakteristiku absolutní hodnoty poměrné impedance kreslíme zpravidla v decibelech podle vztahu

$$\begin{aligned} \left| \frac{Z}{R_s} \right|_{\text{dB}} &= 20 \log \left| \frac{Z}{R_s} \right| = 20 \log \sqrt{1 + \left( \frac{f}{f_m} \right)^2} = \\ &= 10 \log \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_m} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

Průběhy jsou znázorněny na obr. 178. Svislá osa má lineární stupnici v decibelech, vodorovná osa je logaritmická. Přímký  $n$  a  $v$  jsou asymptoty k frekvenční charakteristice absolutní hodnoty poměrné impedance. Všimněte si, že se asymptoty protínají v bodě, kde  $\frac{f}{f_m} = 1$ , a že asymptota  $v$ , platná pro vysoké frekvence, má směrnici  $+20$  dB/dek. Znamená to, že pro body asymptoty platí: zvětšíme-li frekvenci na desetinásobek (o dekádu, např. z  $\frac{f}{f_m} = 1$  na  $\frac{f}{f_m} = 10$ ), zvětší se poměrná impedance o 20 dB, tj. desetkrát. Jinými slovy: kolikrát se zvětší frekvence, tolikrát se zvětší impedance.



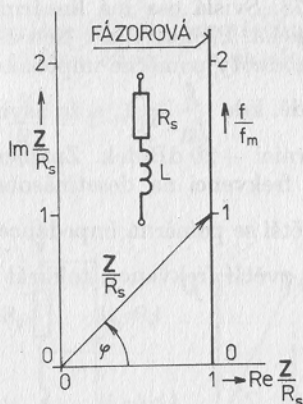
Obr. 178. Frekvenční charakteristiky impedance sériového obvodu  $RL$

Skutečný průběh frekvenční charakteristiky poměrné impedance se v technické praxi často nahrazuje průběhem jejich asymptot (asymptotickou charakteristikou, tj. pouze přímkami  $n$  a  $v$  na obr. 178). Je zřejmé, že největší chyba, která touto náhradou vznikne, nastává pro  $\frac{f}{f_m} = 1$  a je 3 dB.

Fázorová frekvenční charakteristika (v komplexní rovině) je kladná svislá polopřímka procházející bodem 1 na reálné ose (obr. 179), neboť

$$\operatorname{Re} \frac{Z}{R_s} = 1 \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \frac{Z}{R_s} = \frac{f}{f_m}$$

Obr. 179. Fázorová frekvenční charakteristika sériového obvodu  $RL$



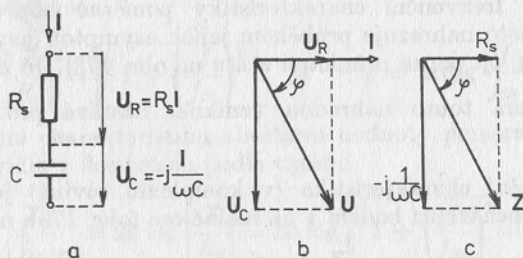
Roste-li frekvence od nuly do nekonečna, pootáčí se fázor  $\frac{Z}{R_s}$  z vodorovné do svislé polohy (impedance uvažovaného jednobranu se zvětšuje a fáze se zvětšuje od nuly do  $90^\circ$ ). Přitom se jeho koncový bod posouvá po fázorové frekvenční charakteristice.

### 7.1.2. Sériový obvod $RC$

Schéma tohoto jednobranu i odpovídající fázorové diagramy jsou na obr. 180. Impedanci obvodu zapíšeme ve tvaru

$$Z = R_s - j \frac{1}{\omega C}$$

Pravou stranu rovnice uvedeme na společného jmenovatele, celou rov-



Obr. 180. Sériový obvod  $RC$  s odpovídajícími fázorovými diagramy

nicí vydělíme odporem  $R_s$  a dosadíme mezní frekvenci  $f_m = 1/(2\pi\tau)$ , kde  $\tau = R_s C$ . Dostaneme poměrnou impedanci jako funkci  $f/f_m$  \*)

$$\frac{Z}{R_s} = \frac{\omega R_s C - j}{\omega R_s C} = \frac{\frac{f}{f_m} - j}{\frac{f}{f_m}}$$

Odtud získáme pro frekvenční závislost absolutní hodnoty a fáze poměrné impedance daného jednobranu vztahy

$$\left| \frac{Z}{R_s} \right| = \sqrt{\frac{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2 + 1}{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}} = \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{1}{\frac{f}{f_m}}$$

V decibelech dostáváme

$$\left| \frac{Z}{R_s} \right|_{\text{dB}} = 20 \log \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}} = 10 \log \left[ 1 + \frac{1}{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \right]$$

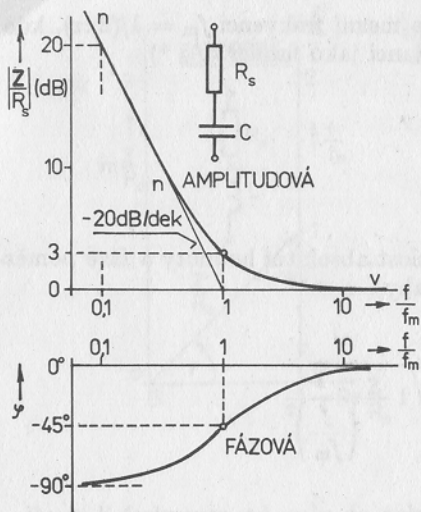
Určené závislosti jsou znázorněny na obr. 181. K charakteristice absolutní hodnoty poměrné impedance jsou zde opět zakresleny asymptoty  $n$  a  $v$ . Nyní má na frekvenci nezávislý průběh asymptota  $v$  platná pro vysoké frekvence. Asymptota  $n$ , pro nízké frekvence, má směrnici  $-20 \text{ dB/dek}$ . Pro body této přímky platí: kolikrát se zmenší frekvence, tolikrát se zvětší impedance.

Protože

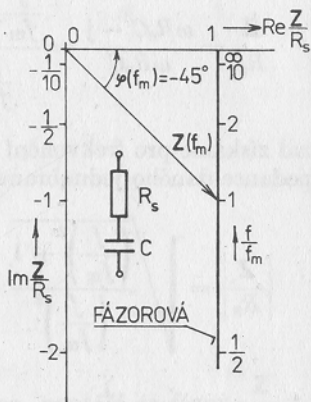
$$\operatorname{Re} \frac{Z}{R_s} = 1 \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \frac{Z}{R_s} = \frac{-1}{\frac{f}{f_m}} = -\frac{f_m}{f}$$

je fázorovou frekvenční charakteristikou záporná polopřímka procházející bodem 1 na reálné ose Gaussovy roviny (obr. 182).

\*) Toto vyjádření je pro grafické znázornění výhodnější a pro představu snadnější než matematicky jednodušší vztahy pro  $Z/R_s$  v závislosti na  $f_m/f$ .



Obr. 181. Frekvenční charakteristiky impedance sériového obvodu  $RC$

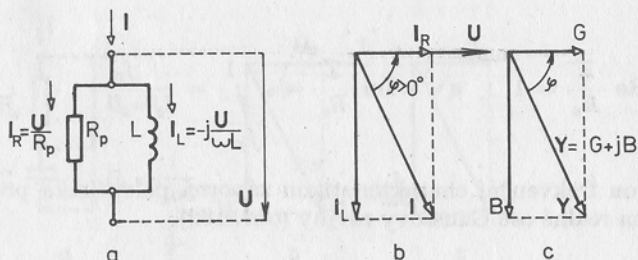


Obr. 182. Fázorová frekvenční charakteristika sériového obvodu  $RC$

### 7.1.3. Paralelní obvod $RL$

Na obr. 183 je schéma i fázorové diagramy příslušející tomuto jednobranu. Jeho impedanci vyjádříme vztahem

$$Z = \frac{R_p j\omega L}{R_p + j\omega L} = \frac{j\omega L}{1 + j\omega \frac{L}{R_p}}$$



Obr. 183. Paralelní obvod  $RL$ ; schéma a fázorové diagramy

Poměrnou impedanci  $Z/R_p$  dostaneme vydělením poslední rovnice od-  
 porem  $R_p$ . Zároveň zavedeme stejně jako v případě sériového obvodu  $RL$   
 mezní frekvenci  $f_m = 1/(2\pi\tau)$ , kde  $\tau = L/R_p$ .

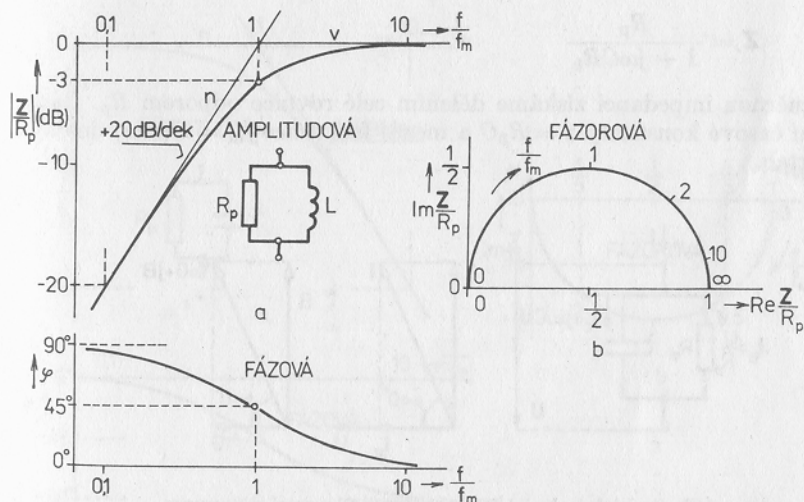
$$\frac{Z}{R_p} = \frac{j\omega \frac{L}{R_p}}{1 + j\omega \frac{L}{R_p}} = \frac{j \frac{f}{f_m}}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

Odtud získáme

$$\left| \frac{Z}{R_p} \right| = \frac{\frac{f}{f_m}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}} \quad \text{a} \quad \left| \frac{Z}{R_p} \right|_{\text{dB}} =$$

$$= 20 \log \frac{f}{f_m} - 10 \log \left[ 1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2 \right]$$

Usměrněním vztahu pro  $\frac{Z}{R_p}$  a jeho rozvedením na část reálnou a imagi-  
 nární dostáváme



Obr. 184. Frekvenční charakteristiky paralelního obvodu  $RL$

$$\operatorname{Re} \frac{Z}{R_p} = \frac{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \frac{Z}{R_p} = \frac{\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

Odtud obvyklým způsobem určíme rovnici fázové frekvenční charakteristiky

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \frac{Z}{R_p}}{\operatorname{Re} \frac{Z}{R_p}} = \operatorname{arctg} \frac{1}{\frac{f}{f_m}}$$

Průběhy charakteristik jsou nakresleny na obr. 184a.

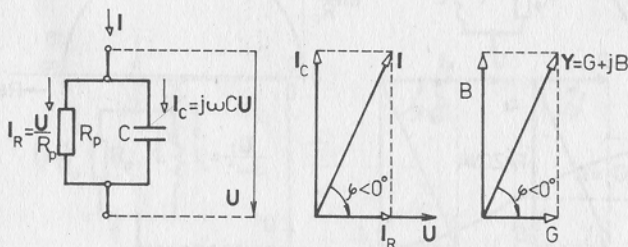
Pro konstrukci fázové frekvenční charakteristiky uvažovaného obvodu zvolíme několik hodnot poměrné frekvence  $f/f_m$  a vypočteme buď odpovídající reálné a imaginární složky  $Z/R_p$ , nebo hodnoty  $|Z/R_p|$ , a příslušné fázové úhly. Vynesením získaných údajů do Gaussovy roviny získáme půlkružnici znázorněnou na obr. 184b.

#### 7.1.4. Paralelní obvod $RC$

Schéma tohoto obvodu i příslušné fázorové diagramy ukazuje obr. 185. Jeho impedanci můžeme zapsat ve tvaru

$$Z = \frac{R_p}{1 + j\omega C R_p}$$

Poměrnou impedanci získáme dělením celé rovnice odporem  $R_p$ . Po zavedení časové konstanty  $\tau = R_p C$  a mezní frekvence  $f_m = 1/(2\pi\tau)$  dostáváme vztah



Obr. 185. Paralelní obvod  $RC$ ; schéma a fázorové diagramy

$$\left(G = \frac{1}{R_p} \text{ a } B = \omega C\right)$$



$$\frac{Z}{R_p} = \frac{1}{1 + j\omega CR_p} = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

který vyjadřuje poměrnou impedanci obvodu jako komplexní číslo. Odtud plyne po usměrnění

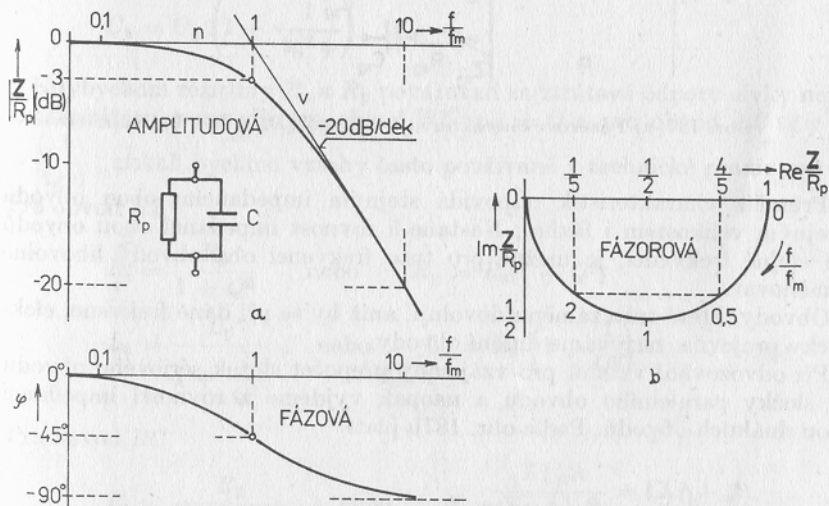
$$\operatorname{Re} \frac{Z}{R_p} = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \frac{Z}{R_p} = -\frac{\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

Z posledních tří vztahů získáme rovnice frekvenční charakteristiky absolutní hodnoty poměrné impedance a fázové charakteristiky ve tvaru

$$\left| \frac{Z}{R_p} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}} \quad \text{a} \quad \varphi = -\operatorname{arctg} \frac{f}{f_m}$$

Průběhy získané dosazováním číselných hodnot za  $f/f_m$  do těchto vztahů jsou na obr. 186a.

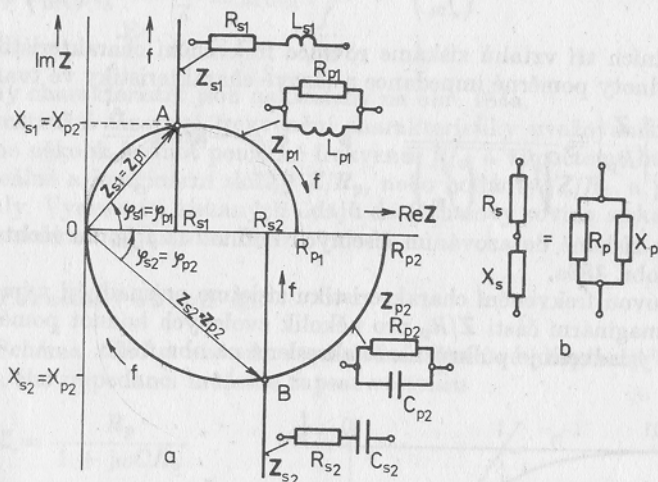
Fázorovou frekvenční charakteristiku získáme nejjednodušší výpočtem reálné a imaginární části  $Z/R_p$  pro několik zvolených hodnot poměrné frekvence. Výsledkem je půlkružnice nakreslená na obr. 186b.



Obr. 186. Frekvenční charakteristiky paralelního obvodu  $RC$

### 7.1.5. Duální obvody

Nakreslíme-li do jednoho obrázku, nejnázorněji do Gaussovy roviny, frekvenční charakteristiku impedance sériového i paralelního obvodu  $RL$  a  $RC$  způsobem ukázaným na obr. 187 (nikoli v poměrném měřítku na osách), vidíme, že je-li  $R_p > R_s$ , protíná přímková charakteristika sériového obvodu půlkružnici, představující frekvenční charakteristiku paralelního obvodu (např. na obr. 187a bod A pro obvody  $RL$  a bod B pro obvody  $RC$ ).



Obr. 187. a) Fázorové charakteristiky obvodů  $RL$  a  $RC$ , b) duální obvody

Průsečík charakteristik odpovídá stejným impedancím obou obvodů (stejným velikostem i fázím). Nastane-li rovnost impedancí obou obvodů při stejné frekvenci, je možné pro tuto frekvenci oba obvody libovolně zaměňovat.

Obvody, které tuto záměnu dovolují, aniž by se při dané frekvenci elektricky projevila, nazýváme duální obvody.

Při odvozování vztahů pro vzájemný přepočítání složek sériového obvodu na složky paralelního obvodu a naopak vyjdeme z rovnosti impedancí obou duálních obvodů. Podle obr. 187b platí

$$R_s + jX_s = \frac{R_p jX_p}{R_p + jX_p}$$

Pravou stranu rovnice usměrníme a převedeme do složkového tvaru

$$R_s + jX_s = \frac{R_p X_p^2}{R_p^2 + X_p^2} + j \frac{X_p R_p^2}{R_p^2 + X_p^2}$$

Porovnáním navzájem si odpovídajících složek obou stran rovnice dostaneme

$$R_s = R_p \frac{X_p^2}{R_p^2 + X_p^2} \quad X_s = X_p \frac{R_p^2}{R_p^2 + X_p^2}$$

V obou zlomcích zkrátíme čitatelem a za  $R_p/X_p$  dosadíme  $\operatorname{tg} \varphi$  (viz obr. 46 a 48). Výsledkem jsou vztahy

$$R_s = \frac{R_p}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad \text{a} \quad X_s = \frac{X_p}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \varphi}}$$

Z druhého vztahu získáme pro cívku dosazením  $X = \omega L$  a zkrácením

$$L_s = \frac{L_p}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \varphi}}$$

a pro kondenzátor  $\left( X = -\frac{1}{\omega C} \right)$

$$C_s = C_p \left( 1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \varphi} \right)$$

Kdybychom rezistory  $R_s$  a  $R_p$  považovali za ztrátové odpory cívky nebo kondenzátoru a zavedli pro obvod  $RL$   $\operatorname{tg} \varphi = Q$  a pro obvod  $RC$   $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}$ , získali bychom vztahy často používané v technické praxi:

Pro obvod  $RL$

$$R_s = \frac{R_p}{1 + Q^2} \quad \text{nebo} \quad R_p = R_s(1 + Q^2)$$

$$L_s = \frac{L_p}{1 + \frac{1}{Q^2}} \quad \text{nebo} \quad L_p = L_s \left( 1 + \frac{1}{Q^2} \right)$$

Pro obvod  $RC$

$$R_s = \frac{R_p}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta}} \quad \text{nebo} \quad R_p = R_s \left( 1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta} \right)$$

$$C_s = C_p(1 + \operatorname{tg}^2 \delta) \quad \text{nebo} \quad C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}$$

kteřé zpřesňují vztahy pro přepočítání složek náhradních obvodů cívek a kondenzátorů uvedené v kapitolách 3.3.1 a 3.2.1. Zároveň zdůvodňují možnost použití přibližných vztahů uvedených ve zmíněných kapitolách pro jakostní cívky a kondenzátory.

#### Příklad 18

Máme určit složky duálního obvodu k sériovému spojení cívky s indukčností  $L_s = 1 \text{ mH}$  a rezistoru s odporem  $R_s = 10 \text{ } \Omega$  při frekvenci  $f = 800 \text{ Hz}$ .

Řešení:

Vypočteme činitel jakosti  $Q = \omega L_s / R_s = 2\pi \cdot 800 \cdot 10^{-3} / 10 = 0,5026$ . Dosazením do dříve uvedených vztahů určíme  $R_p = R_s(1 + Q^2) = 10(1 + 0,5026^2) = 12,52 \text{ } \Omega$  a  $L_p = L_s \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right) = 10^{-3}(1 + 0,5026^{-2}) = 4,96 \text{ mH}$ .

#### Příklad 19

K paralelnímu zapojení kondenzátoru s kapacitou  $C_p = 22 \text{ pF}$  a rezistoru  $R_s = 1 \text{ k}\Omega$  máme určit složky duálního obvodu při frekvenci  $f = 10,7 \text{ MHz}$ .

Řešení:

Určíme  $\operatorname{tg} \delta = 1 / \omega C_p R_p = 1 / 2\pi \cdot 10,7 \cdot 10^6 \cdot 22 \cdot 10^{-12} \cdot 10^3 = 0,676$ . Podle předcházejícího výkladu určíme

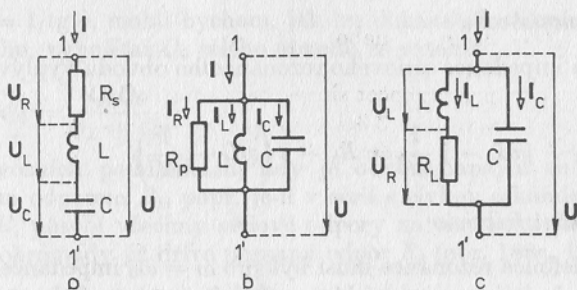
$$R_s = \frac{R_p}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta}} = \frac{10^3}{1 + 0,676^{-2}} = 313,71 \text{ } \Omega \quad \text{a}$$

$$C_s = C_p(1 + \operatorname{tg}^2 \delta) = 22 \cdot 10^{-12}(1 + 0,676^2) = 32,05 \text{ pF}$$

### 7.1.6. Jednoduché rezonanční obvody

Jednoduché rezonanční obvody vznikají spojením rezistoru s činným odporem, cívky a kondenzátoru jedním ze způsobů nakreslených na obr. 188.

Je zřejmé, že obvod vytvořený kterýmkoli z uvedených způsobů je opět komplexní jednobran, avšak při jedné, tzv. rezonanční frekvenci  $f_0$  se v obvodu navzájem vyrovná působení indukční a kapacitní reaktance na fázový posun mezi celkovým proudem procházejícím do obvodu a napětím mezi svorkami 1,1' (obr. 189). Celý obvod se při této frekvenci chová jako činný odpor.



Obr. 188. Jednoduché rezonanční obvody; a) sériový, b) paralelní, c) paralelní se ztrátovým odporem v indukční větvi

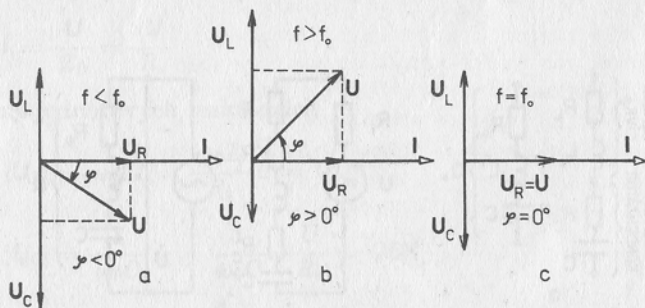
Stav obvodu, který nastane při rezonančním kmitočtu, se nazývá rezonance.

### Sériový rezonanční obvod

Jak je naznačeno na obr. 188a, vyvolává procházející proud  $I$  na jednotlivých částech obvodu úbytky napětí  $U_R$ ,  $U_L$  a  $U_C$ , které můžeme vyjádřit vztahy

$$U_R = R_3 I \quad U_L = j\omega LI \quad U_C = -j \frac{1}{\omega C} I$$

Odpovídající fázorové diagramy jsou na obr. 189. Všimněme si toho, že při frekvenci  $f < f_0$  je  $|U_L| < |U_C|$  a celkový fázový posuv  $\varphi < 0$  (říkáme, že impedance má kapacitní charakter), při  $f > f_0$  je  $|U_L| > |U_C|$ ,  $\varphi > 0$  a impedance má indukční charakter. Je-li  $f = f_0$ , je obvod v rezonanci,  $|U_L| = |U_C|$  a  $\varphi = 0$ .



Obr. 189. Fázorové diagramy sériového rezonančního obvodu

### Impedance obvodu

Celková impedance sériového rezonančního obvodu vyplývá z obr. 188a a rovná se

$$\mathbf{Z} = R_s + j\omega L - j \frac{1}{\omega C} = R_s + j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$$

### Rezonanční frekvence

Podle definice rezonance musí být pro  $\omega = \omega_0$  impedance  $\mathbf{Z}$  reálná. To znamená, že její imaginární část musí být pro tuto frekvenci rovna nule

$$\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0$$

Odtud dostáváme Thompsonův vztah pro výpočet rezonanční frekvence

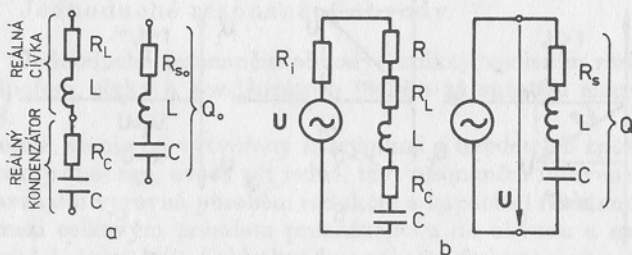
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{nebo} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

### Činitel jakosti

V součástkách skutečného rezonančního obvodu vznikají při průchodu proudem ztráty. Podle výkladu v kapitole 3 můžeme tyto ztráty vzít v úvahu zařazením ztrátových odporů  $R_L$  a  $R_C$  do série s cívkou a kondenzátorem, které pak již považujeme za bezztrátové (obr. 190). Oba odpory dohromady dávají ztrátový odpor  $R_{s0} = R_L + R_C$ , jehož pomocí definujeme pro rezonanční frekvenci činitel jakosti sériového obvodu naprázdno  $Q_0$

$$Q_0 = \frac{\omega_0 L}{R_{s0}} \quad \text{nebo} \quad Q_0 = \frac{1}{\omega_0 C R_{s0}}$$

Kdybychom znali pro frekvenci  $f_0$  činitel jakosti cívky  $Q_L$  a kondenzá-



(Obr. 190. a) Činitel jakosti naprázdno  $Q_0$ , b) provozní činitel jakosti  $Q$

toru  $Q_C = 1/\text{tg } \delta$ , mohli bychom, jak lze dokázat dosazením do následujícího vztahu, vypočítat  $Q_0$  celého obvodu ze vztahu

$$Q_0 = \frac{Q_L Q_C}{Q_L + Q_C}$$

V provozních podmínkách, kdy je obvod napájen ze zdroje signálu s vnitřním odporem  $R_i$ , popř. je-li v sérii s cívkou a kondenzátorem další rezistor  $R$ , působí všechny sériové odpory na vlastnosti obvodu souhlasně a tvoří dohromady již dříve popsany odpor  $R_s$  (obr. 188a, 190b)

$$R_s = R_{s0} + R + R_i$$

Činitel jakosti, respektující všechny tyto odpory, se nazývá provozní činitel jakosti. Můžeme ho vypočítat ze vztahu

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_s} \quad \text{nebo} \quad Q = \frac{1}{\omega_0 C R_s}$$

Protože  $R_s$  je větší než  $R_{s0}$ , je činitel jakosti  $Q$  menší vždy než činitel jakosti  $Q_0$ .

Z předcházející úvahy plyne důležitý požadavek pro praxi: Abychom vlivem vnitřního odporu zdroje příliš nezmenšili činitel jakosti, musíme sériové rezonanční obvody napájet ze zdrojů s malým vnitřním odporem.

#### *Rezonanční impedance*

Z definice rezonance plyne, že při rezonanční frekvenci je celková impedance obvodu reálná. Označuje se  $Z_0$  a nazývá se rezonanční impedance. Zřejmě platí

$$Z_0 = R_s$$

Působí-li v rezonanci na celém obvodu napětí  $U$ , je proud procházející do obvodu

$$I = \frac{U}{Z_0} = \frac{U}{R_s}$$

a napětí na jednotlivých reaktancích

$$|U_L| = \omega_0 L I = \frac{\omega_0 L}{R_s} U = Q U$$

$$|U_C| = \frac{1}{\omega_0 C} I = \frac{1}{\omega_0 C} \cdot \frac{U}{R_s} = Q U$$

Dobře si zapamatujte právě odvozený závěr, že v rezonanci je na obou reaktancích  $Q$ krát větší napětí, než je na celém sériovém rezonančním

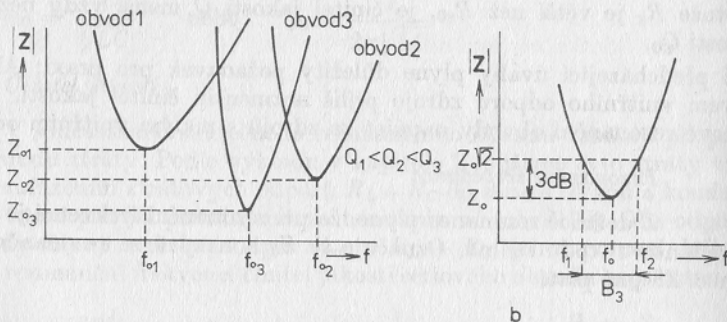
obvodu. (Orientaci jednotlivých napětí ukazuje obr. 189c.) Tohoto principu využívá přístroj nazvaný *Q*metr pro měření činitelů jakosti cívek a kondenzátorů.

### Rezonanční křivka sériového rezonančního obvodu

Nakreslíme-li frekvenční závislost absolutní hodnoty impedance sériového rezonančního obvodu

$$|Z| = \sqrt{R_s^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

získáme jedno z možných znázornění jeho rezonanční křivky. Obrázek 191a ukazuje rezonanční křivky tří obvodů s různými rezonančními frekvencemi a činiteli jakosti. Dobře se povšimněte toho, že obvody, které mají velký činitel jakosti *Q*, mají křivku úzkou, minimum impedance v rezonanci je ostře vyjádřeno a rezonanční impedance je malá. Zcela obráceně je tomu u obvodů s malým činitelem jakosti *Q*.



Obr. 191. a) Rezonanční křivky tří obvodů, b) šířka pásma  $B_3$

### Pojem šířka pásma rezonančního obvodu

Šířka pásma *B* je veličina důležitá při použití rezonančních obvodů v praxi. Je to frekvenční rozdíl  $f_2 - f_1$  (obr. 191b), odpovídající určité domluvené změně impedance obvodu vzhledem k impedanci  $Z_0$ . Často, ne vždy, se definuje pro změnu impedance o 3 dB, tj. na velikost  $|Z| = Z_0/\sqrt{2}$ . (K symbolu *B* bývá připisován index, vyjadřující počet decibelů, o který se impedance změnila, např.  $B_3$ .) Jak vysvětlíme v dalším textu, je šířka pásma obvodů nepřímo úměrná jejich činiteli jakosti.

### Poměrné vyjádření rezonanční křivky

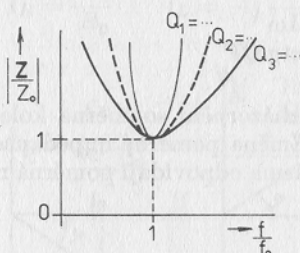
Abychom mohli snadno porovnávat vlastnosti různých sériových rezonančních obvodů, znázorňujeme jejich rezonanční křivky v poměrném měřítku. Existují různé způsoby, jak rezonanční křivku v poměrném mě-



řítku vyjádřit. Jeden z nich ukazuje obr. 192. Na osy jsou zde v lineárním měřítku vyneseny poměry  $|Z|/Z_0$  a  $f/f_0$ , takže obě osy jsou bezrozměrné a rezonanci odpovídá bod se souřadnicemi (1, 1). Jednotlivé průběhy nejsou souměrné kolem svíslé osy a liší se podle velikosti činitele jakosti  $Q$ .

V praxi se nejčastěji používá vyjádření rezonanční křivky pomocí poměrného rozladění  $F$ , které je definováno vztahem

$$F = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$$



Obr. 192. Poměrné znázornění rezonančních křivek sériových obvodů

Pro rezonanční frekvenci je  $F = 0$ . Při  $f = 0$  je  $F = -\infty$  a při  $f = \infty$  je  $F = +\infty$ . Známe-li velikost poměrného rozladění  $F$ , můžeme vypočítat odpovídající frekvenci ze vztahu

$$f = f_0 \left( \frac{F}{2} + \sqrt{1 + \frac{F^2}{4}} \right)$$

který lze získat výpočtem frekvence  $f$  z definiční rovnice pro poměrné rozladění  $F$ .\*)

Rovnici poměrné impedance sériového rezonančního obvodu, obsahující poměrné rozladění  $F$ , odvodíme následujícím postupem. Z obr. 188a jsme získali

$$Z = R_s + j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$$

Celou rovnici vydělíme rezonanční impedancí  $Z_0 = R_s$ , imaginární část vynásobíme číslem  $\omega_0/\omega$  a vytkneme z ní  $\omega_0 L$ . Dostaneme

$$\frac{Z}{Z_0} = 1 + j \frac{\omega_0 L}{R_s} \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{1}{\omega \omega_0 LC} \right)$$

\*) Při řešení vychází před odmocninou znaménka  $\pm$ . Minus však nemá z fyzikálních důvodů význam. Pro  $f > 0$  platí plus.

Dosažením činitele jakosti  $Q = \frac{\omega_0 L}{R_s}$  a použitím vztahu  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$  získáme

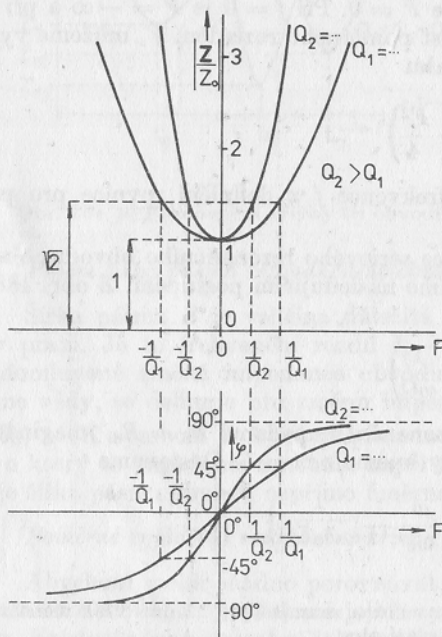
$$\frac{Z}{Z_0} = 1 + jQ \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = 1 + jQF$$

Poslední vztah představuje rovnici poměrné impedance obvodu v komplexním tvaru. Absolutní hodnota  $Z/Z_0$  je rovnice poměrné rezonanční křivky. Fáze představuje fázovou charakteristiku sériového rezonančního obvodu

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right| = \sqrt{1 + Q^2 F^2} \quad \varphi = \arctg QF$$

Rezananční křivka vychází v tomto znázornění souměrná kolem svislé osy nakreslené v rezonanční frekvenci. Změna poměrné impedance o 3 dB nastane pro  $QF = \pm 1$ , takže okrajům pásma odpovídají poměrná rozladění

$$F_3 = \pm \frac{1}{Q}$$



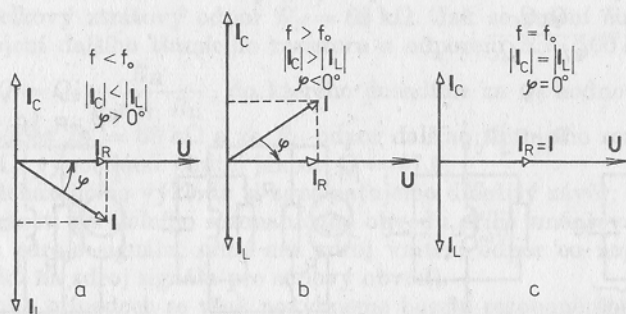
Obr. 193. Rezananční křivky sériových obvodů v lineárním měřítku

a fázové úhly  $\pm 45^\circ$ . Jednotlivé křivky se opět liší velikostí činitele jakosti  $Q$ . Situaci zachycuje obr. 193. Všimněte si, že čím má obvod větší činitel jakosti  $Q$ , tím je jeho rezonanční křivka užší a změna fáze v okolí rezonance je rychlejší.

### Paralelní rezonanční obvod

Napětí  $U$ , působící mezi svorkami 1, 1' (obr. 188b, c) paralelního obvodu, vytváří celkový proud  $I$ , který se dělí na proudy jednotlivých větví. Pro obvod nakreslený na obr. 188b platí

$$I_R = \frac{U}{R_p} \quad I_L = -j \frac{U}{\omega L} \quad I_C = j\omega C U$$



Obr. 194. Fázorové diagramy rezonančního obvodu z obrázku 188b

Příslušné fázorové diagramy jsou na obr. 194. Obrázek 194a je kreslen při frekvenci  $f < f_0$ , neboť proud  $|I_L| > |I_C|$ . Fázový posun (měřený od proudu k napětí) je kladný a obvod má indukční charakter. Obrázek 194b platí pro frekvenci  $f > f_0$ , kdy  $|I_L| < |I_C|$ . Fázový posun je záporný a obvod má kapacitní charakter. Poměry při rezonanci jsou zachyceny na obr. 194c, kdy  $|I_L| = |I_C|$  a  $\varphi = 0$ .

Abychom jednoduše vyšetřili vlastnosti zkoumaného obvodu, napíšeme jeho admitanci

$$Y = \frac{I}{U} = \frac{1}{R_p} + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right)$$

Položíme-li  $\text{Im } Y = 0$  a  $\omega = \omega_0$  odtud odvodíme pro rezonanční frekvenci stejný vztah jako pro obvod sériový

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{a} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

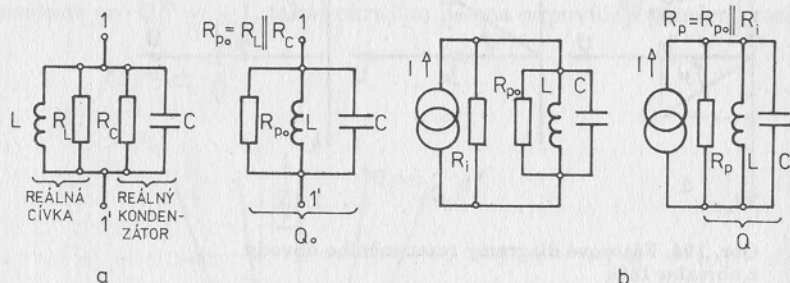
### Činitel jakosti paralelního rezonančního obvodu

Ztráty v součástkách použitých ke konstrukci rezonančního obvodu vyjádříme pro tento případ paralelními ztrátovými odpory cívky  $R_L$  a kondenzátoru  $R_C$  (obr. 195a). Jejich paralelní spojení určuje ztrátový odpor  $R_{p0}$ , jehož pomocí definujeme činitel jakosti paralelního obvodu naprázdno  $Q_0$

$$Q_0 = \frac{R_{p0}}{\omega_0 L} = R_{p0} \omega_0 C$$

nebo stejně jako pro sériový obvod pomocí činitele jakosti cívky  $Q_L$  a kondenzátoru  $Q_C$

$$Q_0 = \frac{Q_L Q_C}{Q_L + Q_C}$$



Obr. 195. a) Činitel jakosti naprázdno  $Q_0$ , b) provozní činitel jakosti  $Q$

V provozních podmínkách je obvod připojen ke zdroji signálu s vnitřním odporem  $R_i$  a k zátěži  $R_z$  (obr. 195b). Tyto odpory tvoří vnější tlumičí odpor  $R_{t1} = \frac{R_i R_z}{R_i + R_z}$ , který se paralelně řadí ke ztrátovému odporu  $R_{p0}$  a zmenšuje činitel jakosti. Výsledný činitel jakosti  $Q$  se nazývá provozní činitel jakosti a vypočítá se ze vztahů

$$Q = \frac{R_p}{\omega_0 L} = R_p \omega_0 C$$

kde  $R_p$  je paralelní kombinace odporů  $R_{p0}$  a  $R_{t1}$  (v obr. 195 je označeno  $R_p$  jako  $R_{p0} \parallel R_{t1}$ ). Porovnáme-li činitele  $Q$  a  $Q_0$ , dostaneme poměr

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{R_{t1}}{R_{p0} + R_{t1}}$$

ze kterého plyne

$$Q = Q_0 \frac{R_{t1}}{R_{p0} + R_{t1}} \quad \text{a} \quad R_{t1} = R_{p0} \frac{Q}{Q_0 - Q}$$

Oba poslední vztahy lze použít i v případech, kdy jde o připojení dalšího tlumivého rezistoru k rezonančnímu obvodu. Místo činitele jakosti  $Q_0$  dosazujeme provozní činitel jakosti  $Q$  před připojením dalšího tlumivého rezistoru. Odpor dalšího tlumivého rezistoru dosazujeme za odpor  $R_{t1}$ . Místo odporu  $R_{p0}$  uvažujeme původní ztrátový odpor  $R_p$ .

### Příklad 20

Paralelní rezonanční obvod pracuje s provozním činitelem jakosti  $Q_1 = 80$ . Celkový ztrátový odpor  $R_p = 68 \text{ k}\Omega$ . Jak se změní činitel jakosti po připojení dalšího tlumivého rezistoru s odporem  $R = 100 \text{ k}\Omega$ ? Užitím

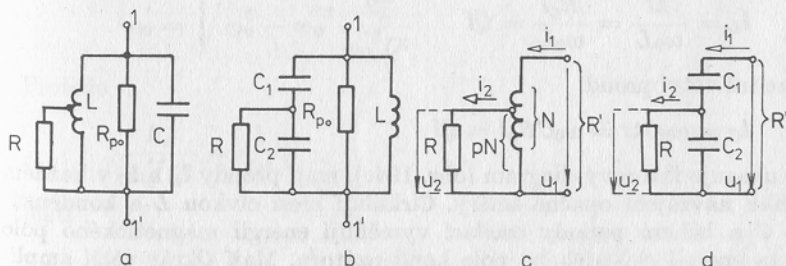
vztahu  $Q = Q_0 \frac{R_{t1}}{R_{p0} + R_{t1}}$ , do kterého dosadíme za  $Q_0$  hodnotu  $Q_1 = 80$ , za  $R_{p0}$  odpor  $R_p = 68 \text{ k}\Omega$  a za  $R_{t1}$  odpor dalšího tlumivého rezistoru  $R = 100 \text{ k}\Omega$ , vypočítáme činitel jakosti  $Q = 47,6$ .

Z předcházejícího výkladu si zapamatujeme důležitý závěr: nemá-li být činitel jakosti paralelního rezonančního obvodu příliš zmenšován vnitřním odporem zdroje signálu, musí mít zdroj vnitřní odpor co největší (opak požadavku na zdroj signálu pro sériový obvod).

V mnoha případech se však nevyhneme buzení rezonančního obvodu ze zdroje s poměrně malým vnitřním odporem nebo připojení zatěžovacího rezistoru s malým odporem. Pak připojujeme tyto rezistory k odbočce v indukční nebo kapacitní větvi způsobem, ukázaným na obr. 196.

Takto připojený rezistor zmenšuje činitel jakosti stejně, jako kdyby byl paralelně k celému obvodu připojen rezistor s odporem

$$R' = \frac{R}{p^2}$$



Obr. 196. Připojení rezistoru  $R$  k odbočce rezonančního obvodu

(kde  $p$  je napěťový převod příslušné odbočky), neboť podle obr. 196c můžeme pro odbočku na cívce psát  $p = pN/N$  ( $N$  je počet závitů celé cívky,  $pN$  je počet závitů, na který je připojen rezistor  $R$ ), napětí  $u_2 = pu_1$ , proud  $i_2 = i_1/p$ , odpor  $R = u_2/i_2$  a přetřansformovaný odpor  $R' = \frac{u_1}{i_1} = \frac{u_2/p}{p i_2} = \frac{R}{p^2}$ .

Stejně vztahy platí i pro transformaci odporu  $R$ , připojeného k odbočce v kapacitní větvi obvodu. Převod  $p$  se vypočítá podle vztahu

$$p = \frac{X_{C2}}{X_{C1} + X_{C2}} = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

Je-li k rezonančnímu obvodu současně připojeno několik tlumících rezistorů na různých odbočkách, je nejjednodušší přepočítat jednotlivé odpory tlumících rezistorů příslušnými napěťovými převody na odpory působící paralelně k celému obvodu. Potom tyto transformované odpory spojit paralelně a určit zmenšení činitele jakosti  $Q$  některým z dříve uvedených způsobů.

*Cirkulační proud v cívce a kondenzátoru v rezonanci*

Vraťme se k admitanci obvodu podle obr. 188b

$$Y = \frac{1}{R_p} + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right)$$

Rezonanční impedance  $Z_0 = R_p$ . Působí-li na obvodu napětí  $U$ , je celkový proud procházející obvodem v rezonanci

$$I = \frac{U}{R_p}$$

Zároveň prochází indukční větví proud

$$I_L = \frac{U}{\omega_0 L} = \frac{R_p I}{\omega_0 L} = QI$$

a kapacitní větví proud

$$I_C = \omega_0 C U = \omega_0 C R_p I = QI$$

Jak ukazuje fázorový diagram (obr. 194c), mají proudy  $I_L$  a  $I_C$  v každém okamžiku navzájem opačné směry. Cirkulují mezi cívkou  $L$  a kondenzátorem  $C$  a během periody oscilací vyměňují energii magnetického pole cívky za energii elektrického pole kondenzátoru. Mají  $Q$ krát větší amplitudy než proud přicházející do obvodu. S touto skutečností je třeba počítat při konstrukci rezonančních obvodů a vodiče cívky náležitě dimenzovat.

Je to zvlášť důležité v případech, kdy obvody přenášejí značné výkony (např. ve vysílačích).

*Rezonanční frekvence paralelního rezonančního obvodu se sériovým ztrátovým odporem v indukční větvi*

Admitanci tohoto obvodu, který je nakreslen na obr. 188c, můžeme vyjádřit ve tvaru

$$Y = j\omega C + \frac{1}{R_L + j\omega L}$$

Usměrněním zlomku upravíme předcházející vztah do složkového tvaru

$$Y = \frac{R_L}{\omega^2 L^2 + R_L^2} + j \left( \omega C - \frac{\omega L}{\omega^2 L^2 + R_L^2} \right)$$

Rezonanční frekvenci získáme výpočtem frekvence, při které je  $I_m Y = 0$ . Protože tato frekvence je jiná než rezonanční frekvence určená z Thompsonova vztahu pro obvod se všemi součástkami zapojenými paralelně (obr. 188b), označíme rezonanční frekvenci tohoto obvodu  $\omega'_0$  nebo  $f'_0$ . Napíšeme

$$\omega'_0 C - \frac{\omega'_0 L}{\omega'^2_0 L^2 + R_L^2} = 0$$

a řešením odtud získáme

$$\omega'_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R_L^2}{L^2}}$$

První výraz pod odmocninou lze podle Thompsonova vztahu nahradit veličinou  $\omega_0^2$ . Frekvenci  $\omega_0^2$  můžeme zároveň rozšířit druhý výraz pod odmocninou a dostaneme

$$\omega'_0 = \sqrt{\omega_0^2 - \omega_0'^2 \frac{R_L^2}{\omega_0'^2 L^2}}$$

Protože

$$\frac{R_L^2}{\omega_0'^2 L^2} = \frac{1}{Q^2}$$

platí

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{Q^2}}$$

Z toho je zřejmé, že rozdíl skutečné rezonanční frekvence  $\omega_0'$  obvodu nakreslené na obr. 188c a rezonanční frekvence  $\omega_0$ , kterou bychom vypočetali dosazením skutečné indukčnosti cívky a skutečné kapacity kondenzátoru do Thomsonova vztahu, je pro obvody s dobrou jakostí (stačí  $Q \geq 10$ ) zanedbatelný. Rovněž ostatní vlastnosti těchto obvodů jsou velmi podobné vlastnostem rezonančních obvodů se všemi součástkami zapojenými paralelně. Podstatnější rozdíly nastávají až pro frekvence značně vzdálené od rezonance nebo pro obvody s malým činitelem jakosti  $Q$ .

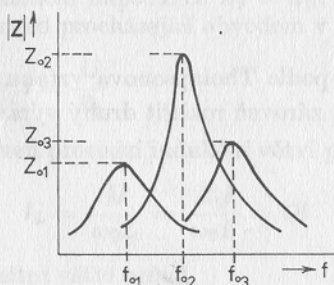
Protože použití těchto obvodů s malým činitelem jakosti je v praxi vzácné, omezíme se ve výkladu pouze na obvody s činitelem jakosti  $Q \geq 10$ , jejichž vlastnosti budeme považovat za shodné s vlastnostmi obvodů se všemi součástkami zapojenými paralelně. Odpovídající paralelní ztrátový odpor  $R_{p0}$  vypočítáme z odporu  $R_L$  podle vztahu

$$R_{p0} = (1 + Q^2) R_L$$

*Rezonanční křivka*

Podobně jako pro sériový obvod můžeme i pro paralelní obvod nakreslit závislost absolutní hodnoty impedance na frekvenci způsobem znázorněným na obr. 197. Častěji se však používá poměrné vyjádření rezonanční křivky pomocí rozladění  $F$

$$F = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$$



Obr. 197. Rezonanční křivky tří paralelních rezonančních obvodů

Odpovídající rovnici poměrné rezonanční křivky získáme nejsnadněji z admittance

$$\frac{Y}{Y_0} = 1 + jR_p \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right)$$

$Y_0 = 1/R_p$  je rezonanční admittance. Vynásobením výrazu v závorce čís-



lem  $\frac{\omega_0}{\omega_0}$ , vytknutím  $\omega_0 C$  a použitím vztahu  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$  získáme vztah

$$\frac{Y}{Y_0} = 1 + jR_p\omega_0 C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = 1 + jQF$$

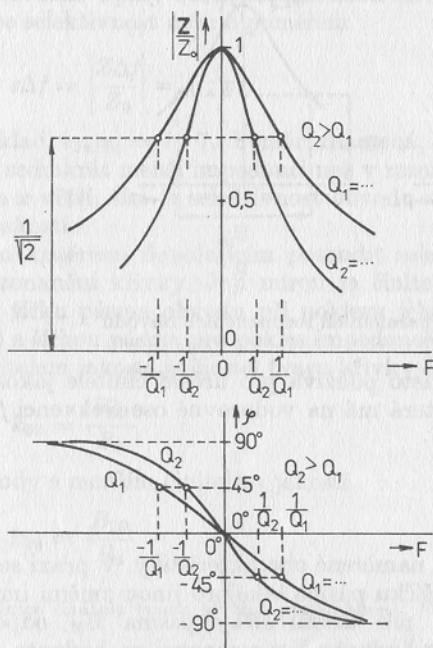
jehož převrácená hodnota  $Z/Z_0$  je rovnicí poměrné impedance paralelního rezonančního obvodu v komplexním tvaru

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{1 + jQF}$$

Odtud vypočítáme rovnicí poměrné rezonanční křivky a fázové charakteristiky

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 F^2}} \quad \text{a} \quad \varphi = -\text{arctg } QF$$

Průběhy získané výpočtem podle těchto rovnic ukazuje obr. 198. Všimněme si, že podobně jako u sériových obvodů jsou rezonanční křivky obvodů s velkým činitelem jakosti úzké a odpovídající fázové charakteristiky vykazují rychlou změnu fáze v okolí  $f_0$ .



Obr. 198. Rezonanční křivky a fázové charakteristiky paralelních obvodů v poměrném vyjádření v lineárních souřadnicích

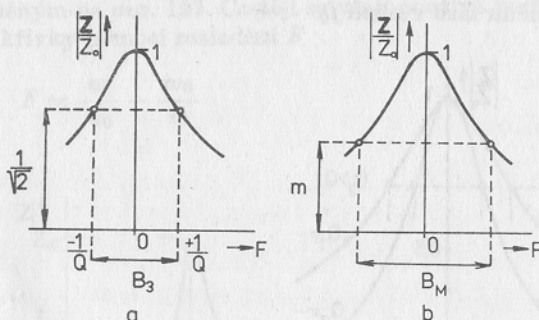
### Šířka pásma

Analogicky jako pro sériové obvody definujeme i pro paralelní obvody šířku pásma  $B$  jako rozdíl frekvencí, odpovídající domluvené změně impedance obvodu proti impedanci rezonanční. Pro nejčastěji užívanou změnu o 3 dB (tj. z hodnoty  $|Z/Z_0| = 1$  na hodnotu  $|Z/Z_0| = 1/\sqrt{2}$ ) získáme z rovnice

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right| = \frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 F_3^2}}$$

součin  $Q^2 F_3^2 = 1$ . Odpovídající poměrná rozladění (obr. 199a)  $F_3 = \pm \frac{1}{Q}$  určují frekvence  $f_2$  a  $f_1$ , které získáme dosazením  $F_3 = \pm \frac{1}{Q}$  do vztahu pro přepočtení poměrného rozladění  $F$  na frekvenci  $f$  (str. 203)

$$B_3 = f_2 - f_1 = \frac{f_0}{Q}$$



Obr. 199. Šířka pásma paralelních rezonančních obvodů

Odvozený vztah se také často používá pro určení činitele jakosti z naměřené rezonanční křivky (která má na vodorovné ose frekvenci  $f$ ), neboť platí

$$Q = \frac{f_0}{B_3}$$

Hodnoty  $f_0$  a  $B_3$  zjistíme z naměřené charakteristiky. V praxi se v mnoha případech požaduje určit šířku pásma také pro jinou změnu impedance než o 3 dB. Potřebný vztah pro určení šířky pásma  $B_M$ , odpovídající poklesu poměrné impedance z hodnoty 1 v rezonanci na hodnotu  $1/M$  de-

cibelů menší (okraj pásma  $B_M$ , obr. 199b), bychom mohli odvodit stejným postupem jako vztah pro šířku pásma  $B_3$ . Získali bychom

$$B_M = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1}$$

kde  $m$  je  $Z/Z_0$  na okraji příslušného pásma v prostém poměru (nikoli v decibelech). Například

$$M = -6 \text{ dB} \quad m = \frac{1}{2} \quad B_6 = \frac{f_0}{Q} \sqrt{3} = B_3 \sqrt{3}$$

$$M = -20 \text{ dB} \quad m = \frac{1}{10} \quad B_{20} = \frac{f_0}{Q} \sqrt{99} \doteq \frac{f_0}{Q} 10 = 10B_3$$

Samozřejmě je možné stejného vztahu využít též ke stanovení velikosti  $Q$  ze zjištěné šířky pásma  $B_M$ . Je to výhodné zvláště pro obvody s malým činitelem jakosti, kde je určení  $B_3$  vzhledem k malé strmosti boků rezonanční křivky značně nepřesné.

#### *Selektivnost obvodu*

Schopnost rezonančního obvodu vybrat z mnoha frekvencí tu, na kterou je obvod naladěný, a odfiltrovat ostatní frekvence se nazývá selektivnost obvodu. Úplný obraz selektivnosti dává průběh rezonanční křivky. Číselně se selektivnost určuje poměrem

$$s_{\Delta f} = \left| \frac{Z_{\Delta f}}{Z_0} \right| = 1 : x$$

Například  $s_{5\text{kHz}} = 1 : 7$ . Poměr znamená, že obvod má při rozladění o 5 kHz sedmkrát menší impedanci než v rezonanci.

Čím je  $x$  větší, tím je selektivnost obvodu větší. Selektivnost je úměrná činitelem jakosti.

Dalším kritériem dovolujícím posoudit selektivnost obvodu je strmost boků rezonanční křivky. Její mírou je činitel tvaru křivky  $k$ , který porovnává šířku pásma obvodu při poklesu jeho impedance o 60 dB (popř. o 20 dB) s šířkou pásma pro pokles impedance o 6 dB\*). Pro obvody s velkým činitelem jakosti je činitel tvaru křivky  $k_{60}$  definován vztahem

$$k_{60} = \frac{B_{60}}{B_6}$$

Pro obvody s menším činitelem jakosti

$$k_{20} = \frac{B_{20}}{B_6}$$

\*) Definice činitele tvaru křivky platí obecně. Nejen pro jednoduché rezonanční obvody.

Jak můžeme zjistit dosazením do posledních dvou vztahů, mají všechny jednoduché rezonanční obvody stejný činitel tvaru rezonanční křivky ( $k_{60} = 100 \sqrt{33,33}$ ;  $k_{20} = \sqrt{33,33}$ ). Znamená to, že při určité požadované šířce pásma a dané rezonanční frekvenci jsou již tvar rezonanční křivky i selektivnost obvodu zcela určeny a není možné je bez ovlivnění  $B$  nebo  $f_0$  změnit.

V mnoha případech jsou na selektivnost obvodů, kterými prochází signál, kladeny tak velké požadavky, že je není možné splnit použitím jednoduchých rezonančních obvodů. (Např. obvody pracující v mezifrekvenčních zesilovačích rozhlasových přijímačů, v různých filtrech ve sdělovací technice po vedeních, v mnoha měřicích přístrojích atd.) V těch případech používáme obvody, u kterých je možné měnit strmost boků frekvenční charakteristiky absolutní hodnoty impedance nezávisle na šířce požadovaného frekvenčního pásma a na velikosti frekvencí, které obvodem procházejí. Příkladem jsou vázané rezonanční obvody probírané v kap. 7.2.6.

Velmi selektivní obvody mají frekvenční charakteristiku absolutní hodnoty impedance blízkou obdélníku. Činitel tvaru  $k$  jejich frekvenční charakteristiky je jen o málo větší než 1.

#### Univerzální rezonanční křivka

Vraťme se ke vztahům pro absolutní hodnotu a fázi poměrné impedance paralelního rezonančního obvodu

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 F^2}} \quad \text{a} \quad \varphi = -\arctg QF$$

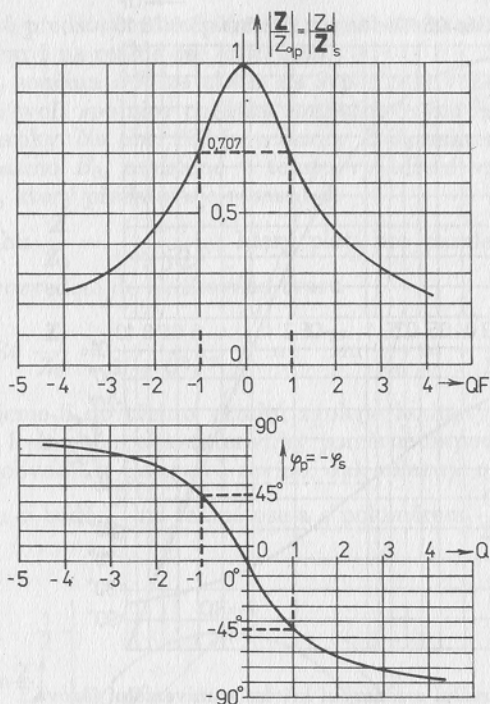
Jak plyne z obr. 198, je možné pomocí těchto rovnic nakreslit pro každý činitel jakosti samostatný průběh rezonanční křivky a fázové charakteristiky. Vyneseme-li však na vodorovnou osu místo poměrného rozladění  $F$  součin  $QF$ , získáme pro všechny paralelní rezonanční obvody univerzální průběhy, které jsou znázorněny na obr. 200. Na obr. 201 jsou stejné závislosti vyjádřeny v decibelech, s logaritmickou stupnicí na vodorovné ose.

Napišme vedle sebe vztahy pro absolutní hodnotu a fázi poměrné impedance paralelních (použijeme zde pro rozlišení index  $p$ ) a sériových (index  $s$ ) rezonančních obvodů

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right|_p = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 F^2}} \quad \left| \frac{Z}{Z_0} \right|_s = \sqrt{1 + Q^2 F^2}$$

$$\varphi_p = -\arctg QF \quad \varphi_s = \arctg QF$$

Ze vzájemného porovnání odpovídajících vztahů plyne, že absolutní hodnota poměrné impedance sériových obvodů je převrácenou hodnotou absolutní hodnoty poměrné impedance obvodů paralelních. Fázové úhly pro stejná rozladění obou obvodů se liší pouze znaménkem.



Obr. 200. Univerzální rezonanční křivka a univerzální fázová charakteristika v lineárních stupnicích na osách

Popsané vztahy jsou znázorněny na obr. 201. Z obrázku lze zjistit velikost poměru  $Z/Z_0$  obvodu paralelního nebo  $Z_0/Z$  obvodu sériového a příslušné fázové úhly pro zvolené rozladění  $QF$ .

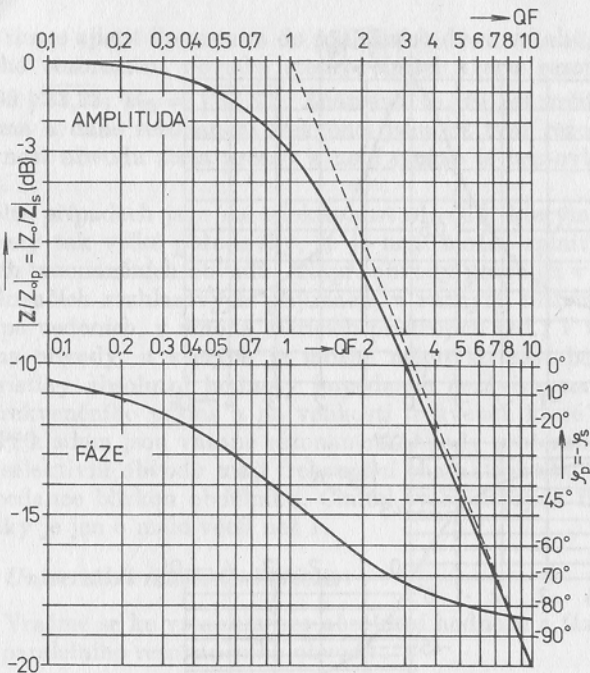
Protože průběhy znázorněné na obr. 201 platí pro všechny rezonanční obvody paralelní i sériové, nazývají se *univerzální rezonanční křivka a univerzální fázová charakteristika jednoduchých rezonančních obvodů*.

Zobrazení frekvenční závislosti poměrné impedance rezonančních obvodů v Gaussově rovině

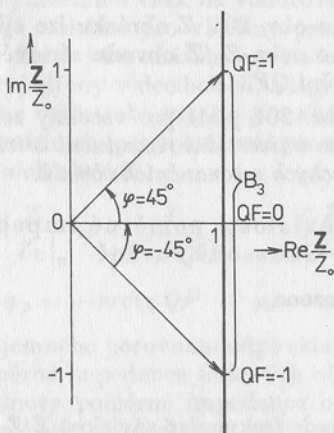
Pro sériový obvod bylo odvozeno

$$\frac{Z}{Z_0} = 1 + jQF$$

Reálná část se rovná jedné. Proto bude frekvenční závislost  $Z/Z_0$  v Gaus-



Obr. 201. Univerzální rezonanční křivka a univerzální fázová charakteristika v logaritmických souřadnicích



Obr. 202. Fázorová frekvenční charakteristika sériových rezonančních obvodů

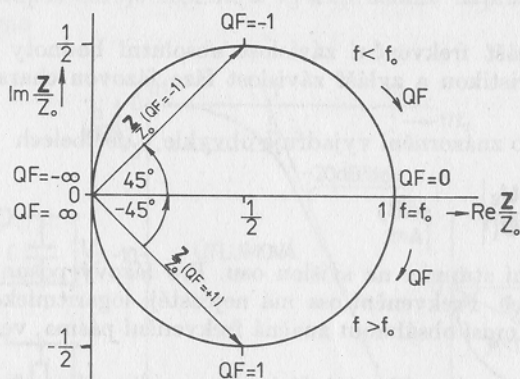
sově rovině představována přímkou rovnoběžnou se svislou osou a procházející bodem 1 na reálné ose (obr. 202).

Velikost součinu  $QF$  lze zjistit na svislé ose (v lineárním měřítku). Fázy  $\mathbf{Z}/Z_0$  tvoří spojnice počátku souřadnicových os s jednotlivými body charakteristiky. Na obr. 202 jsou fázy  $\mathbf{Z}/Z_0$  nakresleny v polohách omezujících pásma  $B_3$ , umístěné v tomto vyjádření souměrně k bodu 1 na reálné ose, který představuje rezonanci.

Ze vztahu  $\frac{\mathbf{Z}}{Z_0} = \frac{1}{1 + jQF}$ , který platí pro paralelní rezonanční obvod, plyne po rozvedení do složkového tvaru

$$\operatorname{Re} \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} = \frac{1}{1 + Q^2 F^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} = -\frac{QF}{1 + Q^2 F^2}$$

Dosazujeme-li do těchto vztahů zvolené hodnoty  $QF$ , získáme souřadnice bodů frekvenční charakteristiky poměrné impedance paralelního rezonančního obvodu v Gaussově rovině. Jak ukazuje obr. 203, jde o kružnici se středem v bodě  $\frac{1}{2}$  na reálné ose a s poloměrem  $\frac{1}{2}$ .



Obr. 203. Fázorová frekvenční charakteristika paralelních rezonančních obvodů

## 7.2. LINEÁRNÍ KOMPLEXNÍ DVOJBRANY

Tato kapitola se zabývá základními vlastnostmi nejdůležitějších komplexních dvojbranů při harmonickém průběhu obvodových veličin. Uvádí nejprve dvojbrany, mající vlastnosti dolní (dolnofrekvenční) propusti (integrační členek  $RC$  a  $RL$ ), pak obvody s charakterem horní (horno-

frekvenční) propusti (derivační články  $RC$  a  $RL$ ). V další části jsou stručně popsány některé pásmové propusti a zadržky (selektivní články  $RC$  a vázané rezonanční obvody).

Důležitou charakteristickou veličinou těchto obvodů je jejich napěťový přenos  $A$ . Je definován vztahem

$$A = \frac{U_2}{U_1}$$

kde  $U_1$  je vstupní a  $U_2$  výstupní napětí.

Přenos sledovaných dvojbranů je komplexní číslo závislé na frekvenci, které můžeme vyjádřit ve složkovém nebo exponenciálním tvaru

$$A = \operatorname{Re} A + j \operatorname{Im} A \quad \text{nebo} \quad A = |A| e^{j\varphi}$$

Jeho absolutní hodnotu  $A$  a fázi  $\varphi$  vypočítáme ze vztahů

$$A = |A| = \sqrt{\operatorname{Re}^2 A + \operatorname{Im}^2 A} \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} A}{\operatorname{Re} A}$$

Dobrou představu o chování určitého dvojbranu v obvodu dává grafické znázornění frekvenční závislosti jeho přenosu. Používají se dva rovnocenné způsoby:

a) Znázorníme zvláště frekvenční závislost absolutní hodnoty přenosu útlumovou charakteristikou a zvláště závislost fáze fázovou charakteristikou (obr. 204a).

Přenos se při tomto znázornění vyjadřuje obvykle v decibelech

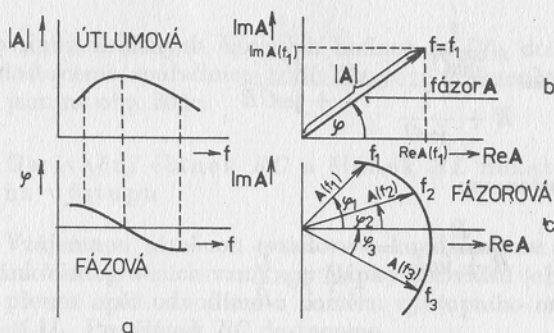
$$a = 20 \log \left| \frac{U_2}{U_1} \right| \quad (\text{dB})$$

a vynáší se v lineární stupnici na vswislou osu. Pro fázový posun se také užívá lineární stupnice. Frekvenční osa má nejčastěji logaritmickou stupnici, neboť zpravidla musí obsáhnout značná frekvenční pásma, ve kterých se přenos sleduje.

b) Současně znázorníme velikost i fázi přenosu fázorovou frekvenční charakteristikou v Gaussově rovině.

Na vswislou osu se vynáší imaginární část přenosu, na vodorovnou reálná část přenosu. Každé frekvenci odpovídá určitá velikost a směr fázoru přenosu, které jsou určeny absolutní hodnotou  $|A|$  a fází  $\varphi$ , takže fázor přenosu je pro každou frekvenci (obr. 204b, c) znázorněn orientovanou úsečkou spojující počátek souřadnic s obrazem komplexního čísla  $A$ . Při změně frekvence dochází ke změně velikosti i fáze přenosu. Orientovaná úsečka (šipka na obr. 204c), představující fázor  $A$ , se natáčí a mění svou délku. Její hrot přitom opisuje v Gaussově rovině křivku, která se nazývá fázorová frekvenční charakteristika.

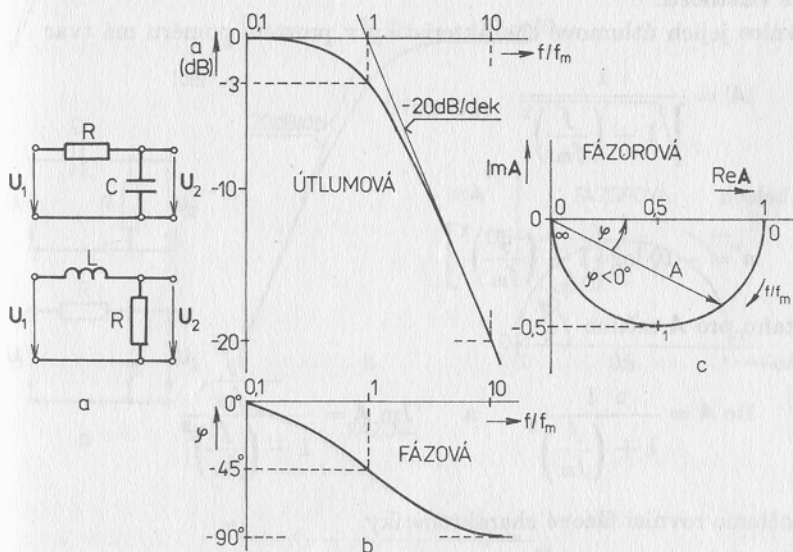




Obr. 204. Způsoby znázornění frekvenční závislosti přenosu dvojbranu

### 7.2.1. Integrovaný člunek $RC$ a člunek $RL$ nezatížený na výstupu

Zapojení těchto dvojbranů ukazuje obr. 205a. Jejich přenos odvodíme z poměru výstupního napětí  $U_2$  a napětí  $U_1$ . Předpokládáme nulový vnitřní odpor zdroje signálu a výstup člunku naprázdno. Pro člunek  $RC$  dostáváme



Obr. 205. Integrovaní články a jejich frekvenční charakteristiky

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{\frac{1}{j\omega C}}{R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{1}{1 + j\omega CR}$$

Pro článek  $RL$  dostaneme

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{R}{R + j\omega L} = \frac{1}{1 + j\omega \frac{L}{R}}$$

Zavedením časových konstant  $\tau = RC$  (pro článek  $RC$ ) a  $\tau = \frac{L}{R}$  (pro článek  $RL$ ) dostaneme pro oba články stejný tvar rovnice přenosu

$$\mathbf{A} = \frac{1}{1 + j\omega\tau} = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

kde  $f_m = 1/2\pi\tau$  je mezní frekvence článků.

Ze shodnosti vztahů pro přenos obou článků plyne, že oba články stejným způsobem ovlivňují procházející signál. Říkáme, že mají stejné přenosové vlastnosti.

Rovnice jejich útlumové charakteristiky v prostém poměru má tvar

$$|\mathbf{A}| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

v decibelech

$$a = -10 \log \left[ 1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2 \right]$$

Ze vztahu pro  $\mathbf{A}$  určíme

$$\operatorname{Re} \mathbf{A} = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \mathbf{A} = \frac{-\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

a vypočteme rovnici fázové charakteristiky

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \mathbf{A}}{\operatorname{Re} \mathbf{A}} = -\operatorname{arctg} \frac{f}{f_m}$$

Dosazováním zvolených číselných hodnot za  $f/f_m$  do vztahů pro  $\text{Re } A$  a  $\text{Im } A$  dostaneme souřadnice bodů fázorové frekvenční charakteristiky. Průběhy jsou na obr. 205c.

### 7.2.2. Derivační články $RC$ a článek $RL$ nezatížený na výstupu

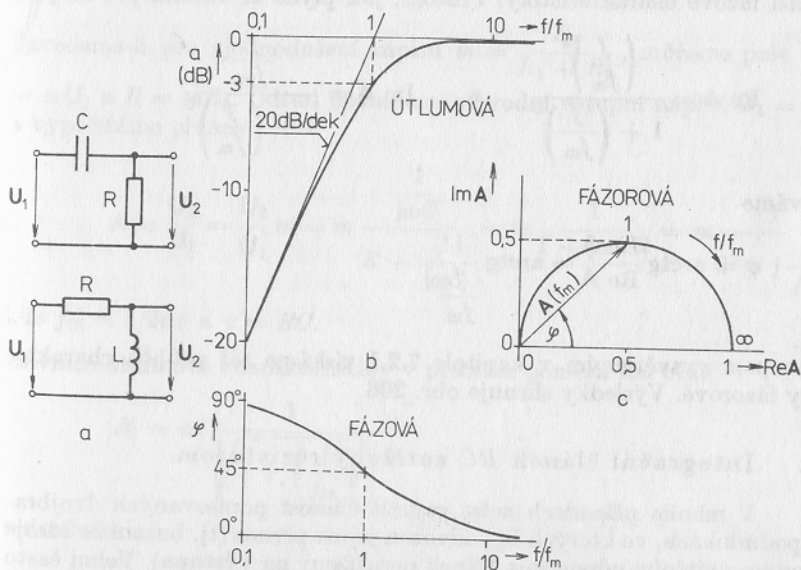
Vzájemnou záměnou rezistoru a kondenzátoru nebo cívky v zapojení článků integračních vzniknou články derivační (obr. 206a).

Jejich přenos opět odvodíme z poměru výstupního napětí  $U_2$  a vstupního napětí  $U_1$ . Pro článek  $RC$  dostaneme

$$A = \frac{R}{R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR}$$

a pro článek  $RL$

$$A = \frac{j\omega L}{R + j\omega L} = \frac{j\omega \frac{L}{R}}{1 + j\omega \frac{L}{R}}$$



Obr. 206. Derivační články a jejich frekvenční charakteristiky

Zavedením časové konstanty  $\tau = RC$  nebo  $\tau = L/R$  a mezní frekvence  $f_m = 1/2\pi\tau$  získáme pro oba tyto články stejnou rovnici přenosu ve tvaru

$$\mathbf{A} = \frac{j \frac{f}{f_m}}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

Formálně stejným postupem, který byl použit pro integrační články, získáme pro derivační články rovnici útlumové charakteristiky v prostém poměru

$$|\mathbf{A}| = \frac{\frac{f}{f_m}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

nebo v decibelech

$$a = 20 \log \frac{f}{f_m} - 10 \log \left[ 1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2 \right]$$

i rovnici fázové charakteristiky. Protože, jak plyne ze vztahu pro  $\mathbf{A}$ , jsou

$$\operatorname{Re} \mathbf{A} = \frac{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \mathbf{A} = \frac{\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

dostáváme

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \mathbf{A}}{\operatorname{Re} \mathbf{A}} = \operatorname{arctg} \frac{1}{\frac{f}{f_m}}$$

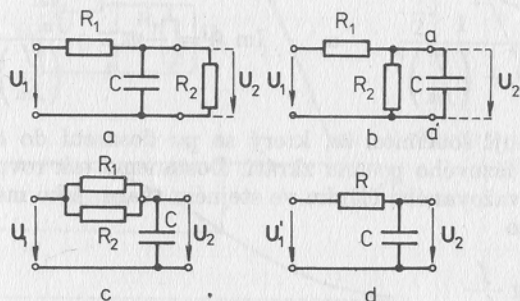
Postupem vysvětleným v kapitole 7.2.1 získáme též průběh charakteristiky fázorové. Výsledky shrnuje obr. 206.

### 7.2.3. Integrační článek $RC$ zatížený rezistorem

V mnoha případech nelze zajistit činnost popisovaných dvojbřanů v podmínkách, ve kterých byl odvozen jejich přenos (tj. buzení ze zdroje s nulovým vnitřním odporem a článek nezatížený na výstupu). Velmi často jsou články zatěžovány následujícími obvody. Jeden z důležitých případů zachycuje obr. 207a.

Pro výpočet přenosu nejprve obvod na obr. 207a překreslíme do tvaru znázorněného na obr. 207b, rozdělíme v místě aa' a zjednodušíme užitím Théveninovy poučky. Vzniknou obrázky 207c, d, kde

$$U'_1 = U_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{a} \quad R = R_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$



Obr. 207. Integroační článek RC zatížený rezistorem

Zavedeme-li pro zjednodušení zápisu  $m = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ , můžeme psát  $U'_1 = mU_1$  a  $R = mR_1$ . Odtud dostaneme původní vstupní napětí  $U_1 = U'_1/m$  a vypočítáme přenos

$$A = \frac{U_2}{U_1} = \frac{U_2}{U'_1} m = m \frac{1}{R + \frac{1}{j\omega C}} = m \frac{1}{1 + j\omega CR} = m \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

kde  $f_m = 1/2\pi\tau$  a  $\tau = RC$ .

Rovnice útlumové charakteristiky v prostém poměru má tvar

$$|A| = m \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

v decibelech

$$a = 20 \log m - 10 \log \left[ 1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2 \right]$$

Z tohoto vztahu je zřejmé, že průběh útlumové charakteristiky sledovaného článku vyjádřený v decibelech se skládá ze dvou částí. První není závislá na frekvenci a je představována přímkou v úrovni  $20 \log m$ . Druhá je charakteristikou integračního článku naprázdno. (Ovšem při změně časové konstantě  $\tau = mR_1C_1$ .)

Obvyklým způsobem získáme rovnici fázové charakteristiky. Složky přenosu jsou

$$\operatorname{Re} \mathbf{A} = m \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} \mathbf{A} = -m \frac{\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

Obě složky obsahují součinitel  $m$ , který se po dosazení do obecného vztahu pro výpočet fázového posunu zkrátí. Dostaneme tak rovnici fázové charakteristiky uvažovaného článku ve stejném tvaru, jako má rovnice pro článek naprázdno

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{f}{f_m}$$

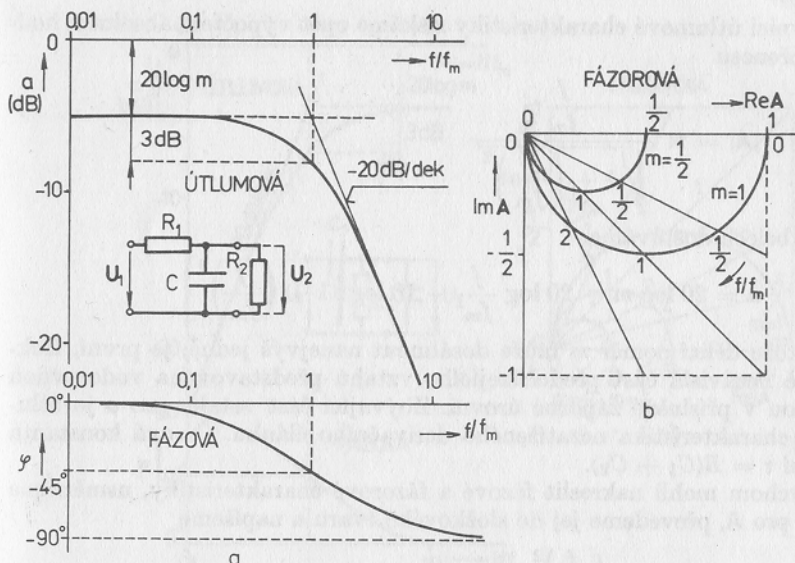
Z předcházejícího výkladu plyne důležitý závěr: Připojením zatěžovacího rezistoru k výstupu integračního článku  $RC$  dojde ke změně časové konstanty a k posunutí výchozí úrovně útlumové charakteristiky z  $0 \text{ dB}$  směrem dolů na úroveň  $20 \log m$  decibelů. Směr asymptot k útlumové charakteristice ani tvar fázové charakteristiky se nezmění. Průběhy jsou na obr. 208a.

Fázorové frekvenční charakteristiky můžeme sestavit pro různá  $m$  např. výpočtem složek  $\operatorname{Re} \mathbf{A}$  a  $\operatorname{Im} \mathbf{A}$  pro několik zvolených hodnot  $f/f_m$ . Jak ukazuje obr. 208b, jde opět o půlkružnice, které však protínají vodorovnou osu v bodě  $\operatorname{Re} \mathbf{A} = m$  při  $f/f_m = 0$ . Všimněte si, že body fázorových charakteristik pro různá  $m$ , ale konstantní  $f/f_m$  leží na přímkách procházejících počátkem souřadnic. Je to důsledek nezávislosti fázové charakteristiky na velikosti  $m$  ve vyjádření pomocí poměrné frekvence  $f/f_m$ . (Frekvence  $f_m$  je však na  $m$  závislá. Tato závislost se v použitém poměrném vyjádření charakteristik neprojevuje.)

#### 7.2.4. Derivační článek $RC$ zatížený kondenzátorem

Schéma obvodu znázorněného na obr. 209a překreslíme tak, aby bylo zřejmé, že část vlevo od svorek  $aa'$  lze zjednodušit pomocí Théveninovy poučky (obr. 209b). Výsledkem zjednodušení je obvod znázorněný na obr. 209c. Zde podle Théveninovy poučky platí

$$C = C_1 + C_2 \quad \text{a} \quad \mathbf{U}'_1 = \mathbf{U}_1 \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

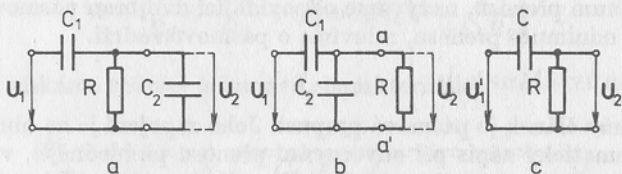


Obr. 208. Charakteristiky integračního článku  $RC$  zatíženého rezistorem

Označme  $m = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$  a vypočítejme původní vstupní napětí  $U_1$  pomocí napětí  $U'_1$ . Dostaneme vztah  $U_1 = U'_1/m$ , který použijeme při odvození přenosu.

$$A = \frac{U_2}{U_1} = \frac{U_2}{U'_1} m = m \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR} = m \frac{j \frac{f}{f_m}}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

Zde, stejně jako v předcházejících případech, je  $f_m = 1/2\pi\tau$  a  $\tau = RC$ .



Obr. 209. Derivační článek  $RC$  zatížený kondenzátorem

Rovnici útlumové charakteristiky získáme opět výpočtem absolutní hodnoty přenosu

$$|A| = m \frac{\frac{f}{f_m}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

V decibelech dostáváme

$$a = 20 \log m + 20 \log \frac{f}{f_m} - 10 \log \left[ 1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2 \right]$$

Protože dělicí poměr  $m$  může dosáhnout nanejvýš jedné, je první, frekvenčně nezávislá část předcházejícího vztahu představována vodorovnou přímkou v příslušné záporné úrovni. Zbývající část vztahu pro  $a$  je útlumová charakteristika nezátíženého derivačního článku. Časová konstanta je nyní  $\tau = R(C_1 + C_2)$ .

Abychom mohli nakreslit fázové a fázorové charakteristiky, usměrníme vztah pro  $A$ , převedeme jej do složkového tvaru a napíšeme

$$\operatorname{Re} A = m \frac{\left(\frac{f}{f_m}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} A = m \frac{\frac{f}{f_m}}{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}$$

Při výpočtu fázového posunu se opět  $m$  zkrátí a rovnice fázové charakteristiky má stejný tvar jako rovnice pro článek naprázdno

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{1}{\frac{f}{f_m}}$$

Charakteristiky nakreslíme způsobem vysvětleným v 7.2.3 (obr. 210).

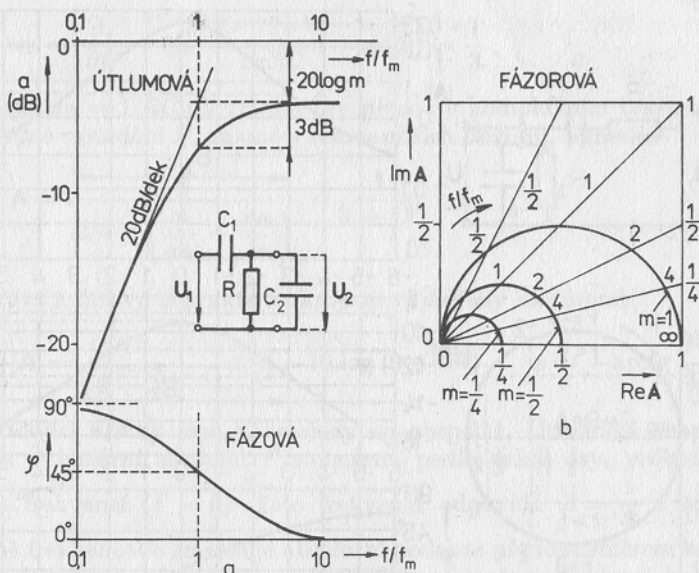
### 7.2.5. Selektivní články $RC$

Frekvenční charakteristika absolutní hodnoty přenosu článků, které nazýváme selektivní, vykazuje při tzv. kritické frekvenci extrém. Jde-li o maximum přenosu, nazýváme odpovídající dvojbran pásmová propust. Jde-li o minimum přenosu, mluvíme o pásmové zadržce.

Wienův článek

Wienův článek je pásmová propust. Jeho zapojení je na obr. 211a. Aby byl matematický zápis při odvozování přenosu přehlednější, vyjádříme nejprve impedanci sériového zapojení  $R_1$  a  $C_1$  (označíme  $Z_1$ ) a paralelního zapojení  $R_2$  a  $C_2$  (označíme  $Z_2$ ).





Obr. 210. Charakteristiky derivačního článku  $RC$  zatíženého kondenzátorem

$$\mathbf{Z}_1 = R_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \quad \text{a} \quad \mathbf{Z}_2 = \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2}$$

Napětový přenos je

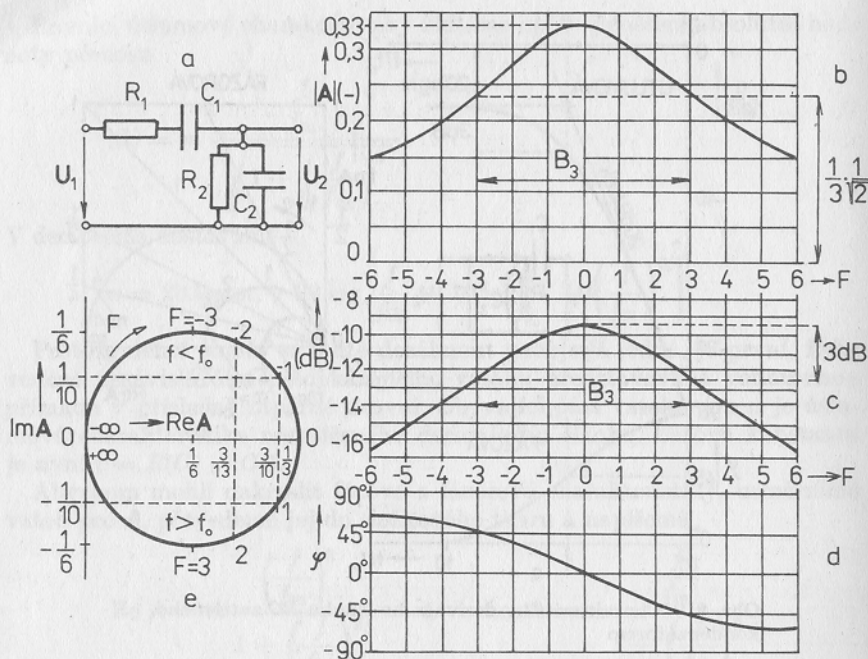
$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{\mathbf{Z}_2}{\mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2} = \frac{1}{1 + \frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}}$$

Dosažením za  $\mathbf{Z}_1$  a  $\mathbf{Z}_2$  dostaneme po zjednodušení jmenovatele

$$\mathbf{A} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(\omega C_2 R_1 - \frac{1}{\omega C_1 R_2}\right)}$$

Odtud získáme rovnici útlumové charakteristiky

$$|\mathbf{A}| = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right)^2 + \left(\omega C_2 R_1 - \frac{1}{\omega C_1 R_2}\right)^2}}$$



Obr. 211. Wienův článek a jeho frekvenční charakteristiky

Z rovnice přenosu v komplexním tvaru můžeme vypočítat kritickou frekvenci  $f_0$  Wienova článku. Při této frekvenci je přenos reálný a maximální. Napíšeme

$$\omega_0 C_2 R_1 - \frac{1}{\omega_0 C_1 R_2} = 0$$

Jednoduchým výpočtem odtud dostaneme

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad \text{nebo} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$$

Maximum přenosu, které při této frekvenci nastane, je

$$A(f_0) = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}}$$

Nejčastěji se používají Wienovy články, ve kterých je  $R_1 = R_2 = R$  a  $C_1 = C_2 = C$ . Dříve odvozené vztahy se tak podstatně zjednoduší

$$\omega_0 = \frac{1}{RC} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi RC} \quad A(f_0) = \frac{1}{3}$$

Po dosazení  $\omega_0 = 1/RC$  do vztahu pro přenos v komplexním tvaru se objeví poměrné rozladění  $F$ , známé z rezonančních obvodů. Vznikne

$$A = \frac{1}{3 + j \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} = \frac{1}{3 + jF}$$

Útlumová a fázová charakteristika jsou vyjádřeny rovnicemi

$$|A| = \frac{1}{\sqrt{9 + F^2}} \quad a = -10 \log(9 + F^2) \quad \varphi = -\arctg \frac{F}{3}$$

Odpovídající křivky jsou nakresleny na obr. 211. Útlumová charakteristika je v lineární stupnici  $F$  souměrná podle svislé osy, procházející kritickou frekvencí ( $F = 0$ ). Této frekvenci odpovídá  $A = \frac{1}{3}$  a  $\varphi = 0$ .

Při změně frekvence se zmenšuje absolutní hodnota přenosu směrem k nule.

Rozdíl frekvencí, který odpovídá domluvené změně absolutní hodnoty přenosu proti její velikosti při kritické frekvenci, se nazývá šířka pásma. Rozladění  $F_3$ , pro která poklesne  $|A|$  o 3 dB proti své maximální hodnotě  $1/3$ , vypočítáme z rovnice útlumové charakteristiky

$$|A|(F_3) = \frac{1}{\sqrt{9 + F_3^2}} = \frac{1}{3} \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Odtud plyne pro okraje pásma  $B_3$  (obr. 211b)  $F_3 = \pm 3$ . Použitím vztahu pro přepočítání poměrného rozladění  $F$  na frekvenci  $f$  známého z kapitoly 7.1.6 dostaneme

$$B_3 = 3f_0$$

Z rovnice  $A = \frac{1}{3 + jF}$  určíme

$$\operatorname{Re} A = \frac{3}{9 + F^2} \quad \text{a} \quad \operatorname{Im} A = -\frac{F}{9 + F^2}$$

Odtud dosazováním zvolených hodnot za  $F$  dostáváme souřadnice jednotlivých bodů fázorové frekvenční charakteristiky. V Gaussově rovině vyjde kružnice nakreslená na obr. 211e.

## Články typu přemostěného článku T

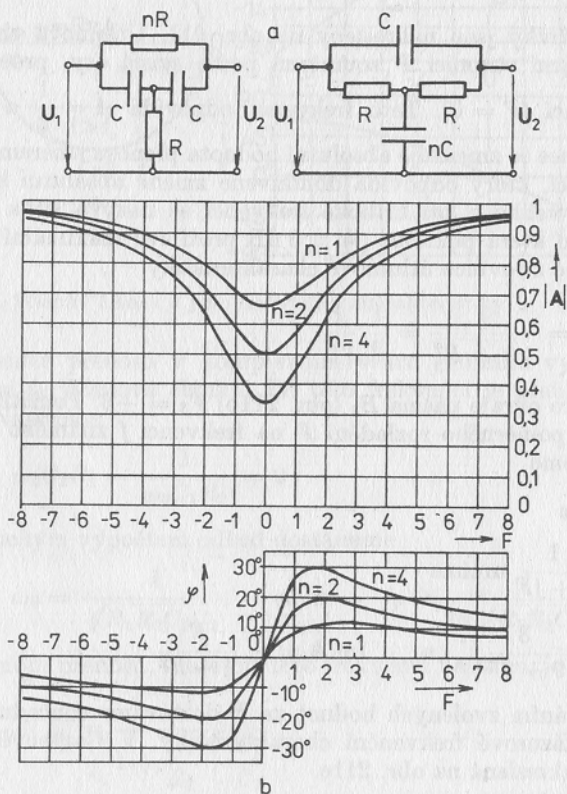
Pásmové zadržky RC typu přemostěného článku T jsou na obr. 212a. Oba znázorněné články mají stejné vlastnosti a jejich přenosy lze vyjádřit stejným komplexním číslem.

Poměrně pracným výpočtem lze získat vztah

$$A = \frac{F \sqrt{n} - j2}{F \sqrt{n} - j(n+2)}$$

Význam součinitele  $n$  plyne z obr. 212a. Poměrné rozložení  $\bar{r}$  je opět

$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0}{\omega}$ . Při kritické úhlové frekvenci  $\omega_0$ , která je dána vztahem



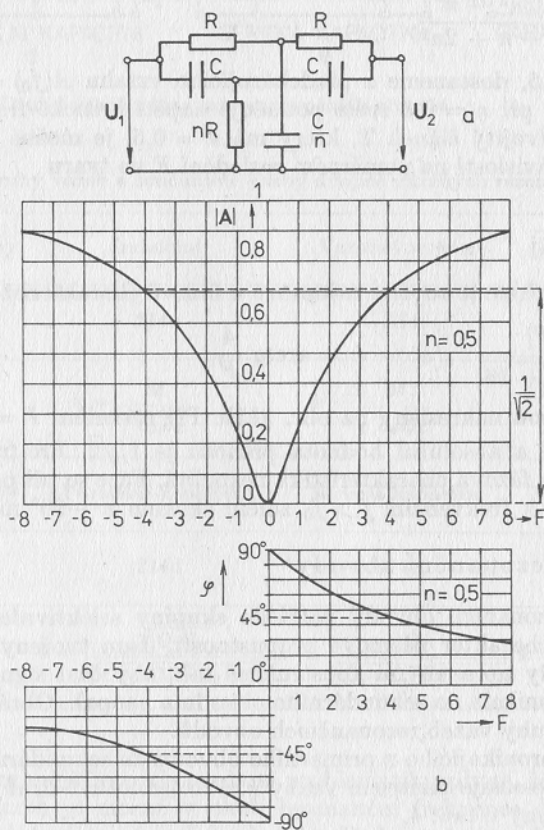
Obr. 212. Rovnocenná-zapojení přemostěných článků T a jejich charakteristiky

$$\omega_0 = \frac{1}{RC\sqrt{n}}$$

je přenos reálný a minimální. Ze vztahu pro přenos  $A$  v komplexním tvaru můžeme obvyklým způsobem odvodit rovnici útlumové a fázové charakteristiky. Dostaneme vztahy

$$|A| = \sqrt{\frac{nF^2 + 4}{nF^2 + (n+2)^2}} \quad \text{a} \quad \varphi = \arctg \frac{n\sqrt{n}F}{nF^2 + 2(n+2)}$$

Průběhy jsou pro  $n = 1$ ,  $n = 2$  a  $n = 4$  nakresleny na obr. 212b.



Obr. 213. Souměrný dvojitý článek T a jeho frekvenční charakteristiky

## Dvojitý článek T

Dvojitý článek T je podobně jako přemostěný článek T pásmová zádrž. Jsou-li hodnoty součástek v poměru naznačeném na obr. 213a, jde o souměrný dvojitý článek T, který je v praxi nejčastější.

Jeho kritickou frekvenci, při které je přenos minimální, můžeme určit ze vztahu

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$$

Pro přenos při této frekvenci platí

$$A(f_0) = \frac{2n^2 - n}{1 + n + 2n^2}$$

Zvolíme-li  $n = 0,5$ , dostaneme z předcházejícího vztahu  $A(f_0) = 0$ . To znamená, že článek při  $n = 0,5$  zcela potlačuje napětí kritické frekvence.

Pro symetrický dvojitý článek T, který má  $n = 0,5$ , je možné odvodit rovnici přenosu v závislosti na poměrném rozladění  $F$  ve tvaru

$$\mathbf{A} = \frac{F}{F - 4j}$$

Z tohoto vztahu získáme rovnici útlumové a fázové charakteristiky

$$|\mathbf{A}| = \frac{|F|}{\sqrt{F^2 + 16}} \quad \text{a} \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{4}{F}$$

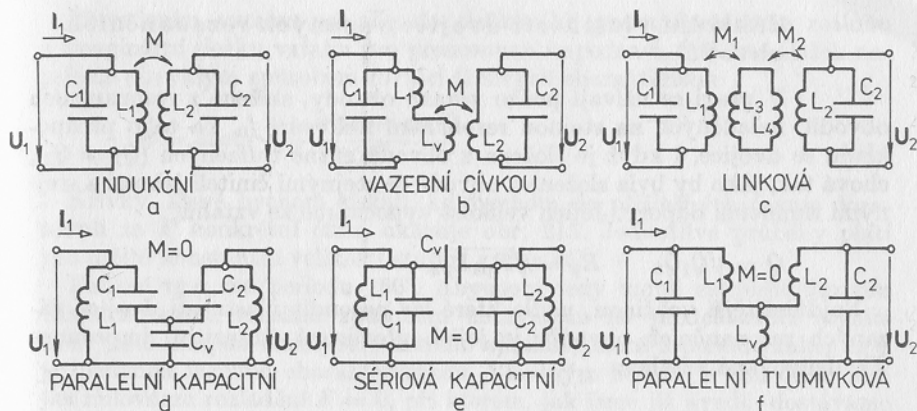
Jejich průběhy jsou nakresleny na obr. 213b. Při rozladění  $F = \pm 4$  je fázový posun  $\pm 45^\circ$  a absolutní hodnota přenosu je  $1/\sqrt{2}$ . Pro frekvenci  $f = f_0$  (tj.  $F = 0$ ) je fázová charakteristika nespojitá. Fáze se při přechodu od frekvencí  $f < f_0$  k frekvencím  $f > f_0$  změní skokem z  $-90^\circ$  na  $+90^\circ$ .

### 7.2.6. Vázané rezonanční obvody

Vázané rezonanční obvody patří do skupiny selektivních dvojitých bran, které mají charakter pásmové propustnosti. Jsou tvořeny dvěma rezonančními obvody upravenými konstrukčně tak, aby část signálu primárního obvodu pronikala do sekundárního obvodu a naopak. Obrázek 214 ukazuje základní druhy vazeb rezonančních obvodů.

Velikost signálu pronikajícího z primárního obvodu do sekundárního obvodu a naopak se posuzuje činitelem vazby  $k$ . Pro jednotlivé druhy vazeb jsou činitele  $k$  uvedeny v tab. 4.

Vazby využívající vzájemné indukčnosti mají znaménko činitele vazby závislé na smyslu vinutí cívek. Kladná znaménka platí pro  $M > 0$ . Kapacitní vazby odpovídají fázové indukčním vazbám při  $M < 0$ .



Obr. 214. Druhy vazeb vázaných rezonančních obvodů

Tab. 4. Druhy vazeb a součinitele vazby dvojice vázaných rezonančních obvodů

Druh vazby	Indukční	Vazební cívkou	Linková
obrázek	214a	214b	214c
činitel vazby	$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$	$k = \frac{M}{\sqrt{L_v L_2}}$	$k = \frac{M_1 M_2}{\sqrt{L_1 L_2 L_3 L_4}}$
Druh vazby	Paralelní kapacitní	Sériová kapacitní	Paralelní tlumivková
obrázek	214d	214e	414f
činitel vazby	$k = \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\sqrt{C_1 + C_v} \sqrt{C_2 + C_v}}$	$k = \frac{C_v}{\sqrt{C_1 + C_v} \sqrt{C_2 + C_v}}$	$k = \frac{L_v}{\sqrt{L_1 + L_v} \sqrt{L_2 + L_v}}$

Z podrobnějšího rozboru dané problematiky plyne, že všemi uvedenými druhy vazeb je možné v okolí rezonanční frekvence dosáhnout stejných vlastností dvojice vázaných obvodů. Podstatnější rozdíly ve vlastnostech nastávají pro různé druhy vazeb až při frekvencích od rezonance značně vzdálených.

## Základní vlastnosti dvojice vázaných rezonančních obvodů

V praxi se užívají pouze vázané obvody, složené z rezonančních obvodů, naladěných na stejnou rezonanční frekvenci  $f_0$ . Za toho předpokladu se dvojice, i když je složena z obvodů různě tlumených ( $Q_1 \neq Q_2$ ), chová tak, jako by byla složena z obvodů se stejnými činiteli jakosti a stejnými tlumivými odpory. Jejich velikost vypočítáme ze vztahů

$$Q = \sqrt{Q_1 Q_2} \quad R_p = \sqrt{R_{p1} R_{p2}}$$

Nejdůležitější veličinou, podle které lze posoudit vlastnosti dvojice vázaných rezonančních obvodů, je jejich přenosová (tranzitní) impedance  $Z_T$ , definovaná vztahem

$$Z_T = \frac{U_2}{I_1}$$

kde  $U_2$  je výstupní napětí sekundárního obvodu a  $I_1$  je vstupní proud primárního obvodu (obr. 214).

Grafickým znázorněním frekvenční závislosti absolutní hodnoty přenosové impedance jsou křivky selektivity dvojice vázaných obvodů. Fázová charakteristika dvojice je frekvenční závislost fázového posunu fázoru  $Z_T$ .

Poměrně pracným odvozením by bylo možné získat pro přenosovou impedanci rovnici

$$Z_T = -j \frac{R_p k Q}{(1 + j Q F)^2 + k^2 Q^2}$$

platnou přesně pro frekvence blízké rezonanci, ze které plyne důležitý závěr: Při rezonanci, kdy  $F = 0$ , vykazuje fázor přenosové impedance pro  $k > 0$  fázový posun  $-90^\circ$ . To znamená, že výstupní napětí je při rezonanční frekvenci zpožděno proti vstupnímu proudu o čtvrtinu periody. Protože jsou při rezonanci vstupní proud a napětí na primárním rezonančním obvodu ve fázi, je napětí na sekundárním obvodu osunuto o zmíněných  $-90^\circ$  proti napětí na obvodu primárním.

Dále si zapamatujeme: Součin  $kQ$ , obsažený v rovnici pro  $Z_T$ , se nazývá *stupeň vazby*. Jeho velikost je veličinou určující průběh křivek selektivity i fázových charakteristik obvodů.

Rovnici křivek selektivity získáme výpočtem absolutní hodnoty vztahu pro  $Z_T$ . Závorku ve jmenovateli umocníme a jmenovatele rozdělíme na reálnou a imaginární část. Potom vypočítáme absolutní hodnotu jmenovatele a získaný výraz pod odmocninou upravíme. Dostaneme

$$|Z_T| = \frac{R_p |kQ|}{\sqrt{(1 + k^2 Q^2)^2 + 2(1 - k^2 Q^2) Q^2 F^2 + Q^4 F^4}}$$

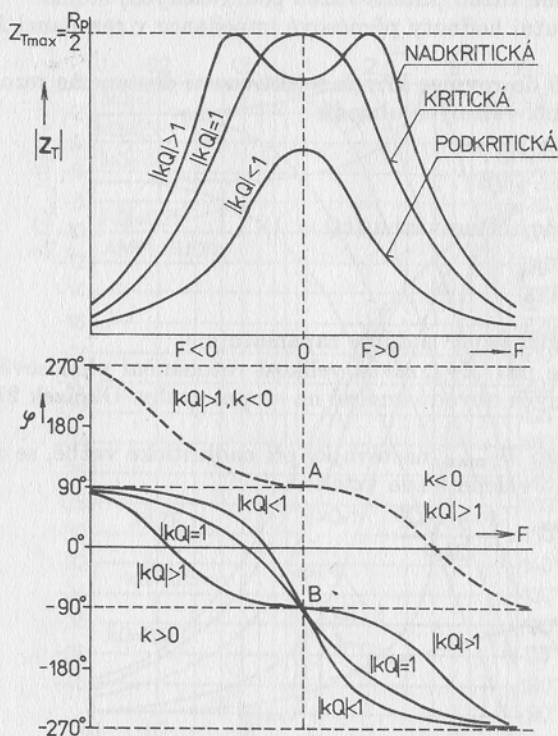


Převedením vztahu pro  $Z_T$  do složkového tvaru dostaneme reálnou a imaginární složku vztahu pro přenosovou impedanci, z těchto složek napíšeme obvyklým způsobem rovnici fázových charakteristik

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{1 + k^2 Q^2 - Q^2 F^2}{2QF}$$

Křivky, které bychom získali, kdybychom do příslušných rovnic dosazovali za  $F$  konkrétní čísla, ukazuje obr. 215. Jednotlivé průběhy platí pro určité konstantní velikosti stupně vazby  $kQ$ .

Funkce  $\operatorname{tg} \varphi$  má periodu  $180^\circ$ . Abychom tedy mohli zakreslit fázovou charakteristiku, musíme způsobem nezávislým na předcházející rovnici určit ještě alespoň bod, podle kterého zjistíme, která z period funkce  $\operatorname{tg} \varphi$  je hledanou fázovou charakteristikou. Vhodným bodem je bod odpovídající nulovému rozladění  $F = 0$ , při kterém, jak jsme již uvedli, dostáváme



Obr. 215. Křivky selektivnosti a fázové charakteristiky vázaných rezonančních obvodů  
A průsečík fázových charakteristik pro  $k < 0$ , B pro  $k > 0$

z rovnice přenosové impedance v komplexním tvaru pro  $k > 0$  fázový posun  $-90^\circ$ . Proto se fázové charakteristiky pro kladné činitele vazby protínají při  $F = 0$  v bodě  $-90^\circ$ . Kdyby byl činitel vazby záporný, posunula by se celá soustava fázových charakteristik takovým způsobem, že by se křivky protínaly v bodě  $+90^\circ$ .

Stupně vazby  $kQ < 1$  charakterizujeme slovy *vazba podkritická*. Kritické vazbě odpovídá  $kQ = 1$ , nadkritické vazbě  $kQ > 1$ .

Křivky selektivnosti pro podkritickou a kritickou vazbu mají jediný vrchol, který nastává při  $F = 0$  (tj. při rezonanční frekvenci obvodů).

Při nadkritické vazbě dochází při rezonanci ke zmenšení velikosti přenosové impedance a na křivkách vznikají dva vrcholy, které jsou při stejné rezonanční frekvenci obou obvodů stejné veliké a v lineární stupnici  $F$  souměrně položené kolem rezonanční frekvence.

Je možné dokázat, že maximální hodnota přenosové impedance  $|Z_T|_{\max}$  je pro všechny stupně vazeb (kromě vazeb podkritických) stejná.

Určíme ji z absolutní hodnoty přenosové impedance v rezonanci  $Z_{T0}$  při vazbě kritické.

Dosažením  $F = 0$  do rovnice křivek selektivnosti dostaneme rezonanční přenosovou impedanci vázaných obvodů

$$|Z_{T0}| = \frac{R_p k Q}{1 + k^2 Q^2}$$

Odtud získáme pro kritickou vazbu ( $kQ = 1$ )

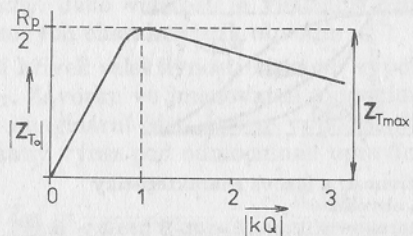
$$|Z_T|_{\max} = \frac{R_p}{2}$$

Tento velmi důležitý závěr si dobře zapamatujme.

Jak plyne z rovnice pro  $|Z_{T0}|$ , závisí velikost rezonanční přenosové impedance dvojice vázaných obvodů značně na stupni vazby. Obrázek 216 tuto závislost dokládá.

Zmenšení  $Z_{T0}$  proti  $T_{T \max}$ , nastávající při nadkritické vazbě, se nazývá proslábní křivek  $b$ . Je definováno vztahem

$$b = \frac{|Z_T|_{\max}}{|Z_{T0}|} = \frac{1 + k^2 Q^2}{2kQ}$$



Obr. 216. Rezananční impedance vázaných obvodů jako funkce činitele vazby  $kQ$

Pomocí prozedlání můžeme z naměřeného průběhu křivek selektivnosti vypočítat odpovídající stupeň vazby, neboť z definice  $b$  plyne vztah

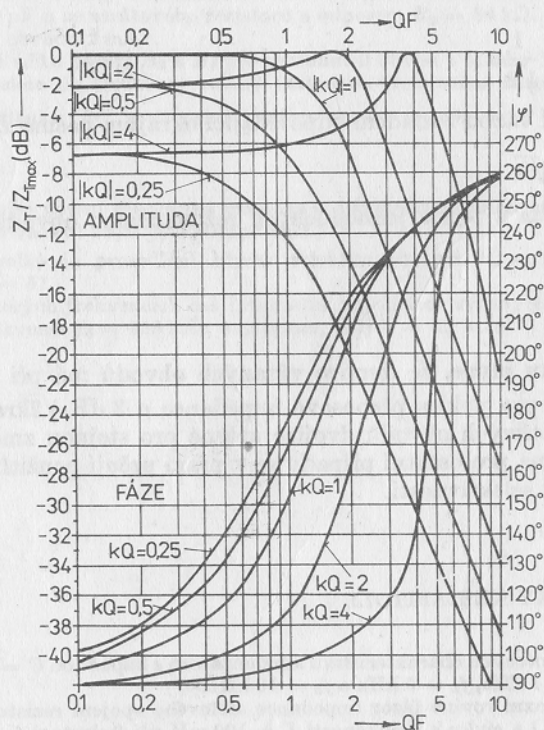
$$kQ = b \pm \sqrt{b^2 - 1}$$

(Oba předcházející vztahy platí pro všechny stupně vazeb. Při podkritických vazbách se však nepoužívá pro  $b$  termín prozedlání.)

### Generalizované charakteristiky dvojice vázaných obvodů

V literatuře se často uvádějí křivky selektivnosti v poměrném vyjádření. Na vodorovnou osu se vynášejí poměr  $|Z_T|/|Z_{T\max}|$  (obvykle v decibelech), na vodorovnou osu je logaritmická stupnice součinu  $QF$  (obr. 217).

Protože grafy nakreslené tímto způsobem lze použít ke zjištění absolutní hodnoty poměrné impedance při určitém rozladění pro libovolnou dvojici vázaných obvodů, u kterých jsou  $f_{01} = f_{02}$ , nazývají se tyto průběhy zobec-



Obr. 217. Generalizované křivky selektivnosti a fázové charakteristiky dvojice vázaných rezonančních obvodů

nělé neboli generalizované křivky selektivnosti. Na obr. 217 jsou kromě křivek selektivnosti nakresleny ještě generalizované fázové charakteristiky dvojice vázaných obvodů.

#### *Souřadnice vrcholů křivek selektivnosti*

Pomocí vyšší matematiky je možné dokázat, že maxima přenosové impedance při  $kQ > 1$  nastávají při poměrných rozladěních

$$QF_{\max} = \pm \sqrt{k^2 Q^2 - 1}$$

Odtud plyne, že se vrcholy při zvětšování stupně vazby od sebe vzdalují.

#### *Šířka pásma*

Šířku pásma  $B$  dvojice vázaných obvodů určujeme zpravidla vzhledem k vrcholům křivek. Pro pokles impedance o 3 dB je možné položením

$$\frac{|Z_T|}{|Z_{T\max}|} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

získat pro kritickou vazbu rozladění odpovídající okrajům pásma  $B_3$

$$QF_3 = \pm \sqrt{2}$$

Postupem známým z teorie jednoduchých rezonančních obvodů dostaneme

$$B_3 = \frac{f_0}{Q} \sqrt{2}$$

Z tohoto výsledku plyne, že dvojice vázaných obvodů má při kritické vazbě šířku pásma pro pokles přenosové impedance o 3 dB  $\sqrt{2}$ krát větší, než je pásmo jednotlivých obvodů dvojice určené pro stejnou změnu impedance. Šířky pásma pro ostatní případy se v praxi určují použitím generalizovaných křivek selektivnosti.

#### KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 7

1. Nakreslete voltampérovou charakteristiku kondenzátoru s kapacitou  $C = 1000 \text{ pF}$  při frekvenci  $f_1 = 1 \text{ kHz}$ ,  $f_2 = 5 \text{ kHz}$  a  $f_3 = 10 \text{ kHz}$ .
2. Zobrazte v komplexní rovině fázor impedance sériového spojení rezistoru s odporem  $R = 1000 \text{ } \Omega$  a cívky s indukčností  $L = 100 \text{ mH}$  při frekvenci  $f_1 = 1 \text{ kHz}$  a  $f_2 = 2 \text{ kHz}$ . Vypočítejte odpovídající fázové posuny a absolutní hodnoty těchto impedancí.
3. Poměr  $Z_x : Z_0$  vyjádřete v decibelech.  $Z_0 = 75 \text{ } \Omega$ ,  $Z_x = 75; 150, 300; 750; 1500 \text{ } \Omega$ .

4. Převedte na decibely poměr  $Z_x : Z_0$  pro  $Z_0 = 150 \Omega$ ,  $Z_x = 75; 15; 7,5; 1,5 \Omega$ .
5. Převedte údaje v decibelech na prostý poměr: 0 dB, 3 dB, 6 dB, 20 dB, 60 dB, -3 dB, -12 dB, -20 dB, -57 dB.
6. Přepočítejte sériový ztrátový odpor  $R_s = 1 \Omega$  cívky s indukčností  $L = 1 \text{ mH}$  na paralelní při frekvenci 10 kHz.
7. Odvoďte Thompsonův vztah.
8. Dokažte dosazením  $Q_L = \omega_0 L / R_L$  a  $Q_C = 1 / \omega_0 C R_C$  platnost vztahu  $Q = Q_L Q_C / (Q_L + Q_C)$ .
9. Nakreslete fázorové diagramy napětí na částech sériového rezonančního obvodu pro frekvence  $f_1 < f_0$ ,  $f_2 = f_0$  a  $f_3 > f_0$ .
10. Odvoďte velikost napětí v rezonanci na rezistoru, cívce a kondenzátoru sériového rezonančního obvodu v porovnání s celkovým napětím mezi vstupními svorkami obvodu.
11. Paralelní rezonanční obvod naladěný na frekvenci  $f_0 = 450 \text{ kHz}$  má činitel jakosti naprázdno  $Q_0 = 60$ . Kapacitní větev obvodu je složena ze sériově zapojených kondenzátorů  $C_1 = 50 \text{ pF}$  a  $C_2 = 220 \text{ pF}$ . Ke kondenzátoru  $C_2$  paralelně připojíme tlumicí rezistor  $R_1 = 14 \text{ k}\Omega$ . Vypočítejte odpor  $R_{p0}$  a činitel jakosti obvodu po připojení rezistoru  $R_1$ .
12. Jak velký proud prochází v rezonanci cívkou paralelního rezonančního obvodu složeného z cívky s indukčností  $L = 380 \mu\text{H}$ , z kondenzátoru s kapacitou  $C = 220 \text{ pF}$  a ze ztrátového rezistoru s odporem  $R_p = 86 \text{ k}\Omega$ , je-li celkový vstupní proud obvodu 2 mA?
13. Určete šířku pásma  $B_3$  a  $B_6$  pro rezonanční obvod z otázky 12.
14. Nakreslete do Gaussovy roviny fázorovou frekvenční charakteristiku integračního článku  $RC$  zatíženého rezistorem pro poměr  $m = 1$ ,  $m = \frac{3}{4}$ ,  $m = \frac{1}{2}$   
a  $m = \frac{1}{4}$ .
15. Definujte pojem přenosová impedance vázaných rezonančních obvodů. Co je to stupeň vazby? Jaké jsou stupně vazby?
16. Jak velké je prosedláni křivek selektivnosti při  $kQ = 1$ ,  $kQ = \sqrt{2}$ ,  $kQ = 2$  a  $kQ = 5$ ?
17. Při kterých frekvencích má přenosová impedance vázaných obvodů naladěných na frekvenci  $f_0 = 450 \text{ kHz}$  maximum, je-li  $Q = 42$  a  $kQ = 2$ ?

## 8. ZESILOVACÍ SOUČÁSTKY JAKO DVOJBRANY

Zesilovací součástky, jejichž vlastnosti jsme vysvětlili v kapitolách 4 a 5, jsou trojpóly. Při zapojování těchto součástek do obvodu užíváme jednu z elektrod jako vstupní, druhou jako výstupní. Třetí elektroda je společná vstupnímu i výstupnímu obvodu (např. zapojení tranzistoru se společným emitorem atd.).

Vstupní a společná elektroda tvoří dvojici vstupních svorek (vstupní bránu), výstupní a společná elektroda tvoří dvojici výstupních svorek (výstupní bránu). Zesilovací součástka je tedy z obvodového hlediska dvojbran (viz 1.3.2).

Kdybychom sledovali vzájemnou závislost obvodových veličin těchto dvojbranů (např.  $I_2 = f(U_2)$ ), zjistili bychom nelinearity zesilovacích součástek. Předpokládejme však nejprve pouze malé změny  $i_1$ ,  $i_2$  a  $u_1$ ,  $u_2$  působících stejnosměrných (statických či klidových) hodnot. Pro dostatečně malé změny proudů a napětí je možné podobně jako při určování vnitřního odporu v kapitole 1.4 nelinearitu součástky zanedbat. Zesilovací součástku pak považujeme za lineární a její chování v obvodu můžeme pro malé změny napětí a proudů popsat dvěma na sobě nezávislými lineárními rovnicemi.

Z proměnných  $u_1$ ,  $i_1$ ,  $u_2$ ,  $i_2$  je možné různými kombinacemi sestavit několik dvojic na sobě nezávislých lineárních rovnic, které popisují chování lineárního aktivního dvojbranu. V praxi se však téměř výhradně používají pouze dvě z těchto dvojic:

soustava admitanční (vodivostní)  $Y$  a

soustava hybridní (smíšená)  $H$ .

### 8.1. ADMITANČNÍ NAHRAZENÍ DVOJBRANU

Linearizované charakteristické rovnice mají tvar

$$i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2$$

$$i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2$$

Součinitele  $y_{11}$  až  $y_{22}$  jsou dynamické (diferenciální) parametry dvojbranu. Jejich fyzikální význam určíme následujícím postupem. Budeme-li udržovat na výstupu dvojbranu konstantní stejnosměrné napětí  $U_2$  (např. připojíme-li mezi svorky 2,2' na obr. 222a napájecí zdroj s nulovým vnitřním

odporem, bude změna výstupního napětí  $u_2$  nulová. Říkáme, že výstup dvojbranu je zapojen nakrátko. Dosadíme-li  $u_2 = 0$  do předcházejících rovnic, získáme vztahy

$$i_1 = y_{11}u_1 \quad \text{a} \quad i_2 = y_{21}u_1$$

Odtud vypočteme

$$y_{11} = \frac{i_1}{u_1} \quad \text{a} \quad y_{21} = \frac{i_2}{u_1} \quad \text{při} \quad u_2 = 0$$

Stejným postupem získáme při vstupu nakrátko ( $U_1 = \text{konst}$ ,  $u_1 = 0$ )

$$y_{12} = \frac{i_1}{u_2} \quad \text{a} \quad y_{22} = \frac{i_2}{u_2} \quad \text{při} \quad u_1 = 0$$

Vidíme, že všechny čtyři parametry mají rozměr vodivosti (odtud názvy „vodivostní“, „admitanční“ parametry);  $y_{11}$  je vstupní vodivost,  $y_{22}$  výstupní vodivost,  $y_{21}$  je přímá přenosová vodivost (strmost),  $y_{12}$  zpětná přenosová vodivost. Přitom  $y_{11}$  a  $y_{21}$  jsou definovány při výstupu nakrátko a  $y_{12}$  a  $y_{22}$  při vstupu nakrátko.

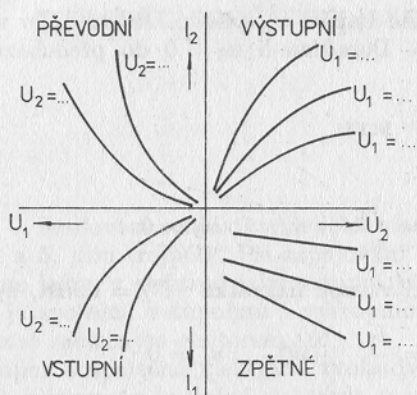
Doposud jsme naše úvahy omezili na malé změny obvodových veličin, pro které je možné považovat zesilovací součástku za lineární dvojbran. Kdybychom měnili proudy a napětí ve větším rozsahu, projevila by se nelinearita součástek a základní lineární rovnice by již dostatečně přesně nevyjadřovaly chování součástky. Vztahy mezi obvodovými veličinami by pak bylo možné vystihnout charakteristickými rovnicemi vyšších stupňů. Jejich konkrétní tvar by byl složitý, nepřehledný a pro praktické použití nevhodný. Proto se uvádí jen tvar obecný, naznačující pouze určitý systém vyjádření vztahů mezi veličinami. Pro admitanční nahrazení platí:

$$I_1 = Y_1(U_1, U_2)$$

$$I_2 = Y_2(U_1, U_2)$$

Tyto obecné vztahy říkají, že vstupní proud i výstupní proud jsou závislé na vstupním a na výstupním napětí. Uvedené závislosti se udávají graficky ve formě statických voltampérových charakteristik dvojbranu. Protože proudy  $I_1$  a  $I_2$  jsou funkce dvou proměnných, je nutné pro znázornění těchto závislostí do roviny zvolit vždy jednu z hodnot druhé proměnné za konstantu (říkáme jí statický parametr) a vyjádřit závislost jako parametrickou soustavu křivek. Z matematických zvyklostí vyplývá, že nezávisle proměnné, tj.  $U_1$  a  $U_2$ , jsou vynášeny na vodorovnou osu a závisle proměnné, tj. proudy  $I_1$  a  $I_2$ , na svislou souřadnicovou osu. Příklad je na obr. 218. Všimněme si, že statický parametr charakteristik v pravé polovině je veličina vynášena jako nezávisle proměnná v levé polovině soustavy a naopak.

Průběhy nakreslené v 1. kvadrantu se nazývají výstupní charakteristiky



Obr. 218. Soustava admitančních charakteristik nelineárního dvojbranu

dvojbranu, neboť znázorňují závislost výstupního proudu  $I_2$  na výstupním napětí  $U_2$ . Ve 3. kvadrantu jsou charakteristiky vstupní, udávající závislost vstupního proudu na vstupním napětí. Křivky v 2. kvadrantu nazýváme převodní charakteristiky (přímé převodní), neboť vyjadřují vliv vstupního napětí na výstupní proud. Ve 4. kvadrantu jsou charakteristiky zpětné (zpětné převodní) znázorňující vliv výstupního napětí na vstupní proud.

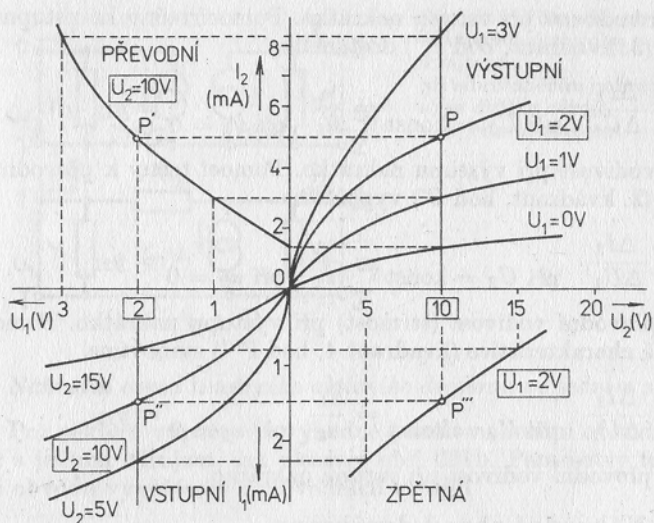
Jednotlivé průběhy křivek se získávají měřením a jejich konkrétní průběh závisí na druhu součástky. (Je jiný pro tranzistor, elektronku, FET atd.). Způsob znázorňování je ale stejný. V praxi se obvykle měří jen výstupní a vstupní charakteristiky (kvadranty 1 a 3). Ostatní křivky se z naměřených charakteristik graficky odvozují postupem, který ukazuje obr. 219. Např. převodní charakteristiku získáme, zvolíme-li na vodorovné ose v 1. kvadrantu bod např.  $U_2 = 10 \text{ V}$ , sestrojíme-li v tomto bodu svislou přímkou a průsečky této přímky s jednotlivými výstupními charakteristikami převedeme na odpovídající body do 2. kvadrantu. Podobně se sestrojují zpětné charakteristiky (4. kvadrant). Na obr. 219 je sestrojena zpětná charakteristika pro  $U_1 = 2 \text{ V}$ .

Z obr. 219 je také zřejmé, že klidový (statický) pracovní bod dvojbranu může být zobrazen ve všech čtyřech kvadrantech soustavy charakteristik. Jednotlivé obrazy pracovního bodu (P, P', P'', P''') leží na vrcholech čtverce nebo obdélníka.

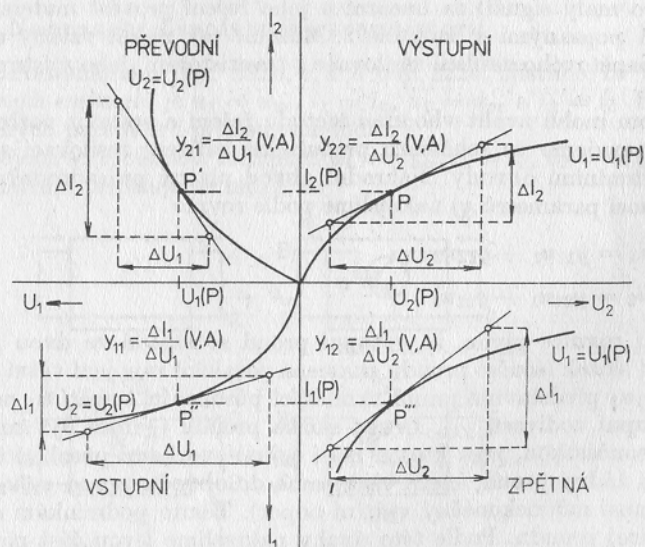
Kdybychom sestrojili v jednotlivých obrazech pracovního bodu tečny k charakteristikám a zvolili na těchto tečnách změny obvodových veličin (obr. 220), zjistili bychom, že pomocí tečny k výstupní charakteristice (1. kvadrant, bod P) můžeme určit

$$\frac{\Delta I_2}{\Delta U_2} \text{ při } U_1 = \text{konst} = \frac{i_2}{u_2} \text{ při } u_1 = 0 = y_{22}$$





Obr. 219. Konstrukce převodní a zpětné charakteristiky dvojbranu



Obr. 220. Graficko-početní určení dynamických parametrů dvojbranu

výstupní vodivost při vstupu nakrátko. Pomocí tečny ke vstupní charakteristice (3. kvadrant, bod P'') dostaneme

$$\frac{\Delta I_1}{\Delta U_1} \text{ při } U_2 = \text{konst} = \frac{i_1}{u_1} \text{ při } u_2 = 0 = y_{11}$$

vstupní vodivost při výstupu nakrátko. Pomocí tečny k převodní charakteristice (2. kvadrant, bod P') vypočteme

$$\frac{\Delta I_2}{\Delta U_1} \text{ při } U_2 = \text{konst} = \frac{i_2}{u_1} \text{ při } u_2 = 0 = y_{21}$$

přímou převodní vodivost (strmost) při výstupu nakrátko. Pomocí tečny ke zpětné charakteristice (kvadrant 4, bod P''') stanovíme

$$\frac{\Delta I_1}{\Delta U_2} \text{ při } U_1 = \text{konst} = \frac{i_1}{u_2} \text{ při } u_1 = 0 = y_{12}$$

zpětnou převodní vodivost při vstupu nakrátko.

#### Náhradní obvod dvojbranu

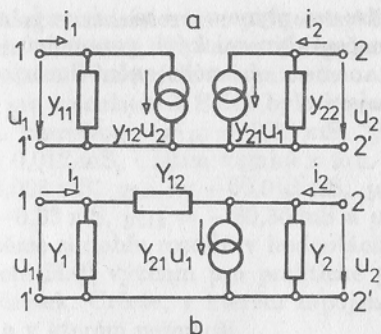
Pracuje-li zesilovací součástka v obvodu, ve kterém dochází vlivem procházejícího užitečného signálu pouze k malým změnám obvodových veličin proti jejich klidovým hodnotám, je možné celý obvod považovat (pro malý signál) za lineární a jeho řešení provést matematickými metodami popsány v kapitole 2. Můžeme tak získat vztahy např. pro výpočet napětového zesílení zesilovače s tranzistorem, jeho výstupního odporu atd.

Abychom mohli zvolit vhodnou metodu řešení a sestavit potřebné rovnice, nahrazujeme ve schématu příslušného zařízení zesilovací součástky jejich náhradními obvody. Náhradní obvod platný pro admitační nahrazení (pomocí parametrů  $y$ ) nakreslíme podle rovnic

$$i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2$$

$$i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2$$

Z první rovnice plyne, že vstupní proud se skládá ze dvou paralelně spojených složek (součet proudů znamená paralelní zapojení větví obvodu). Složka  $y_{11}u_1$  představuje proud vznikající působením napětí  $u_1$  mezi svorkami vstupní vodivosti  $y_{11}$ . Druhá složka proudu  $i_1$  musí být znázorněna takovou součástkou, přes kterou mezi jejími svorkami působící napětí  $u_1$  neprotlačí žádný proud, která však sama do obvodu proud  $y_{12}u_2$  přidává (tzn. že musí mít nekonečný vnitřní odpor). Těmto podmínkám odpovídá ideální zdroj proudu. Podle této úvahy nakreslíme levou část náhradního obvodu (obr. 221a). Obdobně postupujeme při kreslení pravé části náhradního obvodu, která odpovídá vztahům popsaným druhou rovnicí.



Obr. 221. Náhradní obvod lineárního aktivního dvojbranu při admitančním nahrazení;  
a) se dvěma zdroji,  
b) s jedním zdrojem

### Náhradní obvod lineárního aktivního dvojbranu s jedním zdrojem

Pro některé výpočty je výhodné použít náhradní obvod ve tvaru článku  $\pi$  s jedním zdrojem, jak ukazuje obr. 221b. Parametry tohoto náhradního obvodu vypočteme z převodních vztahů

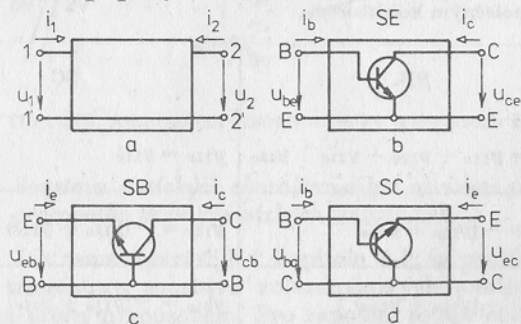
$$Y_1 = y_{11} + y_{12} \quad Y_2 = y_{22} + y_{12} \quad Y_{12} = -y_{12} \quad Y_{21} = y_{21} - y_{12}$$

## 8.2. ADMITANČNÍ NAHRAZENÍ ZESILOVACÍCH SOUČÁSTEK

### 8.2.1. Nahrazení bipolárního tranzistoru

Porovnáme-li obr. 222b, c, d s obr. 222a, zjistíme, že v zapojení se *společným emitorem* je  $u_1 = u_{be}$ ,  $i_1 = i_b$ ,  $u_2 = u_{ce}$  a  $i_2 = i_c$ . K označení dynamických parametrů připsujeme index e.

V zapojení se *společnou bází* platí  $u_1 = u_{be}$ ,  $i_1 = i_e$ ,  $u_2 = u_{cb}$  a  $i_2 = i_c$ . K parametrům připsujeme index b.



Obr. 222. Základní zapojení tranzistoru; a) obecný dvojbran, b) se společným emitorem, c) se společnou bází, d) se společným kolektorem

Pro zapojení se *společným kolektorem* plyne  $u_1 = u_{bc}$ ,  $i_1 = i_b$ ,  $u_2 = u_{ec}$  a  $i_2 = i_c$ . Pomocný index pro označení dynamických parametrů je  $c$ .

S uvážením těchto vztahů dostaneme z obecného znění linearizovaných charakteristických rovnic pro zapojení se společným emitorem

$$i_b = y_{11e}u_{be} + y_{12e}u_{ce}$$

$$i_c = y_{21e}u_{be} + y_{22e}u_{ce}$$

se společnou bází

$$i_e = y_{11b}u_{eb} + y_{12b}u_{cb}$$

$$i_c = y_{21b}u_{eb} + y_{22b}u_{cb}$$

se společným kolektorem

$$i_b = y_{11c}u_{bc} + y_{12c}u_{ec}$$

$$i_c = y_{21c}u_{bc} + y_{22c}u_{ec}$$

Je samozřejmé, že ve všech těchto vztazích je  $y_{11}$  vstupní vodivost při výstupu nakrátko,  $y_{12}$  zpětná převodní vodivost při vstupu nakrátko,  $y_{21}$  přímá převodní vodivost (strmost) při výstupu nakrátko a  $y_{22}$  výstupní vodivost při vstupu nakrátko. Navzájem si odpovídající parametry se však v jednotlivých zapojeních mohou lišit velikostí i znaménkem, protože se navzájem liší hodnoty (tj. velikost i znaménko) změn obvodových veličin, které se dosazují do definičních vztahů při výpočtu parametrů v jednotlivých zapojeních.

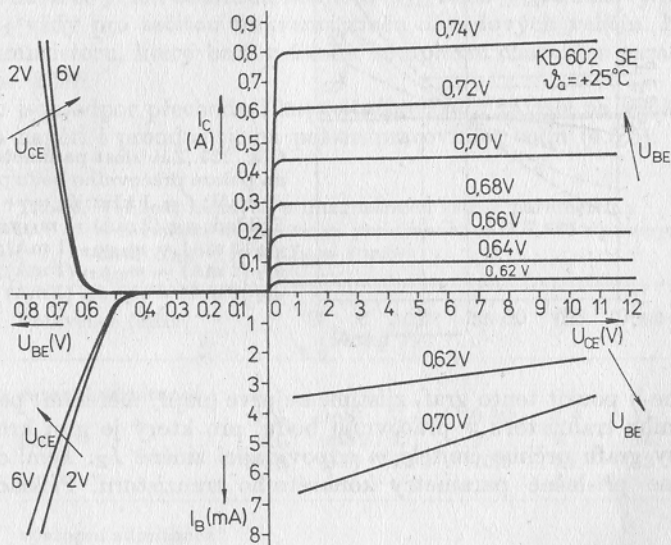
Tab. 5. Vztahy pro přepočet parametrů  $y$  v zapojení se společným emitorem na parametry  $y$  v zapojení se společnou bází a se společným kolektorem

SE	SB	SC
$y_{11e}$	$y_{11b} = y_{11e} + y_{12e} + y_{21e} + y_{22e}$	$y_{11c} = y_{11e}$
$y_{12e}$	$y_{12b} = -(y_{12e} + y_{22e})$	$y_{12c} = -(y_{11e} + y_{12e})$
$y_{21e}$	$y_{21b} = -(y_{21e} + y_{22e})$	$y_{21c} = -(y_{11e} + y_{21e})$
$y_{22e}$	$y_{22b} = y_{22e}$	$y_{22c} = y_{11e} + y_{12e} + y_{21e} + y_{22e}$

V katalogu tranzistorů se parametry často uvádějí jen pro zapojení se společným emitorem. Pro ostatní zapojení se vypočtou pomocí přepočítávacích vztahů uvedených v tabulce 5.

Např. pro tranzistor KF 524 bylo v pracovním bodu  $U_{CE} = 10 \text{ V}$ ,  $I_C = 1 \text{ mA}$  naměřeno:  $y_{11e} = 0,35 \text{ mS}$ ,  $y_{12e} = -0,02 \text{ mS}$ ,  $y_{21e} = 60 \text{ mS}$  a  $y_{22e} = 0,012 \text{ mS}$ . Užitím vztahů z tab. 5 vypočteme:  $y_{11b} = 60,342 \text{ mS}$ ,  $y_{12b} = 0,008 \text{ mS}$ ,  $y_{21b} = -60,012 \text{ mS}$ ,  $y_{22b} = 0,012 \text{ mS}$ ,  $y_{11c} = 0,35 \text{ mS}$ ,  $y_{12c} = -0,33 \text{ mS}$ ,  $y_{21c} = -60,35 \text{ mS}$  a  $y_{22c} = 0,342 \text{ mS}$ .

Všimněme si dobře rozdílů v hodnotách stejných parametrů při různých zapojeních. Mají význam pro praktické použití tranzistorů jako zesilovacích součástek. Určete, v kterém zapojení je vstupní a výstupní vodivost největší a v kterém nejmenší.



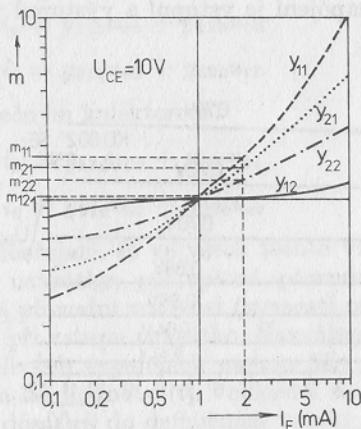
Obr. 223. Admitanční charakteristiky tranzistoru KD 602 ( $P_{c\text{dov}} = 35 \text{ W}$ )

### *Soustava statických charakteristik a závislost parametrů na poloze pracovního bodu při nízkých frekvencích*

Jak jsme vysvětlili v kapitole 8.1, odpovídá admitančnímu nahrazení tranzistoru soustava voltampérových (statických) charakteristik sestavená určitým způsobem. Pro zapojení se společným emitorem ji znázorňuje obr. 223. V kapitole 8.1 byla dále vysvětlena souvislost mezi statickými charakteristikami a dynamickými parametry. Velikost dynamických parametrů je závislá na sklonu tečen sestavených v určitém pracov-

ním bodě ke statickým charakteristikám. Protože charakteristiky nejsou lineární, mají tečny v různých pracovních bodech různý směr, a velikost parametrů proto závisí na poloze pracovního bodu.

Tranzistory stejného výrobního typu mají průběhy charakteristik navzájem podobné. Proto výrobce tranzistorů udává v katalogu závislost dynamických parametrů na poloze pracovního bodu v poměrném měřítku např. způsobem naznačeným na obr. 224. Graf platí pro nízkou konstantní frekvenci (obvykle 1 kHz).



Obr. 224. Závislost parametrů  $y$  na poloze pracovního bodu při  $U_{CE} = 10 \text{ V}$ ;  $f = 1 \text{ kHz}$ ;  $\theta_a = +25^\circ \text{C}$ .  
Příklad:  $y_{11}(2 \text{ mA}) = m_{11}y_{11}(1 \text{ mA})$ ;  
 $y_{12}(2 \text{ mA}) = m_{12}y_{12}(1 \text{ mA})$ ;  
 $y_{21}(2 \text{ mA}) = m_{21}y_{21}(1 \text{ mA})$ ;  
 $y_{22}(2 \text{ mA}) = m_{22}y_{22}(1 \text{ mA})$

Chceme-li použít tento graf, zjistíme nejprve (např. měřením) parametry konkrétního tranzistoru v pracovním bodu, pro který je graf kreslen. Ze svislé osy grafu určíme činitele  $m$  odpovídající změně  $I_E$ . Těmito činiteli znásobíme příslušné parametry konkrétního tranzistoru. Příklad je na obr. 224.

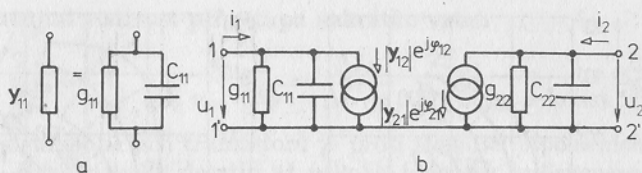
#### Závislost parametrů $y$ na frekvenci a na poloze pracovního bodu

Každý přechod PN vykazuje určitou kapacitu a odpor (4.4.2). Obě tyto složky se k sobě řadí paralelně, a proto při vysokých frekvencích, kdy již reaktanci kapacity přechodu není možné proti odporu přechodu zanedbat, musíme dynamické parametry uvažovat jako veličiny komplexní.

Vstupní a výstupní admitance  $y_{11}$  a  $y_{22}$  uvažujeme jako paralelní kombinaci reálné složky  $g_{11}$  nebo  $g_{22}$  a kapacitní složky  $b_{11} = \omega C_{11}$  nebo  $b_{22} = \omega C_{22}$ . Dostáváme vztahy (obr. 225a)

$$y_{11} = g_{11} + jb_{11} = g_{11} + j\omega C_{11}$$

$$y_{22} = g_{22} + jb_{22} = g_{22} + j\omega C_{22}$$



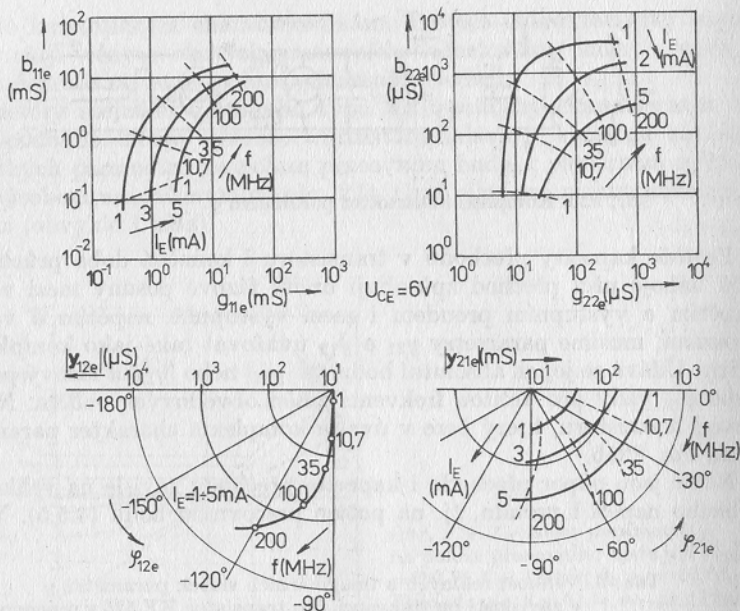
Obr. 225. Komplexní charakter parametrů  $y$

Protože kapacity přechodů v tranzistoru i konečná doba průchodu nosičů náboje přes přechod způsobují určité fázové posuny mezi vstupním napětím a výstupním proudem i mezi výstupním napětím a vstupním proudem, musíme parametry  $y_{21}$  a  $y_{12}$  uvažovat také jako komplexní veličiny. Udává se jejich absolutní hodnota  $|y_{21}|$  nebo  $|y_{12}|$  a fázový posun  $\varphi_{21}$  nebo  $\varphi_{12}$  vždy pro určitou frekvenci změn obvodových veličin. Náhradní obvod tranzistoru, který bere v úvahu komplexní charakter parametrů  $y$ , je na obr. 225b.

Navíc jsou odpor přechodu i kapacita přechodu závislé na velikosti působícího napětí i proudu, tj. na poloze pracovního bodu (4.5.5). Všechny

Tab. 6. Velikost reálných a imaginárních složek parametrů  $y$  v závislosti na frekvenci pro tranzistor KF 525 v pracovním bodě  $U_{EB} = 10$  V,  $I_E = 1$  mA

Frekvence (MHz)		10,7	35	100	200
vstupní admittance					
$y_{11e}$	$g_{11e}$ (mS)	0,82	3,4	11	
	$b_{11e}$ (mS)	1	3	9	15
	$C_{11e}$ (pF)	15	15,5	15	12
výstupní admittance					
$y_{22e}$	$g_{22e}$ ( $\mu$ S)	4,5	5	8	70
	$b_{22e}$ ( $\mu$ S)	110	318	1 000	2 000
	$C_{22e}$ (pF)	1,7	1,7	1,7	1,7
zpětná admittance					
$y_{12e}$	$-g_{12e}$ ( $\mu$ S)	0,2	1,2	18	123
	$-b_{12e}$ ( $\mu$ S)	40	110	380	778
převodní admittance					
$y_{21e}$	$g_{21e}$ (mS)	34	31,5	28	19
	$-b_{21e}$ (mS)	2,5	5,5	14	24



Obr. 226 Parametry  $u_e$  v závislosti na proudu emitoru a na frekvenci

tyto závislosti udává výrobce v katalogu buď tabulkou platnou pro jeden pracovní bod (tab. 6), nebo grafem, který zachycuje závislost parametrů na frekvenci i na poloze pracovního bodu. Příkladem je obr. 226.

## 8.2.2. Unipolární tranzistor

Pro unipolární tranzistory se udávají statické charakteristiky pouze v zapojení se společným emitorem. Linearizované charakteristické rovnice mají pro toto zapojení tvar

$$i_g = y_{11e}u_{ge} + y_{12e}u_{ce}$$

$$i_c = y_{21e}u_{ge} + y_{22e}u_{ce}$$

Protože při stejnosměrném proudu a nízkých frekvencích považujeme (4.7) vstupní proud  $i_g$  a vstupní vodivost za nulové (vstupní odpor  $10^9$  až  $10^{15} \Omega$  podle druhu tranzistoru), ztrácí první rovnice za uvedených podmínek význam a zůstává pouze rovnice druhá. Odtud pro strmost tranzistoru řízeného elektrickým polem plyne vztah

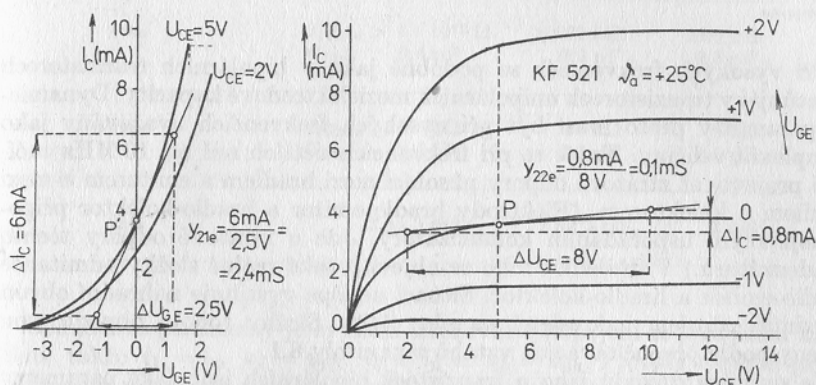
$$y_{21e} = \frac{i_c}{u_{ge}} \quad \text{při } u_{ce} = 0 = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{GE}} \quad \text{při } U_{CE} = \text{konst}$$



a pro výstupní vodivost při vstupu nakrátko vztah

$$y_{22e} = \frac{i_c}{u_{ce}} \text{ při } u_{ge} = 0 = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CE}} \text{ při } U_{GE} = \text{konst}$$

Strmost unipolárních tranzistorů je proti strmosti bipolárních tranzistorů malá. Bývá několik desetin až několik jednotek milisiemens. Výstupní vodivost je u obou druhů tranzistorů řádově stejná — desítky až stovky mikrosiemens.



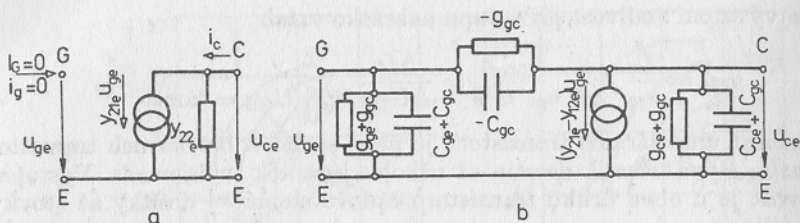
Obr. 227. Soustava statických charakteristik tranzistoru KF 521

Z obecných zákonitostí (8.1) plyne způsob znázornění soustavy statických charakteristik i jejich vzájemná souvislost. Příklad je na obr. 227. Všimněme si, že vzhledem ke tvaru výstupních charakteristik mají převodní charakteristiky málo rozdílné průběhy pro napětí  $U_{CE}$ , která padnou do oblasti nasyceného kolektorového proudu. Tvar převodních charakteristik je přibližně kvadratický. Jejich průběh se při záporném předpětí hradla jen zvolna blíží k nulovému proudu  $I_C$ , kterého dosáhne při závěrném předpětí  $U_{GEz}$ , které nezávisí na velikosti napětí  $U_{CE}$ . Pracovní bod je určen napětím  $U_{CE}$ , proudem  $I_C$  a předpětím hradla  $U_{GE}$ . Můžeme ho nakreslit do výstupní i převodní charakteristiky (obr. 227). Zakreslíme-li v pracovním bodu tečny k charakteristikám, stanovíme obvyklým způsobem parametry  $y_{21e}$  a  $y_{22e}$ . Příklad je naznačen na obr. 227.

Náhradní obvod tranzistoru řízeného elektrickým polem platný pro malé změny obvodových veličin a nízké frekvence plyne z linearizované charakteristické rovnice

$$i_c = y_{21e}u_{ge} + y_{22e}u_{ce}$$

postupem podrobně vysvětleným v kapitole 8.1. Výsledek je na obr. 228a.



Obr. 228. Náhradní obvod tranzistoru FE pro a) nízké frekvence, b) vysoké frekvence

Při vysokých frekvencích se podobně jako v bipolárních tranzistorech uplatňují i v tranzistorech unipolárních mezielektrodové kapacity. Dynamické parametry proto musí být při vysokých frekvencích uvažovány jako komplexní veličiny. Navíc se při frekvencích větších než asi 10 MHz začínají projevovat ztrátové odpory působící mezi hradlem a emitorem a mezi hradlem a kolektorem. (Elektrody hradlo-emitor a hradlo-kolektor připomínají svým uspořádáním kondenzátory. Jde o ztrátové odpory těchto kondenzátorů.) V důsledku toho se objevují také reálné složky admittance hradlo-emitor a hradlo-kolektor. Situaci nejlépe vystihuje náhradní obvod s jedním zdrojem nakreslený na obr. 228b. Složky tohoto obvodu jsou určeny podle přepočítávacích vztahů z kapitoly 8.1.

Ze stejných důvodů jako u tranzistorů bipolárních jsou také parametry unipolárních tranzistorů závislé na poloze pracovního bodu a na frekvenci. Příslušné závislosti se uvádějí v katalogu tabulkou nebo grafem. Příklad je v tab. 7.

Všimněme si, že tranzistor řízený elektrickým polem má při nízké frekvenci vstupní odpor velmi vysoký ( $10^{14}$  až  $10^{15} \Omega$  pro MISFET), avšak při frekvenci několik desítek megahertzů je vstupní odpor již jen několik set kiloohmů.

Checeme-li tranzistor řízený elektrickým polem použít v jiném základním zapojení, přepočteme jeho parametry podle vztahů z tab. 5.

### 8.2.3. Zesilovací elektronky

Typickou představitelkou zesilovacích elektronek, které v současné době neztratily svůj význam, je trioda. Triody se stále používají ve výkonových stupních velkých vysílačů.

Na triodu v obvodu střídavého proudu můžeme podobně jako na tranzistor nahlížet jako na lineární aktivní dvojbran a psát pro ni linearizované charakteristické rovnice s vodivostními parametry

$$i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2$$

$$i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2$$

Tab. 7. Závislost parametrů  $y$  tranzistoru řízeného elektrickým polem na frekvenci KF 521:  $U_{CE} = 6 \text{ V}$ ,  $I_C = 4 \text{ mA}$ ,  $U_{GE} = 0 \text{ V}$

Frekvence	1 kHz	10 MHz	100 MHz
$y_{11e}$	$1/g_{11e} > 5 \cdot 10^{12} \Omega$ $C_{11e} \quad 2,8 \text{ pF}$	$> 200 \text{ k}\Omega$ $2,8 \text{ pF}$	$100 \text{ k}\Omega$ $2,8 \text{ pF}$
$y_{12e}$	$1/g_{12e} > 5 \cdot 10^{12} \Omega$ $C_{12e} \quad 0,6 \text{ pF}$	$> 200 \text{ k}\Omega$ $0,6 \text{ pF}$	$100 \text{ k}\Omega$ $0,6 \text{ pF}$
$y_{22e}$	$1/g_{22e} > 10 \text{ k}\Omega$ $C_{22e} \quad 2,5 \text{ pF}$	$10 \text{ k}\Omega$ $2,5 \text{ pF}$	$6 \text{ k}\Omega$ $2,5 \text{ pF}$
$y_{21e}$	$2 \text{ až } 3 \text{ mS}$	$2 \text{ až } 3 \text{ mS}$	$2 \text{ mS}$

Jednotlivé parametry je zvykem uvažovat v zapojení se společnou katodou, takže  $i_1 = i_g$ ,  $u_1 = u_{gk}$ ,  $i_2 = i_a$  a  $u_2 = u_{ak}$ . Protože vstupní proud  $i_1 = i_g$  je v běžném provozu s mřížkou zápornou proti katodě roven nule, není třeba se první rovnicí (stejně jako u tranzistorů řízených elektrickým polem) zabývat. V druhé rovnici konkretizujeme obvodové veličiny

$$i_a = y_{21}u_{gk} + y_{22}i_a$$

a určíme význam parametrů. Dostáváme  
strmost (převodní vodivost)

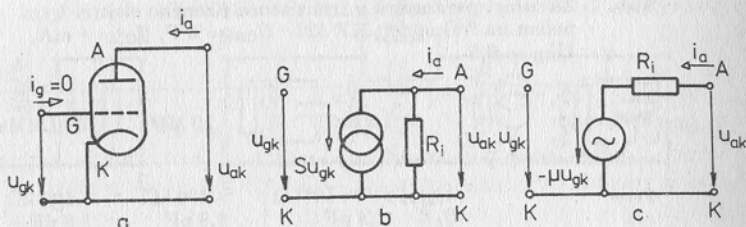
$$y_{21} = \frac{i_a}{u_{gk}} \text{ při } u_a = 0$$

kteřá se označuje písmenem  $S$ . Pro přijímací triody dosahuje hodnot 2 až 5 mA/V, pro vysílací triody kolem 100 až 200 mA/V.

*Vnitřní vodivost*

$$y_{22} = \frac{i_a}{u_a} \text{ při } u_{gk} = 0$$

V praxi se používá převrácená hodnota vnitřní vodivosti, vnitřní odpor  $R_i$ . Jeho obvyklá velikost je několik kiloohmů až několik desítek kiloohmů. Pro vysílací triody velkých výkonů jen stovky ohmů. Dosazením těchto parametrů do rovnice pro anodový proud dostaneme



Obr. 229. a) Trioda jako dvojbran, b), c) náhradní obvody triody

$$i_a = S u_{gk} + \frac{u_a}{R_i}$$

Pomocí tohoto vztahu můžeme nakreslit náhradní obvod triody s proudovým zdrojem (obr. 229b). Vynásobením poslední rovnice vnitřním odporem  $R_i$  a osamostatněním  $u_a$  získáme

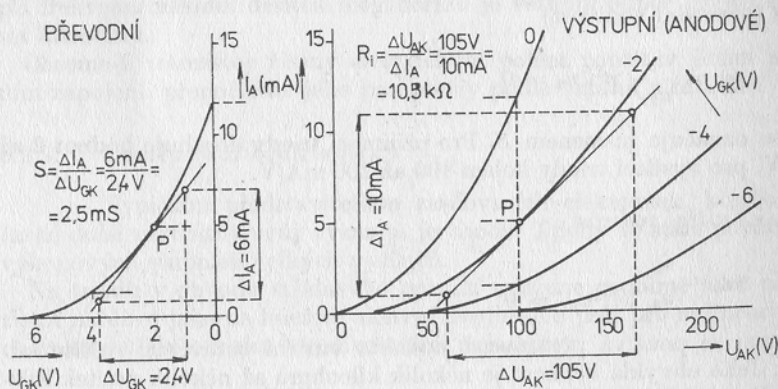
$$u_a = i_a R_i - S R_i u_{gk}$$

Při konstantním anodovém proudu  $I_A = \text{konst}$  (tj.  $i_a = 0$ ) pak plyne součin

$$S R_i = - \frac{u_a}{u_{gk}} = \mu \quad (i_a = 0)$$

nazývaný Barkhausenova rovnice.

Poměr  $u_a / -u_{gk}$  označený  $\mu$  se nazývá zesilovací činitel triody. Protože  $u_a$  a  $u_{gk}$  mají navzájem opačná znaménka, je zesilovací činitel  $\mu$  kladný. Činí několik desítek.



Obr. 230. Soustava charakteristik triody. Určení parametrů  $R_i$  a  $S$

Dosažením  $\mu = SR_1$  do předposlední rovnice vznikne vztah

$$u_a = i_a R_1 - \mu u_{gk}$$

dovolující nakreslit náhradní obvod triody s napěťovým zdrojem, jak ukazuje obr. 229c.

Velikost parametrů pro určitý pracovní bod lze stanovit měřením nebo graficky způsobem naznačeným na obr. 230, na kterém zároveň můžeme sledovat souvislost anodových (výstupních) a převodních charakteristik.

### 8.3. HYBRIDNÍ NAHRAZENÍ DVOJBRANU

#### 8.3.1. Základní vztahy

Linearizované charakteristické rovnice pro hybridní nahrazení dvojbranu mají tvar

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2$$

$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2$$

Způsobem, kterým jsme určovali parametry  $y$  v kapitole 8.1, vypočteme

$$h_{11} = \frac{u_1}{i_1} \text{ při } u_2 = 0 = \frac{\Delta U_1}{\Delta I_1} \text{ při } U_2 = \text{konst}$$

je vstupní odpor při výstupu nakrátko,

$$h_{12} = \frac{u_1}{u_2} \text{ při } i_1 = 0 = \frac{\Delta U_1}{\Delta U_2} \text{ při } I_1 = \text{konst}$$

je zpětný napěťový zesilovací činitel při vstupu naprázdno,

$$h_{21} = \frac{i_2}{i_1} \text{ při } u_2 = 0 = \frac{\Delta I_2}{\Delta I_1} \text{ při } U_2 = \text{konst}$$

je proudový zesilovací činitel při výstupu nakrátko a

$$h_{22} = \frac{i_2}{u_2} \text{ při } i_1 = 0 = \frac{\Delta I_2}{\Delta U_2} \text{ při } I_1 = \text{konst}$$

je výstupní vodivost při vstupu naprázdno.

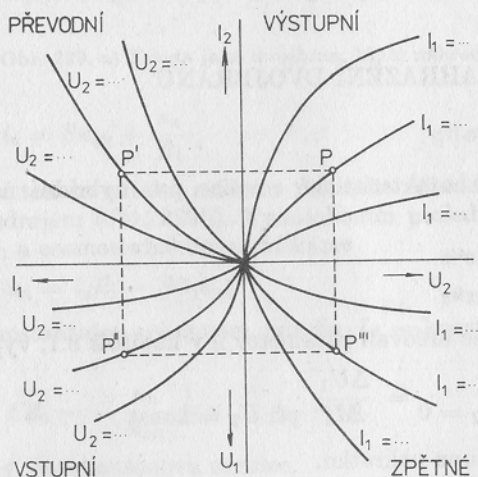
Dynamické parametry mají různé fyzikální rozměry,  $h_{12}$  a  $h_{21}$  jsou veličiny bezrozměrné,  $h_{11}$  má rozměr odporu a  $h_{22}$  rozměr vodivosti. Proto se nazývají hybridní (smíšené) a označují se písmenem  $h$ . Odpovídající charakteristické rovnice mají obecný tvar

$$U_1 = H_1(I_1, U_2)$$

$$I_2 = H_2(I_1, U_2)$$

kterému odpovídá způsob kreslení statických voltampérových charakteristik naznačený na obr. 231.

Stejně jako v soustavě admitančních charakteristik (obr. 219) je možné zakreslit též do soustavy hybridních charakteristik čtyři obrazy zvoleného pracovního bodu součástky. Leží opět ve vrcholech čtverce nebo obdélníka (obr. 231).



Obr. 231. Způsob kreslení soustavy hybridních charakteristik dvojbranu

Charakteristiky v 1. kvadrantu udávají závislost výstupního proudu na výstupním napětí při konstantním vstupním proudu. Nazývají se výstupní a můžeme z nich pomocí tečny v pracovním bodu určit výstupní vodivost  $h_{22}$ . Ve druhém kvadrantu jsou charakteristiky převodní (přímé převodní), které dovolují určit parametr  $h_{21}$ . Závislost vstupního napětí na vstupním proudu nakreslená ve třetím kvadrantu je vstupní charakteristika dovolující stanovit vstupní odpor  $h_{11}$ . Průběhy ve čtvrtém kvadrantu ukazují vliv výstupního napětí součástky zpětně na vstupní napětí. Nazývají se zpětné (zpětné převodní) charakteristiky a určujeme z nich zpětný napěťový zesilovací činitel  $h_{12}$ .

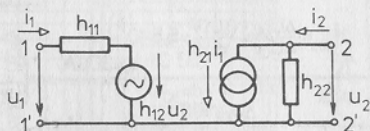
Náhradní obvod součástky (dvojbranu) s parametry  $h$  platný pro malé změny polohy pracovního bodu plyne z linearizovaných charakteristických rovnic.

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2$$

$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2$$

První část náhradního obvodu na obr. 232 sestavíme podle první rovnice, která říká, že vstupní napětí  $u_1$  se skládá ze dvou složek zapojených v sérii. (V rovnici je součet dvou napětí. Tomu odpovídá sériové zapojení.) První složka napětí  $u_1$  vzniká průchodem proudů  $i_1$  vstupním odporem  $h_{11}$ . Na druhou složku nemá proud  $i_1$  vliv. Součástka, která tuto složku vstupního napětí představuje, musí proto mít nulový vnitřní odpor a zároveň musí vytvářet napětí velikosti  $h_{12}u_2$ . Z této úvahy je zřejmé, že jde o ideální zdroj napětí.

Druhá část náhradního obvodu je tvořena paralelním zapojením (součet proudů ve druhé rovnici) výstupní vodivosti  $h_{22}$  a ideálního zdroje proudu  $h_{21}i_1$ . Celý náhradní obvod je nakreslen na obr. 232.



Obr. 232. Náhradní obvod dvojbranu při hybridním nahrazení

Z definičních rovnic parametrů  $h$  vyplývá, že je možné tyto parametry určovat pouze pro dvojbrany s nenulovým vstupním proudem. Ze současných zesilovacích součástek vyhovuje této podmínce pouze bipolární tranzistor. Pro ostatní zesilovací součástky se hybridní parametry nedefinují.

### 8.3.2. Hybridní nahrazení bipolárního tranzistoru

Obrázek 233 ukazuje soustavu statických charakteristik pro zapojení se společným emitorem nakreslenou podle obecných zákonitostí platných pro hybridní nahrazení dvojbranu (8.3.1).

Linearizované charakteristické rovnice pro jednotlivá základní zapojení nakreslená na obr. 222 získáme konkretizací obvodových veličin. Pro zapojení se společným emitorem dostaneme

$$u_{be} = h_{11e}i_b + h_{12e}u_{ce}$$

$$i_c = h_{21e}i_b + h_{22e}u_{ce}$$

Pro společnou bázi platí

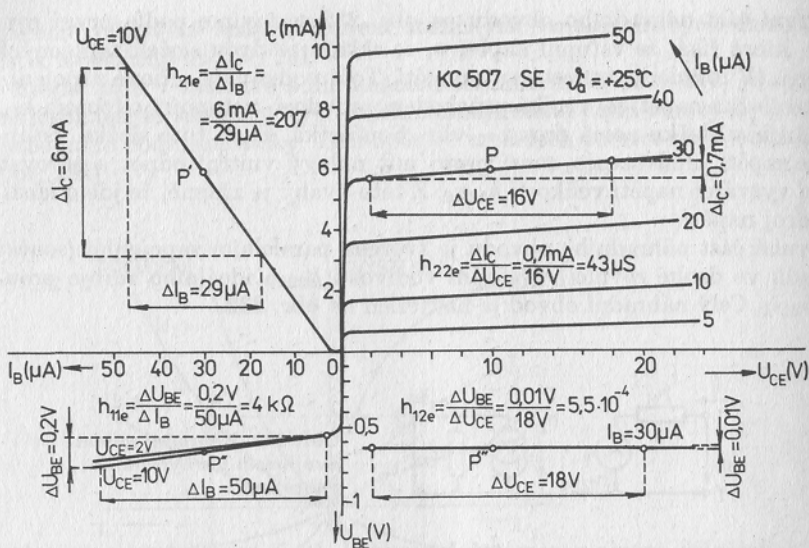
$$u_{eb} = h_{11b}i_e + h_{12b}u_{cb}$$

$$i_c = h_{21b}i_e + h_{22b}u_{cb}$$

a pro společný kolektor

$$u_{bc} = h_{11c}i_b + h_{12c}u_{ec}$$

$$i_e = h_{21c}i_b + h_{22c}u_{ec}$$



Obr. 233. Hybridní charakteristiky tranzistoru KC 507. Určení parametrů  $h_e$

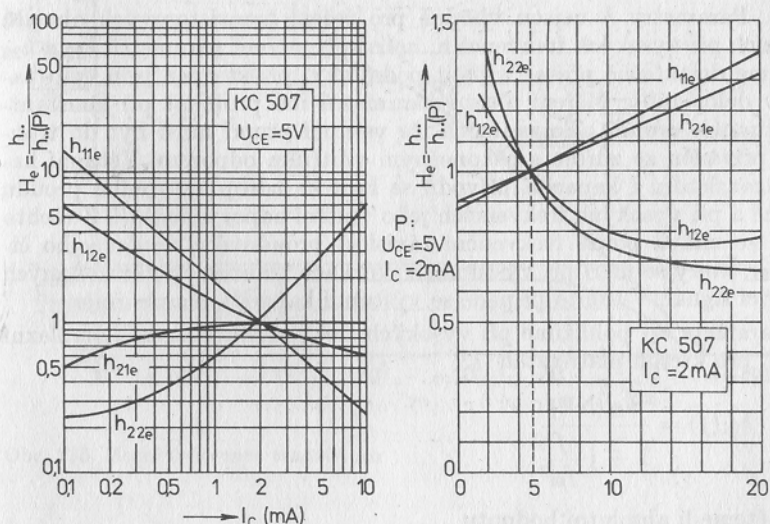
Tab. 8. Vztahy pro přepočítání parametrů  $h$  v zapojení se společným emitorem na parametry  $h$  v zapojení se společnou bází a se společným kolektorem

SE	SB	SC
$h_{11e}$	$h_{11b} = \frac{h_{11e}}{1 + h_{21e}}$	$h_{11c} = h_{11e}$
$h_{12e}$	$h_{12b} = \frac{h_{11e} h_{22e}}{1 + h_{21e}} - h_{12e}$	$h_{12c} = 1 - h_{12e}$
$h_{21e}$	$h_{21b} = -\frac{h_{21e}}{1 + h_{21e}}$	$h_{21c} = -(1 + h_{21e})$
$h_{22e}$	$h_{22b} = \frac{h_{22e}}{1 + h_{21e}}$	$h_{22c} = h_{22e}$



Způsob určení parametrů  $h$  z těchto rovnic byl vysvětlen v kapitole 8.3.1. Stejně parametry se podobně jako parametry  $y$  mohou v jednotlivých zapojeních lišit velikostí i znaménkem. Opět se parametry uvádějí nejčastěji pro zapojení se společným emitorem. Přepočtení na jiné zapojení se provádí podle vztahů z tab. 8.

Je-li např. pro tranzistor KC 507 v pracovním bodu  $U_{CE} = 10 \text{ V}$ ,  $I_C = 1 \text{ mA}$ ,  $h_{11e} = 1800 \Omega$ ,  $h_{12e} = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $h_{21e} = 280$  a  $h_{22e} = 40 \mu\text{S}$  ( $1/h_{22e} = 25 \text{ k}\Omega$ ), dostaneme pomocí tab. 8:  $h_{11b} = 6,4 \Omega$ ,  $h_{11c} = 1800 \Omega$ ,  $h_{12b} = 56 \cdot 10^{-4}$ ,  $h_{12c} = 1$ ,  $h_{21b} = -0,996$ ,  $h_{21c} = -281$ ,  $h_{22b} = 0,142 \mu\text{S}$  ( $1/h_{22b} = 7 \text{ M}\Omega$ ) a  $h_{22c} = 40 \mu\text{S}$  ( $1/h_{22c} = 25 \text{ k}\Omega$ ). Porovnejte navzájem



Obr. 234. Závislost parametrů  $h$  na poloze pracovního bodu

Tab. 9. Přepočtení parametrů  $y$  na parametry  $h$  a parametrů  $h$  na parametry  $y$

$$h_{11} = \frac{1}{y_{11}} \quad h_{12} = -\frac{y_{12}}{y_{11}} \quad h_{21} = \frac{y_{22}}{y_{11}} \quad h_{22} = \frac{\Delta y}{y_{11}}$$

$$y_{11} = \frac{1}{h_{11}} \quad y_{12} = -\frac{h_{12}}{h_{11}} \quad y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}} \quad y_{22} = \frac{\Delta h}{h_{11}}$$

$$\Delta h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$$

$$\Delta y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$$

hodnoty stejných parametrů v různých zapojeních. Je to důležité pro získání zkušeností a cvičení technického odhadu.

Stejně jako při admitačním nahrazení tranzistoru je možné v jednotlivých pracovních bodech statických charakteristik určovat hybridní dynamické parametry pomocí tečen k charakteristikám. Závislost parametrů  $h$  na poloze pracovního bodu se opět udává v poměrném měřítku způsobem znázorněným na obr. 234.

Vztahy uvedené v tab. 9 dovolují přepočítat parametry  $h$  na parametry  $y$  nebo parametry  $y$  na parametry  $h$ .

### Závislost parametrů $h$ na frekvenci

Parametry  $h$  nejsou vhodné pro řešení tranzistorových obvodů pracujících při vysokých frekvencích, neboť při měření parametrů  $h_{12}$  a  $h_{22}$  nemůžeme dostatečně přesně zajistit podmínky, při kterých jsou tyto parametry definovány. Měření těchto parametrů má probíhat při konstantním vstupním proudu. To znamená, že vstupní proud musí být do tranzistoru přiváděn ze zdroje s nekonečným vnitřním odporem. Vstupní kapacita tranzistoru i kapacita přívodu se řadí ke zdroji vstupního proudu paralelně a při vysokých frekvencích jeho vnitřní odpor zmenšují. Z těchto důvodů se udává pouze frekvenční závislost proudového zesilovacího činitele  $h_{21}$ , který se měří při výstupních svorkách tranzistoru zkratovaných pro měřicí signál. V tomto případě se výstupní kapacita neuplatňuje.

Na parametr  $h_{21}$  pohlížíme při vysokých frekvencích jako na komplexní veličinu, pro kterou platí vztah

$$h_{21}(f) = \frac{h_{21}(\text{NF})}{1 + j \frac{f}{f_m}}$$

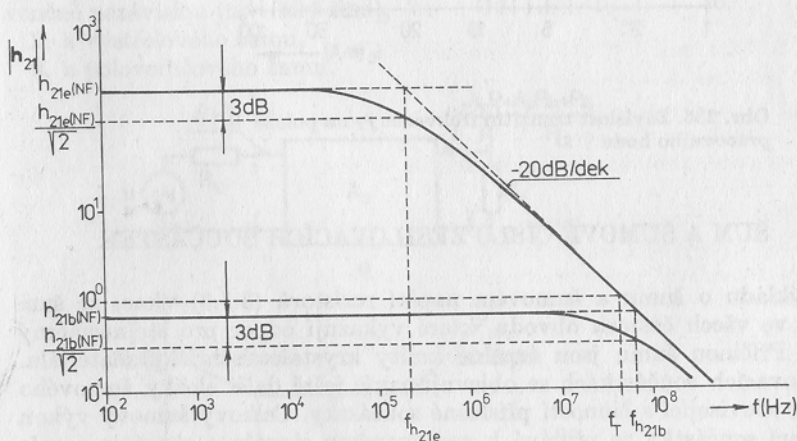
Vypočteme-li absolutní hodnotu

$$|h_{21}(f)| = \frac{h_{21}(\text{NF})}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_m}\right)^2}}$$

vidíme, že se proudový zesilovací činitel tranzistoru při zvyšování frekvence zmenšuje stejně, jako se zmenšuje např. napěťový přenos integračního článku  $RC$  (7.2.1),  $f_m$  je mezní frekvence tranzistoru, při které se absolutní hodnota proudového zesilovacího činitele zmenší o 3 dB proti své velikosti na nízkých frekvencích  $h_{21}(\text{NF})$ . Závislost je pro zapojení se společným emitorem a se společnou bází nakreslena na obr. 235.

Kromě mezní frekvence v zapojení se společným emitorem  $f_{h_{21e}}$  a se společnou bází  $f_{h_{21b}}$  je zde vyznačena ještě tranzitní frekvence tranzistoru označená  $f_T$ . Je to frekvence, při které parametr  $h_{21e}$  poklesne na hodno-

tu 1. Vidíme, že frekvence  $f_T$  je pouze o málo nižší než frekvence  $f_{h_{21b}}$ . Směrnice asymptoty k frekvenční závislosti  $h_{21e}$  v oblasti vysokých frekvencí je  $-20$  dB/dek. To znamená, že kolikrát se v této frekvenční oblasti změní frekvence, tolikrát se změní velikost  $h_{21e}$ . Protože při frekvenci  $f_T$  je  $h_{21e} = 1$ , je při frekvenci  $\frac{1}{2} f_T$  činitel  $h_{21e} = 2$ , při frekvenci  $\frac{1}{10} f_T$  je  $h_{21e} = 10$  atd.



Obr. 235. Mezní frekvence tranzistoru

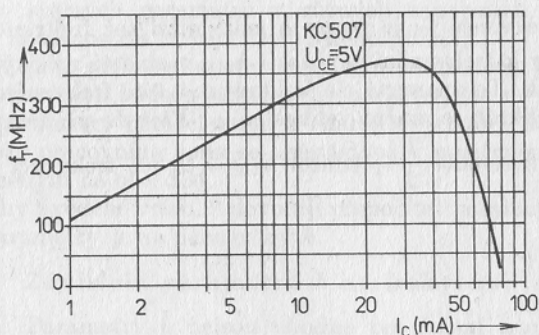
Ze stejného důvodu platí

$$h_{21e}(\text{NF}) = \frac{f_T}{f_{h_{21e}}}$$

Odtud dostaneme vztah, který ukazuje vzájemnou souvislost mezních frekvencí tranzistoru

$$h_{21e}(\text{NF}) f_{h_{21e}} = f_T \doteq f_{h_{21b}}$$

Tranzistní frekvence  $f_T$  má pro nízkofrekvenční výkonové tranzistory velikost několik set kilohertzů až několik megahertzů. (Např. pro KD 605 je  $f_T = 2$  MHz.) Vysokofrekvenční tranzistory mají frekvenci  $f_T$  několik stovek megahertzů až několik gigahertzů. Závislost frekvence  $f_T$  na poloze pracovního bodu se udává v konstrukčním katalogu tranzistorů grafem (např. obr. 236).



Obr. 236. Závislost tranzitní frekvence  $f_T$  na poloze pracovního bodu

#### 8.4. ŠUM A ŠUMOVÉ ČÍSLO ZESILOVACÍCH SOUČÁSTEK

Z výkladu o šumu a šumovém napětí rezistorů (3.1.3) víme, že šum vzniká ve všech částech obvodu, které vykazují odpor pro stejnosměrný proud. Příčinou šumu jsou tepelné kmity krystalové mřížky materiálu. V zesilovacích součástkách se objevují navíc ještě další složky šumového výkonu související s činností příslušné součástky. Celkový šumový výkon zesilovací součástky se přidává k zesilovanému signálu a zhoršuje poměr užitečný signál – šum na výstupu součástky.

Aby užitečný signál nezanikl v šumu, musí být proti šumovému napětí dostatečně velký. Proto je šum zesilovací součástky činitel, který omezuje zvětšování citlivosti elektronických zařízení. Důležitou veličinou je *šumové číslo*  $F$  definované vztahem

$$F = \frac{\frac{\text{výkon užitečného signálu}}{\text{výkon šumu}} \text{ na vstupu}}{\frac{\text{výkon užitečného signálu}}{\text{výkon šumu}} \text{ na výstupu}}$$

Jak ukazuje obr. 237a, přichází na vstup zesilovací součástky užitečný výkon  $P_1$  a šumový výkon  $P_{s1}$ . Zesilovací součástka tyto výkony  $A_p$ krát zesílí a přidá svůj vlastní vnitřní šumový výkon  $P_{s1}$ . Dosadíme-li tyto hodnoty do definice šumového čísla, dostáváme

$$F = \frac{P_1 : P_{s1}}{A_p P_1 : (A_p P_{s1} + P_{s1})} = 1 + \frac{P_{s1}}{P_{s1}} \frac{1}{A_p}$$

Šumové číslo se často udává v decibelech podle vztahu

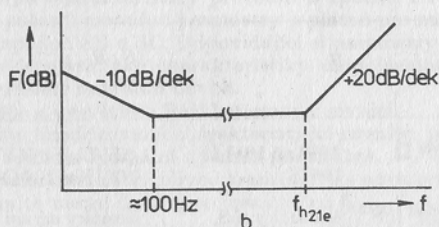
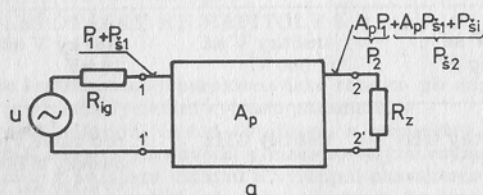
$$F_{dB} = 10 \log F$$

Je zřejmé, že každé reálné zařízení má  $F > 1$ , tj.  $F_{dB} > 0$  dB.

Šumové číslo bipolárních tranzistorů

Šumový výkon bipolárních tranzistorů  $P_{\Sigma 1}$  se skládá ze tří hlavních složek:

1. z tepelného šumu polovodičového materiálu, který je veličinou frekvenčně nezávislou (tzv. bílý šum),
2. z výstřelového šumu,
3. z polovodičového šumu.



Obr. 237. a) Odvození šumového čísla dvojbranu;  
b) závislost šumového čísla  $F$  v decibelech na frekvenci pro tranzistor v zapojení SE

Druhá a třetí složka vznikají v důsledku nepravidelného uvolňování a rekombinace nosičů náboje i jejich nepravidelných přestupů přes přechod PN. Uplatňují se hlavně při nízkých frekvencích. Jsou nepřímo úměrné frekvenci, při zvyšování frekvence se tedy zmenšují (tzv. šum  $1/f$ ). U moderních křemíkových tranzistorů se tyto složky šumu zmenší na zanedbatelnou hodnotu již při frekvenci kolem 100 Hz.

Při vyšších frekvencích je již šumový výkon  $P_{\Sigma 1}$  stálý. Šumové číslo  $F$  sleduje ve frekvenčním pásmu, ve kterém je výkonové zesílení  $A_p$  frekvenčně nezávislé, frekvenční závislost  $P_{\Sigma 1}$ . Při vysokých frekvencích však výkonové zesílení tranzistoru klesá (frekvenční závislost  $h_{21} - 8.3.2$ ), a proto se šumové číslo při vysokých frekvencích zvětšuje. Situaci zachycuje obr. 237b. Šumové číslo  $F$  bipolárních tranzistorů v oblasti středních frekvencí je několik jednotek decibelů.

Tab. 10. Srovnání základních vlastností vysvětlených zesilovacích součástek

	bipolární	Tranzistor unipolární	Vysilací elektronka
Dovolená ztráta kolektorová (anodová)	50 mW až stovky W	50 mW až stovky W	stovky W až stovky kW (250 kW v ČSSR)
Největší přípustný výstupní proud $I_{av}$	desítky mA až desítky A	desítky mA až desítky A	desítky A
Napájecí napětí	desítky V až stovky V	desítky V až 1 000 V	stovky V až více než 10 kV
Nejvyšší pracovní frekvence	jednotky GHz	desítky GHz	pro velké výkony desítky MHz, pro malé výkony asi 1 GHz
Používané dynamické parametry	$y, h$	$y$	$S, R_i, \mu$ ( $y$ )
Typické vlastnosti v zapojení SE (SK)	$R_{vst} 10^2$ a $10^3 \Omega$ $R_{výst} 10^4 \Omega$	$10^{10}$ až $10^{15} \Omega$ $10^4 \Omega$	při $U_{Gk} < 0$ V $10^{10} \Omega$ $10^2 \Omega$ až $10^4 \Omega$
pro nízké frekvence	$y_{21e} 10^2$ až $10^3$ mS	jednotky mS	desítky až asi 200 mS
Šumové číslo při středních frekvencích	3 až 5 dB	2 až 3 dB	triody 3 až 6 dB

### Šum tranzistorů řízených elektrickým polem

Šum tranzistorů řízených elektrickým polem je tvořen hlavně tepelným šumem kanálu. Výstřelový i polovodičový šum jsou u těchto tranzistorů (hlavně MOS) velmi malé. Šumové číslo  $F$  je při vhodné poloze pracovního bodu a teplotě  $+25^\circ\text{C}$  kolem 2 dB.

### Šum elektronek

Šum elektronek se udává tzv. *ekvivalentním šumovým odporem*  $R_s$ . Je to odpor rezistoru, který je-li připojen na vstupní svorky ideální bezšumové elektrony a je-li zahřát na teplotu katody (počítá se zpravidla

1 000 K), dává na výstupu této elektronky stejné šumové napětí jako skutečná elektronka. Pro triody se uvádí přibližný vztah

$$R_g = \frac{3}{S}$$

kde  $S$  je strmost triody v siemensích. Šumové číslo  $F$  triod bývá několik decibelů.

Tabulka 10 srovnává základní vlastnosti vysvětlených zesilovacích součástek.

### KONTROLNÍ OTÁZKY KE KAPITOLE 8

1. Napište linearizované charakteristické rovnice při admitančním nahrazení dvojbranu a odvoďte fyzikální význam parametrů  $y$ .
2. Nakreslete náhradní obvod dvojbranu s parametry  $y$ . Při kreslení zdůrazněte souvislost náhradního obvodu s linearizovanými rovnicemi.
3. Obkreslete z katalogu vstupní a výstupní charakteristiky zvoleného tranzistoru. Sestrojte charakteristiky převodní a zpětné. Zvolte pracovní bod a určete graficko-početní metodou parametry  $y$  platné pro zapojení SE. Vypočtete parametry pro zapojení SB a SC. Odpovídající si parametry navzájem porovnejte.
4. Nakreslete statické charakteristiky unipolárního tranzistoru, určete parametry a nakreslete náhradní obvod.
5. Napište a vysvětlete Barkhausenovu rovnici.
6. Napište linearizované charakteristické rovnice pro hybridní nahrazení dvojbranu a odvoďte fyzikální význam parametrů.
7. Nakreslete náhradní obvod tranzistoru s parametry  $h$ .
8. Definujte mezní frekvence tranzistoru  $f_{h_{21e}}$ ,  $f_{h_{21b}}$ ,  $f_T$ .
10. Nakreslete graf závislosti šumového čísla tranzistoru na frekvenci.

## ODPOVĚDI NA KONTROLNÍ OTÁZKY

### Kapitola 1

5. V počátku souřadnic  $R_i = R_{ss} \doteq 36 \Omega$ ;  $R_{ss \max} \doteq 1\,125 \Omega$

### Kapitola 2

1.  $U_0 = 38,7 \text{ V}$ ;  $I_k = 55,28 \text{ mA}$ ;  $R_1 = 700 \Omega$
2.  $R_n = 180,3 \Omega$ ;  $I_n = 22,7 \text{ mA}$ ;  $U_n = 4,1 \text{ V}$
3.  $R_1 = 2 \text{ M}\Omega$ ;  $R_1 = 3,33 \text{ M}\Omega$ ;  $R_2 = 5 \text{ M}\Omega$ ;  $U_{20} = 1\,800 \text{ V}$
4.  $U_3 = 1,75 \text{ V}$  a  $10,4 \text{ V}$
5.  $R_s = 42 \Omega$ ;  $P_n = 0,08 \text{ W}$ ;  $P_{R_s} = 0,42 \text{ W}$

### Kapitola 3

2.  $U_{sT} = 5,3 \mu\text{V}$ ;  $U_{sp} = 36 \mu\text{V}$ ;  $U_{s\text{celk}} = 36,39 \mu\text{V}$
3.  $R_p = 9,9 \text{ k}\Omega$ ;  $R_s = 0,99 \Omega$
4.  $U_{\max} = 12 \text{ V}$  nebo  $U_{er} = 8,5 \text{ V}$
5.  $R_s = 2,26 \Omega$ ;  $R_p = 14,46 \text{ k}\Omega$
7.  $L = 5,58 \mu\text{H}$
8.  $N = 36$  závitů
9.  $N = 200$  závitů
10.  $N_1 = 1\,310$  závitů;  $N_2 = 191$  závitů
11.  $p = 5,48$

### Kapitola 4

2.  $\mu = v/E$ ; GaAs  $\mu_e = 0,8 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , Ge  $\mu_e = 0,38 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , Si  $\mu_e = 0,15 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
4.  $U_D = 0,2 \text{ V}$  (Ge),  $0,56 \text{ V}$  (Si),  $1,3 \text{ V}$  (GaAs)
11.  $Q = 1/2\pi f R_s C_d$ ;  $f_h$  je frekvence při které  $Q = 1$

### Kapitola 7

2.  $\varphi(f_1) = 32,14^\circ$ ,  $\varphi(f_2) = 51,49^\circ$ ;  $|\mathbf{Z}(f_1)| = 1\,181 \Omega$ ,  $|\mathbf{Z}(f_2)| = 1\,606 \Omega$
3. 0; 6; 12; 20; 26 dB
4. -6; -20; -26; -40 dB
5. 1 : 1;  $\sqrt{2}$  : 1; 2 : 1; 10 : 1, 1 000 : 1; 1 :  $\sqrt{2}$ ; 1 : 4; 1 : 10; 1 : 707
6.  $R_p = 3\,948 \Omega$
11.  $R_{p0} = 520,87 \text{ k}\Omega$ ;  $Q = 26,36$
12.  $\varphi = 65,43$ ;  $I_L = 130,86 \text{ mA}$
13.  $B_3 = 8,41 \text{ kHz}$ ;  $B_6 = 14,56 \text{ kHz}$
16.  $b = 1$ ;  $b = 1,06$ ;  $b = 1,25$ ;  $b = 2,6$
17.  $f_{\max 1} = 459,37 \text{ kHz}$ ;  $f_{\max 2} = 440,81 \text{ kHz}$



## LITERATURA

- [1] *Beneš, O. — Černý, A. — Žalud, V.*: Tranzistory řízené elektrickým polem, Praha, SNTL 1972.
  - [2] *Brodribb, P. B.*: Microwave diodes, Radiocommunication 8/1971.
  - [3] *Čermák, J. — Navrátil, J.*: Tranzistorová technika. Praha, SNTL 1967.
  - [4] *Fedorov, N. D.*: Elektronnyje i kvantovije pribory SVČ, ATOMIZDAT 1974.
  - [5] *Frank, H. — Šnejdar, V.*: Krystalové elektronky, Praha, SNTL 1959.
  - [6] *Krejčířík, A.*: Elektronika, cvičení. Praha, ČVUT 1982.
  - [7] *Liao, S. Y.*: Microwave devices and circuits. Prentice-Hall, New Jersey 1980.
  - [8] *Matátko, J. — Foitová, E.*: Elektronika pro 3. ročník SPŠE. Praha, SNTL 1981.
  - [9] Motorola: Mc MOS Handbook 1973.
  - [10] *Sevin, J. L.*: Field-Effect-Transistors. Texas Instruments 1969.
  - [11] *Stránský, J a kol.*: Polovodičová technika I. SNTL/ALFA 1973.
  - [12] *Svečnickov, Š. V.*: Základy optoelektroniky. Praha, SNTL 1975.
  - [13] TESLA Rožnov: Metodická příručka pro přípravu učitelů středních škol, 1982.
  - [14] TESLA VÚST: Polovodičové součástky v mikrovlnné technice, 1977.
  - [15] TESLA VÚST: Quo vadis elektronika 80, 81, 82, 83.
  - [16] TESLA VÚST: Sborník přednášek, Dny nové techniky 1981.
  - [17] *Trnka, Z.*: Teoretická elektrotechnika I, II. Praha, SNTL 1956.
- Katalogy: TESLA Lanškroun  
TESLA Rožnov  
TESLA Vršovice  
TESLA VÚST  
Siemens 1983

# REJSTŘÍK

- akceptor 85
- bod pracovní 23
  - — dvojbranu 242
  - — klidový jednobranu 23
  - — nelineární součástky 45
  - — statický 45
- citlivost spektrální 146
  - světelná fototranzistoru 150
  - teplotní termistoru 142
- cívka bez jádra 68
  - jednovrstvová, výpočet 71
  - několikavrstvová, výpočet 72
- cívky s jádrem 69
- činitel indukčnosti jádra 74
  - jakosti cívky 65
  - — kondenzátoru 61
  - — kapacitní diody 106
  - — rezonančního obvodu 200, 206
  - plnění vinutí 72
  - vazby 232, 233
  - — cívek 75
  - zesilovací proudový tranzistoru 119
  - — tranzistoru 120
  - — triody 254
  - ztrát cívky 65
  - ztrátový kondenzátoru 59, 60
- číslo sumové 262
- článek derivační 221
  - Hallův 154
  - integrační 219
  - T přemostěný 230
  - — dvojitý 232
  - Wienův 226
- čočka unipotenční 174
- čtyřpól 16, 17
- decibel 186
- dělič napětí odporový 37
- diak 137
- difúze 86, 91
- digitron 167
- diody Gunnova 110
  - hrotová 102
  - kapacitní 105
  - mžiková 107
  - PIN 108
  - plošná 102
  - polovodičová 93
  - se zlatým hrotem 103
  - Schottkyho 107
  - stabilizační lavinová 104
  - světelná 168
  - tunelová 109
  - vakuová 159
  - Zenerova 104
- díra 83
- disk Corbinův 153
- doba rozpínací tyristoru 140
  - zapínací tyristoru 139
  - zotavovací diody 96, 97
  - života nosiče náboje 82
- donor 84
- dosvit 172
- doutnavka 163
- dvojbran 14, 16
  - komplexní 217
- dvojpól 14, 15
- dynoda 164
- elektronka 156
  - vysílací 161
- elektron lehký 112
  - těžký 112
- emise elektronů 157
- FET 129
- formování diody 102
  - kondenzátoru 63
- fotodiody 148
  - lavinová 150
- fotonásobič 164
- fotorezistor 146
- fototranzistor 150
- fototyristor 151
- frekvence kritická 228
  - mezní diody 96
  - — kapacitní diody 106
  - — tranzistoru 260
  - rezonanční 200
  - — kondenzátoru 61
  - tranzitní tranzistoru 261

- hmotnost elektronu 79
  - neutronu 79
  - protonu 79
- hodnota střední 13
  - veličiny 12
- hodnoty odporu potenciometrů 56
- hradlo 129
- charakteristika diody 94
  - přechodová fotorezistoru 147
  - voltampérová 15, 16
  - — aktivní součástky 18
  - — pasivní součástky 18
  - zatěžovací zdroje 28, 30
- charakter zdroje 30
- impedance komplexního jednobranu 185
  - přenosová 234
  - rezonanční 201
- implantace iontová 92
- indikátor abecedné číslicový 168
- indukčnost kondenzátoru 61
- ionizace krystalové mřížky 95
- jádro C 70
  - hrníčkové 69
  - šroubové 74
- jednobran 14, 16
- jednotka zobrazovací 166
- jev lavinový 104
  - povrchový 67
  - Zenerův 104
- JFET 129
- kanál vodivý 130
- kapacita diody 95
  - jmenovitá kondenzátoru 58
- kondenzátor 57
  - doladovací 63
  - ladící 63
- konstanta Boltzmannova 53
  - časová fotorezistoru 147
  - — termistoru 142
  - Planckova 158
  - zatěžovací termistoru 144
- konstrukce pracovní přímký 46
- kontakt Schottkyho 92
- krystal kapalný 169
- křivka rezonanční 202, 210
  - — sériového rezonančního obvodu 202
  - — univerzální 214, 215, 216
- křivky selektivnosti 234, 235
  - — generalizované 237
- lanko vysokofrekvenční 67
- legování 91
- luminifer 173
- magnetorezistor 153
- materiál polovodičový degenerovaný 93
  - polovodivý 82
  - polykrystalický 141
- matice bodová 171
- maticovka 171
- MESFET 136
- metalizace stínítka 180
- metoda smyčkových proudů 40
  - uzlových napětí 39
- MISFET s vodivým kanálem 132
  - s indukovaným kanálem 134
- model atomu Bohrův 79
  - pásový atomu 80, 81
  - — arzenidu galia typu N 111
- monokrystal 82, 90
- MOSFET 132
- náboj elektronu 79
  - prostorový 159
- narůstání epitaxní 91
- napětí difúzní 87, 88
  - Hallovo 154
  - hradlové 145
  - jmenovité kondenzátoru 58
  - naprázdno fotodiody 149
  - prahové 94
  - provozní kondenzátoru 59
  - šumové rezistoru 53
- nosič náboje menšinový 85
  - — většinový 85
- oblast vyprázdňená 88, 130
- obrazovka 172
  - in line 181
  - se šterbinovou maskou 183
- obvod elektronický 11
  - náhradní diody 96
  - — dvojbranu 244, 245
  - — kondenzátoru 60
  - — zdroje elektrické energie 34
  - nelineární, řešení 42
  - RC paralelní 194
  - RC sériový 190
  - rezonanční paralelní 199, 205
  - — se ztrátami v indukční větvi 209
  - — sériový 199
  - RL paralelní 192
  - RL sériový 187
- obvody duální 196

- odpor diody 94
  - dynamický součástky 25, 26
  - izolační kondenzátoru 59
  - statický součástky 24
  - šumový elektronky 264
  - tepelný diody 99
  - vnitřní 25, 26
  - —, výpočet 35
  - — zdroje elektrické energie 29
  - ztrátový kondenzátoru 59
- optron 152
- orientace obvodových veličin 11
  - spotřebičová 17, 18
  
- parametry diferenciální dvojbranu 240
  - $h$  255
  - $y$  241, 248
- pás energetický vodivostní 81
  - —zakázaný 80
- pentoda 160
- permeabilita cívková 74
- permitivita relativní Si, Ge, GaAs 95
- pohyblivost elektronů 82, 86
- polovodič intermetalický 85
- poměr dělicí potencelementru 56
- potenciometr 54
  - drátový 57
  - lineární 56
  - logaritmický 56
  - vrstvý 55
- pozistor 144
- práce výstupní 157
- pravidlo Lencovo 67
  - Schottkyho 92
- prosedlání 236
- proud cirkulační 208
  - magnetizační 75
  - přídržný tyristoru 139
  - zbytkový tranzistoru 11, 121, 122
- průběh časový obvodových veličin 13, 14
- předpětí hradla závěrné 134
- přehrada potenciálová 88
- přechod PN 86, 89
  - strmý 91
  - široký 92
- přenos napětový dvojbranu 218
  - výkonu ze zdroje do zátěže 22
- převod transformátoru 76
- přímka mezní tranzistoru 118
  - pracovní 46
  - přízpůsobení zátěže ke zdroji 33
- rezistivita Ge, Si 84
- rezistor drátový 50
  - s více než dvěma vývody 54
  - vrstvý 49
- rezonance 198, 199
- rezonanční obvody vázané 232
- režim obohacení 134
  - ochuzení 134
- rovina Gaussova 187
- rovnice Barkhausenova 254
  - charakteristické dvojbranu 240, 246, 255
- rozladění poměrné  $F$  203
- rozptyl dynamický 170
- rychlost driftová 82
  - unášivá 82, 112
  
- řada E6, E12, E24 51
- řešení obvodů grafické 44
  
- segmentovka 166
- selektivnost obvodu 213
- sféra valenční 80
- schéma cívky náhradní 65, 67
- síla zrcadlová 156
- smyčka 40
- sonda Hallova 155
- součástka aktivní 18
  - lineární 19
  - nelineární 19
  - odporová 21
  - pasivní 18
  - reaktanční 21
  - zesilovací 18
- součástky obvodové 14
- součinitel sekundární emise 158
  - teplotní odporu 53
  - — termistoru 142
  - — tranzistoru 123
- spojení kov—polovodič 92
- strmost elektronky 253
  - kritická (u tyristoru) 140
- stupeň vazby 234
- substrát semiizolační 136
- superpozice lineární 41
- svazek elektronový 172
- svítivka 168
  
- šířka pásma paralelního rezonančního obvodu 212
  
- termistor 142
- tetoda 160
  - svazková 160
- tlumivka nízkofrekvenční 70
- tok magnetizační 75
- tolerance kapacity 58
  - odporu rezistoru 51
- transformátor 74

tranzistor bipolární 113  
— epitaxně planární 127  
— difúzně epitaxní 126  
— mesa 126  
— over-lay 128  
— řízený elektrickým polem 129  
— slitinově difúzní 125  
— slitinový 125  
— unipolární 129  
triak 140  
trimr odporový 54, 56  
trinitron 181, 183  
trioda 160  
tryska elektronová 173  
tyristor 138

účinnost transformátoru 78  
úhel ztrátový kondenzátoru 60  
určení obvodových veličin 11  
urychlování elektronů 176  
uzel 39

vapotron 163  
varaktor 106  
varikap 106  
varistor 141

vazba kovalentní v polovodiči 83  
vazba kritická 236  
veličiny charakteristické zdroje elektrické energie 30  
— obvodové 00  
věta Nortonova 34  
— Théveninova 34  
vícepól 15  
vodivost intrinzická 84  
— nevlastní 84  
— vlastní 82  
vrstva inverzní 134  
výbojka 163  
— číslicová 167  
vychylování elektronů 177  
výkon ztrátový diody 99  
vztah Nagaokův 71  
— Thompsonův 200

zákony fotoelektrické 158  
zdroj elektrické energie 28  
— měkký 31  
— tvrdý 31  
ztráta anodová diody 99  
— kolektorová 124  
ztráty v transformátoru 77

## Poznámky k textu

Dále následuje doplnění této učebnice z jejího posledního aktualizovaného vydání, kde je učebnice doplněna o další kapitoly. Stránkování z nové učebnice nebude souhlasit se stránkováním staré učebnice, nicméně na konci přidané části je aktuální přehled kapitol a rejstřík témat, který souhlasí s přidanou částí(pouze). Všechny předchozí kapitoly byly beze změn otištěny i v posledním vydání učebnice.

Omluvte prosím zhoršenou kvalitu předchozího textu. Byl skenován z poměrně staré učebnice a stránky byly následně ještě prostřednictvím grafického editoru převedeny z původního barevného RGB formátu do černobílého formátu a tím částečně utrpěla kvalita některých stránek. Nicméně převodem nedošlo k významné ztrátě, protože všechny obrázky, schémata i nákresy v učebnici jsou pouze černobílé. Vzhledem k tomu, že byly stránky do formátu PDF převáděny ve vysokém rozlišení, měly by být všechny bez obtíží čitelné, přesto se však mohou vyskytnout některé chyby způsobené stářím skenované učebnice nebo snížením kvality operacemi při převodu.

Doufám že vám tato stručná příručka pomůže při studiu tak, jako mě pomáhala téměř tři roky. Ovšem jedná se pouze o uvedení do problematiky elektrotechnických pasivních i aktivních prvků. Pro podrobnější studium uvedené problematiky doporučuji literaturu uvedenou v seznamu použité literatury, literaturu vydávanou knižním nakladatelstvím odborné literatury BEN a také skripta napsaná Ing. Jiřím NOBILISEM, která se nejspíše nacházejí taktéž v elektronické podobě společně s touto publikací na daném datovém nosiči(nejspíše CD) a jejich studium vřele doporučuji.

Převod textu do elektronické podoby byl uskutečněn s přihlédnutím k autorským právům a k autorskému zákonu a nebylo cílem jakkoli tento zákon porušit, nýbrž zpřístupnit tuto učebnici většímu okruhu studujících. Z učebnice nebyly vypuštěny žádné pasáže a žádná data nebyla záměrně pozměňována s cílem uvést daný problém nepravdivě a zkresleně. Pokud se v učebnici vyskytují jakékoli vpisky nebo glosy či přeškrtnutí, jedná se pouze o doplnění nebo aktualizaci uvedených údajů.

Knihu do elektronické podoby zpracovali:

Petr ALBRECHT - převod do formátu jpg a následně pdf  
Jiří PEŠEK - neskenování celé učebnice(formát tif)

## 9. LASERY – KVANTOVÉ GENERÁTORY SVĚTLA

Slovo LASER bylo vytvořeno z počátečních písmen anglického popisu činnosti tohoto zařízení (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – zesilování světla pomocí stimulované emise záření).

Princip laseru předpověděl již v roce 1916 Albert Einstein. K realizaci však došlo až téměř o padesát let později, v roce 1960, kdy fyzika a technologie, zejména polovodičových struktur, dosáhly potřebného stupně vývoje.

V dnešní době je laserový paprsek využíván ve velmi mnoha oborech lidské činnosti. Je jemným chirurgickým nástrojem, znamená informace a snímá jejich záznamy z kompaktních disků, slouží k přenosu dat, napájí světlovodná vlákna, slouží k zaměřování objektů a k měření vzdáleností, obrábí tvrdé materiály, brousí nástroje, vrtá otvory do diamantů, řeže ocelové plechy, zjišťuje polohy i rychlosti pohybu družic a raket v okolí Země, zaměřuje letící tělesa, slouží ve vojenství k zaměřování cílů, dokáže oslepit naváděcí systémy raket na velké vzdálenosti, rozpouští molekuly látek, dokáže proniknout do nitra atomů a zažehnout termonukleární reakci apod. Důležité je jeho uplatnění v optoelektronice a nastupující kvantové elektronice.

K výkladu není použita matematika. Důraz je kladen na logickou úvahu a na představivost. Pro snadnější pochopení vysvětlovaných zákonitostí jako důsledku spolupůsobení již dříve vyložených jevů jsou nejprve v potřebné míře zopakovány a doplněny základy fyziky a elektrotechniky a zavedeny nové pojmy.

Moderní fyzika mluví o tzv. *duálním charakteru světla*. Dokázala, že na světlo, v širším smyslu slova na záření, je nutné pohlížet současně jako na elektromagnetické vlnění (mluvíme o *vlnovém charakteru světla*) i jako na proud částic (*korpuskulární charakter světla*). Přitom v některých případech vystupuje do popředí vlnový charakter, v jiných charakter korpuskulární.

V dalším výkladu se budeme odvolávat na některé jevy, zákonitosti a termíny známé z fyziky a základů elektrotechniky. Látku v potřebném rozsahu zopakujeme a doplníme, abychom získali předpoklady ke správnému pochopení činnosti součástí a zaříze-

ní, jimiž se výklad bude zabývat, a zejména k pochopení širších souvislostí mezi jednotlivými jevy.

Právě hluboké pochopení širších souvislostí mezi fyzikálními jevy, které jsou pro činnost součástek a zařízení využívány, tvoří základ pro tvůrčí zvládnutí současných aplikací i pro nalezení cest dalšího rozvoje.

V *tabulce 11* jsou uvedeny některé konstanty, s nimiž se při výkladu budeme setkávat.

Rychlost světla ve vakuu	$c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Náboj elektronu	$q_e = -1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Klidová hmotnost elektronu	$m_e = 9,10956 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
1 elektronvolt	$1 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
Planckova konstanta	$h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
	$h = 4,13571 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$

Tabulka 11. Některé důležité konstanty

### **POZOR!**

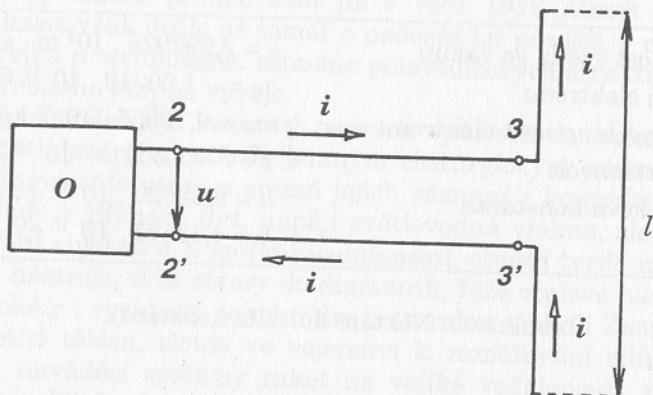
***Přímý i odražený paprsek laseru bez ohledu na kmitočet záření může vážně poškodit zrak. I malý výkon může být nebezpečný!***



## 9.1 VLNOVÝ CHARAKTER SVĚTLA

### 9.1.1 ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA

Představme si podle obr. 238 zdroj elektrické energie (oscilátor  $O$ ), jehož výstupní napětí  $u$  a po připojení zátěže též výstupní proud  $i$  mají harmonický časový průběh a vhodnou frekvenci, kterou označíme  $f_0$ .



Obr. 238. Pojem dipólu

Ke každé z výstupních svorek oscilátoru připojíme přímý vodič tak, aby oba vodiče byly navzájem rovnoběžné. Vodiče ve zvolené vzdálenosti od zdroje v bodech 3, 3' ohneme do pravého úhlu tak, aby vzniklo uspořádání naznačené na obr. 238. Vodiče vpravo od bodů 3, 3' nazýváme *dipól*.<sup>1)</sup> Uspořádání vodičů mezi oscilátorem a dipólem tvoří tzv. *vysokofrekvenční vedení*.

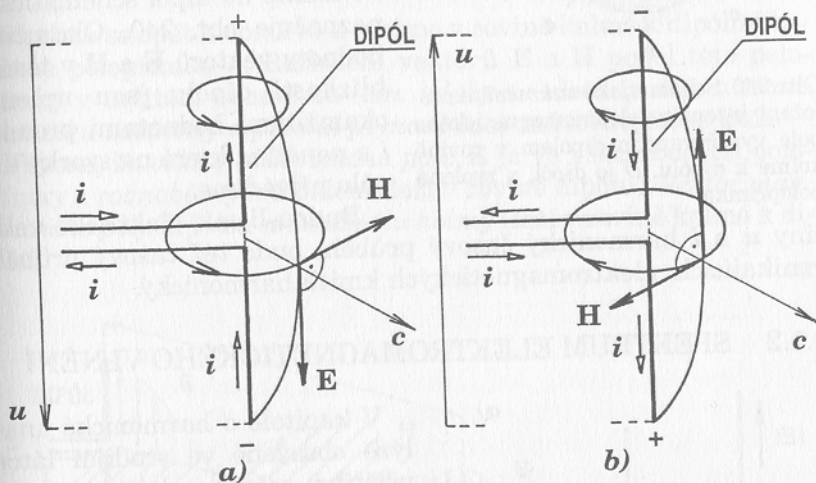
Dipól působí jako vysílací anténa, která při vhodné délce  $l$  účinně vyzařuje do okolního prostoru elektrickou energii přiváděnou z oscilátoru. Mohli bychom zjistit, že i přesto, že vodiče nejsou navzájem galvanicky spojeny, prochází vysokofrekvenčním vedením střídavý elektrický proud.

Z elektrotechniky víme, že při průchodu proudu vodičem vzniká v okolí vodiče magnetické pole. Není-li pole deformováno blízkými

<sup>1)</sup> Vlastnosti oscilátoru, průměr vodičů, jejich vzájemná vzdálenost a elektrické a magnetické vlastnosti okolního prostředí musí splňovat určité podmínky. Pro náš případ předpokládejme, že jsou všechny veličiny zvoleny optimálně a prostředí je homogenní.

magnetickými předměty nebo působením jiných magnetických polí, mají silové čáry vznikající kolem vodiče tvar kružnic, z nichž dvě jsou nakresleny na obr. 239a. Směr vektoru intenzity magnetického pole označený písmenem  $\mathbf{H}$  lze určit pravidlem pravé ruky.

Elektrické pole (vektor je označen  $\mathbf{E}$ ) vzniká v místech, v nichž působí elektrické napětí. Směr silových čar elektrického pole je ur-



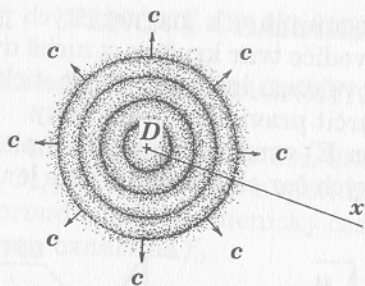
Obr. 239. Vektory elektromagnetického pole v blízkosti dipólu. Obrázky a) a b) se navzájem liší v důsledku nestejně polarity přiváděných elektrických veličin

čen polaritou působícího napětí. Podle ustálených zvyklostí míří vektor  $\mathbf{E}$  od místa kladnějšího k zápornějšímu.

Uspořádání elektrického a magnetického pole kolem dipólu zjednodušeně ukazuje obr. 239.<sup>1)</sup> Z nekonečného počtu silových čar, které kolem dipólu existují, jsou nakresleny pouze dvě silové čáry magnetického pole a jedna čára elektrického pole.

Využijeme-li znalostí základů elektrotechniky, snadno pochopíme, že příčinou vzájemného rozdílu situací zachycených na obr. 239a a 239b je *rozdílný směr procházejícího proudu*. Je zřejmé,

<sup>1)</sup> Je možné dokázat, že hodnoty v dalším výkladu uvažovaných fyzikálních veličin jsou závislé na vlastnostech prostředí, v němž elektromagnetické pole působí. Hodnoty určené pro vzduch se téměř neliší od hodnot určených pro vakuum. Rozdíly pro zjednodušení našich úvah zanedbáme.



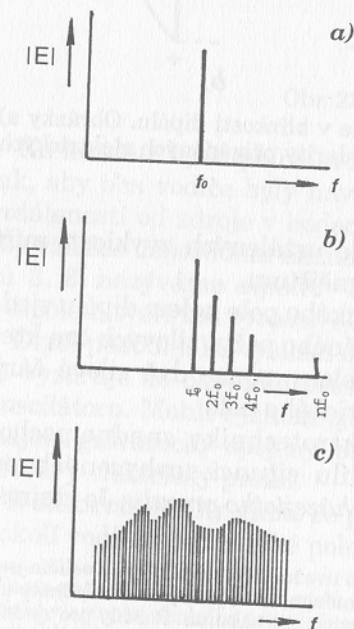
Obr. 240. Schematické znázornění rozložení intenzity elektromagnetického pole vyzářovaného dipólem v rovině kolmé k dipólu.  $D$  je dipól,  $x$  zvolená polopřímka

že při změně směru proudu se současně změny směry obou vektorů  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  elektromagnetického pole.

Pole se šíří směrem od dipólu rychlostí světla  $c$ . Situaci v rovině kolmé na dipól schematicky naznačuje obr. 240. Okamžité hodnoty vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  v těsné blízkosti dipólu jsou určeny okamžitými hodnotami proudu  $i$  a napětí  $u$ , které na svorky dipólu přivádíme.

Budou-li mít elektrické veličiny  $u$  a  $i$  harmonický časový průběh, bude též časový průběh vznikajících elektromagnetických kmitů harmonický.

## 9.1.2 SPEKTRUM ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ



Obr. 241. Pojem spektra

V kapitole o harmonické analýze obsažené ve studijní látce příštího ročníku dokážeme, že kmity harmonického časového průběhu mají pouze jedinou kmitočtovou složku. Její kmitočet se rovná kmitočtu vlnění. Odpovídající spektrum obsahuje pouze jedinou spektrální čáru (obr. 241a).

Je-li vlnění periodické, ale neharmonické, obsahuje kromě základní složky ještě složky další. Tyto složky mají kmitočty rovné celistvým násobkům kmitočtu základního (obr. 241b).

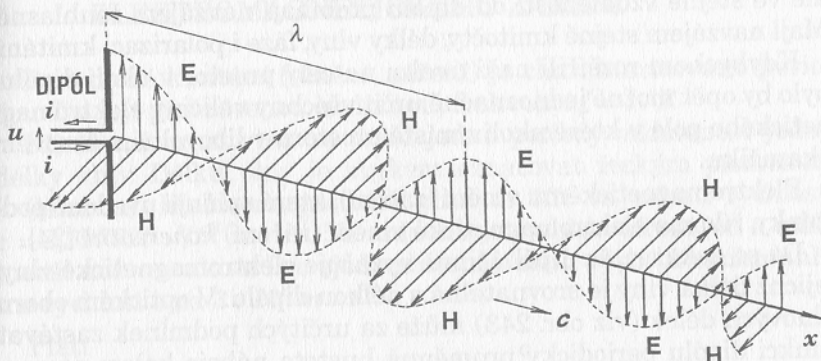
Neperiodické kmity mají spektrum spojité. Obsahují teoreticky nekonečné množství složek (obr. 241c).

Námi zkoumaný případ dipólu napájeného harmonickým proudem odpovídá situaci naznačené na obr. 241a. V oboru optických kmitočtů mluvíme v tomto případě o vlnění (záření) *monochromatickém*.

### 9.1.3 KOHERENTNÍ A NEKOHERENTNÍ VLNĚNÍ

Vraťme se opět k obr. 240 a zvolme v rovině kolmé k dipólu libovolnou polopřímku  $x$ . Rozložení vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  podél této polopřímky v určitém okamžiku (*tzn. kdyby se všechny děje v tomto okamžiku zastavily a přestal plynout čas*) znázorňuje obr. 242.

Vidíme, že vektor elektrického pole  $\mathbf{E}$  je ve všech bodech polopřímky  $x$  rovnoběžný s dipólem (leží v rovině dipólu). Vektor magnetického pole  $\mathbf{H}$  je na směr dipólu kolmý (leží v rovině kolmé k dipólu).



Obr. 242. Uspořádání vektorů elektromagnetické vlny dipólu při harmonickém časovém průběhu budícího proudu a napětí

Vlnění splňujícímu uvedené podmínky říkáme, že je *rovinně polarizované*. Bylo rozhodnuto, že rovina, v níž kmitá vektor elektrického pole, bude nazývána *rovinou polarizace*.

*Tak, jako jsme v předcházejícím odstavci v naší představě zastavili čas, nechme ho pro další výklad opět plynout.*

V průběhu času se kmity šíří („posouvají“) podél polopřímky  $x$  ve směru od dipólu rychlostí  $c$ . Proto v každém bodě polopřímky se vektory  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  během jedné sekundy  $f_0$ krát zvětšují do kladného

maxima, zmenšují od maxima k nule, opět zvětšují do záporného maxima a opět zmenšují k nule.

Kmitání vektorů má při daných podmínkách pevně stanovený řád. Známe-li polohu zdroje kmitů (dipólu), amplitudu, frekvenci a počáteční fázi i rychlost šíření vlnění, můžeme jednoznačně vypočítat velikost i fázi vektorů  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  v libovolně zvoleném bodě na uvažované polopřímce. Rovněž poloha vektorů  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  je známá.

Vraťme se opět k obr. 240. Je zřejmé, že v uvažované rovině kolmé na dipól, v níž jsme zvolili polopřímku  $x$ , můžeme podobných polopřímek zvolit nekonečně mnoho tak, že zaplní celou rovinu.

Sledujeme-li kmitání vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  současně podél všech polopřímek podobně jako v předcházejícím výkladu podél polopřímky  $x$ , sledujeme elektromagnetickou vlnu v celé uvažované rovině. Opět bychom mohli jednoznačně určit v libovolném bodě roviny velikost i fázi kmitu obou složek elektromagnetického pole (vektorů  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$ ) ve zvoleném časovém okamžiku, neboť kmity v různých směrech, ale ve stejné vzdálenosti od dipólu probíhají navzájem souhlasně. Mají navzájem stejné kmitočty, délky vlny, fáze i polarizaci kmitání.

Kdybychom rozšířili naši úvahu na celý prostor v okolí dipólu, bylo by opět možné jednoznačně určit všechny veličiny elektromagnetického pole v kterémkoliv místě prostoru v libovolném časovém okamžiku.

Elektromagnetickému vlnění (záření), které splňuje uvedené podmínky, říkáme elektromagnetické vlnění (záření) *koherentní* [24].

Dá se dokázat, že dipól účinně vyzařuje elektromagnetické vlny, jejichž délka vlny je srovnatelná s délkou dipólu. V optickém oboru vlnových délek (viz obr. 243) může za určitých podmínek zastávat funkci dipólu periodicky proměnná hustota náboje kolem atomu, iontu nebo molekuly.

Je-li zdrojem elektromagnetické vlny pouze jediný z těchto elementárních dipólů, je sice elektromagnetické vlnění koherentní, avšak jeho energie je zanedbatelně malá. K tomu, aby energie záření dosáhla dostatečně velké hodnoty, musí být současně v činnosti obrovský počet elementárních dipólů (atomů, iontů, molekul), z nichž každý přispívá svým dílem k celkově vyzařované energii. Mají-li tyto dílčí kmity navzájem stejnou frekvenci, polarizaci i navzájem stálý fázový posuv, je výsledné vlnění koherentní. Obyčejně však každý z elementárních dipólů vyzařuje energii samostatně, spontánně, nezávisle na ostatních dipólech.

Navíc jsou dipóly jednotlivě rozmístěny v určitém prostoru (například atomy v rozžhaveném tělese) a v důsledku tepelných kmitů se jejich poloha mění.

Výsledná elektromagnetická vlna je součtem obrovského množství (miliard či biliónů) dílčích vln s různými fázemi, různou polarizací a obvykle i s různými kmitočty. Směr kmitání vektorů výsledného elektromagnetického pole je nahodilý a během času se nahodile mění. Takové vlnění (záření) je *nekoherentní*.

Zdrojem koherentního elektromagnetického vlnění jsou antény různých druhů vysílačů (rozhlasových, televizních aj.). Jediným v současné době známým zdrojem koherentního záření v optickém oboru vlnových délek jsou lasery. Zdroji nekoherentního záření jsou žárovky, výbojky, svítivé diody apod.

#### 9.1.4 KMITOČTY A DÉLKY VLNY ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ

Periodické kmitání (vlnění, záření) je charakterizováno periodou  $T$  a její převrácenou hodnotou, frekvencí  $f = 1/T$ .

Při šíření urazí vlna za dobu jedné periody vzdálenost jedné délky vlny. Délku vlny je zvykem označovat řeckým písmenem  $\lambda$  (lambda). Elektromagnetická vlna se šíří ve vakuu rychlostí  $c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ve vzduchu je rychlost šíření jen o málo menší než ve vakuu. Pro zjednodušení našich výpočtů zaokrouhlíme rychlost  $c$  na  $3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Platí

$$\lambda = cT = \frac{c}{f}$$

Pomocí tohoto vztahu vypočteme, že frekvenci 300 MHz odpovídá délka vlny 1 m. Pro vysílač Praha ( $f = 639 \text{ kHz}$ ) vychází  $\lambda = 469,5 \text{ m}$ . Rozhlasová stanice F1 vysílající v okolí Prahy na kmitočtu 102,5 MHz má délku vlny 2,9 m.

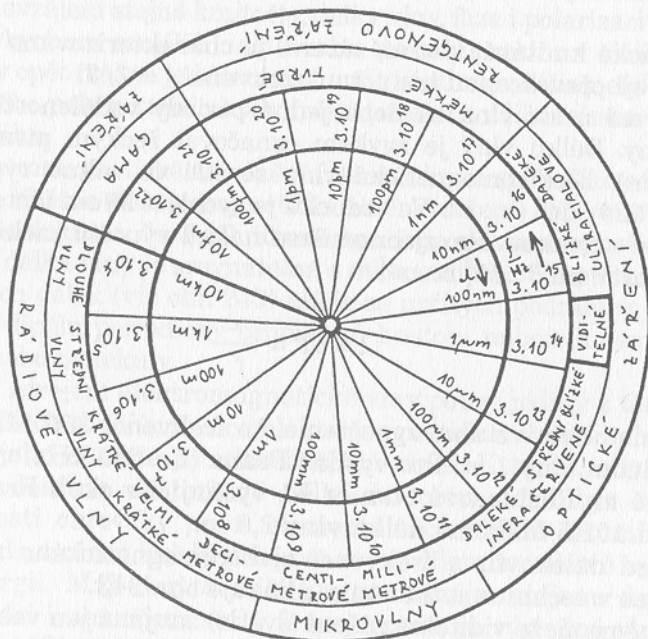
Přehled délek vln a frekvencí elektromagnetického záření, s nimiž se v technice setkáváme, ukazuje obr. 243.

Všimněme si, že viditelné záření (světlo) zaujímá jen velmi malou část z celkového rozsahu vlnových délek. Nejkratší vlnu z pásma viditelného záření má světlo fialové barvy  $\lambda_f = 400 \text{ nm}$ . Odpo-

vidající frekvence je  $7,5 \cdot 10^{14}$  Hz = 750 THz. Nejdelší vlna z viditelné části spektra patří barvě červené;  $\lambda_{\check{r}} = 700$  nm. Kmitočet je  $4,28 \cdot 10^{14}$  Hz = 428 THz. Pro optoelektroniku je velmi významné záření v tzv. blízké infračervené oblasti s délkami vln asi od 700 nm do 2,5  $\mu$ m. Odpovídající pásmo frekvencí je od 428 THz do 120 THz.

### VIDITELNÉ ZÁŘENÍ

$\frac{\lambda}{\text{nm}}$	$f$ Hz	BARVA
380 až 430	$(7,89 \text{ až } 6,98) \cdot 10^{14}$	FIALOVÁ
430 až 490	$(6,98 \text{ až } 6,12) \cdot 10^{14}$	MODRÁ
490 až 570	$(6,12 \text{ až } 5,26) \cdot 10^{14}$	ZELENÁ
570 až 600	$(5,26 \text{ až } 5,00) \cdot 10^{14}$	ŽLUTÁ
600 až 630	$(5,00 \text{ až } 4,76) \cdot 10^{14}$	ORANŽOVÁ
630 až 780	$(4,76 \text{ až } 3,84) \cdot 10^{14}$	ČERVENÁ



Obr. 243. Přehled délek vln a frekvencí elektromagnetického záření

## 9.2 KORPUSKULÁRNÍ CHARAKTER SVĚTLA

Nejprve připomeneme jeden ze základních přírodních zákonů, na kterém založil Albert Einstein svoji teorii relativity: *Rychlost světla ve vakuu je konstantní a nezávislá na rychlosti pohybu světelného zdroje.*

Dále uvedeme některé pojmy z teorie relativity a kvantové fyziky, s nimiž se ve výkladu setkáme.

### 9.2.1 FOTON

V roce 1900 vyslovil německý fyzik Max Planck předpoklad, že vyzařování energie z těles i pohlcování energie tělesy se děje nespojitě, po určitých kvantech. Tato myšlenka se stala východiskem *kvantové fyziky.*

Albert Einstein určil v roce 1905 velikost energie těchto základních zářivých kvant a ve své speciální teorii relativity pro ně zavedl termín světelné kvantum. Od roku 1926 se začal pro světelné kvantum užívat termín *foton.*

Podle Einsteina se při vyzařování nebo pohlcování energie tělesem chová elektromagnetická vlna s délkou vlny  $\lambda$  a frekvencí  $f$  jako soubor zářivých kvant – fotonů.

Foton považujeme za částici zaujímající určitý objem, který je úměrný třetí mocnině vlnové délky uvažovaného záření. Foton se pohybuje určitým směrem rychlostí světla. Einstein odvodil pro energii  $W$  fotonu záření s vlnovou délkou  $\lambda$  a frekvencí  $f$  vztah

$$W = hf = h \frac{c}{\lambda}$$

kde  $h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4,13571 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$  je Planckova konstanta. Porovnáním předcházející rovnice s Einsteinovým obecně platným vztahem vyjadřujícím souvislost energie  $W$ , hmotnosti  $m$  a rychlosti světla ve vakuu  $c$

$$W = mc^2$$

získáme pro foton vztah

$$mc^2 = hf$$



V něm vyjádříme frekvenci záření pomocí rychlosti světla a vlnové délky  $f = c/\lambda$  a určíme

$$mc^2 = h \frac{c}{\lambda}$$

Po zkrácení rovnice rychlostí světla  $c$  dostaneme vztah pro hybnost  $p$  fotonu (připomínáme z mechaniky – hybnost je součin hmotnosti a rychlosti)

$$p = mc = \frac{h}{\lambda}$$

Odtud vypočteme hmotnost fotonu

$$m = \frac{h}{c\lambda}$$

Je zřejmé, že hmotnost a samozřejmě též energie fotonu závisí na délce vlny (barvě) světla (obecně záření). *Čím je délka vlny kratší, tím je větší hmotnost i energie fotonu.*

Hmotnost fotonu můžeme vyjádřit též pomocí kmitočtu záření vztahem

$$m = \frac{h}{c^2} f$$

Dosazením za  $h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$  a za  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  vychází

$$m = 7,36 \cdot 10^{-51} f \quad [\text{kg}, \text{Hz}]$$

Abychom získali představu, o jak velké hmotnosti a energie se jedná, dosadíme do vztahů pro hmotnost a energii fotonu několik zvolených případů elektromagnetického záření. Výsledky zapíšeme do *tabulky 12*.

Vzájemným porovnáním odpovídajících si údajů pro různé délky vlny plyne z tabulky důležitý praktický závěr: Energie elementárního kvanta (fotonu) rádiové vlny má nepatrnou, zcela neměřitelnou velikost, menší než miliardtina elektronvoltu. Korpuskulární charakter záření těchto vlnových délek nemusíme brát v úvahu. Energie fotonů elektromagnetických vln těchto délek je tak malá,

ZÁŘENÍ	DĚLKA VLNY	FREKVENCE	HMOTNOST FOTONU	ENERGIE FOTONU
rádiová vlna v pásmu DV	$2 \cdot 10^3$ m	$150 \cdot 10^3$ Hz	$1,1 \cdot 10^{-45}$ kg	$9,93 \cdot 10^{-29}$ J $6,2 \cdot 10^{-10}$ eV
červené světlo	680 nm	$4,4 \cdot 10^{14}$ Hz	$3,25 \cdot 10^{-36}$ kg	$2,92 \cdot 10^{-19}$ J 1,82 eV
fialové světlo	404,7 nm	$7,4 \cdot 10^{14}$ Hz	$5,46 \cdot 10^{-36}$ kg	$4,96 \cdot 10^{-19}$ J 3,1 eV
záření gama	$10^{-12}$ m 1 pm	$3 \cdot 10^{20}$ Hz	$2,2 \cdot 10^{-30}$ kg	$19,87 \cdot 10^{-14}$ J $1,24 \cdot 10^6$ eV

Tabulka 12. Hmotnost a energie fotonů

že při dopadu záření například na monokrystal čistého polovodiče (viz kapitola 4.1.3, obr. 59) nejsou fotony schopny uvolňovat elektrony z vazeb. Elektromagnetická vlna krystalem prochází, aniž by způsobila změnu elektrické vodivosti krystalu. Záření prochází krystalem bez útlumu. Jinými slovy – krystal je pro záření těchto vlnových délek dokonale průhledný.

Fotony viditelného světla mají energii řádu jednotek elektronvoltů. Jejich energie postačuje k excitaci atomů polovodiče. Vlnění těchto vlnových délek se v polovodiči absorbuje a je příčinou vnitřního fotoelektrického jevu. Například křemík i germanium jsou pro viditelné světlo neprůhledné. Působí dojmem tmavě šedého kovu. Jejich elektrická vodivost se při zvětšování osvětlení zvětšuje (viz kapitola 4.1.3).

Korpuskulární ani vlnový charakter viditelného světla nemůžeme zanedbat. Korpuskulární charakter dovoluje vysvětlit děje související se vznikem světla a jeho pohlcováním. Vlnový charakter využíváme při studiu zákonitostí ohybu, lomu a interference světla.

Krátkovlnná záření, například zde uvažované záření gama, mají energii fotonů řádu megaelektronvoltů. To je hodnota  $10^{16}$ krát větší než u rádiové vlny!

Rozhodující jsou zde vlastnosti kvantové. Při dopadu záření na krystal polovodiče dochází k úplné ionizaci krystalové mřížky, k pronikání energetických kvant do hlubších vrstev elektronového obalu atomů a obvykle k trvalým změnám elektrických vlastností

látky. Záření ničí živé buňky organismů. Charakter záření je typicky korpuskulární.

## 9.2.2 FONON

Stavební částice (atomy, ionty), tvořící krystalovou mřížku látky, nejsou při teplotách vyšších než absolutní nula v klidu. Pokud je teplota nižší než teplota tavení látky, kmitají tyto částice kolem svých rovnovážných poloh.

Energie mřížkových kmitů je kvantována. Kvantum energie kmitů nazýváme *fonon* v analogii s fotonem pro elektromagnetickou vlnu (světlo, záření) [21].

Kvantová fyzika dokazuje, že fonony působí na fotony, neutrony i na elektrony. Tyto částice naopak ovlivňují chování fononů. Fonony mohou vznikat například při některých přeskočích elektronů z vyšších energetických hladin na nižší (viz obr. 252).

I v těchto případech platí zákon zachování energie: vznikne-li při přechodu elektronu z vyšší energetické hladiny na nižší fonon, dojde k ovlivnění kmitů krystalové mřížky, což se projeví zvýšením teploty. (Více o fononech [21].)

## 9.2.3 ZÁVISLOST HMOTNOSTI ČÁSTICE NA JEJÍ RYCHLOSTI

Další pro elektroniku důležitý závěr Einsteinovy speciální teorie relativity je možné zapsat vztahem

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

kde  $m_0$  je *klidová hmotnost částice*. Tímto pojmem rozumíme hmotnost, kterou bychom zjistili v případě, že by se částice vůči místu, v němž její hmotnost měříme, nepohybovala. Hmotnost téže částice, která se však vůči místu zjišťování její hmotnosti pohybuje rychlostí  $v$ , je označena  $m$ . Symbol  $c$  znamená rychlost světla ve vakuu.

Vztah vyjadřuje závislost hmotnosti pohybující se částice na její relativní rychlosti vůči místu pozorování.

Pro názornost dosaďte postupně za rychlost  $v$  několik hodnot. Výsledky výpočtu napíšeme do *tabulky 13* a využijeme k sestrojení grafu (obr. 244).

$v$	0,1 $c$	0,2 $c$	0,3 $c$	0,5 $c$	0,74 $c$	0,87 $c$	0,98 $c$	0,99 $c$	$v \rightarrow c$
$m$	1,005 $m_0$	1,020 $m_0$	1,048 $m_0$	1,154 $m_0$	1,5 $m_0$	2 $m_0$	5 $m_0$	10 $m_0$	$m \rightarrow \infty$
Přírůstek hmotnosti	0,5 % $m_0$	2 % $m_0$	5 % $m_0$	15 % $m_0$	50 % $m_0$	100 % $m_0$	400 % $m_0$	900 % $m_0$	$\infty$

Tabulka 13. Závislost hmotnosti částice na její rychlosti vzhledem k pozorovateli

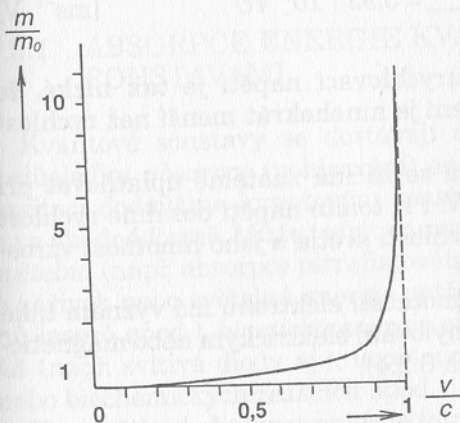
Z tabulky 13 a z obr. 244 je patrné, že hmotnost  $m$  se proti hmotnosti  $m_0$  zvětšuje nejprve velmi mírně. Při rychlosti 0,1  $c$ , tj. 30 tisíc km/s, vzroste hmotnost částice asi o 0,5 % hmotnosti klidové.

Při rychlosti 0,2  $c$ , tj. 60 tisíc km/s, vzroste hmotnost asi o 2 %  $m_0$ . Při dalším zvětšování rychlosti hmotnost stále rychleji vzrůstá. O polovinu klidové hmotnosti vzroste přibližně při rychlosti tři čtvrtin rychlosti světla (223 tisíc km/s).

Jako dvojnásobně těžká proti své klidové hmotnosti se jeví částice pohybující se rychlostí 0,87  $c$ , tj. asi 259 tisíc km/s. Jako pětkrát těžší než v klidu se jeví částice při rychlosti 0,98  $c$ , desetinásobně těžší při 0,99  $c$  atd.

Blíží-li se rychlost částice rychlosti světla, roste její

hmotnost nade všechny meze. V praxi to znamená, že ke změně rychlosti nebo směru pohybu částice letící rychlostí srovnatelnou s rychlostí světla je potřeba mnohem větší síla než ke změně rychlosti nebo směru pohybu částic pomalých. (Připomeňme z *mechaniky*  $F = ma$ ). V extrémním případě: *pohybuje-li se částice rychlostí*



Obr. 244. Závislost hmotnosti částice na její rychlosti vzhledem k pozorovateli

světla, nelze ji žádnou konečnou silou více urychlit ani zpomalit, ani změnit směr jejího pohybu působením silových polí. To znamená, že rychlost světla je mezní rychlostí pohybu hmotných částic.

Jinými slovy: protože částici, jejíž rychlost pohybu se rovná rychlosti světla, nelze žádnou konečnou silou více urychlit ani zpomalit nebo změnit směr jejího pohybu působením síly, *chová se částice tak, jako kdyby měla nekonečně velkou hmotnost.*

Kdybychom však letěli společně s částicí rychlostí  $v$  a částici vážili, zjistili bychom konstantní hmotnost částice, totiž  $m_0$  (klidovou).

K popsání závislosti hmotnosti částice na rychlosti jejího pohybu musíme přihlížet při výpočtu rychlosti elektronů urychlovaných silným elektrickým polem.

V kapitole 6.2.2 byl odvozen pro rychlost elektronu emitovaného zanedbatelně malou rychlostí a urychleného napětím  $U$  vztah

$$v = \sqrt{\frac{2q_e U}{m_e}} = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U} \quad [\text{ms}^{-1}, \text{V}]$$

platný za předpokladu, že urychlovací napětí je tak nízké, že rychlost elektronu po urychlení je mnohokrát menší než rychlost světla.

Změna hmotnosti elektronu se začíná znatelně uplatňovat při urychlovacím napětí asi 35 kV. Při tomto napětí dosáhne rychlost elektronu asi jedné třetiny rychlosti světla a jeho hmotnost vzroste asi o 6 % hmotnosti klidové.

Je samozřejmé, že změna hmotnosti elektronu má význam také pro výpočet jeho dráhy při vychylování elektrickým nebo magnetickým polem (viz kapitoly 6.2.3 a 6.2.4).

## 9.2.4 KLIDOVÁ HMOTNOST FOTONU

Zhodnotíme-li s ohledem na předcházející úvahy chování fotonu jako hmotné částice pohybující se rychlostí světla, avšak mající při této rychlosti konečnou hmotnost, dojdeme i bez matematického odvození k závěru, že *klidová hmotnost fotonu musí být nulová*, a to bez ohledu na délku vlny příslušného záření. (*Matematické odvození nalezne zájemce např. v [22].*)

Kdyby totiž klidová hmotnost fotonu nebyla nulová, musela by být jeho hmotnost při rychlosti světla nekonečná.

Naproti tomu však, ačkoliv má foton konečnou hmotnost a korpuskulární charakter, nelze silovými poli měnit jeho rychlost ani směr jeho pohybu. (Srovnej s vlastnostmi elektronu.)

## 9.3 VZNIK SVĚTLA

Kvantová fyzika vysvětluje vznik světla emisí fotonů z kvantových soustav při přechodech těchto soustav ze stavu s vyšší energií do stavu s nižší energií. Kvantovými soustavami schopnými emitovat fotony jsou *atomy ve volném stavu* (v plynu), *ionty* ve volném stavu nebo zabudované v krystalové mřížce krystalu látky, *molekuly, poruchy v krystalové mřížce* nebo *atomy příměsí* v monokrystalech.

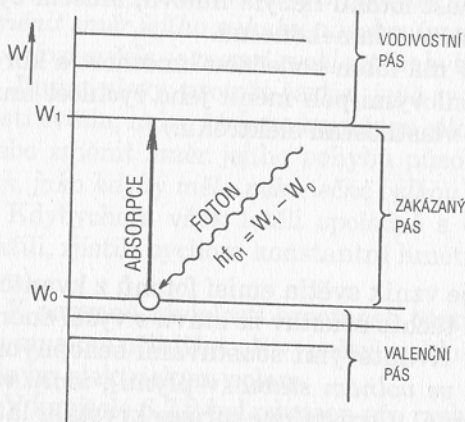
### 9.3.1 ABSORPCE ENERGIE KVANTOVÝMI SOUSTAVAMI

Kvantové soustavy se dostávají do stavu *excitace* (vybuzení) v důsledku *absorpce* (pohlcování) energie. energii nezbytnou pro excitaci dodáváme kvantovým soustavám v potřebném množství a ve vhodné formě. Může to být energie *tepelná* (např. v žárovkách), *světelná* (např. absorpce ultrafialového záření luminoforem výbojek a zářivek nebo světelná energie potřebná k buzení některých druhů laserů apod.), *kinetická* energie elektronů (obrazovky), *elektrická* (např. svítivé diody aj.), *uvolňovaná při některých chemických* nebo *biochemických reakcích* apod.

K vysvětlení absorpce energie fotonu kvantovou soustavou můžeme využít nám již z kapitoly 4.1.2 známý *energetický pásový model* (diagram) polovodiče nakreslený na obr. 245.<sup>1)</sup>

Veličina  $W$  vynášená na vswislou osu energetických modelů kvantových soustav se skládá z kinetické energie elektronů, z potenciální energie elektronů v poli jádra atomu, z elektrostatické energie

<sup>1)</sup> Na obr. 245 i na některých dalších obrázcích jsou pro názornost zjednodušeně zakresleny dráhy fotonů vlnovkami se šipkou, jakoby nákresem byla rovinou drah fotonů bez ohledu na fyzikální veličiny uvedené na vodorovné i vswislé ose.



Obr. 245. Absorpce fotonu v polovodiči

vzájemného působení elektronů a z energie související se spinem elektronů [24].

Obrázek 245 zachycuje několik nejvyšších energetických hladin valenčního pásu, zakázaný pás a několik hladin vodivostního pásu. Pro absorpci i emisi viditelného světla nebo infračerveného záření jsou vhodné látky, které mají zakázaný pás široký několik (1 až 4) elektronvoltů.

Veškerých zde i v dalším výkladu popisovaných dě-

jů se účastní pouze tzv. *optické elektrony*, tj. elektrony nejvyšších obsazených hladin valenční sféry uvažované kvantové soustavy. Pokud by se přeskoků zúčastňovaly elektrony hlubší než valenční sféry, docházelo by k absorpci a k emisi fotonů velmi vysokých energií (řádu MeV). Jednalo by se o záření Rentgenovo nebo o záření gama.

Absorpce fotonu je na obr. 245 schematicky znázorněna šipkou směřující vzhůru a představující přeskok elektronu z valenční do vodivostní sféry. Je důležité si uvědomit, že *k absorpci fotonu (k přeskoku elektronu na hladinu s větší energií) dojde jen tehdy, má-li foton energii rovnou rozdílu mezi energií odpovídající té hladině, na níž se elektron dostává, a energií hladiny, na níž se elektron před přeskokem pohyboval*. Pro případ nakreslený na obr. 245 musí platit

$$hf_{01} = W_1 - W_0$$

kde  $f_{01}$  je frekvence absorbovaného fotonu.<sup>1)</sup>

Kvantová fyzika dokazuje, že přeskoky elektronů spojené s absorpcí, nebo naopak s emisí fotonů nemohou nastávat mezi libovolnými hladinami. Pravidla určující podmínky, které musí být splněny, aby k přeskoku elektronu mezi určitými energetickými hladinami mohlo dojít, se nazývají *výběrová pravidla*. Ty přeskoky, které

<sup>1)</sup> V textu i v obrázcích jsou indexy u symbolů pro energii  $W$  i pořadí indexů pro kmitočet  $f$  a délku vlny  $\lambda$  určeny pořadím energetických hladin při přeskocích elektronů.

podle výběrových pravidel nejsou možné, se nazývají *zakázané přeskoky* [21, 24].

Kvantová soustava setrvává v excitovaném stavu po určitou, zpravidla velmi krátkou dobu (řádově  $10^{-3}$  až  $10^{-7}$  sekundy). Potom se vrací do stavu s minimální energií. Přitom dochází k emisi fotonu nebo fononu (popřípadě obou těchto kvant). Při emisi fotonu jde o *zářivý přeskok*. Emise může proběhnout jako *spontánní* (samovolná), nebo *stimulovaná* (vynucená, indukovaná).

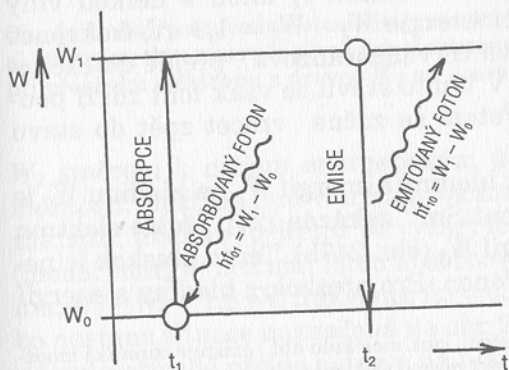
### 9.3.2 SPONTÁNNÍ EMISE ZÁŘENÍ

Sledujme nejprve kvantovou soustavu v excitovaném stavu, jejíž energetický model doplněný časovou osou je nakreslen na obr. 246. Jedná se o nejjednodušší případ, při němž uvažujeme pouze dvě energetické hladiny  $W_0$  a  $W_1$ .

Představme si, že v okamžiku  $t_1$  je kvantovou soustavou absorbován foton. Jak víme, musí být energie tohoto fotonu rovna rozdílu energií obou uvažovaných energetických hladin (jinak by nebyl absorbován). Jinými slovy, v okamžiku  $t_1$  došlo k absorpci elementárního kvanta světla určité barvy (obecně kvanta záření určité vlnové délky).

Po uplynutí krátkého časového intervalu, v okamžiku  $t_2$ , přejde kvantová soustava zpět do základního stavu. Protože se jedná o přeskok elektronu mezi stejnými (stejně vzdálenými) energetickými hladinami ( $W_1$  a  $W_0$ ), vyzáří se světelné kvantum mající stejnou energii jako to, které bylo v okamžiku  $t_1$  absorbováno. Platí  $f_{01} = f_{10}$ . (Absorbované i emitované světlo má stejnou barvu.)

Je důležité si uvědomit, že časový interval  $\Delta t = t_2 - t_1$  není ani pro jedinou námi sledovanou kvantovou sousta-



Obr. 246. Spontánní emise fotonů



vu dokonale konstantní. Při opakovaných excitacích kvantové soustavy se  $\Delta t$  v určitém rozmezí mění. Změny jsou důsledkem dějů probíhajících v blízkosti uvažované kvantové soustavy. Jedná se například o interakce s fonony, elektrostatické vlivy kmitající krystalové mřížky, je-li kvantová soustava její součástí, nebo o vliv pružných srážek volných atomů v případě, že je kvantová soustava součástí látky v plynném skupenství.

Protože uvažovaná kvantová soustava má *pouze dvě energetické hladiny*, je schopná absorbovat i emitovat pouze fotony *jediné velikosti energie*. Znamená to, že při dopadu záření obsahujícího celé pásmo frekvenčních složek (např. slunečního světla) využije kvantová soustava *jen jedinou složku* budícího světla. Tuto frekvenční složku soustava opět vyzáří. Vyzařované světlo (pokud bychom ho dokázali oddělit od světla budícího) by bylo dokonale monochromatické. Mělo by spektrum obsahující *pouze jedinou spektrální čáru* (obr. 241a).

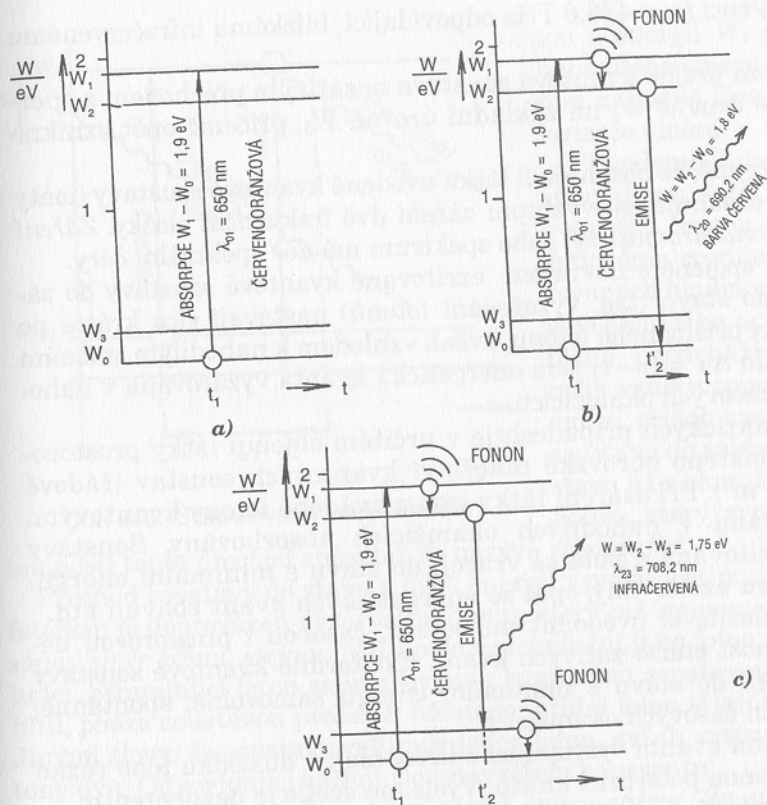
Sledujme nyní děje nastávající v kvantové soustavě, pro niž budeme v energetickém modelu uvažovat několik hladin.<sup>1)</sup> Přeskoky elektronů mohou v tomto případě nastávat mezi různými energetickými úrovněmi. (Možnosti přeskoků se řídí výše zmíněnými výběrovými pravidly [21, 24].)

Abychom získali konkrétní představu o dějích probíhajících při absorpci a emisi záření a o velikostech energií, které zde hrají roli, uvažujme kvantovou soustavu tvořenou dvojmocným kladným iontem samaria  $\text{Sm}^{2+}$ . Příslušný energetický model je na obr. 247.

Jestliže iont absorbuje v okamžiku  $t_1$  foton s délkou vlny  $\lambda_{01} = 650 \text{ nm}$  (odpovídající energie  $W_1 - W_0 = 1,9 \text{ eV}$ , frekvence záření  $f_{01} = 461 \text{ THz}$ , barva červenooranžová), přejde do excitovaného stavu (obr. 247a). V tomto stavu se však iont zdrží pouze velmi krátkou dobu. Potom se začne vracet zpět do stavu s minimální energií.

Protože přímý přeskok z hladiny s energií  $W_1$  na hladinu  $W_0$  je výběrovými pravidly pro iont  $\text{Sm}^{2+}$  zakázán [24], přejde elektron nejprve na hladinu s energií  $W_2$  (obr. 247b). Tento přeskok je nežárlivý a vznikne při něm fonon. Pro přeskok z hladiny s energií

<sup>1)</sup> Pro každou kvantovou soustavu (atom, iont, molekulu atd.) existuje obrovské množství energetických úrovní (hladin), jichž mohou elektrony této soustavy nabývat. V našich úvahách se však zabýváme jen těmi několika úrovněmi, které mají pro popisované děje bezprostřední význam.



Obr. 247. Absorpce a emise fotonů dvojmocným kladným iontem samaria  $\text{Sm}^{2+}$ . a) absorpce, b) emise při přeskočení elektronu z úrovně  $W_2$  na  $W_0$ , c) emise při přeskočení elektronu z úrovně  $W_2$  na úroveň  $W_3$

$W_2$  směrem k nižším energetickým úrovním jsou povoleny dvě možnosti: elektron buď v určitém okamžiku ( $t_2$ ) přeskočí přímo na základní hladinu, přičemž se vyzáří foton s větší vlnovou délkou (menší energií) než měl foton absorbovaný (obr. 247b;  $\lambda_{20} = 690,2 \text{ nm}$ ,  $W_2 - W_0 = 1,8 \text{ eV}$ , frekvence  $f_{20} = 434 \text{ THz}$ , barva červená), nebo nastane situace naznačená na obr. 247c (okamžik  $t'_2$ ). Elektron v tomto případě přejde nejprve na hladinu s energií  $W_3$ . Vyzářený foton má vlnovou délku  $\lambda_{23} = 708,2 \text{ nm}$ , energii  $W_2 - W_3 = 1,75 \text{ eV}$

a frekvenci  $f_{23} = 423,6$  THz odpovídající blízkému infračervenému záření.

Potom přejde kvantová soustava nezářivým přechodem z energetické úrovně  $W_3$  na základní úroveň  $W_0$ , přičemž opět vznikne fonon.

Je zřejmé, že obsahuje-li látka uvedené kvantové soustavy (ionty  $\text{Sm}^{2+}$ ), obsahuje její výstupní záření dvě frekvenční složky. *Záření není monochromatické.* Jeho spektrum má *dvě* spektrální čáry.

Děje spojené s návratem excitované kvantové soustavy do základního stavu (tzn. vyzařování fotonů) nastávají sice krátce po absorpci příslušného fotonu, avšak vzhledem k nahodilým změnám intervalu  $\Delta t = t_2 - t_1$  jsou energetická kvanta vyzařována v nahodilých časových okamžicích.

V praktických případech je v určitém objemu látky prostorově rozmístěno obrovské množství kvantových soustav (řádově  $10^{20}$  v  $1 \text{ m}^3$ ). Při ozáření látky jsou přiváděné fotony kvantovými soustavami v nahodilých okamžicích absorbovány. Soustavy jsou excitovány a poté se vrací do stavu s minimální energií. Opět jsou excitovány, opět se energetických kvant zbavují atd.

Je důležité si uvědomit nahodilost, časovou i prostorovou nesusohlasnost emise zářivých kvant. Excitované kvantové soustavy přecházejí do stavu s minimální energií samovolně, spontánně, v různých časových okamžicích.

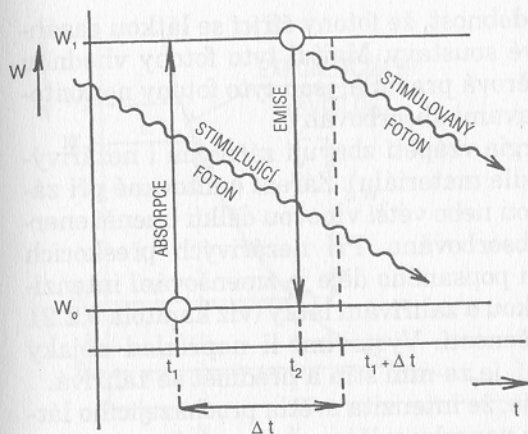
Světelná kvanta vystupující z látky mají v důsledku toho různé fáze i různou polarizaci kmitů. Výsledné světlo je nekoherentní.

Popsané děje nastávají ve většině světelných zdrojů (v žárovkách, ve výbojkách, ve svítivých diodách apod.).

### 9.3.3 STIMULOVANÁ EMISE ZÁŘENÍ

Uvažujme opět nejjednodušší případ kvantové soustavy se dvěma energetickými hladinami, mezi nimiž je výběrovými pravidly povolen přeskok elektronů (obr. 248). V souladu s předpokladem, který byl uveden v poznámce k obr. 245, jsou i zde schematicky naznačeny dráhy fotonů.

Představme si, že v okamžiku  $t_1$  dojde k excitaci uvažované soustavy. Po uplynutí určitého časového intervalu  $\Delta t$  by soustava přešla spontánně zpět do základního stavu, přičemž by byl vyzářen fo-



Obr. 248. Stimulovaná emise fotonů

tomností tento přechod způsobil, se nazývá *stimulující*.

Přechod soustavy do stavu s nižší energií vyvolaný stimulujícím fotonem je doprovázen vyzářením fotonu, který má *stejnou energii, stejný směr šíření, stejnou fázi i polarizaci vlnění* jako foton stimulující. Stimulující foton se uvažovanou kvantovou soustavou nepohltil, pouze soustavou prošel; k němu se přidal foton stimulovaný. Jinými slovy: do soustavy vstupuje jeden foton, avšak vystupují fotony dva. Odpovídající záření jsou navzájem koherentní.

Popsaný jev se nazývá *stimulovaná emise záření*. Za určitých podmínek je možné ji využít k zesilování světla. V běžných podmínkách (v termodynamické rovnováze) probíhá v látce, do níž je přiváděna energie, jak stimulovaná, tak i spontánní emise. Spontánní emise však převládá.

## 9.4 ÚTLUM SVĚTLA V LÁTCE

Ne všechny fotony, které byly vyzářeny z kvantových soustav rozmístěných v látce, nebo byly do látky přivedeny z vnějšku, projdou látkou a vystoupí do okolního prostoru. V termodynamické rovnováze převládá v látce počet kvantových soustav v základním stavu (tzn. schopných absorbovat, nikoliv emitovat fotony) nad počtem soustav excitovaných.

ton s energií  $W_1 - W_0$  nahodilého směru šíření a nahodilé fáze i polarizace vlnění.

Přivedeme-li do soustavy foton (obr. 248) s energií rovnou energetickému rozdílu uvažovaných hladin v časovém okamžiku  $t_2$ , který těsně předchází okamžik vzniku spontánní emise, přejde kvantová soustava do základního stavu již v okamžiku  $t_2$ . Foton, který svou pří-

Proto je velká pravděpodobnost, že fotony šířící se látkou zasáhnou neexcitované kvantové soustavy. Mají-li tyto fotony vhodnou energii a dovolují-li to výběrová pravidla, jsou tyto fotony neexcitovanými kvantovými soustavami absorbovány.

Soustavy se přijaté energie vzápětí zbavují zářivými i nezářivými přeskoky elektronů (podle materiálu). Záření emitované při zářivých přeskocích má stejnou nebo větší vlnovou délku (menší energii) než to, které bylo absorbováno. Při nezářivých přeskocích vznikají fonony. Výsledkem popsaného děje je zmenšování intenzity světla procházejícího látkou a zahřívání látky (viz kapitola 9.2.2).

To souhlasí s naší zkušeností. Vystavíme-li například nějaký předmět slunečnímu záření, je za ním stín a předmět se zahřívá.

Kvantová fyzika dokazuje, že intenzita světla procházejícího látkou závisí na délce  $z$  dráhy paprsku v látce podle vztahu

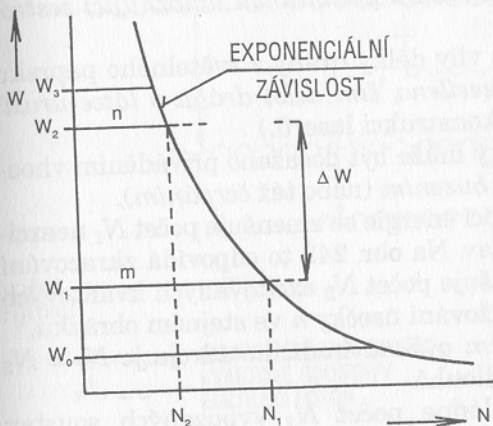
$$I_z = I_0 e^{-\alpha z}$$

kde  $I_0$  je intenzita světla při vstupu do látky (těsně pod povrchem látky),  $I_z$  intenzita po průchodu vzdálenosti  $z$  v látce a  $\alpha$  je součinitel absorpce, jehož velikost závisí na druhu látky (materiálu) a na délce vlny uvažovaného záření [18]. Symbol  $e$  je základ přirozených logaritmů.

Znaménko součinitele absorpce  $\alpha$  závisí na tom, zda v uvažovaném objemu látky převládá počet kvantových soustav excitovaných, nebo neexcitovaných. Je určeno znaménkem rozdílu  $N_0 - N_1$ , kde  $N_0$  je počet kvantových soustav schopných v daném okamžiku absorbovat (neexcitovaných) a  $N_1$  počet kvantových soustav schopných v tomtéž okamžiku emitovat fotony (excitovaných) podél dráhy paprsku v látce.

#### 9.4.1 BOLTZMANNNOVO ROVNOVÁŽNÉ ROZDĚLENÍ

Obecně existuje v energetickém modelu látky řada úrovní (hladin), odpovídajících drahám, na nichž se elektrony v kvantových soustavách mohou po určitou dobu udržet. Jeden z příkladů jsme sledovali na obr. 247. Kvantové soustavy se vždy snaží zaujmout stav s minimální energií. Proto je v látce, která je v termodynamické



Obr. 249. Boltzmannovo rovnovážné rozdělení (rovnovážná populace). Délky úseček  $m$  a  $n$  znázorňují množství kvantových soustav příslušné energetické úrovně

$W_1$  a  $N_2$  kvantových soustav s energií  $W_2$  (obr. 249). Ozáříme-li tuto látku proudem fotonů, z nichž každý má energii  $\Delta W = W_2 - W_1$  (tzn. světlem vhodné vlnové délky), dojde k absorpci fotonů, neboť při  $N_1 > N_2$  je rozdíl  $N_1 - N_2$  kladný. Součinitel absorpce je rovněž kladný a shora uvedený vztah  $I_z = I_0 e^{-\alpha z}$  dává výsledek  $I_z < I_0$  znamenající útlum světla v látce.

Všimněme si, že v exponentu se objevuje délka  $z$  dráhy světla v uvažované látce (prostředí). Čím je dráha delší, tím je světlo více utlumenou.

## 9.4.2 INVERZNÍ POPULACE

Kdyby se podařilo dosáhnout takového stavu, že by počet  $N_2$  kvantových soustav s vyšší energií převýšil počet  $N_1$  soustav s nižší energií, byl by rozdíl  $N_1 - N_2$  určující znaménko součinitele absorpce  $\alpha$  záporný. Exponent v poslední rovnici by byl kladný. Došlo by nikoliv k útlumu, nýbrž k zesílení světla ( $I_z > I_0$ ). *Exi-*

ké rovnováze, největší počet kvantových soustav v neexcitovaném stavu. Počet soustav, které mají obsazené hladiny s vyššími energiemi, je tím menší, čím jsou energie odpovídající těmto hladinám větší (obr. 249). Rozdělení počtu kvantových soustav v látce, která je v termodynamické rovnováze, podle jejich energií (tzv. populace) se nazývá *Boltzmannovo rovnovážné rozdělení (rovnovážná populace)*.

Sledujme například látku, která v určitém objemu za rovnovážných podmínek obsahuje  $N_1$  kvantových soustav s energií

stence popsané situace je základní podmínkou umožňující sestavení laseru.

Opět je nutné zdůraznit vliv délky dráhy z světelného paprsku v látce. *Světlo je tím více zesíleno, čím delší dráhu v látce urazí.* (I tento jev je důležitý pro konstrukci laserů.)

Požadovaného stavu látky může být dosaženo přiváděním vhodného množství energie, tzv. *buzením* (nebo též *čerpáním*).

V důsledku absorpce budící energie se zmenšuje počet  $N_1$  neexcitovaných kvantových soustav. Na obr. 249 to odpovídá zkracování úsečky  $m$ . Současně se zvětšuje počet  $N_2$  excitovaných kvantových soustav. To odpovídá prodlužování úsečky  $n$  ve stejném obrázku.<sup>1)</sup>

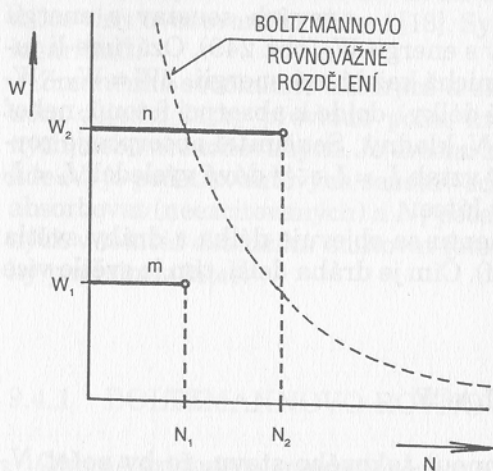
Při určitém, tzv. *prahovém výkonu* budícího zdroje je  $N_1 = N_2$  a úsečky  $m$  a  $n$  jsou stejně dlouhé.

Při dalším buzení převládne počet  $N_2$  vybuděných soustav (schopných fotony emitovat) nad počtem  $N_1$  nevybuděných soustav (schopných fotony pouze absorbovat). V použitém znázornění to odpovídá obr. 250, kde délka úsečky  $n$  je větší než délka úsečky  $m$ .

Látka je v nerovnovážném energetickém stavu. V látce vznikla *inverzní populace*. Látka v tomto stavu tvoří tzv. *aktivní laserové prostředí* schopné zesilovat světlo. Po vyzáření energie (po emisi

fotonů excitovanými kvantovými soustavami) se látka vrací do rovnovážného stavu znázorněného na obr. 249.

Zesilování světelného paprsku je způsobováno převažující stimulovanou emisí fotonů. Přiváděné fotony jsou stimulující (obr. 251). K nim se podél dráhy paprsku přidávají fotony uvolňované stimulovanou emisí, tyto fotony jsou stimulující pro další fotony atd. (obr. 251).



Obr. 250. Inverzní populace

<sup>1)</sup> Popsaný proces připomíná „přečerpávání“ kvantových soustav z hladiny s energetickou úrovní  $W_1$  na hladinu s vyšší energetickou úrovní  $W_2$ . Odtud plyne výše zmíněný termín „čerpání laserů“.



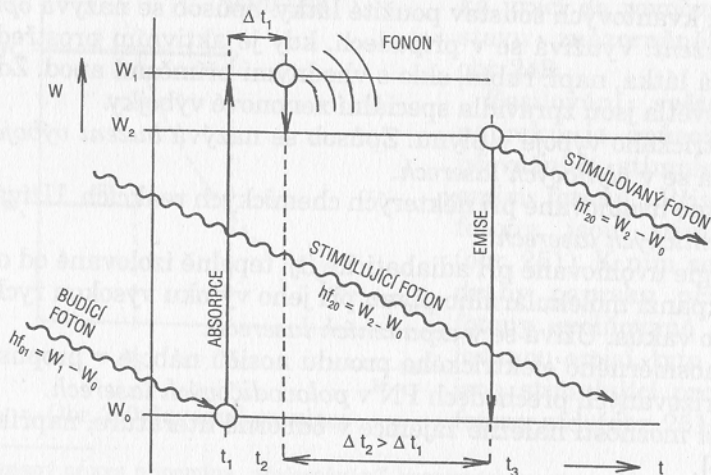


## 9.5 DVA ZPŮSOBY VYTVOŘENÍ LASEROVÉHO AKTIVNÍHO PROSTŘEDÍ

Způsob, jakým bude po přívodu budící energie do určitého objemu látky dosaženo stavu s inverzní populací, závisí na uspořádání energetických hladin příslušných kvantových soustav i na dalších fyzikálních vlastnostech těchto soustav, zejména na působení výběrových pravidel pro přeskoky elektronů mezi hladinami a na dobách, po které se mohou elektrony na jednotlivých energetických hladinách udržet. Podle způsobu, kterým je v látkách možné vytvořit laserové aktivní prostředí, můžeme látky rozdělit na látky s *tříhladinovou* a na látky s *čtyřhladinovou soustavou kvantových přechodů*.

### 9.5.1 VZNIK LASEROVÉHO AKTIVNÍHO PROSTŘEDÍ V LÁTKÁCH S TŘÍHLADINOVOU SOUSTAVOU KVANTOVÝCH PŘECHODŮ

Tříhladinová soustava kvantových přechodů dovoluje vytvořit v látce stav inverzní populace poměrně jednoduchým způsobem. Situaci schematicky zachycuje obr. 252.



Obr. 252. Tříhladinová soustava kvantových přechodů

Můžeme na něm sledovat cyklus změn energie elektronů kvantové soustavy při absorpci a emisi fotonů. (Pro názornost je opět použito drah fotonů podle poznámky k obr. 245.)

Absorpcí budícího fotonu s energií  $hf_{01} = W_1 - W_0$  je v okamžiku  $t_1$  vyzvednut elektron na hladinu s energetickou úrovní  $W_1$ . Aby mohlo dojít v určitém objemu látky s uvažovaným uspořádaním energetických hladin k převaze počtu kvantových soustav ve stavu excitace, musí použitý materiál splňovat ještě následující podmínky:

a) Přímý přeskok elektronů z hladiny s energií  $W_1$  na hladinu s energií  $W_0$  není povolen. Jinak by fotony budící energie samy způsobovaly návrat elektronů na základní hladinu. I při silném buzení by se dosáhlo nanejvýš toho, že by se počet kvantových soustav excitovaných přiblížil počtu soustav neexcitovaných. V takovém případě k zesilování světla nemůže dojít.

b) Elektrony musí za velmi krátkou dobu sestupovat nezářivým přechodem z hladiny  $W_1$  na hladinu  $W_2$  (čas  $t_2$ , obr. 252). Rozdíl energií  $W_1 - W_2$  musí být malý jednak proto, aby fonon uvolněný při přeskoku elektronu z hladiny  $W_1$  na  $W_2$  měl malou energii a nedocházelo k velkému zahřívání látky, jednak proto, aby rozdíl energií  $W_2 - W_0$  zůstal velký a foton emitovaný při přeskoku elektronu z hladiny  $W_2$  na hladinu  $W_0$  měl co největší energii.

c) Aby se co nejvíce kvantových soustav excitace (tj. aby došlo k inverzi populace), musí být doba, po kterou se elektrony udrží na hladině  $W_2$ , dlouhá ve srovnání s dobou, která uplyne mezi okamžikem, kdy elektron dosáhne hladiny  $W_1$ , a jeho sestupem na hladinu  $W_2$ . (Kvantové soustavy jsou jednotlivě v nahodilých okamžicích excitovány na úroveň  $W_1$  nekoherentním zářením. Tento stav rychle opouštějí, avšak na hladinách s energií  $W_2$  „na sebe počkají“. Po příchodu stimulačního fotonu se pak soustavy koordinovaně zbaví nahromaděné energie a vyzáří impuls koherentního záření.)

d) Aby popsané děje mohly v dostatečném počtu kvantových soustav současně probíhat a mohlo dojít ke stavu s inverzní populací, musí mít budící záření dostatečnou, alespoň *prahovou intenzitu*. (Musí být přiváděn alespoň prahový budící výkon.)

Pro co nejlepší využití energie budícího záření (aby se budící záření v látce co nejvíce absorbovalo) je nutné zajistit, aby se elektrony ihned po vyzáření fotonů navracely v co největším počtu

kvantových soustav až na hladinu, v našem výkladu označenou  $W_0$ , z níž mohou být opět excitovány. (Musí být stále k dispozici co největší počet elektronů schopných přeskočit z hladiny  $W_0$  na hladinu  $W_1$ .)

U některých druhů laserů (u některých materiálů aktivního prostředí) odpovídá hladině  $W_0$  velmi malá energie. Proto je tato hladina rychle zaplňována jen při velmi nízké teplotě.

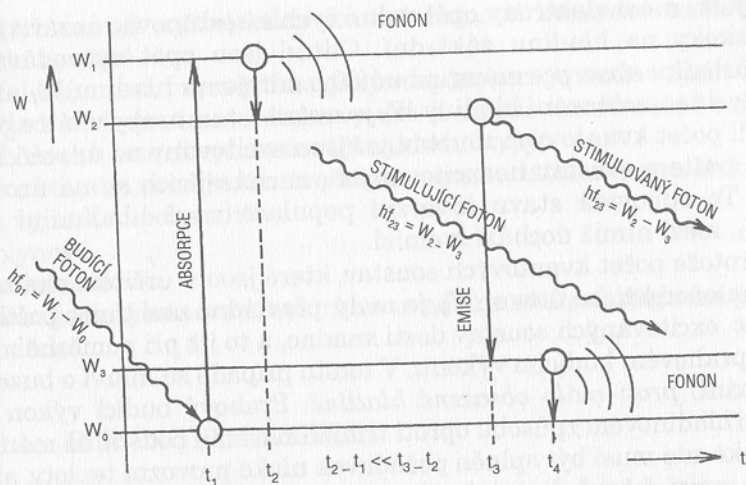
Proto aktivní látka v laserech využívajících popsany způsob buzení (např. rubínový laser) musí být při činnosti, zejména při kontinuálním provozu, ochlazována na co možná nejnižší teplotu (několik Kelvinů). Při vyšších teplotách silně roste požadavek na velikost výkonu budícího zdroje a klesá výkon výstupního záření. Naproti tomu z hlediska snadného dosažení stavu inverze je předcházející požadavek nevýhodný, neboť se velmi mnoho kvantových soustav nachází v základní energetické úrovni, a proto musí být velmi mnoho elektronů vyzvednuto na vyšší energetickou úroveň, než nastane inverze. (Buzení se provádí *proti silně obsazené hladině*.)

Důležité je, aby budící záření mělo dostatečnou intenzitu k rychlé excitaci velkého množství kvantových soustav z úrovně  $W_0$  na  $W_1$  tak, aby počet excitovaných soustav převládl nad počtem neexcitovaných. (Počet excitovaných kvantových soustav se během času samovolně spontánní emisí a z části též stimulovanou emisí zmenšuje. Budící záření převádí soustavy do stavu excitace. Při malém výkonu budícího záření nemůže v látce k převaze počtu excitovaných soustav dojít.)

Jak jsme již vysvětlili, musí být k dosažení stavu s inverzí populace přiváděn alespoň *prahový budící výkon*. Tento výkon je v případě tříhladinové soustavy kvantových přechodů značný.

### 9.5.2 VZNIK LASEROVÉHO AKTIVNÍHO PROSTŘEDÍ V LÁTKÁCH S ČTYŘHLADINOVOU SOUSTAVOU KVANTOVÝCH PŘECHODŮ

V případě, že se použije látka, v níž se k vytvoření cyklu absorpce a emise fotonů využívá čtyř energetických hladin, dosahuje se stavu inverze podstatně snadněji. Kromě vhodného rozmístění zmíněných energetických hladin musí látka splňovat ještě další



Obr. 253. Čtyřhladinová soustava kvantových přechodů

podmínky, na které upozorníme při výkladu. Probíhající děje můžeme sledovat na obr. 253. Jsou na něm opět za předpokladů uvedených u obr. 245 schematicky naznačeny fotony a fonony, které se cyklu účastní.

V okamžiku  $t_1$  budící foton s energií  $W_1 - W_0$  vyzvedne elektron ze základní hladiny na hladinu s energií  $W_1$ .

Má-li popisovaným způsobem dojít k vytvoření laserového aktivního prostředí, musí být použita taková látka, v níž jsou výběrovými pravidly zakázány přímé přeskoky elektronů z energetické úrovně  $W_1$  na úrovně  $W_3$  i  $W_0$ .

Naopak přeskok z hladiny  $W_1$  na hladinu  $W_2$  je povolen a musí k němu dojít téměř okamžitě po dosažení hladiny  $W_1$ . Přeskok je nezářivý a vznikne při něm fonon. Aby bylo možné v použité látce dosáhnout převahy počtu excitovaných kvantových soustav nad neexcitovanými, musí podobně jako v tříhladinovém systému elektrony setrvávat na hladině s energetickou úrovní  $W_2$  podstatně delší dobu než na hladině  $W_1$  (aby se nashromáždil velký počet kvantových soustav, které jsou současně ve stavu excitace). Potud je situace stejná jako v případě tříhladinové soustavy kvantových přechodů.

Další podmínkou, kterou musí splňovat daná látka, je zákaz přímého přeskoky elektronů z hladiny  $W_2$  na  $W_0$  (obr. 253). Z hla-

diny  $W_3$  musí elektrony opět velmi rychle sestupovat nezářivými přeskoky na hladinu základní. Odtud jsou opět vyzvedávány v důsledku absorpce energie budícího zdroje na hladinu  $W_1$  atd.

Rychlé uvolňování hladiny  $W_3$  je nutné k tomu, aby v látce převládł počet kvantových soustav, jež jsou excitovány na úroveň  $W_2$ , nad počtem soustav neexcitovaných, nacházejících se na úrovni  $W_3$ . To odpovídá stavu inverzní populace mezi hladinami  $W_2$  a  $W_3$ , mezi nimiž dochází k emisi.

Protože počet kvantových soustav, které jsou v určitém okamžiku na energetické úrovni  $W_3$ , je malý, převládne nad tímto počtem počet excitovaných soustav dosti snadno, a to již při poměrně malém prahovém budícím výkonu. V tomto případě se mluví o buzení (čerpání) *proti málo obsazené hladině*. Prahový budící výkon je v čtyřhladinovém způsobu oproti tříhladinovému podstatně menší.

Také zde musí být splněn požadavek nízké provozní teploty, aby se po emisi fotonů dostatečný počet kvantových soustav rychle navracel až do základní energetické úrovně s obsazenou hladinou  $W_0$ , z níž mohou být elektrony opět převáděny (čerpány) na úroveň  $W_1$ . Jedině tak dochází k účinné absorpci přiváděného budícího záření.

Během vývoje bylo nalezeno veliké množství látek umožňujících vytvoření laserového aktivního prostředí. Jako příklad uveďme dvě látky: z tříhladinových kvantových soustav trojmocné ionty chromu  $\text{Cr}^{3+}$  rozmístěné v krystalu rubínu ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ); zástupcem čtyřhladinových kvantových soustav jsou dvojmocné ionty samaria  $\text{Sm}^{2+}$ .

Uveďme ještě možnost vytvoření laserového aktivního prostředí v plynu. Příkladem je směs helia a neonu. Elektrickým výbojem dochází k excitaci atomů helia. Ty absorbovanou energii srážkami předávají atomům neonu, které jsou schopny získanou energii vyzářit stimulovanou emisí.

## 9.6 ČINNOST A KONSTRUKČNÍ PRINCIPY LASERŮ

V předcházejícím výkladu byl zjednodušeně a bez matematického zdůvodnění vysvětlen princip kvantového zesilování světla (totiž stimulujících fotonů) v aktivním laserovém prostředí.

Jedná se o princip, podle něhož byl vytvořen název LASER (viz první odstavec kapitoly 9). Běžně však *slovem laser rozumíme ge-*

nerátor (zdroj) světla, který ke své činnosti kvantové zesilování světla využívá.

V dalším textu vysvětlíme, jakým způsobem je možné zesilovače světla k sestrojení generátoru využít. Z mnoha konstrukčně rozdílných druhů laserů vybereme tři základní typy:

- s aktivním prostředím tvořeným pevnou látkou (pevnolátkové) s výjimkou polovodičů,
- plynové,
- polovodičové.

Z každého jmenovaného druhu uvedeme některé základní představitelé.

### 9.6.1 RUBÍNOVÝ LASER

Je to první skutečně fungující laser, sestrojený v roce 1960 americkým vědcem T. H. Maimanem. Ačkoliv se jedná o zařízení dnes již v praxi nahrazené polovodičovými lasery, vysvětlíme činnost tohoto laseru podrobněji. Jeho konstrukce dovoluje názorně osvětlit celou řadu pojmů a principů, které jsou v různých modifikacích využívány ve všech, i nejmodernějších konstrukcích laserů včetně polovodičových.

Aktivní prostředí rubínového laseru je tvořeno krystalem syntetického rubínu ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), v němž jsou rovnoměrně rozptýleny trojmocné ionty chrómu  $\text{Cr}^{3+}$  v koncentraci asi 0,05 %. Tyto ionty patří do skupiny materiálů, v nichž je možné dosáhnout inverze populace v tříhladinové soustavě kvantových přechodů. Užívá se optického buzení.

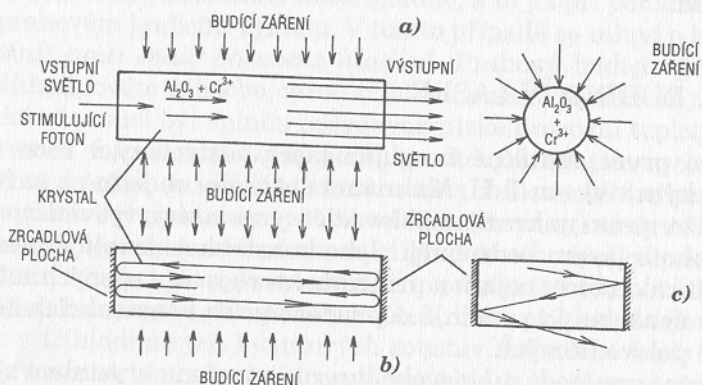
Představme si tyčinku délky několika desítek milimetrů (50 až 150 mm), kruhového průřezu s průměrem několika milimetrů, vybroušenou z uvedeného materiálu (dále ji budeme nazývat krystal).

Osvětlíme-li krystal dostatečně intenzivním impulsem světla vhodné vlnové délky, např. z xenonové výbojky (doba trvání impulsu řádu desetin milisekundy), dojde k excitaci iontů chrómu. Jsou-li splněny některé další podmínky, vznikne uvnitř krystalu laserové aktivní prostředí, schopné stimulovanou emisí zesílit vstupní světelný paprsek (obr. 254a).

Jestliže si uvědomíme, že v laserovém aktivním prostředí pro-

bíhá současně kromě stimulované též spontánní emise fotonů, dojdeme k závěru, že funkci vstupních (stimulujících) fotonů by mohly zastávat fotony spontánně emitované v tomto prostředí, pokud bychom je vhodně umístěnou zrcadlovou plochou odrazili z výstupu zpět do prostoru, v němž k emisi dochází.

Odražené fotony při své cestě od výstupní strany krystalu zpět ke vstupní vyvolají stimulovanou emisi fotonů z dalších excitovaných kvantových soustav, ty opět z dalších atd. (Připomínáme z minulého výkladu, že zesílení světla roste s délkou jeho dráhy v aktivním laserovém prostředí.)



Obr. 254. Princip přeměny zesilovače světla a) na generátor světla b). Vyžáření šikmých paprsků c)

Pokud také druhá z čelních stěn krystalu bude opatřena zrcadlem, dojde k novému odrazu již zesíleného světla zpět do prostoru krystalu. Při cestě paprsku od vstupní stěny krystalu k výstupní jsou uvolňovány další fotony. Po dosažení výstupní stěny dojde k novému odrazu světla atp. (obr. 254b).

Jestliže jsou zrcadla rovnoběžná a kolmá na podélnou osu krystalu, dochází k mnohonásobnému odrazu jen těch fotonů, které dopadají na zrcadla kolmo. Šikmo dopadající fotony jsou již po několikátém odrazu vyzářeny mimo krystal (obr. 254c).

Uvnitř krystalu dojde za velmi krátkou dobu k obrovskému zvětšení intenzity světla šířícího se ve směru jeho podélné osy. Doba trvání tohoto světelného impulsu (záblesku) odpovídá času, během

něhož se jednotlivé excitované kvantové soustavy navracejí do základního stavu s minimální energií.

Aby se záblesk světla v krystalu opakoval, musíme přivést další impuls budícího záření a kvantové soustavy opět excitovat (*impulsní provoz laseru*).

Z popsaného postupu zvětšování počtu fotonů vyzářených stimulanou emisí a šířících se ve směru podélné osy krystalu vyplývá, že se jedná o záření koherentní. (Viz kapitola 9.3.3 a obr. 248 a 251.)

Vidíme, že uvnitř krystalu vznikl světelný impuls i přes to, že jsme z vnějšku do aktivního prostředí žádný stimulující foton nepřivedli.<sup>1)</sup> *Zesilovač světla se změnil na zdroj světla* (generátor). Je důležité si uvědomit, že jsme této změny dosáhli tím, že jsme *odražením světla zpět* do krystalu zavedli v zesilovači světla silnou *optickou kladnou zpětnou vazbu*, zajišťující při daném zesílení dostatečně velký vstupní signál zesilovače.

Popsanou základní myšlenku můžeme realizovat například tak, že čelní stěny krystalu velmi přesně zabrousíme, jemně vyleštíme a povrch opatříme vysoce odrazivou vrstvou. Zpravidla se na čelní stěny napaří několik vrstev vhodných dielektrických materiálů. Oproti zrcadlové ploše vzniklé postříbřením jsou ztráty při odrazu světla od dielektrických vrstev menší. To má význam zejména z hlediska zahřívání zrcadel při velkých intenzitách záření.

Čelní stěny krystalu musí být buď rovinné a velmi přesně rovnoběžné, nebo jsou zabroušeny do částí kulových ploch odrážejících světlo do osy krystalu.

Uspořádání zrcadel zajišťující mnohonásobný odraz světla uvnitř krystalu představuje z optiky známý *Fabryův-Perotův interferometr*, nazývaný v laserové technice *Fabryův-Perotův rezonátor*.

Jestliže jedno ze zrcadel rezonátoru je vhodnou technologií upraveno tak, aby bylo pro generované záření částečně propustné, proniká část záření z rezonátoru do okolního prostředí. Vzniká výstupní paprsek laseru.

Výkon výstupního záření se přičítá ke ztrátám v rezonátoru. Musí být hrazen absorpcí energie budícího zdroje, která převádí kvan-

<sup>1)</sup> Budící světelný impuls nemůžeme za vstupní světlo počítat. Ten pouze excitoval kvantové soustavy a tím vytvořil aktivní laserové prostředí. Navíc má budící světlo jinou vlnovou délku než tu, která odpovídá emitovaným fotonům.



tové soustavy opět do excitovaného stavu a vytváří podmínky pro opakování stimulované emise. Je nutné, aby zesílení světla převládalo nad ztrátami. V opačném případě výstupní záření nevznikne.

Princip uspořádání rubínového laseru ukazuje obr. 255. Aby se světlo budící výbojky co nejvíce soustředilo do prostoru krystalu, využívá se vlastností eliptického zrcadla. Výbojka se umístí do jedné ohniskové přímky a krystal do druhé. Světlo výbojky se pomocí odrazů soustřeďuje do krystalu.

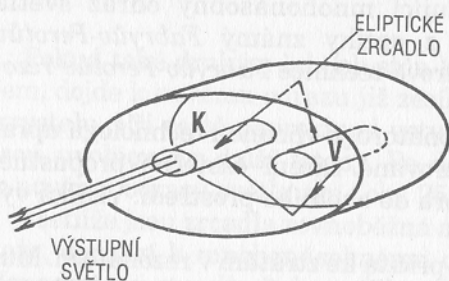
Chrómová složka pohlcuje světelnou energii v žlutozelené ( $\lambda = 500$  až  $600$  nm) a modrofialové ( $\lambda = 350$  až  $450$  nm) oblasti. Protože horní energetická hladina, z níž dochází k přeskokům elektronů na základní hladinu, je rozštěpena na dvě navzájem blízké energetické úrovně, je generováno světlo dvou blízkých vlnových délek v oblasti červené barvy s vlnovými délkami  $692,9$  a  $694,3$  nm. Kratší vlnová délka výkonově převládá. Střední frekvence záření je asi  $4,3 \cdot 10^{14}$  Hz.

Šířka pásma vyzařovaného světla je dosti velká a závisí na teplotě. Při  $300$  K je řádu desítek gigahertzů. Kdybychom formálně, analogicky k rezonančním obvodům (viz kapitola 7.1.6) vypočítali činitel jakosti  $Q$ , došli bychom k hodnotě řádu  $10^4$ . Při snížení teploty na  $77$  K (zkapalněný dusík) je šířka pásma asi  $30x$  menší (ekvivalentní činitel jakosti se blíží k  $10^6$ ). Při této teplotě je generováno vlnění jediného vidu (modu).

Rubínový laser pracuje obvykle v impulsním režimu. Délka budícího impulsu je několik desetin

v impulsním režimu. Délka milisekundy, až jedna milisekunda. Doba trvání výstupního impulsu by měla být co možná nejkratší, aby se dosáhlo co největší časové koncentrace energie, tj. co největší hustoty zářivého toku. Bez zvláštní konstrukční úpravy laseru trvá výstupní impuls přibližně jednu milisekundu a sestává z několika kratších impulsů.

Výstupní impuls začíná se zpožděním za počátkem budícího impulsu, v okamžiku,



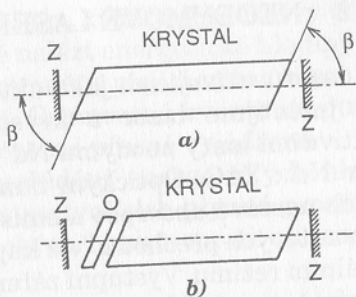
Obr. 255. Princip uspořádání rubínového laseru s eliptickým zrcadlem. K je krystal rubínu, V je výbojka

kdy se dosáhne inverze populace a dostatečně se zvýší stimulovaná emise (dosáhne se prahového zesílení v krystalu). Laser za této situace pracuje v režimu tzv. „relaxačního vyzařování“, tzn. na dolní hranici možnosti generovat kmity, bez větší rezervy zesílení. Tento stav není výhodný. Výstupní impulsy jsou široké a hustota zářivého toku je malá.

Lepších výsledků se dosáhne následující úpravou: Čelní stěny krystalu nejsou opatřeny odrazivou vrstvou, ale jsou zabroušeny do rovin, svírajících s podélnou osou krystalu určitý úhel, nazývaný *Brewsterův*. Za těchto podmínek se světlo procházející ve směru podélné osy krystalu na rozhraní mezi krystalem a okolím neodráží ani nelomí. *Fabryův-Perotův rezonátor*, který je pro činnost laseru nutný, vznikne přidáním vnějších zrcadel (obr. 256a).

Mezi krystal a jedno ze zrcadel se vloží vrstva vhodné látky (tzv. *optický modulační prvek*). Tím se dosáhne zpoždění okamžiku, kdy vznikne lavinový proces nárůstu stimulované emise v důsledku mnohonásobných odrazů světla v rezonátoru. (Modulační prvek po určitou dobu zvyšuje ztráty v rezonátoru, takže nepřevládá zesílení.) Během tohoto času však probíhá proces buzení, tj. excitace dalších a dalších kvantových soustav. Dochází k nahromadění počtu excitovaných kvantových soustav.

Po překonání určitého stavu modulačního prvku náhle ztráty v rezonátoru klesnou, převládne zesílení a dojde k prudkému vzrůstu stimulované emise. Výstupní světelný impuls je pak velmi krátký, řádu  $10^{-9}$  až  $10^{-12}$  sekundy. Záření má obrovskou hustotu, odpovídající okamžitému výkonu řádu  $10^9$  wattů. Střední hodnota výkonu rubínových laserů je však malá, řádu desítek miliwattů. Celková účinnost je pouze několik procent. Při kontinuálním provozu je nutné účinné chlazení celého zařízení.



Obr. 256. Laser s vnějšími zrcadly.  $\beta$  je Brewsterův úhel. a) základní uspořádání, b) uspořádání s optickým modulačním prvkem O

## 9.6.2 NEODYMOVÉ LASERY

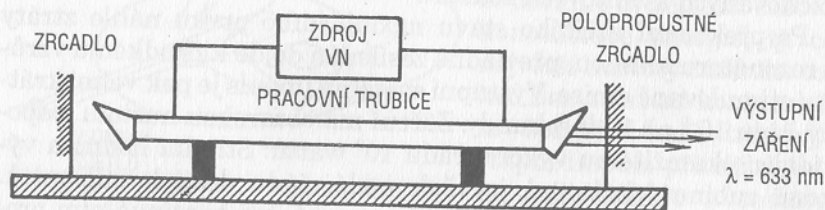
Z laserů užívajících jako aktivní prostředí pevnou látku alespoň jmenujme laser s krystalem yttrito-hlinitého granátu s aktivními ionty neodymu  $\text{Nd}^{3+}$ . Pro tento typ se užívá označení laser Nd : YAG. Optickým buzením se excitují ionty neodymu. V nich nastává absorpce a emise fotonů v čtyřhladinové soustavě kvantových přechodů (viz kapitola 9.5.2). Laser pracuje v kontinuálním režimu. Výstupní záření má vlnovou délku  $1,06 \mu\text{m}$  (blízká infračervená oblast).

Čtyřhladinová soustava kvantových přechodů má poměrně nízký prahový budící výkon, tj. výkon budícího záření, při němž laser začíná generovat. Výstupní výkon v kontinuálním režimu může přesáhnout 1 kW. K chlazení laseru se užívá voda.

Laseru Nd : YAG je podobný laser s neodymovým sklem. Výroba skla pro tyto lasery je jednodušší než výroba krystalů. Nevýhodou skel je však jejich horší tepelná vodivost, takže se obtížně při provozu chladí, a proto se nehodí pro kontinuální provoz. Generují infračervené záření.

## 9.6.3 PLYNOVÉ LASERY

Pracovním prostředím plynových laserů je zpravidla směs plynů uzavřená v trubici kruhového průřezu ze speciálního skla. Její vnitřní průměr bývá několik milimetrů až několik desítek milimetrů. Délka trubice může být několik desítek milimetrů až několik metrů. Princip uspořádání plynového laseru ukazuje obr. 257.



Obr. 257. Princip uspořádání plynového laseru

Podobně jako pro pevné látky je i pro kvantové soustavy tvořící plyn (atomy, molekuly aj.) možné nalézt energetické hladiny odpovídající drahám valenčních elektronů a mající význam pro absorpci a emisi energetických kvant. Osamocená kvantová soustava má energetické hladiny úzké a velmi přesně vyjádřené.

Kdybychom však sledovali uspořádání energetických hladin u celého souboru kvantových soustav tvořících plynné prostředí, zjistili bychom rozšíření energetických hladin oproti osamoceně kvantové soustavě.

Je to způsobeno zejména dvěma jevy:

a) Při nízkých tlacích plynu se kvantové soustavy (částice plynu) pohybují velkými rychlostmi různými, nahodilými směry. Projevuje se změna délky vlny emitovaného nebo absorbovaného záření v důsledku působení *Dopplerova jevu*. (Připomínáme z fyziky: Jestliže se zdroj vlnění pohybuje směrem k pozorovateli, zkracuje se délka vlny, na rozdíl od případu, kdy se vzdálenost zdroje vlnění od pozorovatele nemění. Jestliže se zdroj vlnění od pozorovatele vzdaluje, dochází k opačné změně – délka vlny se zvětšuje.)

b) Při větších tlacích plynu se kvantové soustavy nemohou pohybovat velkými rychlostmi v důsledku mnohočetných vzájemných srážek. (Při atmosférickém tlaku absolvuje každá částice plynu za sekundu v průměru řádově  $10^7$  srážek. Částice jsou při srážce v kontaktu asi  $10^{-12}$  sekundy.)

*Dopplerovské rozšíření* energetických hladin je malé. Při srážkách se však kvantové soustavy navzájem ovlivňují podobně jako v pevných látkách, což vede k štěpení energetických hladin. Toto rozšíření energetických hladin se nazývá *srážkové*. (Připomínáme z předcházejícího výkladu, že rozštěpení energetických hladin má negativní vliv na monochromaticnost výstupního záření laseru.)

K buzení plynových laserů se nejčastěji používá elektrického výboje v plynu, který tvoří aktivní prostředí. Jsou však používány i jiné způsoby. Z nich stručně popíšeme pouze adiabatickou expanzi. Z velkého počtu druhů plynových laserů vybereme jen helium-neonový laser a laser s kyslíčkem uhličitým. Další zajímavé typy jsou popsány v odborné literatuře, například [18, 25].

### 9.6.3.1 Helium-neonový laser

Tento typ laseru byl objeven v roce 1960 a před nástupem polovodičových laserů byl nejrozšířenějším laserem vůbec. Aktivním prostředím je směs pěti až deseti dílů helia a jednoho dílu neonu. Buzení se provádí doutnavým elektrickým výbojem vzbuzeným vysokým elektrickým napětím přímo v trubici obsahující uvedenou směs plynů.

Výboj excituje atomy helia, které předávají svoji energii atomům neonu při vzájemných srážkách. Tím vzniká stav inverze populace v souboru atomů neonu. V důsledku toho se objeví výstupní záření laseru.

Vzhledem k velkému množství energetických úrovní v atomech neonu, mezi nimiž může inverze vzniknout, je helium-neonový laser schopný generovat záření řady vlnových délek. Nejčastější jsou konstrukce tohoto laseru pro generování červeného světla o vlnové délce 633 nm. Další vlnové délky, které je možné generovat, patří do infračervené oblasti. Jsou to vlnové délky 1,15  $\mu\text{m}$  a 3,39  $\mu\text{m}$ .

Konstrukce tohoto laseru je schematicky naznačena na obr. 257.

Trubice s pracovním plynem, zakončená okénky zkosenými pod Brewsterovým úhlem, je umístěna na pevné podložce spolu se soustavou zrcadel tvořících Fabryův-Perotův rezonátor. Zrcadla je možné jemně nastavit tak, aby odrážela záření do osy trubice. Proud vysokonapěťového zdroje je několik desítek miliampérů. Výstupní záření s délkou vlny 633 nm má výkon několik desetin mW (pro délku trubice několik cm) až několik desetin wattu (trubice délky asi 2 m). Celková energetická účinnost je pouze několik procent.

### 9.6.3.2 Lasery s kyslíčkem uhlíčitým

Jedná se o molekulární laser, v němž je aktivní prostředí tvořeno směsí kyslíčku uhlíčitého, dusíku a helia v poměru 1 : 2 : 8. K stimulované emisi záření dochází v molekulách  $\text{CO}_2$ . Ostatní dva plyny zlepšují podmínky pro vznik inverzní populace  $\text{CO}_2$ .

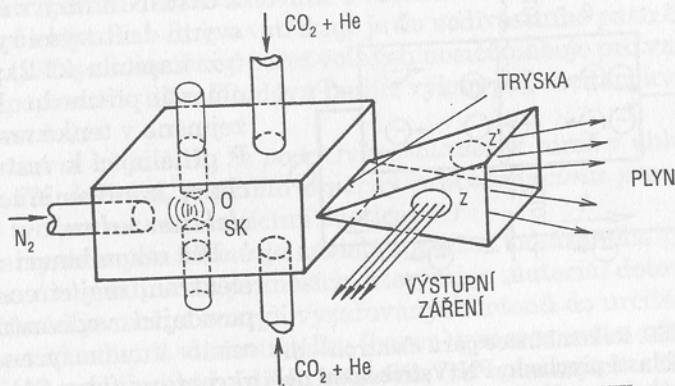
Laser generuje infračervené záření několika vlnových délek v okolí délky vlny 10  $\mu\text{m}$ . Požaduje-li se monochromatické výstup-

ní záření, je nutné ho z výstupního paprsku oddělit např. hranolem.

Existují dvě rozdílné konstrukce. Jedna užívá k buzení elektrický výboj v pracovní trubici naplněné uvedenou směsí plynů a je podobná konstrukci helium-neonového laseru. Pracovní trubice má průměr asi 20 mm. Při délce trubice 1 m je výkon výstupního záření kolem 50 W. Potřebný proud vysokonapěťového zdroje je 30 až 50 mA. Účinnost přesahuje 20 %.

Druhé konstrukční řešení představuje tzv. *expanzní CO<sub>2</sub> laser*. V principu je tento typ laseru tvořen směšovací komorou, do které se vhání kysličník uhličitý, helium a dusík (obr. 258).

K excitaci molekul CO<sub>2</sub> dochází působením vysoké teploty elektrického obloukového výboje. Excitovaný horký plyn expanduje štěrbinovou tryskou do vakua. Jeho rychlost několikrát převyšuje rychlost zvuku ve vzduchu. Expanze je doprovázena prudkým poklesem teploty plynu. Energetické hladiny s velkými energiemi v molekulách CO<sub>2</sub> však zůstávají ještě po určitou dobu zaplněny elektrony. Tomuto stavu se říká „zamrzání“ vyšších energetických hladin. Tím se dosáhne inverzní populace v prostoru těsně za ústím trysky. Zde se umístí zrcadla Fabryova-Perotova rezonátoru.



Obr. 258. Základní princip expanzního CO<sub>2</sub> laseru. SK – směšovací komora, O – elektrický obloukový výboj, Z, Z' – zrcadla Fabryova-Perotova rezonátoru

Lasery tohoto typu jsou schopné generovat infračervené záření velkých výkonů (stovek kW). Problémem je velká spotřeba plynů a rychlé zaplňování vakuového prostoru za tryskou. V principu po-

dobné jsou *lasery chemické*, využívající k vytvoření aktivního prostředí namísto obloukového výboje chemických reakcí.

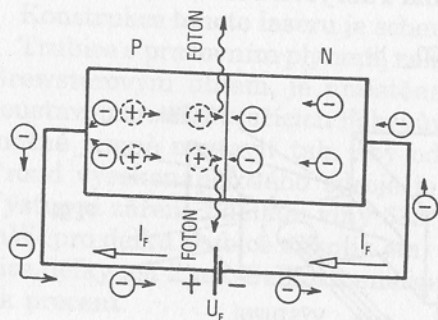
Vývoj expanzních ani chemických laserů neustal. Je však z vojenských důvodů pečlivě utajován. Lasery pracující na podobných principech (s jinými plyny, a zejména lasery chemické) umístěné v kosmickém prostoru, kde neexistuje problém nedostatku vakua, jsou schopné generovat záření obrovských výkonů. (Nic neodolá tomuto soustředěnému proudu energie! Paprsek laseru urazí vzdálenost 1000 km za 3,3 ms. To je stejná doba, za kterou zvuk urazí vzdálenost 1 m.)

## 9.6.4 POLOVODIČOVÉ LASERY

K pochopení dějů, které probíhají v polovodičových laserech, doporučujeme zopakování kapitol 4.1 a 4.2.

Představme si podle obr. 259 plošnou polovodičovou diodu polarizovanou napájecím zdrojem v propustném směru (viz též obr. 67, kapitola 4.2.2). Elektrony z části N a díry z části P se svými driftovými rychlostmi (viz kapitola 4.1.2) přibližují oblasti přechodu PN. Zde, zejména v tenké vrstvě části P přiléhající k vrstvě N, dochází k *rekombinaci párů elektron – díra*.<sup>1)</sup>

Při rekombinaci zaplňuje elektron, mající energii odpovídající vodivostní sféře, místo v nenasyčené vazbě akceptoru (obr. 61). Tím se elektron dostává do valenční sféry akceptoru, které odpovídá menší energetická úroveň než sféře vodivostní. Atom akceptoru se mění na záporný iont s přebytkem energie (excitovaný iont).



Obr. 259. Rekombinace párů elektron – díra v oblasti přechodu PN. Vstřikování nosičů náboje napájecím zdrojem

vídá menší energetická úroveň než sféře vodivostní. Atom akceptoru se mění na záporný iont s přebytkem energie (excitovaný iont).

<sup>1)</sup>Literatura [24] uvádí přímé mikroskopické pozorování četnosti rekombinačních procesů v těsném okolí přechodu PN. Byla zjištěna asi 10x větší četnost rekombinací těsně pod povrchem vrstvy P než vrstvy N.

Přebytku energie se iont (obecně kvantová soustava) za velmi krátkou dobu zbavuje. Přitom se uvolňuje kvantum energie odpovídající zmenšení energie příslušného elektronu.

Enèrgie se může uvolňovat postupně, tzv. *nepřímým přechodem*. Elektron sestupuje na nízkou stabilní hladinu po malých skocích, přičemž využívá energetických hladin, na nichž se nemůže udržet. Přitom vznikají *pouze fonony* a dochází k zahřívání krystalu. (Tento jev je typický pro křemík a germanium.) Nebo dochází k *přímému přeskoku* elektronu na nízkou stabilní energetickou úroveň, přičemž je *vyzářen foton*. Dochází k tzv. *zářivé rekombinaci*. Typickým materiálem je arzenid galia (GaAs). V některých materiálech, například ve fosfidu galia (GaP), působí oba popsané jevy. Část energie elektronu se vyžáří ve formě fotonu, druhá část ve formě fononu.

Po rekombinaci, kdy elektron doplnil vazbu na nasycenou, vznikla situace vysvětlená v kapitole 4.1.4. Z hlediska mocenství prvku, který byl použit jako akceptor, se však jedná o elektron přebytečný, který je po určité době znovu z vazby uvolněn, čímž opět vzniká pár elektron – díra. Napájecí zdroj odsává z části P elektrony (děj ekvivalentní vstřikování děr) uvolňované z valenční sféry akceptoru při vzniku párů elektron – díra a vstřikuje je do vodivostního pásu části N. Tím zajišťuje dostatečný počet volných nosičů náboje pro vznik a udržení popsaného děje. (Dodává budící výkon pro excitaci kvantových soustav.)

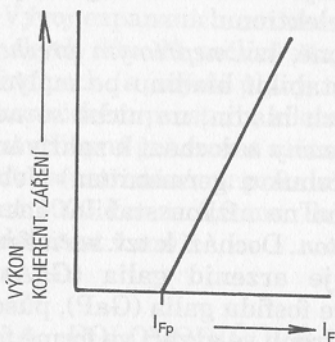
Je důležité si uvědomit, že *počet rekombinací*, k nimž v oblasti přechodu PN dochází, je *přímo úměrný procházejícímu proudu*. (Proud je tvořen rekombinujícími částicemi.)

Energie vyzařených fotonů je závislá na šířce zakázaného pásu základního materiálu a na příměsích, kterými je materiál dotován. Volbou příměsí je možné energii vyzařovaných fotonů do určité míry měnit a tím ovlivnit vlnovou délku (barvu) generovaného záření.

Z popisu probíhajících dějů vyplývá, že vznikající záření, vystupující z oblasti přechodu PN, vzniká spontánní i stimulovanou emisí. Spontánní emise však převládá. Záření je *nekoherentní*. Princip je využíván ve světelných diodách (viz kapitola 6.1.2). Stejněho principu však využívají i polovodičové lasery.



### 9.6.4.1 Polovodičový laser s dvojitou heterostrukturou

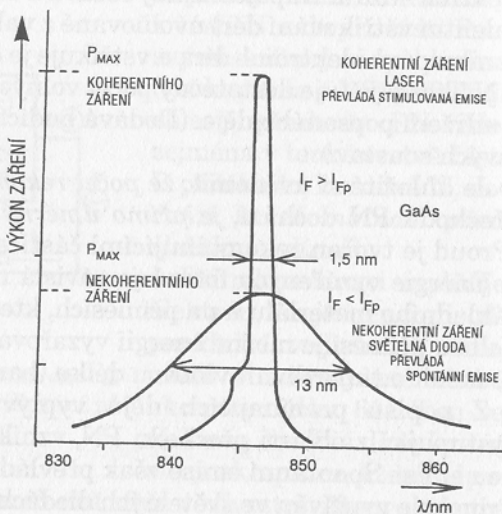


Obr. 260. Prahový proud  $I_{Fp}$  polovodičového laseru. Závislost výkonu koherentního záření na budícím proudu  $I_F$

Při malých proudových hustotách je počet kvantových soustav v excitovaném stavu (iontů vznikajících rekombinací), které jsou připravené emitovat foton, malý. Nevzniká stav s inverzí populace. Převládá spontánní emise. Zvětšíme-li však proudovou hustotu nad určitou *prahovou hodnotu* (řádu  $100 \text{ A/mm}^2$ ), odpovídající na obr. 260 proudu  $I_{Fp}$ , stav s inverzí populace v okolí přechodu PN vznikne a převládne stimulovaná emise. (Základní literatura o teorii laserů [24] uvádí graf nakreslený na obr. 261.)

Jako Fabryův-Perotův rezonátor působí přímo krystal, v němž je vytvořen přechod PN. Čelní stěny krystalu se vzhledem k velkému indexu lomu na rozhraní arzenidu galia a vzduchu (asi 4) chovají jako zrcadla odrážející asi polovinu světla zpět do krystalu. zesílení záření v krystalu GaAs je velké. Proto tato poměrně slabá optická zpětná vazba postačuje k vytvoření podmínek pro generování světla.

Vzhledem k velikým



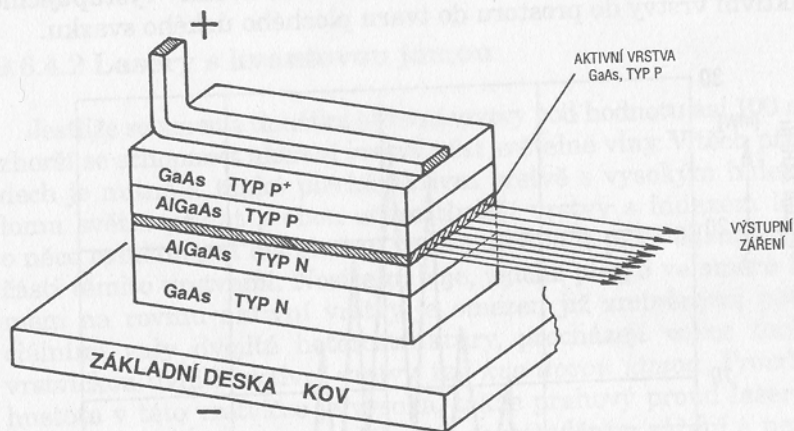
Obr. 261. Porovnání šířky pásma emitovaného záření při spontánní a stimulované emisi. Monokrystal GaAs [24]. (Šířka pásma je frekvenční rozdíl určený při polovině maximálního výkonu příslušného záření.)

proudům, které jsou nutné ke vzniku inverzní populace v takto rozměrných přechodech PN, kde navíc oblast rekombinace nosičů náboje není přesně vymezena, je takto sestrojený laser velmi málo účinný a je schopný kontinuálního provozu jen při nízkých teplotách (několika kelvinů).

Převratného zlepšení činnosti se dosáhne vytvořením tzv. *dvojitě heterostruktury*.<sup>1)</sup> Princip uspořádání znázorňuje obr. 262. (Lasery tohoto typu se označují symbolem DH laser – z anglického Double Heterostructure).

V tomto případě dochází k rekombinaci (ke vzniku zářivých přeskoků) jen ve velmi tenké vrstvě arzenidu galia, obvykle vodivosti typu P. Vrstvička má tloušťku 100 až 200 nm a je obklopena vrstvami jiného chemického složení.<sup>2)</sup> Užívá se GaAs s příměsí hliníku (Al). Jedna z těchto vrstev je vhodnou technologií vytvořena tak, že má vodivost typu P, druhá typu N.

Působením napájecího zdroje jsou do aktivní vrstvy vstříkovány



Obr. 262. Polovodičový laser s dvojitou heterostrukturou. Čelní stěny aktivní vrstvy působí jako zrcadla Fabryova-Perotova rezonátoru

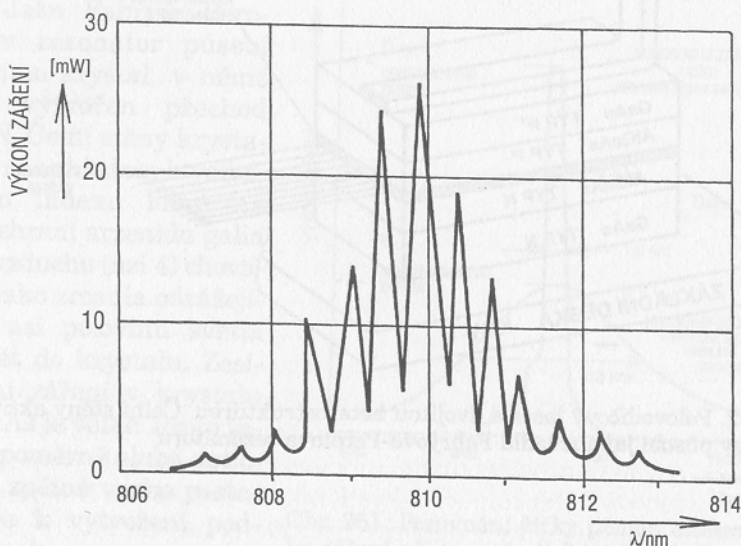
<sup>1)</sup> Heteros (řecky) různý, jiný

<sup>2)</sup> V polovodičové technice jsou běžné struktury tvořené vrstvami stejného chemického složení. Koncentrace dotujících prvků je tak malá, že ji nelze chemicky zjistit. Ke zjišťování koncentrace se užívají metody fyzikální.

z části N elektrony a z části P díry. V důsledku potenciálních valů, které vznikají na styku aktivní vrstvy s okolními chemicky rozdílnými vrstvami, jsou nosiče náboje uzavřeny do aktivní vrstvy a nedochází k „roztékání“ nábojů do okolí. Oblast, v níž dochází k rekombinaci, je přesně definována. Nahromadění nosičů náboje v aktivní vrstvě je vzhledem k jejímu malému průřezu tak velké, že proudové hustoty potřebné k vzniku inverze populace a převládnutí stimulované emise se dosahuje již při prahových proudtech několika desítek miliampérů.

Účinnost je velmi vysoká – kolem 75 %. Laser je schopný pracovat kontinuálně při pokojové teplotě.

V základním provedení emituje záření v blízké infračervené oblasti. Vhodnými příměsmi v aktivní vrstvě lze vytvořit laser tohoto typu vyzařující paprsek červené barvy. Vzhledem k tomu, že aktivní vrstva má index lomu světla větší než vrstvy sousední, dochází k vedení světla aktivní vrstvou. (Struktura laseru vytváří optický vlnovod.) To přispívá ke směrování světla vystupujícího z aktivní vrstvy do prostoru do tvaru plochého úzkého svazku.



Obr. 263. Spektrální křivka emitovaného záření laseru. Původně spojitá charakteristika je rozštěpena na řadu dílčích maxim v důsledku odrazů záření o boční stěny Fabryova-Perotova rezonátoru

Jak jsme již vysvětlili, dochází ve Fabryově-Perotově rezonátoru k zdůraznění vlnění, které se šíří ve směru jeho podélné osy. Vlnění ostatních směrů se má vyzářit bočními stěnami rezonátoru do okolního prostoru. Obvykle je však část tohoto vlnění odražena boční stěnou zpět do rezonátoru, kde je dále zesilována. Je-li zesílení světla v aktivním prostředí velké, mohou tyto složky vlnění dosáhnout značné amplitudy a při složení s osově se šířícím vlněním způsobí rozštěpení spektra výstupního záření na řadu vidů, které jsou závislé na geometrii Fabryova-Perotova rezonátoru. Skutečné spektrum popsaneho laseru je na obr. 263.

Protože zesílení záření v arzenidu galia je velké, dá se dosáhnout stavu, kdy celkové zesílení podél dráhy paprsku v krystalu převládne nad ztrátami (do nich musíme zahrnout i výkon výstupního záření) již při velmi malých délkách Fabryova-Perotova rezonátoru, řádu 100  $\mu\text{m}$ . (Pro představu: tato délka odpovídá asi tloušťce běžného kancelářského papíru.)

#### 9.6.4.2 Lasery s kvantovou jámou

Jestliže se zmenší tloušťka aktivní vrstvy pod hodnotu asi 100 nm, zhorší se schopnost aktivní vrstvy vést světelné vlny. V těch případech je nutné k tenké ploché aktivní vrstvě s vysokým indexem lomu světla přidat z obou stran tlustší vrstvy s indexem lomu o něco menším než má aktivní vrstva. Světlo je pak vedeno z větší části těmito vrstvami. Nosiče náboje, jejichž pohyb ve směru kolmém na rovinu aktivní vrstvy je omezen již zmíněnými potenciálními valy dvojité heterostrukтуры, procházejí velice tenkou vrstvičkou uvnitř aktivní vrstvy, tzv. *kvantovou jámou*. Proudová hustota v této vrstvičce je vysoká, takže prahový proud laseru je malý. Jedná se o laser s odděleným soustředěním záření a nosičů náboje, označovaný SCH (Separate Confinement Heterostructure).

Jestliže se vytvořením dalších potenciálních valů omezí pohyb nosičů náboje v aktivní vrstvě jen na úzkou dráhu tvaru přímky, vzniká laser s *kvantovým drátem* (QWi – Quantum Wire). Zkrácením kvantového drátu je možné vytvořit strukturu nazvanou laser s *kvantovou tečkou* (QB – Quantum Bubble). Vzhledem k extrémně malým rozměrům je však vzbuzení kmitů v tomto případě obtížné.

Zmenšení průřezu Fabryova-Perotova rezonátoru zabraňuje vzniku nežádoucích vidů generovaného vlnění. V důsledku toho má výstupní záření velmi úzké spektrum.

Zmenšování rozměrů a zejména tloušťky laserových struktur směřuje k jejich využití v obvodech *integrovane optiky*, tj. v obvodech, kde médiem přenášejícím signál není již elektrický proud, ale optická kvanta – fotony.

Tyto struktury využívají poznatků kvantové fyziky a kvantové elektroniky a umožňují zpracovávat informace obrovskými rychlostmi, řádově převyšujícími rychlosti, kterých dosahují dnešní integrované obvody i těch nejmodernějších technologií.

Na vývoj uvedených struktur vynakládají v současné době velké finanční prostředky největší světoví výrobci elektronických součástek. Široký nástup kvantové elektroniky se očekává začátkem 21. století.

### 3.6.4.3 Lasery s kvantovou jámou

Lasery s kvantovou jámou (QW) jsou typem laserů, jejichž aktivní oblast je tvořena strukturou s velmi tenkou vrstvou (jámou) s šířkou v řádu nanometrů, která je uzavřena v jednom směru (zpravidla vzhledem k šířce) dvěma bariérovými vrstvami. Tato struktura umožňuje dosáhnout velmi vysoké hustoty nosičů náboje (elektronů a děr) v aktivní oblasti, což vede k vysoké účinnosti a nízké prahové hodnotě. QW lasery jsou využívány v optoelektronice, zejména v optických komunikacích a optických počítačích. Jejich výstupní záření má velmi úzké spektrum a vysokou koherenci. QW lasery jsou také využívány v optických senzorech a v optických přístrojích. V současné době jsou QW lasery využívány v optických komunikacích a v optických počítačích. Jejich výstupní záření má velmi úzké spektrum a vysokou koherenci. QW lasery jsou také využívány v optických senzorech a v optických přístrojích.

## KONTROLNÍ OTÁZKY

1. Prochází vysokofrekvenčním vedením na obr. 238 stejnosměrný proud? Odpověď zdůvodněte.
2. Vypočítejte délku elektromagnetické vlny ve vzduchu odpovídající frekvencím  $f_1 = 50$  Hz,  $f_2 = 1$  kHz,  $f_3 = 1$  MHz,  $f_4 = 10$  MHz,  $f_5 = 100$  MHz,  $f_6 = 1$  GHz,  $f_7 = 15$  GHz.
3. Vypočítejte dobu, za kterou urazí světlo vzdálenost a) ze Země na Měsíc (380 tisíc km), b) ze Slunce na Zemi (150 milionů km).
4. Jaká je energie a hmotnost fotonu světla žlutozelené barvy s vlnovou délkou 555 nm? (Jde o barvu, na níž je lidský zrak nejcitlivější.)
5. Vznikne aktivní laserové prostředí snadněji v látkách s tříhladinovou, nebo v látkách s čtyřhladinovou soustavou kvantových přechodů? Odpověď zdůvodněte.
6. Vznikne stimulovaná emise fotonů v látce, do níž kromě budícího záření není z vnějšku přiveden žádný foton? Odpověď zdůvodněte.
7. Proč je v laserech jedno ze zrcadel Fabryova-Perotova rezonátoru částečně propustné?
8. Který z polovodičových materiálů Si, Ge, GaAs je vhodný pro vytvoření laseru? Odpověď zdůvodněte.
9. Který z laserů pracuje s odděleným soustředěním záření a nosičů náboje?

## ODPOVĚDI NA KONTROLNÍ OTÁZKY

1. Neprochází. Vodiče nejsou galvanicky spojené.
2. 6000 km; 300 km; 300 m; 30 m; 3 m; 30 cm; 2 cm
3. a) 1,27 s; b) 500 s
4.  $W = 3,58 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,23 \text{ eV}$ ;  $m = 4 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$
5. Viz kapitoly 9.5.1 a 9.5.2
6. Viz kapitoly 9.6.1 a obrázek 254
7. Viz kapitolu 9.6.1
8. Viz kapitolu 9.6.4
9. Viz kapitolu 9.6.4.2

# REJSTŘÍK

- absorpce fotonu 284, 287, 295
- buzení
  - optické 293
  - výbojem 293
- čerpání 292
- činitel jakosti 302
- délka vlny 275, 276
- dipól 270, 274
- elektron optický 284
- emise
  - spontánní 285
  - stimulovaná 288
- energie fotonu 277
- fonon 280
- foton 277
- heterostruktura 310
- hmotnost
  - částice 280, 281
  - - klidová 280
  - fotonu 278
  - - klidová 282
- charakter světla
  - duální 269
  - korpuskulární 269, 277, 279
  - vlnový 269, 279
- konstanta Planckova 269
- laser 269, 298
  - expanzní 293, 307
  - helium-neonový 306
  - chemický 293, 308
  - neodymový 304
  - plynový 293, 304
  - polovodičový 293, 308
  - - s dvojitou heterostrukturou 310
  - - s kvantovou jámou 313
  - - s kvantovým drátem 313
  - - s kvantovou tečkou 313
  - rubínový 299
  - s kyslíčnickem uhličitým 306
- populace
  - rovnovážná 291
  - inverzní 291, 292
- pravidla výběrová 284
- prostředí aktivní laserové 292
- přeskok
  - zakázaný 285
  - zářivý 285
- rekombinace zářivá 309
- rezonátor Fabryův-Perotův 301
- rozdělení rovnovážné 290
- rozšíření
  - Dopplerovské 305
  - srážkové 305
- rychlost světla 269, 275
- součinitel absorpce 290
- soustava
  - kvantová 283
  - kvantových přechodů 294
  - - čtyřhladinová 294, 296
  - - tříhladinová 294
- spektrum elektromagnetického vlnění 272
- úhel Brewsterův 303
- útlum světla 289, 291
- vedení vysokofrekvenční 270
- vektor pole
  - elektrického 271, 273
  - magnetického 271, 273
- vlnění
  - koherentní 274
  - monochromatické 273



- nekoherentní 275  
 - polarizované 273  
 vlnovod optický 312  
 výkon  
 - prahový 292, 295  
 vyzářování relaxační 303

záření  
 - infračervené 276  
 - viditelné 275, 276  
 zrcadlo vnější 303

## LITERATURA

- [1] Beneš, O. – Černý, A. – Žalud, V.: Tranzistory řízené elektrickým polem. SNTL, Praha 1972
  - [2] Brodribb, P. B.: Microwave diodes, Radiocommunication 8/1971
  - [3] Čermák, J. – Navrátil, J.: Tranzistorová technika. SNTL, Praha 1967
  - [4] Fedorov, N. D.: Elektronije i kvantovije pribory SVČ. ATOMIZDAT, 1974
  - [5] Frank, H. – Šnejdar, V.: Krystalové elektronky. SNTL, Praha 1959
  - [6] Krejčířík, A.: Elektronika, cvičení. ČVUT, Praha 1982
  - [7] Liao, S. Y.: Microwave devices and circuits. Prentice-Hall, New Jersey 1980
  - [8] Mařátko, J. – Foitová, E.: Elektronika pro 3. ročník SPŠE. SNTL, Praha 1981
  - [9] Motorola: Mc MOS Handbook 1973
  - [10] Sevin, J. L.: Field-Effect-Transistors. Texas Instruments 1969
  - [11] Stránský, J. a kol.: Polovodičová technika I. SNTL/ALFA 1973
  - [12] Svečnikov, S. V.: Základy optoelektroniky. SNTL, Praha 1975
  - [13] TESLA Rožnov: Metodická příručka pro přípravu učitelů středních škol, 1982
  - [14] TESLA VÚST: Polovodičové součástky v mikrovlnné technice, 1977
  - [15] TESLA VÚST: Quo vadis elektronika 80, 81, 82, 83
  - [16] TESLA VÚST: Sborník přednášek, Dny nové techniky, 1981
  - [17] Trnka, Z.: Teoretická elektrotechnika I, II. SNTL, Praha 1956
- Katalogy: TESLA Lanškroun  
TESLA Rožnov  
TESLA Vršovice  
TESLA VÚST  
Siemens 1983
- [18] Engst, Pavel – Horák, Milan: Aplikace laserů. SNTL, Praha 1989
  - [19] Foit, Julius – Hudec, Lubomír: Součástky moderní elektroniky. Vydavatelství ČVUT, Praha 1994
  - [20] Hüttel, Ivan – Braun, Ivo – Boučková, Stanislava: Polovodičový kontinuální laser se zaručenou životností. TESLA – VÚST DNT, Praha 1984
  - [21] Kittel, Charles: Úvod do fyziky pevných látek. Academia, Praha 1985
  - [22] Macháček, Martin: Encyklopedie fyziky. Mladá fronta, Praha 1995
  - [23] Miškařík, Stanislav: Moderní zdroje světla. SNTL, Praha 1979
  - [24] Pátek, Karel: Lasery – kvantové generátory světla. SNTL, Praha 1964
  - [25] Strumban, E. J. – Štoll, I.: Lasery a optoelektronika. Panorama, Praha 1989
  - [26] Voves, Jan – Kodeš, Jiří: Elektronické součástky nové generace. Grada Publishing, Praha 1995

**Ing. Jan Matátko**

## **ELEKTRONIKA**

DT 621.38 (075.3)

Vydalo SNTL — Nakladatelství technické literatury, n. p.,  
Spálená 51, 113 02 Praha 1  
v roce 1987

jako svou 10 313. publikaci

Redakce elektrotechnické literatury

Odpovědná redaktorka Ing. Marie Hauptvogelová

Vazbu navrhl Metoděj Sychra

Grafická úprava a technická redakce Dana Břízová

Vytiskly Tiskařské závody, n. p., závod 5, Sámova 12; Praha 10-Vršovice  
272 stran, 237 obrázků, 10 tabulek

Typové číslo L26-C2-IV-85/55675. Vydání první

Náklad 15 000 prodejních výtisků. 19,72 AA, 20,27 VA

05/38

Cena vázaného výtisku Kčs 23,—

507/23,856

Publikace je určena pro střední průmyslové školy s výukou předmětů Elektronika a Elektronika a elektronická zařízení i všem ostatním zájemcům o základy elektroniky.

5528

04-524-87

Kčs 23,—

**Doporučená  
literatura  
pro vaše  
další studium**

1. **Číslo**

2. **Titul**

3. **Podtitul**

4. **Podtitul**

5. **Podtitul**

6. **Podtitul**

7. **Podtitul**

8. **Podtitul**

9. **Podtitul**

10. **Podtitul**

11. **Podtitul**

12. **Podtitul**

13. **Podtitul**

14. **Podtitul**

15. **Podtitul**

16. **Podtitul**

17. **Podtitul**

18. **Podtitul**