

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum  
Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica

---

Oldřich Lepil

Metodické problémy učiva o elektronkovém oscilátoru

*Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica*, Vol.  
9 (1968), No. 1, 265--276

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/119882>

**Terms of use:**

© Palacký University Olomouc, Faculty of Science, 1968

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>

*Katedra experimentální fyziky a metodiky fyziky přírodovědecké fakulty  
Vedoucí katedry: Prof. Paed. Dr. Josef Fuks*

### METODICKÉ PROBLÉMY UČIVA O ELEKTRONKOVÉM OSCILÁTORU

OLDŘICH LEPIL  
(Předloženo 13. června 1967)

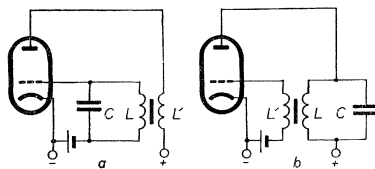
#### ÚVOD

Ve většině středoškolských učebnic fyziky navazuje učivo o elektronkovém oscilátoru bezprostředně na výklad o tlumených vlastních kmitech oscilačního obvodu  $LC$ . Tato návaznost vyplývá z představy, že lze přeměnit tlumené vlastní kmity na kmity netlumené periodickým nahrazováním ztrát vzniklých tlumením v průběhu jedné periody. To znamená, že elektronkový oscilátor je v těchto učebnicích modelem netlumeně kmitajícího harmonického oscilátoru.

V práci ukážeme omezenou správnost tohoto tvrzení a některé další důsledky, které z toho vyplývají jednak pro strukturu didaktické soustavy učiva a elektrických kmitů, jednak pro experimentální studium činnosti elektronkového oscilátoru.

#### 1. TEORIE ELEKTRONKOVÉHO OSCILÁTORU

V praxi existuje řada různých zapojení elektronkových oscilátorů, z nichž mají největší didaktický význam jednoduchá zapojení, odvozená z klasického oscilátoru *Meissnerova*. Vlastní oscilační obvod je buď v obvodu mřížkovém (obr. 1a) nebo v obvodu anodovém (obr. 1b). Tento případ lze považovat za didakticky výhodnější, a proto se na něj v dalších úvahách omezíme.



Obr. 1. Zpětnovazební oscilátor: a) s laděnou mřížkou; b) s laděnou anodou

Podrobný teoretický rozbor dějů v elektronkovém oscilátoru je v literatuře (viz např. [1] [2]) prováděn zpravidla na oscilátoru s kmitavým obvodem v obvodu mřížkovém, u něhož je situace poněkud jednodušší tím, že obvodem neprotéká stejnosměrná složka anodového proudu. Proto odvodíme podmínku pro vznik nezlumených oscilací oscilátoru s obvodem  $LC$  v anodovém obvodu za určitých zjednodušujících předpokladů a v takovém zpracování, aby byla naznačena možnost aplikace tohoto postupu ve vyučování na střední škole.

Elektronkový oscilátor můžeme v podstatě považovat za zesilovač s kladnou zpětnou vazbou, která je kmitočtově závislá. Selektivita takové zpětné vazby je dána tím, že podmínky pro vznik oscilací

$$\beta A \geq 1 \quad (1)$$

( $\beta$  — činitel zpětné vazby;  $A$  — zesílení) je dosaženo jen při určitém kmitočtu, při němž má součin  $\beta A$  maximální hodnotu. Současně je nutné, aby fázový posun vytvářený zpětnou vazbou byl právě  $\pi$ .

Tuto podmínku splňuje obvod  $LC$ , na němž je v rezonanci maximální napětí, a jehož působením nedochází k posunutí fáze. Tím, že je zpětná vazba zprostředkována vzájemnou indukčností mezi cívkami  $L$  a  $L'$ , které pracují jako otevřený transformátor, dochází v obvodu zpětné vazby k požadovanému fázovému posunutí o  $\pi$ .

Za těchto okolností lze oscilátor na obr. 1a považovat za případ, kdy se podmínky vzniku oscilací dosahuje selektivní zpětnou vazbou, na jejímž výstupu vzniká při rezonančním kmitočtu oscilačního obvodu v mřížce elektronky maximální napětí. Zesílení není sice při stálém vstupním napětí na všech kmitočtech konstantní, poněvadž cívka v anodovém obvodu není kmitočtově nezávislým členem, ale její kmitočtová charakteristika nemá výrazné maximum, takže  $A = \text{konst.}$

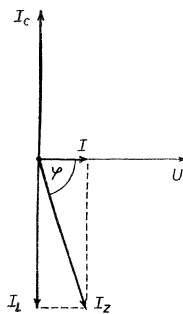
Oscilátor na obr. 1b je naopak příkladem oscilátoru s kmitočtově nezávislou vazbou mezi cívkami  $L$  a  $L'$  ( $\beta = \text{konst.}$ ), ale s kmitočtově závislým zesílením. To je dáno tím, že pracovním odporem elektronky je oscilační obvod, který je dynamickou impedancí dosahující maximální hodnoty při rezonančním kmitočtu obvodu, takže zesílení  $A$  je při rezonanci rovněž maximální.

Pro případ rezonance můžeme dynamickou impedanci oscilačního obvodu nahradit ekvivalentním rezonančním odporem, jehož velikost plyne z vektorového diagramu na obr. 2. Poněvadž má cívka určitou vlastní rezistanci, kterou si můžeme představit jako odpor  $R$  spojený sériově s indukčností  $L$ , má celkový proud  $I_c$  ve větvi s cívkou také činnou složku  $I$ , která je ve fázi s napětím na oscilačním obvodu  $U$ .

Z vektorového diagramu pak vyplývá, že

$$I = I_L \cot \varphi = I_c \cot \varphi = \frac{U}{X_C} \frac{R}{X_L} = \frac{U}{R_s},$$

odkud pro ekvivalentní odpor  $R_s$  plyne



Obr. 2. Vektorový diagram oscilačního obvodu

$$R_e = \frac{X_c X_L}{R} = \frac{L}{CR}.$$

Zesílení triody  $A$  bude

$$A = \mu \frac{R_e}{R_i + R_e} = S_d R_e = \frac{S_d L}{CR} \quad (2)$$

( $\mu$  — zesilovací činitel triody;  $R_i$  — vnitřní odpor triody;  $S_d$  — dynamická strmost triody).

Napětí  $U$  je současně vstupním napětím zpětnovazebního obvodu, jehož výstupní napětí  $U_v$  závisí na velikosti vzájemné indukčnosti  $M$  mezi cívkami  $L$  a  $L'$  podle vztahu

$$U_v = M \omega I_L$$

a za předpokladu, že  $X_L \geq R$ , můžeme psát

$$U_v = M \omega \frac{U}{X_L} = \frac{M}{L} U.$$

Činitel zpětné vazby  $\beta$  tedy bude

$$\beta = \frac{U_v}{U} = \frac{M}{L}. \quad (3)$$

Podmínku pro vznik harmonických oscilací (1) pak vzhledem k rovnicím (2) a (3) napíšeme

$$\frac{MS_d}{CR} \geq 1. \quad (4)$$

Poněvadž jsou hodnoty  $R$  a  $C$  dány vlastnostmi oscilačního obvodu, budeme je považovat za konstantní. Dynamická strmost elektronky je v nepříliš rozsáhlé oblasti kolem pracovního bodu rovněž stálá a pro malé amplitudy oscilací můžeme položit  $S_d = \text{konst.}$  To tedy znamená, že podmínky pro vznik oscilací dosáhneme postupným zvětšováním vzájemné indukčnosti až k hodnotě

$$M_k = \frac{CR}{S_d}.$$

Veličina  $M_k$  je kritická hodnota vzájemné indukčnosti a je jí dosaženo při kritické zpětné vazbě.

Pro fyzikální interpretaci dějů v elektronkovém oscilátoru je výhodnější představa kompenzace ztrátového odporu  $R$  účinkem zpětné vazby, která řídí přívod energie do oscilačního obvodu z obvodu anodového. Pro případ kritické vazby pak můžeme rovnici (4) přepsat do tvaru

$$R - \frac{M_k S_d}{C} = 0. \quad (5)$$

Při  $M < M_k$  je výraz  $\frac{M S_d}{C} < R$ , ztráty v oscilačním obvodu nejsou kompenzovány přívodem energie z anodového obvodu a netlumené oscilace nevzniknou. Naopak při  $M > M_k$  dosahuje výraz na levé straně rovnice (5) záporných hod-

not, což znamená, že přívod energie převyšuje ztráty v obvodu a amplituda kmitů se zvětšuje.

Tyto úvahy ovšem platí jen pro ideální případ, kdy jsou veličiny ve vztahu (5) konstantní. Ve skutečnosti však dochází k náhodným změnám těchto veličin, což vede k porušení podmínky (5) a k zániku nebo naopak ke zvětšení amplitudy oscilací.

Kdyby platilo, že  $S_d = \text{konst.}$ , znamenalo by to, že by po náhodném vnějším impulsu začal oscilační obvod kmitat a amplituda kmitů by neomezeně narůstala. Průběh převodní charakteristiky triody, naznačené zjednodušenou křivkou na obr. 3, způsobuje, že při určitých napětích na mřížce se strmost zmenšuje až k hodnotě  $S_d = 0$ .

Při náhodném vnějším impulsu pak vlivem oscilací kolísá mřížkové napětí kolem bodu  $P$  se stále větší amplitudou, až překročí meze přímkové části charakteristiky. Vzhledem k  $\frac{M_d S_d}{C} = 0$  nabývá výraz na levé straně rovnice (5) kladných hodnot a to znamená, že se kmity oscilačního obvodu tlumí. Vlivem tlumení se amplituda kmitů opět zmenšuje, až nastane rovnováha, při níž se energie získaná oscilačním obvodem v té části periody kdy bylo  $S_d = \text{konst.}$  spotřebuje během doby při níž  $S_d = 0$ . Této rovnováze odpovídá ustálená amplituda netlumených oscilací.

## 2. ELEKTRONKOVÝ OSCILÁTOR JAKO MODEL HARMONICKÉHO OSCILÁTORU

Z uvedeného teoretického rozboru dějů v elektronkovém oscilátoru vyplývají důležité závěry i pro posouzení vhodnosti elektronkového oscilátoru jako modelu netlumeného harmonického oscilátoru v didaktické soustavě učiva o elektrických kmitech.

Vlastnosti ideálního harmonického oscilátoru beze ztrát jsou popsány rovnicí

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega^2 q = 0 \quad (6)$$

( $q$  je náboj na deskách kondenzátoru).

Skutečný oscilační obvod se ztrátovým odporem ve větvi s cívkou se řídí rovnicí

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \omega^2 q = 0 \quad (7)$$

vyjadřující tlumené kmity oscilátoru.

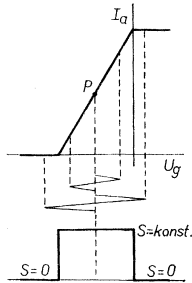
Uplatníme-li u elektronkového oscilátoru představu, že zpětná vazba do určité míry kompenzuje odpor oscilačního obvodu, můžeme zavést náhradní odpor oscilačního obvodu

$$R_n = R - \frac{MS_d}{C} \quad (8)$$

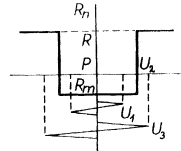
a dosazením z rovnice (8) do rovnice (7) dostaneme

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R - MS_a}{L} \frac{dq}{dt} + \omega^2 q = 0. \quad (9)$$

Z této rovnice pak plynou všechny základní případy: a) při  $R_n > 0$  jsou kmity obvodu tlumené; b) při  $R_n < 0$  amplituda kmitů roste; c) při  $R_n = 0$  vznikají harmonické kmity se stálou amplitudou. V posledním případě pak platí rovnice (6) a elektronkový oscilátor lze považovat za harmonický oscilátor beze ztrát.



Obr. 3. Převodní charakteristika triody



Obr. 4. Graf náhradního odporu

Tak by tomu ovšem bylo jen tehdy, kdyby náhradní odpor  $R_n$  byl konstantní v průběhu celé periody. Vzhledem ke změnám strmosti triody je  $R_n$  proměnný a pro zjednodušený případ elektronky s charakteristikou podle obr. 3 je průběh hodnot  $R_n$  naznačen graficky na obr. 4.

Z obr. 4 je současně patrné, že při malých amplitudách mřížkového napětí ( $U_1 < U_2$ ) je  $R_n$  stále záporný a kmity narůstají. Po překročení napětí  $U_2$  přecházejí kmity do oblasti kde  $R_n = R$  ( $U_3 > U_2$ ) a probíhá tlumení, které má za následek ustálení amplitudy kmitů. Výraz v rovnici (9)

$$\frac{R - MS_a}{L} = \frac{R_n}{L}$$

není v průběhu periody konstantní, ale mění se v intervalu od určité záporné hodnoty  $-R_m$ , až k hodnotě  $R$ .

Na základě této úvahy můžeme učinit závěr, významný pro pochopení dějů v elektronkovém oscilátoru: *energie přiváděná z anodového obvodu nekompenzuje úplně ztráty v oscilačním obvodu v každém libovolně malém časovém intervalu, nýbrž v průměru za periodu.* V tom je také podstatný rozdíl mezi elektronkovým oscilátorem a netlumeně kmitajícím oscilačním obvodem beze ztrát.

*V ideálním oscilačním obvodu beze ztrát nezávisí amplituda kmitů na vlastnostech obvodu, ale jen na počátečních podmínkách. Naopak v elektronkovém oscilátoru mohou vzniknout kmity s jedinou ustálenou amplitudou danou vlastnostmi oscilátoru, bez ohledu na počáteční podmínky.*

Poněvadž se v některých úsecích periody oscilátoru energie oscilačního obvodu zvětšuje a v jiných se naopak zmenšuje, vznikají odchylky od harmonického průběhu oscilací. Chceme-li proto, aby elektronkový oscilátor kmital harmonicky, musí být zpětná vazba poměrně volná ( $M \approx M_1$ ). Amplituda mřížkového napětí pak zasahuje jen zcela málo za meze přímkové části charakteristiky a  $R_n$  se mění v úzkém rozmezí v okolí nuly.

Elektronkový oscilátor lze tedy považovat za oscilátor harmonický jen ve zvláštním případě, kdy navíc pracuje v podmínkách v nichž oscilace lehce vysazují. Vzhledem k uvedeným vlastnostem není elektronkový oscilátor vhodným modelem netlumeného harmonického oscilátoru a strukturu učiva o elektrických kmitech je třeba řešit s ohledem na tuto skutečnost. Proto je třeba považovat za věcně správnější posloupnost učiva uvedenou v práci [3], kde je modelem netlumeného oscilátoru obvod  $LC$  vázaný se zdrojem harmonického EMN stálé amplitudy a elektronkový oscilátor je pojat jako uzavřená soustava udržující vlastní oscilace.

### 3. OSCILOSKOPIE DĚJŮ V ELEKTRONKOVÉM OSCILÁTORU

Důležitou složkou výkladu dějů v elektronkovém oscilátoru jsou demonstrace. Zpravidla začínáme studiem generátoru pomalých kmitů ( $f = 2 \text{ Hz}$ ) a porovnááme kmity proudu v obvodu  $LC$  s pulzační proudy anodového. V tom je také největší význam demonstrace pomalých kmitů, poněvadž demonstračním měřídlem zařazeným do anodového obvodu dobře ukážeme, že anodový proud má jak stejnosměrnou, tak střídavou složku, což nelze prokázat osciloskopem.

Poněvadž je v generátoru pomalých kmitů kapacita kondenzátoru v obvodu  $LC$  značná ( $C = 50 \mu\text{F}$ ), má výraz  $\frac{MS_d}{C}$  malou hodnotu a podmínky pro vznik oscilací lze dosáhnout jen značným zvětšením vzájemné indukčnosti (zpětnovazební cívka má velký počet závitů a je nasazena na uzavřeném železném jádře). Na zpětnovazební cívce se indukují značné napětí, které zasahuje do oblasti kde  $R_n = R$  ( $R$  je poměrně značné), takže elektrické kmity jsou v této části periody značně tlumeny a průběh kmitů se podstatně liší od sinusovky.

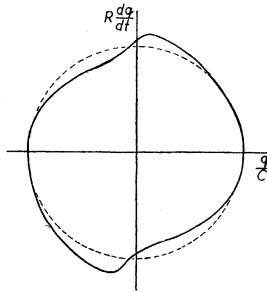
Z těchto důvodů je generátor pomalých kmitů, o němž se opírá výklad ve většině učebnic, didakticky nevhodný a osciloskopické studium tohoto generátoru (viz např. [4] [5]) metodiku výkladu dále komplikuje. Podstatně lepších experimentálních výsledků lze dosáhnout s oscilátorem kmitajícím v oboru slyšitelných kmitočtů. I když se i zde značně projevuje vliv příliš těsné zpětné vazby, jak je to patrné např. v práci [6], představuje tento typ oscilátoru optimální kompromis mezi didaktickými požadavky na demonstraci oscilátoru (indikace kmitů sluchem) a požadavky technickými.

Pro osciloskopické posouzení činnosti elektronkového oscilátoru je nejvhodnější studium fázového diagramu, v němž je na osu úseček nanesena okamžitá hodnota napětí na deskách kondenzátoru ( $u = \frac{q}{C}$ ) a na osu poradnic úbytek napětí na odporu spojeném sériově s kondenzátorem ( $u' = R \frac{dq}{dt}$ ).

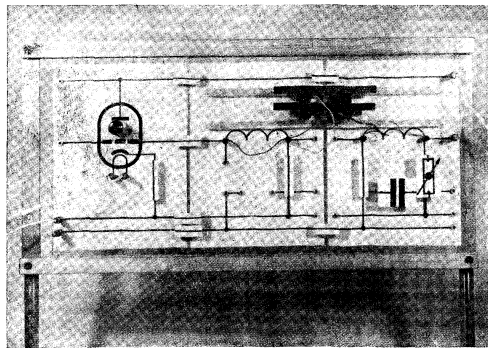
Fázovým diagramem tlumeně kmitajícího obvodu je spirála, netlumeně kmitající harmonický oscilátor má fázový diagram ve tvaru kružnice a průběh fázového diagramu elektronkového oscilátoru s  $M > M_k$  je naznačen na obr. 5 [1].

Fázový diagram elektronkového oscilátoru byl studován na pokusném oscilátoru zvukového kmitočtu, sestaveném z panelů víceúčelové pomůcky pro vyučování elektronice [7] (obr. 6). Schéma celkového zapojení pokusu je na obr. 7.

Vlastní oscilační obvod  $LC$  je tvořen cívkou s 500 závitů na otevřeném feritovém jádře a kondenzátorem kapacity  $C = 0,25 \mu\text{F}$ . Zpětnovazební cívka



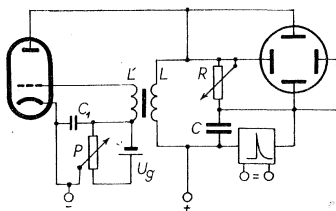
Obr. 5. Fázový diagram zpětnovazebního oscilátoru s  $M > M_k$



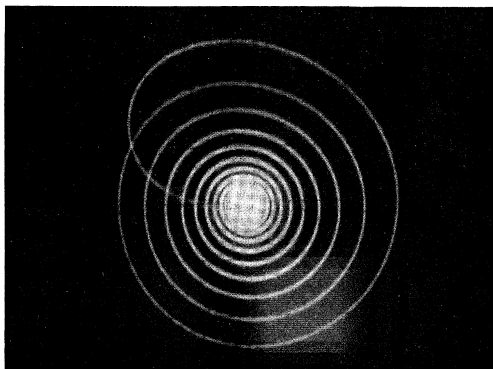
Obr. 6. Pokusný oscilátor



má rovněž 500 závitů a otevřené feritové jádro. Vzájemná indukčnost mezi cívkami se mění posouváním cívek ve vodičích lištách demonstračních panelů. Jako oscilační elektronky je použito jednoho triodového systému elektronky *ECC83*.



Obr. 7. Schéma zapojení pokusného oscilátoru



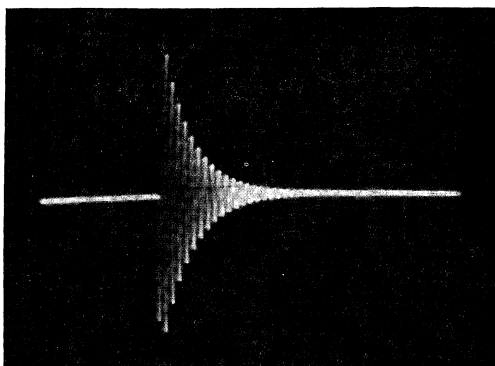
Obr. 8. Fázový diagram tlumených kmitů při  $M = 0$

Při dostatečné vzdálenosti cívek je  $M = 0$ , náhradní odpor obvodu je podle rovnice (8)  $R_n = R$  a obvod koná tlumené kmitů. K buzení kmitů je použito relaxačního generátoru strmých napěťových impulsů [8], připojeného paralelně ke kondenzátoru  $C$ . Fázový diagram tlumených kmitů je na obr. 8 a jejich časové rozvinutí je na obr. 9.

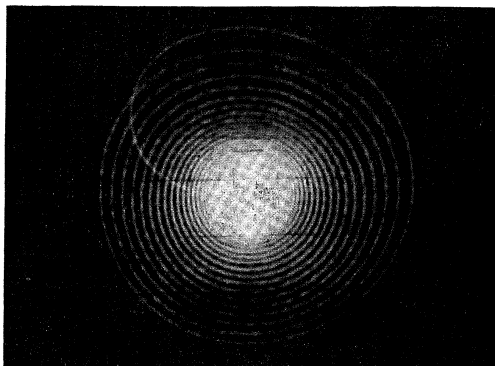
Přiblížením cívek se vzájemná indukčnost zvětší, náhradní odpor poklesne a to se projeví zmenšením tlumení oscilačního obvodu. Spirála fázového dia-

gramu má větší počet závitů (obr. 10) a rovněž počet tlumených kmitů mezi dvěma impulsy relaxačního generátoru je větší (obr. 11).

Když je  $M \approx M_p$ , dostává se celá soustava elektronkového oscilátoru do nestabilních podmínek. Při každém impulsu relaxačního oscilátoru začínají



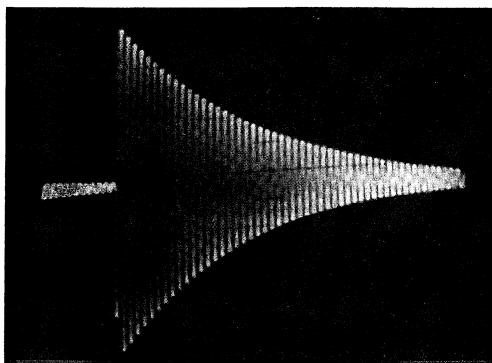
Obr. 9. Tlumené kmity při  $M = 0$



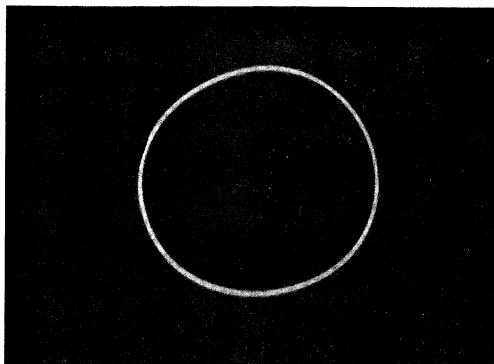
Obr. 10. Fázový diagram tlumených kmitů při  $M > 0$

kmity narůstat, až je dosaženo oblasti kde  $S_t = 0$ . Kmity se stabilizují, avšak při náhodné změně parametrů soustavy snadno zanikají.

Aby se kmity udržely, musí být  $M > M_k$ . Pokud je vazba blízko kritické, kmitá soustava harmonicky a její fázový diagram je kruhový (obr. 12 —

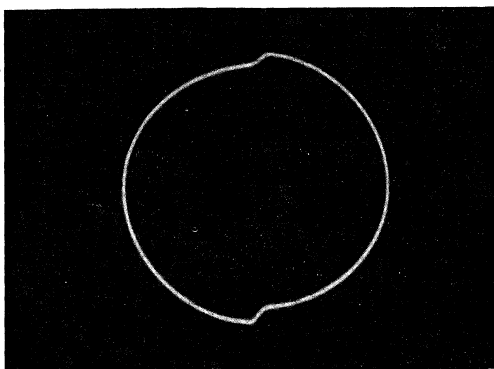


Obr. 11. Tlumené kmity při  $M > 0$



Obr. 12. Fázový diagram netlumených kmitů při  $M = M_k$

určité zkreslení je způsobeno použitím poněkud těsnější vazby, což je nutné, aby byl oscilogram stabilní). Postupným zvětšováním vzájemné indukčnosti se ustalují netlumené kmity s rostoucí amplitudou, avšak čím těsnější je zpětná vazba, tím více se liší průběh kmitů od sinusovky. To je dobře patrné z fázového diagramu na obr. 13, který odpovídá nejtěsnější dosažitelné zpětné vazbě u pokusného oscilátoru (viz obr. 6). Volbou mřížkového předpětí lze dosáhnout fázového diagramu dobře korespondujícího s průběhem na obr. 5.



Obr. 13. Fázový diagram netlumených kmitů při  $M > M_k$

Popsanými experimenty je naznačena možnost logického uspořádání učiva o elektrických kmitech od tlumené kmitajícího oscilátoru, přes netlumené kmitající oscilátor s náhradou ztrát energie v každém libovolně malém časovém intervalu (nucené kmitý) a harmonicky kmitající zpětnovazební oscilátor, až k soustavě udržující vlastní periodické (obecně neharmonické) netlumené kmitý.

#### LITERATURA

- [1] *Gorelik, G. S.*: Kolečanija i volny, II. vyd., Fizmatgiz Moskva 1959.
- [2] *Chajkin, S. E.*: Nezatuchajuščije koločanija, Gosenergoizdat Moskva 1953; čes. překlad SNTL Praha 1955.
- [3] *Lepíl, O.*: Harmonické děje v učivu střední školy, FVŠ, 3, 1964, s. 102.
- [4] *Bündschel, W.*: Die Kopplungsvorgänge beim Röhrengenerator, Praxis. d. Naturwiss., 12, 1963, s. 59.
- [5] *Stenzel, F.*: Zur Meissner — Schaltung, Praxis. d. Naturwiss., 12, 1963, s. 297.
- [6] *Zita, K.*: Beitrag zum Problem der Kopplungsvorgänge beim Meissner-Oszillator; Praxis d. Naturwiss., 13, 1964, s. 116.
- [7] *Lepíl, O.*—*Vystavěl, B.*: Metodika pokusů z elektroniky, SPN Praha 1965.
- [8] *Lepíl, O.*: Demontrace tlumených kmitů, FVŠ, 4, 1965, s. 112.

## Резюме

### ВПРОСЫ ПО МЕТОДИКЕ ИЗУЧЕНИЯ ЛАМПОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

*Олдржих Лепил*

Работа доказывает, что применение лампового осциллятора в качестве модели затухающего гармонического осциллятора не подходит. Ламповый осциллятор создает гармонические колебания только в таком специальном случае, если осуществлено условие (5). В остальных случаях осциллятор совершает колебания или затухающие или негармонические. Искажение колебаний при тесной связи возникает из-за того, что потери энергии в колебательном контуре не заменяются во всяком промежутке времени любой величиной, но всего через период осцилляций.

Для обсуждения деятельности осциллятора самой удобной является фазовая диаграмма. Работа описывает изучение фазовой диаграммы лампового осциллятора при помощи электронного осциллооскопа и показывает практические результаты, полученные при помощи демонстрационного осциллятора с различной величиной обратной связи.

## Zusammenfassung

### METHODISCHE PROBLEME DES LEHRSTOFFES ÜBER RÖHRENOSZILLATORS

*Oldřich Lepil*

In der vorliegenden Arbeit ist die Zwecklosigkeit der Anwendung eines Röhrenoszillators als Modell eines ungedämpft schwingenden harmonischen Oszillators bewiesen. Ein Röhrenoszillator übt harmonische Schwingungen nur in dem speziellen Fall aus, wenn die Bedingung (5) erfüllt ist. In anderen Fällen erfolgen entweder gedämpfte oder nicht-harmonische Schwingungen. Die Frequenzverzerrung bei fester Kopplung ist dadurch gegeben, dass die Energieverluste im Schwingungskreis nicht in jedem beliebigen kleinen Zeitintervall sondern summarisch in einer Oszillationsperiode ersetzt werden.

Für die Beurteilung der Tätigkeit eines Oszillators eignet sich am besten ein Phasendiagramm. In der Arbeit ist die oszilloskopische Methode des Studiums eines Phasendiagramms des Röhrenoszillators beschrieben und praktische Ergebnisse sind angeführt, die mittels eines Demonstrationsoszillators mit verschiedener Rückkopplungsgrösse gewonnen wurden.