

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

Josef Zahradníček; Vladimír Vaněk  
Katodový oscilograf v elektrině

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 68 (1939), No. Suppl., D137--D158

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/120755>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1939

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



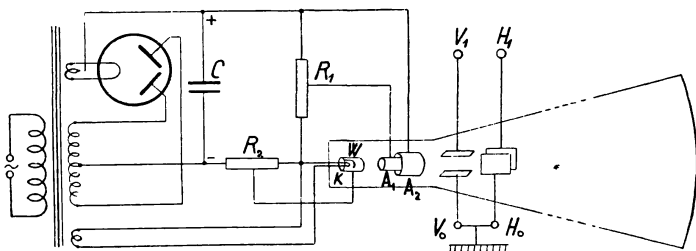
This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# VYUČOVÁNÍ.

## Katodový oscilograf v elektřině.

Josef Zahradníček a Vladimír Vaněk, Brno.

Ve Spisech přírodovědecké fakulty č. 252, Brno 1938, a v Časopisu pro pěstování matematiky a fyziky 67, D 205, 1938, bylo popsáno použití katodového oscilografu v akustice ke studiu křivek, vzniklých zvukovými kmity. V tomto pojednání uvedeme v hlavních rysech, jak lze použít katodového oscilografu v elektřině ke studiu křivek proudových, odpovídajících periodickým změnám napětí a intenzity střídavých proudů nízké a střední frekvence.



Obr. 1.

Schema katodového oscilografu.

V obr. 1 je načrtnuto schema oscilografu v nejjednodušším zapojení (bez zařízení synchronizačního, generátoru pilovitých kmitů o proměnné frekvenci, zesilovacích stupňů atd.). Napětí, potřebná v jednotlivých okruzích, odebíráme z transformátoru; je to jednak nízké napětí 4 V ke žhavení katod usměrňovací lampy a Braunovy trubice (kde je použito žhavení nepřímého, aby světelný záznam na stínítku nebyl rušen), jednak vyšší napětí několika set voltů, jež převádíme ve stejnosměrné usměrňovací lampou se dvěma anodami; zbytky střídavého proudu vymýtíme kondensátorem  $C$ , jímž jest okruh překlenut. Katoda oscilografní trubice je obklopena válcovitou elektrodou  $W$  (Wehneltovým

válcem) a má negativnější napětí než vlákno; nižším záporným nábojem válce jednak regulujeme intensitu elektronového toku, jednak dosahujeme toho, že rozbíhavý svazek elektronových paprsků je stlačován do osy válce, a v jistém bodě na ní se sbíhá podobně jako paprsky světelné po průchodu spojnou čočkou; Wehneltův válec zastupuje zde úlohu kondensoru. Odtud pokračuje proud elektronů zase jako rozbíhavý svazek, který však na další dráze proběhne elektrostatickým polem dvou válcovitých anod  $A_1$ ,  $A_2$ , z nichž první má nižší napětí; na ekvipotenciálních hladinách tohoto zakřiveného pole se jednotlivé elektronové paprsky lámou a vytvoří zнову sbíhavý svazek. Změnou napětí na anodě  $A_1$  potenciometrem  $R_1$  lze dosáhnouti, že se tento svazek sbíhá v bod právě na stínítku trubice. Ježto se tyto pomocné elektrody v mnohém ohledu podobají optickému systému, mluví se zde o elektronové optice. (Podobný efekt jako obě anody způsobuje též elektromagnetické pole cívký, jehož osa je zároveň osou lampy.)

Připojme k některému ze dvou skřížených kondensátorů, jež tvoří dvojice kovových deštiček s přívody  $V_0$ ,  $V_1$  nebo  $H_0$ ,  $H_1$ , proměnné napětí; mezi deštičkami vznikne proměnné elektrické pole, a svazek elektronových paprsků bude přitahován tou deštičkou, jež má právě pozitivní elektrický náboj, takže bod na stínítku se bude pohybovati ve směru svislém nebo vodorovném. Spojíme-li pak oba tyto vychylovací kondensátory současně se zdroji elektrických kmitů, opiše bod na stínítku Lissajousovu křivku, odpovídající poměru kmitočtů a fázovému rozdílu obou proměnných napětí.

Odtud je patrné, že elektrické kmity lze studovati pomocí katodového oscilografu dvojím způsobem: pozorujeme je v časovém rozvinutí nebo ve tvaru Lissajousových obrazeů.

V prvním případě připojujeme oscilátor, jehož kmity zkoumáme, na vertikální kondensátor (označme tak dvojici deštiček s přívody  $V_0$ ,  $V_1$ ); na horizontálním kondensátoru vzbuzujeme kmitu o vhodné frekvenci s výchylkou, narůstající lineárně s časem, ale z maximální hodnoty prudce klesající do nulové polohy; takový „pilovitý“ kmit (viz obr. 3) poskytuje elektronová lampa rázového generátoru (thyatron) ve spojení, jež bude dále popsáno. Složíme-li tento kmit s kmitem měřeným, rozvineme tím studovaný kmit časově ve směru kolmém k okamžité výchylce. Na stínítku se objeví křivka, a to ustálená, je-li kmit rázového generátoru synchronní s kmitem měřeným. Amplituda a forma rozvinutého kmitu je charakteristická pro konstanty měřeného kmitu — pro jeho intensitu a frekvenci.

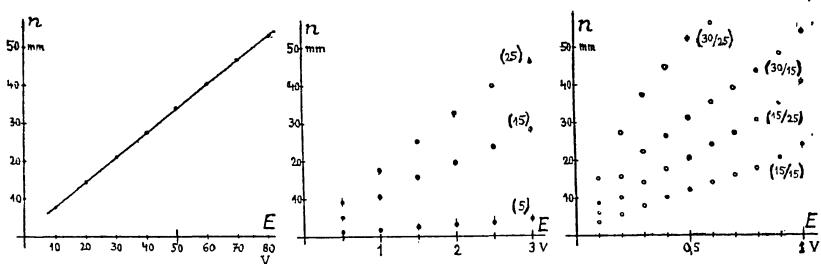
Jindy vkládáme na jeden z vychylovacích kondensátorů napětí studovaného kmitu, na druhý pak napětí kmitu, jehož výchylka

není lineární funkcí času, ale jenž má jinak známou formu a frekvenci, na př. sinový kmit střídavého proudu; z tvaru vzniklé Lissajousovy křivky možno určití amplitudu, frekvenci i fázový rozdíl kmitu měřeného vůči kmitu známému.

Z rovnic pro pohyb elektronu, vrženého do pole kondensátoru ve směru osy oscilografní trubice rychlostí  $u$ , vyplývá pro výchylku elektronového paprsku na stínítku vztah

$$y = AE, \quad A = \frac{e}{mu^2} \cdot \frac{a}{2\delta} (a + 2b),$$

kde konstanta  $A$  je závislá na rychlosti elektronu  $u$ , které nabyl v elektrickém poli mezi katodou a anodou, na jeho náboji  $e$



Obr. 2.

Závislost výchylky katodového paprsku na napětí mezi deskami vychylujícího kondensátoru pro jednotlivá zapojení:  $D$  (přímá),  $A$  (jednostupňový zesilovač),  $2A$  (dvojestupňový zesilovač).

a setrvačnosti  $m$ , na rozměrech kondensátoru (délce  $a$ , vzdálenosti desek  $\delta$ ) a na vzdálenosti  $b$  fluorescenčního stínítka od konce kondensátoru;  $E$  je napětí na deskách kondensátoru,  $E/\delta$  jest intenzita elektrického pole mezi deskami kondensátoru.

Často jsou napětí měřených kmitů příliš slabá k tomu, aby vyvolala v kondensátoru dostatečně velké změny elektrického pole, potřebné k vychýlení elektronového paprsku. Pro tyto případy je zařazen v katodovém oscilografu jednostupňový a dvojestupňový zesilovač; tak dosáhneme uspokojivé výchylky na fluorescenčním stínítku i při střídavých proudech s napětím několika setin voltu. Při napětích řádu  $10^2$  V použijeme vhodného reostatu jako potenciometru a z něho odvětvíme žádoucí napětí, ať již pro zapojení přímé ( $D$ ), nebo přes zesilovač ( $A$ ,  $2A$ ).

U katodového oscilografu Du Montova byla naměřena tato citlivost přístroje: je-li napětí přivedeno přímo na odchylní desky kondensátorů, odpovídá napětí 1 V výchylka 0,6 mm na stínítku; v jednoduchém, resp. dvojnásobném zesílení připadá na 1 V průměrná výchylka 9,3 mm, resp. 25,3 mm při střední poloze

potenciometrů v zesilovači, maximálně 16,2 mm resp. 109 mm (obr. 2). Podle těchto graduačních křivek možno provést měření na všech dále uvedených oscilogramech; z nedostatku místa neuvádíme číselný materiál takto získaný.<sup>1)</sup>

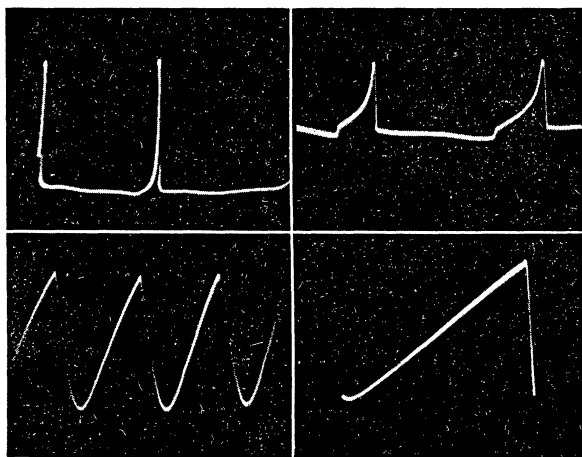
Při časovém rozvinutí kmitů volíme frekvenci rázového generátoru buď stejnou nebo poloviční, třetinu atd. frekvence kmitu pozorovaného. Tato volba je umožněna v širokém rozmezí 5 až  $5 \cdot 10^5$  hertzů. Princip rázového generátoru je tento: anodovým proudem diody, pracující v oboru nasyceného proudu, nabíjí se stejnoměrně s časem kondensátor, jehož kapacitu si v určitém odstupňování můžeme libovolně nastavit přepínačem; k polepům kondensátoru je paralelně připojena neonová lampa. Jakmile potenciál na polepech kondensátoru a tedy i na elektrodách lampy dosáhne hodnoty zápalného napětí, náboj kondensátoru se lampou vybije, což se stane velmi rychle ve srovnání s dobou nabíjení; kondensátor se počne proudem diody opět nabíjet a tak se děj periodicky opakuje. Při větší kapacitě trvá nabíjení déle, rázový generátor dává kmitů malé frekvence; při malých kapacitách dosáhneme kmitů o velké frekvenci. Poněvadž pak odporem ve žhavicím okruhu diody lze plynule měnit též tok elektronů, jímž se nabíjí kondensátor, možno tak spojitě měnit dobu, po kterou trvá nabíjení neboli dobu kmitu tohoto generátoru.

Doutnavá lampa má některé nevýhody při použití za rázový generátor; napětí, jehož nám dovoluje využití, t. j. rozdíl mezi zápalným a vyhasínajícím napětím, je dosti malé (asi 20 V) a není ani konstantní. Místo ní se osvědčuje trioda plněná plynem připojená anodou a katodou paralelně k nabíjené kapacitě; její mřížka má záporné předpětí, takže lampou neprochází anodový proud, pokud anodové napětí nevystoupí nad určitou hranici; sotvaže však při dostatečném napětí vznikne proud, elektrony unikající z katody ionisují plyn, aniony zbaví mřížku záporného náboje, a mezi katodou a anodou teče proud náhle v plné intenzitě; zastaví se však, až napětí kondensátoru klesne pod určitou hranici. V tomto smyslu můžeme mluvit i u této lampy o zápalném a vyhasínajícím napětí. Takto upravená elektronová lampa pracuje spolehlivě a rozdíl mezi jejím zápalným a kritickým napětím se dá vhodným předpětím na mřížce ve velkém rozsahu měnit.<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Aby měření na oscilogramech bylo usnadněno, bývá ke stínítku přiložena síť pravouhlých souřadnic, která se s oscilogramem současně fotografuje, jak patrně z obrázků, uvedených ve shora citované práci jednoho z autorů.

<sup>2)</sup> Na obrázci 3 jsou znázorněny pilovité kmity, vytvořené jednak výbojkou, plněnou neonem (*a, b*), jednak rtuťovou triodou thyatronem (*c, d*). V prvním případě (*a*) byla kapacita nabíjena přes odpor reostatu, ve druhém (*b*) anodovým proudem diody; u thyatronu (*c, d*) použito dvou různých kapacit. Nevýhoda neonky je z grafu dobře patrná.

Vedle vhodné frekvence je nutno se postarati při časovém rozvinutí kmitů též o synchronisaci, to znamená, že nulová poloha kmitu rázového generátoru (okamžik vybití kondensátoru) musí se časově shodovati s každou nebo každou druhou, třetí atd. nulovou polohou kmitu měřeného. K tomu účelu se transformátorem, potenciometrem nebo lampovým relais přivádí část zkoumaného napětí na elektrodu doutnavé lampy, resp. mřížku thyatronu; vznikajícími impulsy se strhne kmit rázového generátoru automaticky do stejného taktu s přiváděným signálem.



Obr. 3.

Pilovitý kmit rázového generátoru, vznikající výbojem kapacity lampou neonovou (a, b) nebo thyatronem (c, d).

Vyjádríme-li skládání měřeného kmitu s pilovitým kmitem rázového generátoru analyticky, znamená to skládání dvou křivek:

$$x = ct \text{ (přímka, kmit rázového generátoru),}$$

$$y = y_0 \varphi(t) \text{ (křivka, odpovídající studovanému kmitu);}$$

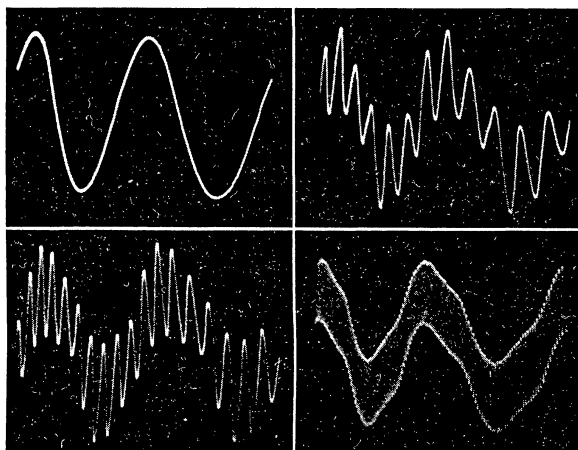
vyloučíme-li z obou rovnic parametr  $t$ , obdržíme křivku kmitu časově rozvinutého  $y = f(x)$ .

V dalším jsou uvedeny některé význačné případy střídavých proudů, jak byly zachyceny oscilografem, a to cestou fotografickou. K tomu účelu bylo použito fotografické komory o světelnosti 2,9 a desek citlivosti  $28^\circ$  Sch. Expoziční doba volena obyčejně  $1/10$  sec při plném využití světelnosti kamery.

Na obr. 4 je vyznačen v časovém rozvinutí kmit městského střídavého proudu (frekvence 50 H), a to jednak sám, jednak v superposici s kmitu o menší amplitudě a vyšší frekvenci. Podle

počtu vedlejších vlnek, jež se vektorově sčítají se základní vlnou, snadno se přesvědčíme, že bylo použito kmitočtu 6krát, 9krát a asi 60krát vyššího, než měl proud městský, t. j. o frekvenci 300, 450 a 3000 H. Z prvního obrazce této skupiny je patrné, že napětí měřeného kmitu má sinový průběh:  $E = E_0 \sin \omega t$ .

Uspořádání tohoto pokusu je následující: horizontální kondensátor je spojen přepínačem s rázovým generátorem přístroje. Na desky vertikálního kondensátoru jest odvětveno z potenciometru vhodné napětí střídavého proudu ze sítě; k těmže přívodům



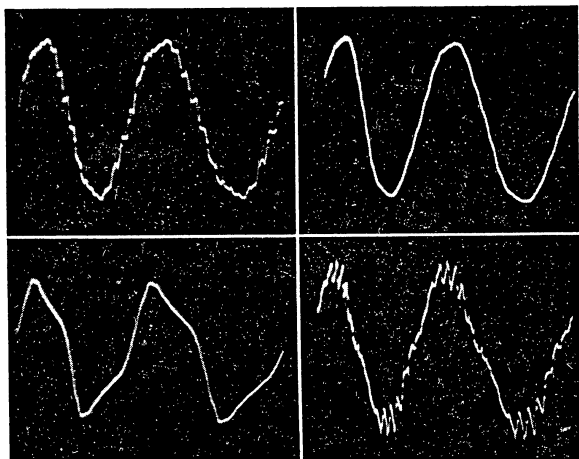
Obr. 4.

Rozvinutý kmit městského střídavého proudu, a to samotného (a), a v superpozici s kmity vyšší frekvence: 300 H (b), 450 H (c), 3000 H (d).

připojíme svorky sekundární cívky zvonkového transformátoru, do jehož primárního vinutí přivádíme elektrické kmitů akustického oscilátoru. Nejprve je třeba ustáliti synchronisačním zařízením základní vlnu; při tom je okruh s oscilátorem otevřen. Po připojení oscilátoru, na němž lze frekvenci buzených kmitů spojitě měniti (od 0 do  $10^4$  H), objeví se klidná křivka vždy tehdy, když synchronisace hlavní sinusovky je vhodná i pro frekvenci kmitů vedlejších, t. j. kdykoliv na jednu periodu základního kmitu připadá právě celý počet kmitů z oscilátoru.

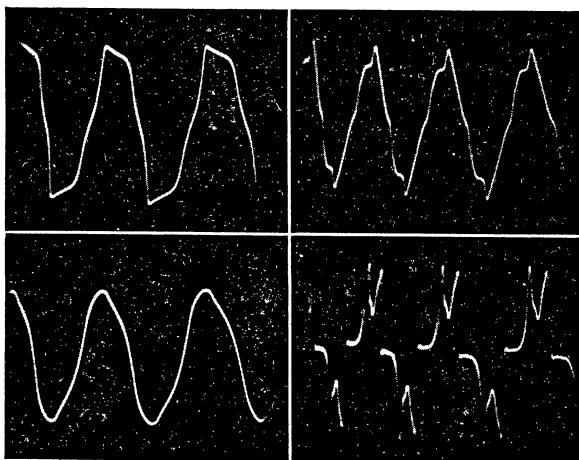
Na obr. 5 je zachycen průběh napětí střídavého proudu motor-generátoru s frekvencí 50 H. Proud byl veden proměnným odporem (řádu  $10^3$  ohmů), z něhož bylo odebíráno přiměřené napětí na vertikální kondensátor oscilografu, a kmit byl časově rozvinut rázovým generátorem jako předešle. Na tomto oscilogramu jsou

patrný též svrchní kmity. Vložíme-li však do cesty proudu cívku s otevřeným železným jádrem (samoindukci řádu  $10^{-1}$  henry), možno tyto vedlejší kmity „odfiltrvat“, jak ukazuje dolejší



Obr. 5.

Kmit střídavého proudu z generátoru o frekvenci 50 H s vyššími kmity harmonickými: samotný (a), po průchodu samoindukcí malou (b), velkou (c) a kapacitou (d).



Obr. 6.

Kmit střídavého proudu z generátoru pro vyšší frekvenci (500 H): samotný (a), po průchodu samoindukcí malou (b), velkou (c) a kapacitou (d).



obrazec. Při značně velké samoindukci, jakou má na př. cívka zvonkového transformátoru, nastává vedle úplného utlumení svrchních kmitů i změna formy hlavního kmitu vlivem proměnné permeability železa, která je funkcí intenzity protékajícího proudu. Zaměníme-li v okruhu samoindukci za kapacitu (zde použito 2 mikrofaradů), jsou svrchní kmity zčásti propuštěny, jak patrně hlavně na vrcholech křivky, zaznamenané oscilografem.

Obr. 6 podává obdobné uspořádání jako předešlý; jako zdroje pro střídavý proud bylo použito motorgenerátoru, určeného pro frekvence 500 H. Zvláštní tvar prvé křivky souvisí s vnitřní konstrukcí tohoto stroje; ostatní oscilogramy znázorňují průběh napětí proudu po průchodu samoindukčními cívkami nebo kapacitou; vzhledem k vyšší frekvenci byla volena kapacita menší (0,002  $\mu$ F, poslední obrazec skupiny).<sup>3)</sup>

Přejdeme nyní ke druhé metodě, jak lze studovat měřené kmity z Lissajousových křivek. K tomu účelu přivádíme na oba zkřížené kondensátory v Braunově trubici periodicky proměnná napětí proudů, jejichž frekvence jsou v poměru celých čísel.

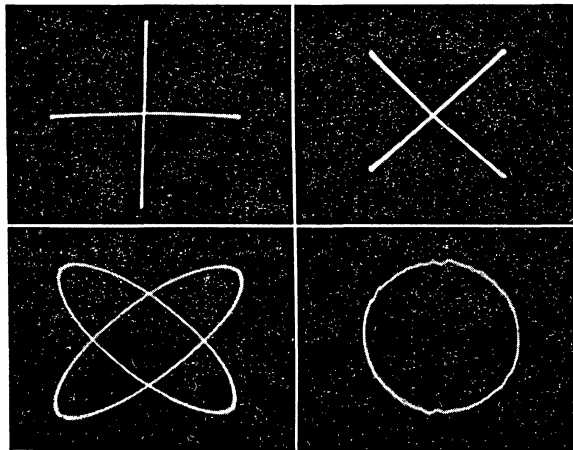
Na obr. 7 je znázorněno několik jednoduchých případů. Na horizontální kondensátor je vloženo napětí městského střídavého proudu. Okamžitá výchylka katodového paprsku je určena vztahem  $x = a \sin \omega t$ . Na vertikálním kondensátoru ponecháme napětí nulové:  $y = 0$ . Ježto kmitočet použitého proudu je vyšší než 10 H, splývá zrakový vln v horizontální úsečku. Zaměníme-li napětí na kondensátorech, vymění se proměnné a obdržíme úsečku svislou. Oba tyto pokusy jsou postupně provedeny na prvním obraze.

Dále odvětvíme z okruhu, v němž je pouze ohmický odpor, na oba kondensátory napětí od nuly rozdílná. Jim odpovídají výchylky  $x = a \sin \omega t$ ,  $y = b \sin \omega t$ . Podle pravidla o skládání vektorů vznikne výslednice ve formě šikmo položené úsečky:  $y/x = \pm b/a$ , kde úhel  $\alpha$  úsečky s osou  $X$  je dán výrazem  $\tan \alpha = \pm b/a$ . Speciálně v případě, že amplitudy obou kmitů jsou stejné ( $a = \pm b$ ), vychází sklon o úhlu  $\alpha = \frac{1}{4}\pi$ ; tento případ je zachycen druhým oscilogramem.

V třetím obraze jsou složeny kmity, odpovídající různým fázím městského střídavého proudu s rozdílem  $\pm 120^\circ$ ; na každý z obou kondensátorů bylo připojeno napětí jedné ze 3 fází tak,

<sup>3)</sup> Když si proložíme získanými obrazi osy souřadné, seznáme, že kmity nejsou geometricky přesně vykresleny; jejich amplituda sice zůstává stejná, ale horizontální vzdálenost sousedních nulových poloh se postupně zvětšuje (zleva napravo); tento zjev je zaviněn okolností, že se paprsek ve směru horizontálním vlivem elektrického pole vychylujícího kondensátoru nepohybuje konstantní rychlostí; obdobné zkreslení nastává též ve směru vertikálním.

aby uzeměné desky měly společný přívod. Početně vystihneme tento stav rovnicemi  $x = a \sin \omega t$ ,  $y = b \sin (\omega t + \varepsilon)$ ,  $\varepsilon = 2\pi/3$ ; složením těchto kmitů (vyloučením času  $t$ ) obdržíme elipsu. Dosáhneme-li vhodným zařízením fázového rozdílu  $\varepsilon = \frac{1}{2}\pi$  při stejné amplitudě napětí, vznikne Lissajousova křivka-kružnice:  $x = a \sin \omega t$ ,  $y = a \cos \omega t$ ;  $x^2 + y^2 = a^2$ . Tomuto případu se přiblížíme, prochází-li též střídavý proud dvěma okruhy, z nichž jeden má pouze odpor ohmický, do druhého pak vložíme velkou samoindukci nebo malou kapacitu. Pro fázové posunutí  $\varepsilon$  platí



Obr. 7.

Lissajousovy křivky městského střídavého proudu: dvou fází stejných, a to každé zvlášť (a), obou současně (b), a s rozdílem fázovým  $120^\circ$  (c),  $90^\circ$  (d).

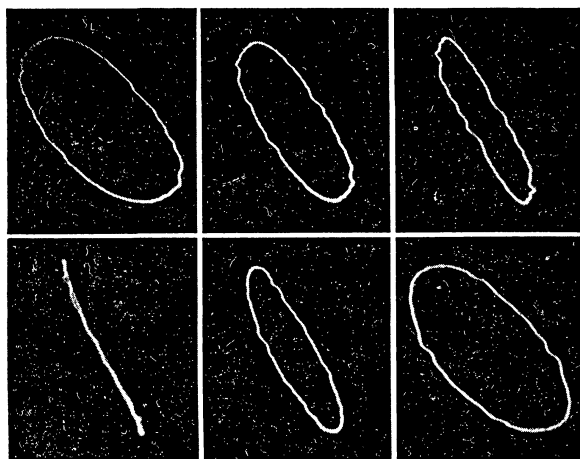
totiž vztah  $R \operatorname{tg} \varepsilon = -(S\omega - 1/C\omega)$ , kde  $R$  je ohmický odpor,  $S$  samoindukce (henry),  $C$  kapacita (farad).  $\omega$  kruhová frekvence střídavého proudu v okruhu.

Poznámka: Skládáním kmitu městského proudu 50 H ve směru jednom s kmitem jiné frekvence ve směru druhém, je možno předvésti Lissajousovy křivky různých forem; nejjednodušší z nich jsou v tom případě, kdy poměr frekvencí sinových kmitů je vyjádřen poměrem malých celých čísel na př. v mezích  $1/1 \dots 2/1$ . Jejich zajímavé reprodukce zde neuvádíme.

Na obr. 8 jsou složeny dva kmity téže frekvence s výchylkami vzájemně kolmými. Fázový rozdíl  $\varepsilon$  obou kmitů je podmíněn samoindukcí  $S$  a kapacitou  $C$  okruhu, z něhož jest odebírána jedna

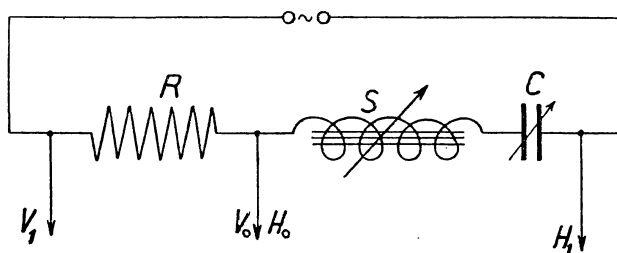
složka ( $H_1$ ),<sup>4</sup>) druhá složka ( $V_1$ ) jest úměrná napětí na ohmickém odporu  $R$  (viz obr. 9). Příslušné vztahy pro obě složky jsou jako v předešlém

$$x = a \sin \omega t, \quad y = b \sin (\omega t + \varepsilon);$$



Obr. 8.

Lissajousovy křivky dvou vzájemně kolmých kmitů téže frekvence s fází postupně se měnící ( $a, b, c, d, e, f$ ); případ resonance ( $d$ ).



Obr. 9.

Okruh stříd. proudu pro znázornění fázového posunu a resonance.

pro fázový rozdíl platí

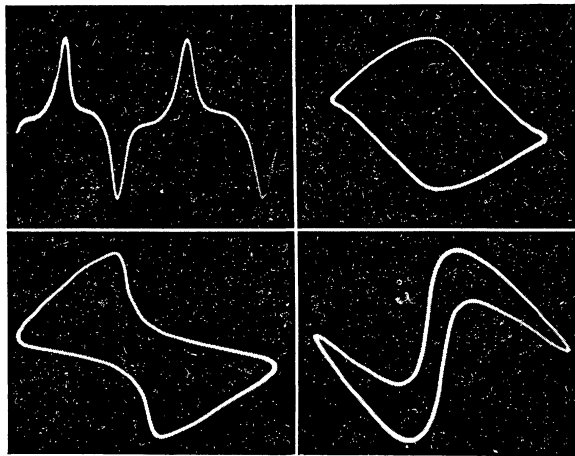
$$\operatorname{tg} \varepsilon = - \frac{\omega S - 1/\omega C}{R}.$$

<sup>4</sup>) Volíme-li přívod na svorku  $H_1$  postupně z různých míst daného okruhu, a to z odporu, samoindukce a kapacity, poznáme hned podle formy křivky, o jakou diferenci fázovou jde — co do velikosti i znaménka: samoindukce se prozradí fázovým zpožděním, kapacita předběhnutím.

Měníme kapacitu v mezích  $1.2 \mu\text{F}$  až  $14.2 \mu\text{F}$  při určité zvolené samoindukci, anebo měníme při stálé kapacitě samoindukci v rozmezí  $0,15 \text{ H}$  až  $1,5 \text{ H}$  zasouváním železného jádra do cívky. Lissajousovy křivky jsou obecně elipsy; případ resonance

$$\varepsilon = 0, \quad \omega^2 = \frac{1}{SC}$$

se prozrazuje přímkou (nastává na př., použijeme-li městského střídavého proudu o  $2\pi$ -násobné frekvenci  $\omega = 314$  hertzů, při kapacitě  $C = 16 \mu\text{F}$ , samoindukci  $S = 0,63_s \text{ H}$ ).



Obr. 10.

Skládání kmitů téže frekvence, ale o fázové diferenci periodicky proměnné, a to při magnetisaci nenasyčené. Průběh intensity proudové v závislosti na proměnné samoindukci (a); Lissajousovy křivky pro různé kapacity v proudovém okruhu (b, c, d).

Na obr. 10 jsou vyznačeny případy skládání dvou kmitů o stejné frekvenci ( $50 \text{ H}$ ) s fázovou diferencí  $\varepsilon$  proměnnou v důsledku proměnné samoindukce. Intenzita proudová roste periodicky s časem, tím se však mění permeabilita železného jádra a tudíž i samoindukce. Zde platí pro okamžitou výchylku katodového paprsku opět stejný vztah jako dříve:

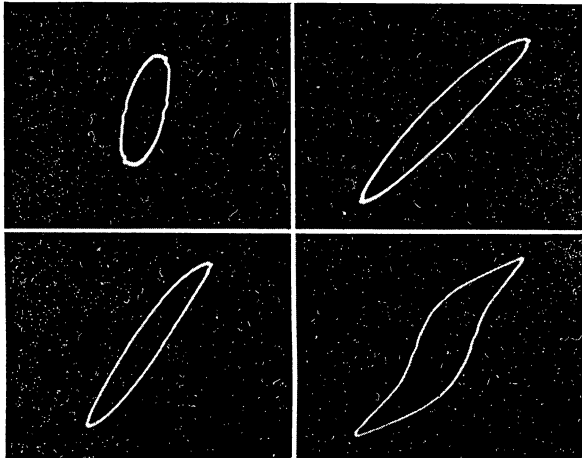
$$x = a \sin \omega t, \quad y = b \sin (\omega t + \varepsilon),$$

ale v okruhu chybí kapacita, takže pro fázový rozdíl plyne

$$\text{tg } \varepsilon = -\frac{\omega S}{R},$$

kde samoindukce  $S$  je funkcí intenzity. Funkce tato je dosti složitá, což je patrné jak z rozvinuté křivky, tak i z Lissajousových obrazců. Obr. 10 podává případy, kdy proudová intenzita procházející cívkou je malá — magnetisace nenasycená.

Obr. 11 zachycuje stav za magnetisace nasycené (intenzita proudová  $i \doteq 10$  A) — vznikají hysteresní křivky; při druhém, třetím a čtvrtém oscilogramu tvořily jádro cívky postupně svazek železných drátů, ocelová tyč a několik proužků ocelového plechu;



Obr. 11.

Hysteresní křivky (při magnetisaci nasycené): pro svazek drátů z měkkého železa (b), plnou ocelovou tyč (c), svazek ocelových plechů (d); na srovnání pro cívku bez jádra (a).

první obrazec znázorňuje případ cívky bez jádra, kdy je tedy fázová diference  $\varepsilon$  stálá.

Dva kmity vzájemně kolmé o amplitudách  $a$ ,  $b$ , o téže frekvenci s fázovým rozdílem  $\varepsilon$ :  $x = a \sin \omega t$ ,  $y = b \sin (\omega t + \varepsilon)$  dávají elipsu

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - 2 \frac{xy}{ab} \cos \varepsilon = \sin^2 \varepsilon.$$

Je-li fázový rozdíl stálý (jde na př. o kmity ve dvou spřážených cívkách bez železného jádra), je směr  $\varphi$  hlavní osy elipsy vzhledem k souřadné ose  $X$  dán vztahem

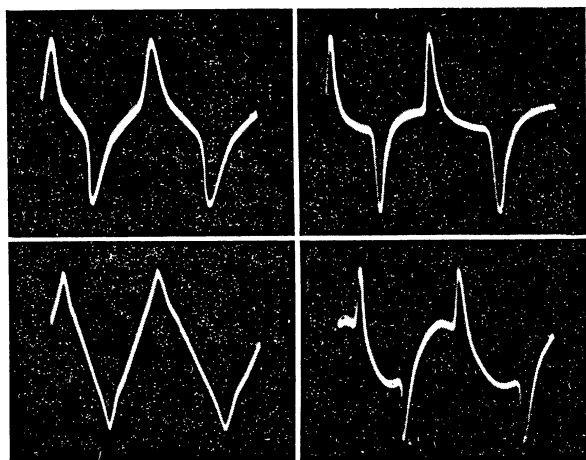
$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2ab \cos \varepsilon}{a^2 - b^2};$$

čtverce poloos jsou

$$A^2 = \frac{a^2 b^2 \sin^2 \varepsilon}{a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi - ab \cos \varepsilon \sin 2\varphi},$$

$$B^2 = \frac{a^2 b^2 \sin^2 \varepsilon}{b^2 \sin^2 \varphi + a^2 \cos^2 \varphi + ab \cos \varepsilon \sin 2\varphi}.$$

Mění-li se  $\varepsilon$  s časem, není Lissajousovou křivkou elipsa, nýbrž křivka složitější — hysterese smyčka, jejíž forma je různá podle velikosti intensity proudu, t. j. podle magnetické nasycenosti jádra, a podle druhu ferromagnetické látky.



Obr. 12.

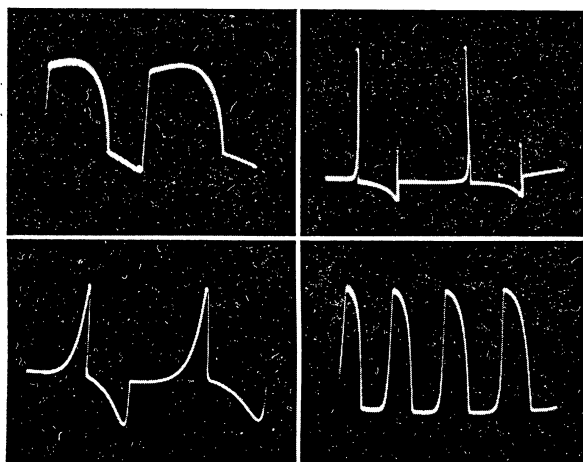
Změna sinového průběhu střídavého proudu po průchodu primární cívkou transformátoru s jádrem otevřeným (*a*, *c*) a uzavřeným (*b*, *d*) při magnetisaci nenasyčené (*a*, *b*), nebo nasycené (*c*, *d*).

Fázový rozdíl  $\varepsilon$  mění se během jedné čtvrtperrody od  $\varepsilon_{\min}$  do  $\varepsilon_{\max}$  a v důsledku toho mění Lissajousova elipsa v určitém rozmezí směr os i jejich velikost. Z tohoto hlediska se jeví hysterese smyčka jako množina bodů, které náležejí postupně různým elipsám podle okamžité hodnoty  $\varepsilon$ .

Na obr. 12 jsou vyznačeny rozvinuté kmity v transformátoru s jádrem otevřeným a uzavřeným jednak při intenzitě  $i \doteq 1$  A, kdy magnetismus jádra není nasycen, jednak při  $i \doteq 10$  A, kdy již je nasycen. I v primární cívice je sinový průběh proudu pozměněn magnetickým polem jádra, a to tím více, čím větší je samoindukce  $S$  cívky (případně vzájemná indukce  $M$  cívek), závislá na permeabilitě jádra (a na koeficientu sprážení). I v pří-

padě jediné cívky se železným jádrem (tlumivka) je sinový charakter proudu pozměněn.

Jako doplněk k předešlému jest uveden průběh proudu v indukčním přístroji lékařském (obr. 13), a to průběh a) intensity proudové v cívce primární, t. j. napětí na odporu, který je této cívce předřazen, b) napětí na cívce primární, c) napětí na cívce sekundární (počet přerušení Wagnerova kladívka je řádu  $10^2$  per/sec). Poslední obrazec d) znázorňuje průběh intensity proudu procházejícího bzučákem (počet přerušení je asi  $10^3$  per/sec). Budiž zvláště



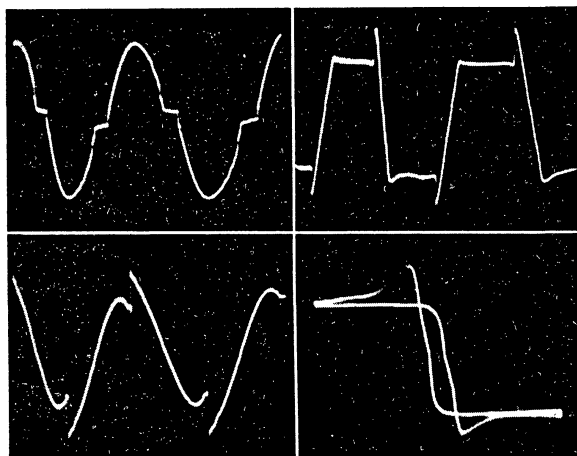
Obr. 13.

Průběh intensity proudu (a) v primární cívce lékařského induktoru, napětí na svorkách cívky primární (b) a sekundární (c); průběh intensity proudu v bzučáku (d).

poznámeno, že tyto oscilogramy je nutno sledovati zprava doleva.

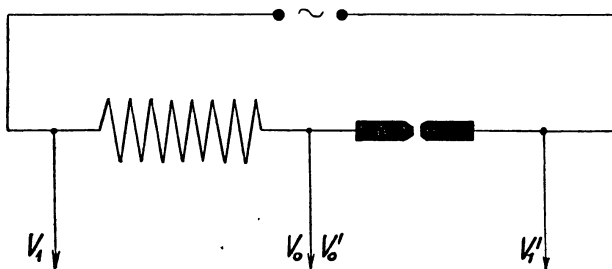
Probíhá-li střídavý proud sinový vodičem plynovým (ať už v oblouku mezi uhlíkovými elektrodami nebo mezi elektrodami výbojky plněné neone), mění svou charakteristickou formu. Na obr. 14 je zachycen průběh střídavého proudu, procházejícího obloukovou lampou; první obrazec vystihuje průběh intensity procházející obloukem (napětí na předřazeném odporu na svorkách  $V_0$ ,  $V_1$ , viz obr. 15); druhý oscilogram znázorňuje průběh napětí na oblouku ( $V'_0$ ,  $V'_1$ ). Čtème tyto obrazce od strany pravé k levé: intenzita proudu v oblouku se mění zhruba podle sinusovky, při čemž jednotlivé větve křivky jsou odděleny malými

úsečkami, posunutými a skloněnými ve směru změny proudové. Těmto malým změnám intenzity v obrazci a) odpovídají velké změny napětí na oblouku v obrazci b) (kdy oblouk vyhasíná a znovu se zapaluje), a to tak, že rostoucí intenzitě odpovídá



Obr. 14.

Rozvinutý kmit střídavého proudu v elektrickém oblouku: průběh intenzity (a), napětí na elektrodách (b), změna předešlého po transformaci dvojcívkou (c), dynamická charakteristika oblouku (d) [křivka, vzniklá složením kmitů a), b)].



Obr. 15.

Schema k vytvoření charakteristiky oblouku.

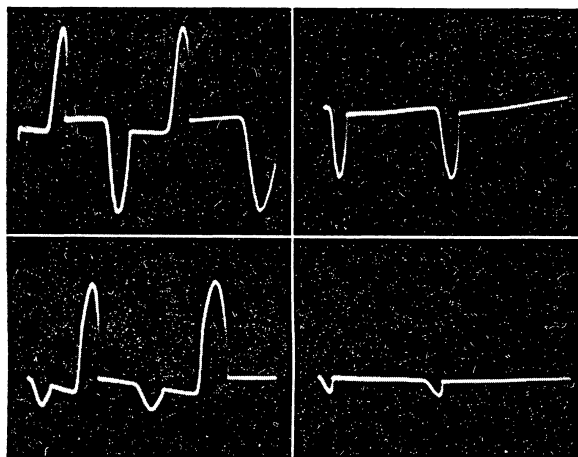
klesající napětí na oblouku a obráceně: klesající charakteristika. Podobně si odpovídají ostatní části obou křivek. V obrazci d) je vyznačena dynamická charakteristika oblouku, t. j. závislost napětí uhlíkových elektrod na intenzitě. Tato křivka upomíná na



hysteresní smyčku, jak upozornil již Simon (1905).<sup>5)</sup> Obrázek c) ukazuje průběh proudu obloukem procházejícího po transformaci dvoječkou bez jádra ( $S \doteq 0,01 \text{ H}$ ).

Jde-li střídavý proud obloukem mezi elektrodou uhlíkovou a kovovou (na př. železnou), projevuje se na oscilogramu ventilové působení takového oblouku (kov je při tom anodou). Tento ventil je nestálý; dobře se však osvědčují ventily a usměrňovače rtuťové.

Obdobné případy jako v obloukové lampě za obyčejného tlaku vzduchu vznikají při průchodu střídavého proudu výbojkami,



Obr. 16.

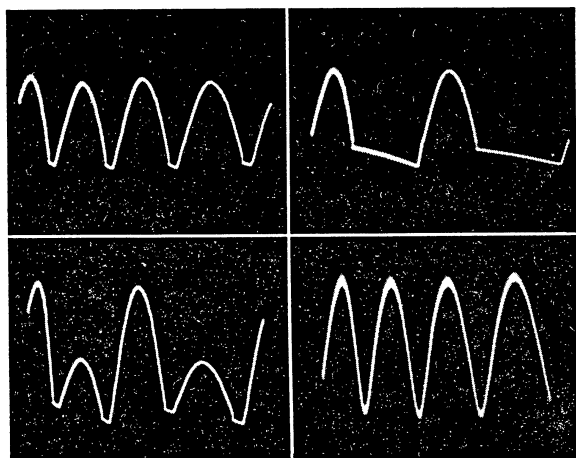
Průběh intenzity střídavého proudu v neonové výbojce s elektrodami stejnými (a, b) a nestejnými — hrot, deska — (c, d). Ventilová vlastnost lampy, tvoří-li se doutnavé světlo pouze u jedné z elektrod (b, d).

plněnými na př. neonem. Oscilogramy na obr. 16 podávají průběh intenzity v neonové lampě ( $V_0$ ,  $V_1$ ) s elektrodami přibližně stejnými a s elektrodami nestejnými: hrot — deska. Pokud je doutnavé světlo na obou elektrodách výbojky, je z formy oscilogramu patrné, že po značnou část púlperiody je ve výbojce klid na rozdíl od obloukové lampy. Snížením napětí na elektrodách možno dosáhnouti, že výbojka působí jako ventil. Zvláště patrně se tento úkaz projeví, jsou-li elektrody nestejně veliké (hrot — deska), jak znázorněno na obrazcích c), d).<sup>6)</sup>

<sup>5)</sup> H. T. Simon, Physik. ZS. 6, 297, 1905; E. Marx, Handbuch der Radiologie IV., 319 a n.; Leipzig 1917.

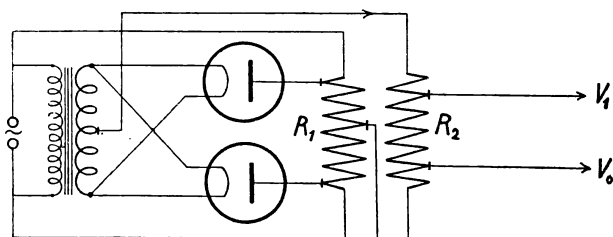
<sup>6)</sup> U všech těchto oscilogramů je třeba upozorniti na okolnost, že křivky jsou psány od pravé strany k levé.

Oscilogramy ventilu nebo usměrnění střídavého proudu ukážeme na obr. 17. Sestavme usměrňovací zařízení podle diagramu na obr. 18. K tomuto účelu použijeme dvou rtuťových diod, zapojených proti sobě, nebo jedné lampy se dvěma anodami.



Obr. 17.

Usměrnění střídavého proudu přístrojem dvoulampovým (a), po vypnutí jedné z usměrňovacích lamp (b), při nesymetrickém zapojení obou lamp (c); funkce usměrňovače selénového (d).



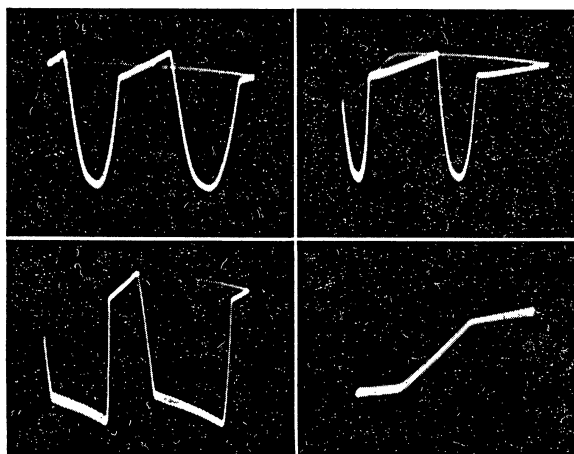
Obr. 18.

Lampový usměrňovač střídavého proudu.

Anodové napětí lze měnit posunutím kontaktů na potenciometru  $R_1$ . Výstupní svorky usměrněného proudu jsou jednak střed žhavicího vinutí transformátoru, jednak střed potenciometru  $R_2$ . Každou z lamp projde střídavě po jedné půlvlně střídavého proudu, a to stále stejným směrem, jak patrně z obrazce a).

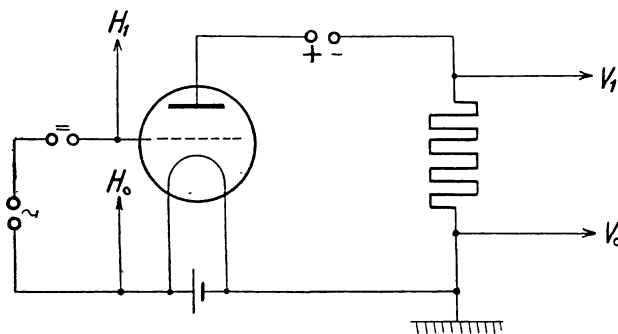
Vypneme-li jednu z usměrňovacích lamp, změní se přístroj ve

ventil, propouštějící jen liché nebo sudé půlvlny (b). Další oscilogram vznikl při různých napětích na anodách lamp, což se projevuje nestejnými amplitudami obou půlvln (c). Poslední graf (d) této skupiny předvádí funkci usměrňovače selénového (systém



Obr. 19.

Průběh intenzity anodového proudu v elektronové lampě při stříd. napětí na mřížce bez předpětí stejnosměrného (a), s předpětím stejnosměrným kladným (b), záporným (c); charakteristika elektronové lampy (d).



Obr. 20.

Schema k vytvoření charakteristiky elektronové lampy.

měděných a mosazných deštiček s vrstvičkami selénu); kdežto v tomto případě vzniká záznam příslušné křivky pouhým převrácením sudých půlvln, je u lampového usměrňovače patrné, že lampy po určitý zlomek půlperiody proudu vůbec nepropouštějí.

Jako protějšek průběhu intenzity, napětí a charakteristiky elektrického oblouku budiž ještě poukázáno na obdobné poměry v lampě elektronové, jak je předvádí obr. 19. Příslušné zapojení jednotlivých okruhů a odvětvení na svorky oscilografu je zřejmé z diagramu na obr. 20. Anodové napětí zvolme 120 V, mřížkové napětí střídavé 18 V, resp. stejnosměrné  $\pm 20$  V. Použitá elektronka byla trioda Philips B 409.

Povšimněme si nejprve křivky d), znázorňující stoupající charakteristiku elektronové lampy, t. j. závislost intenzity anodového proudu na mřížkovém napětí. Z odporu (řádu megohmu), zařazeného do anodového okruhu, odvětvíme na vertikální kondensátor Braunovy trubice; horizontální kondensátor je připojen na okruh mřížkový. Pokud je na mřížce značný negativní náboj, je anodový proud nulový (dolní lineární část charakteristiky). Od jisté hodnoty střídavého předpětí počínajíc směrem k jeho kladným hodnotám anodový proud narůstá až do nasyceného oboru, kde je konstantní (horní lineární část charakteristiky). Nato nastane průběh zpětný.

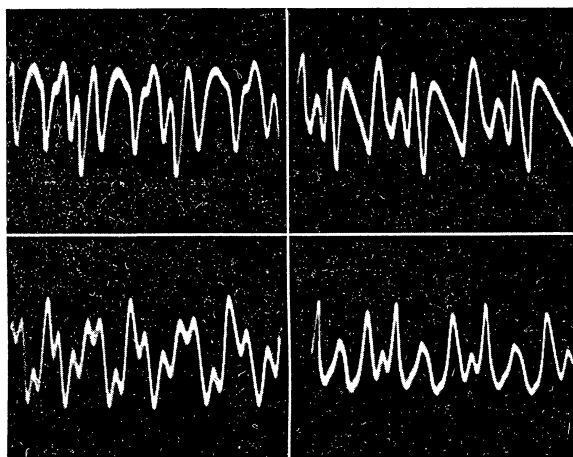
Rozvíňme nyní tuto charakteristiku časově, jak provedeno na oscilogramu a), při čemž byla amplituda střídavého proudu o něco snížena. Lineární části zaznamenané křivky odpovídají dobám, v nichž jest anodový proud nasycen; pak jeho intenzita klesá, aniž dosáhne nulové hodnoty, načež se vrací opět do nasyceného oboru atd.

Ve druhém případě (b) bylo do mřížkového okruhu vřazeno též stejnosměrné předpětí — kromě střídavého — (podle schematu), a to kladným pólem na mřížku; nyní se pohybujeme po většině v oboru nasyceného proudu, pouze na krátkou dobu jeho intenzita poklesne; proto jsou v rozvinuté křivce b) oblouky užší než v a). Při vhodném zvýšení stejnosměrného předpětí vymizí z grafu oblouky; rovná čára odpovídá proudu stále nasycenému. Opačné překládání vlivů střídavého a stejnosměrného napětí ve mřížkovém okruhu nastane, vyměníme-li póly baterie: větší část periody jest anodový proud nulový, pouze na krátký okamžik dosáhne i nasyceného oboru (při vhodném poměru obou napětí). Zmenšením střídavého (nebo zvětšením stejnosměrného) napětí obdržíme převrácený obrazec b). Nastavíme-li střídavé napětí dosti malé, ukáže se opět rovná čára: anodový proud je potlačen úplně.

Předešlý případ patří do oboru radiofonie; v radiotechnice lze využítovati vlastností katodového oscilografu k tolika úkolům, že probrati alespoň některé ukázky by si vyžádalo zvláštní práce. Do této kapitoly by náleželo studium kmitů o vysoké frekvenci, zjišťování hloubky modulace a posunu fáze z lichoběžníkových obrazců, dynamické křivky (charakteristiky) nízkofrekven-

ních vazebních jednotek, analýsa všech typů nízkofrekvenčních i vysokofrekvenčních zařízení, jako zesilovačů, modulátorů, oscilátorů, gramofonových zvukovek, mikrofonů a pod., měření množství a druhu zkreslení, přetížení, frekvenční rozsah radiových přístrojů, studium vlastností detektorů a reproduktorů atd.<sup>7)</sup>

Budiž zde uvedena ještě jedna ukázka z oboru radiofonie: na obrázcích 21 a 22 jsou znázorněny oscilogramy téhož kmitu jazýčkové ladičky, zachycené mikrofony různých druhů: jednak



Obr. 21.

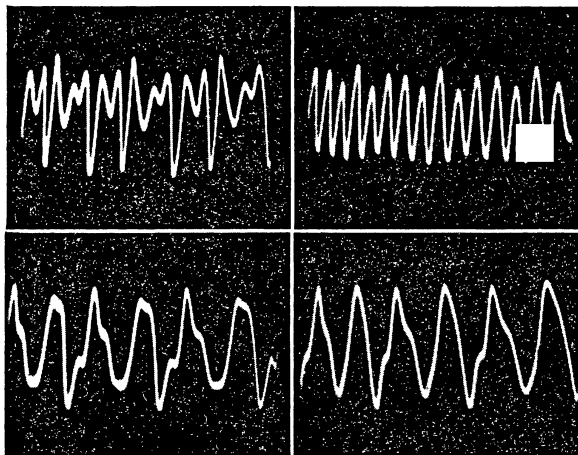
Oscilogram kmitu jazýčkové ladičky (tón  $a^1$ ) různými mikrofony: dvěma různými uhlíkovými (*a*, *b*), Reisovým s membránou slídovou (*c*), dvěma telefonními sluchátky spolu spojenými (*d*).

mikrofonem uhlíkovým, jakého se užívá při přenosu v rozhlase (*a*), jednak mikrofonem telefonním (*b*), Reisovým mikrofonem s membránou slídovou (*c*) a dvěma telefonními sluchátky, spojenými paralelně (*d*); další dva mikrofony, založené na zjevu piezoelektrickém, byly krystalový mikrofon kulový, užívaný rovněž v radiofonii pro rovnoměrné přijímání zvukových vln ze všech směrů a pro věrnou reprodukci přijímaných kmitů v širokém pásmu frekvenčním (obr. 22a), krystalový stethofon, určený k účelům lékařským, který je schopen reprodukovatí hlavně kmity o nízkém kmitočtu, což se zřetelně projevuje na nedokonalém

<sup>7)</sup> Poznamenáváme také, že katodový oscilograf koná platné služby při studiu proudů jen krátkou dobu trvajících a neperiodických. Těmito případy jsme se v této práci nezabývali.

záznamu (b); že ani dva detektory stejného typu nereprodukuje přijímané kmity stejně, o tom svědčí poslední oscilogramy (c, d), pořízené dvěma radiovými sluchátky, a to každým zvlášť; v každém se uplatňují jiné parciální kmity.

Mezi použitými mikrofony je především rozdíl co do způsobu, jímž se zvukové kmity transformují na kmity elektrické; kdežto u mikrofonů uhlíkových se děje přeměna energie tlakové v elastickou a této opět v sekundární tlakovou, která teprve vyvolává



Obr. 22.

Oscilogram kmitu jazýčkové ladičky (tón  $a^1$ ) různými mikrofony: krystalovým kulovým (a), krystalovým stethofonem (b), dvěma telefonními sluchátky (c, d).

změny v odporu a tím v intenzitě proudu jimi protékajícího, u mikrofonů krystalových nebo naslouchátek vyvolává energie tlaková přímo změny elektrické. Věrnost konečné reprodukce je závislá na přesnosti, s jakou přechází původní energie mechanická jednotlivými stupni transformací ve výslednou energii elektrickou.

Kromě toho záleží zde mnoho na vzdálenosti zvukového zdroje od mikrofonu, na jejich vzájemné poloze, na okolním prostředí, a stačí i nepatrná odchylka od daných podmínek, aby i týž mikrofon zeslabením nebo zesílením některého vrchního kmitu pozměnil formu reprodukováného oscilogramu.

K podrobnějšímu studiu o konstrukci a použití katodového oscilografu existuje obsáhlá literatura; neuvádějíc jednotlivých

prací, uveřejněných v různých časopisech, upozorňujeme aspoň na tato souborná díla:

M. v. Ardenne: Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik, Berlin, 1933. — J. F. Rider: The Cathode — ray tube at work, V. vyd., New York, 1937. — P. E. Klein: Die praktische Verwendung des Elektronenstrahloszillographen, Berlin, 1936.

*Fyzikální ústav Masarykovy university.*

V Brně v únoru 1939.

## Úlohy o zrcadlení na přímce.

Karel Lerl.

Mnohé partie ve sbírkách jsou chudě zastoupeny příklady. Takovou partii je na př. osová souměrnost; chci v dalším vyznačiti takovou dosti obsáhlou skupinu příkladů na osovou souměrnost. Jsou to úlohy o zrcadlení. Můžeme je roztríditi ve tři skupiny: zrcadlení  $\alpha$ ) na přímce,  $\beta$ ) na dvou přímkách,  $\gamma$ ) na třech a více přímkách. Přímku nazveme zrcadlicí a znázorníme ji stejným způsobem jako rovinné zrcadlo ve fyzice, paprsky pak opatříme šipkami. Paprsek dopadající a odražený jsou různoběžky, jejichž osami souměrnosti je jednak zrcadlicí přímka, jednak kolmice dopadu. Pro paprsek odražený platí jednoduchý zákon, který odvodil již Euklid ze symetrie předmětu a obrazu u rovinných zrcadel; dráha paprsku je minimální, jak bylo známo již Heronu Alexandrijskému. Dopadne-li paprsek kolmo na zrcadlicí přímku, probíhá pak ve směru opačném celou svou původní dráhu, jak již uvedl Kepler ve svém principu o obrácení cesty světelného paprsku.\*) Tytéž zákony platí nejen v optice, nýbrž i při rázu dokonale pružných těles (na př. koule se stěnou), jak udal lanškrounský rodák Jan Marek Marci (1595—1667) ve svém spise „De proportione motus, . . .“ (Pragae, 1639), jehož priorita musela býti často obhajována (viz články dr. Fr. J. Studničky a J. Smolíka).

$\alpha$ ) Základní úloha, která jest uvedena v učebnicích i ve sbírkách zároveň s důkazem o minimální dráze, je: Stanoviti na přímce z bod  $C$  tak, aby spojnice jeho s danými body  $A$  a  $B$  na téže straně přímky ležícími, tvořily stejné úhly, t. j. jinými slovy:

\*) Podle nových osnov jsou žáci již v III. tř. seznámeni se základy optiky, tedy úlohy ty jsou v kvartě možné. — Stylistice úloh jest ovšem mnohy stručnější.