

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Václav Petržílka

Příspěvek k teorii dvou spřažených oscilačních kruhů. [III.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 59 (1930), No. 4, 245--262

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/121541>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1930

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>

Příspěvek k teorii dvou sprzęžených oscilačních kruhů.*)

Václav Petržílka.

Část III.

1. Úvod. Uvedení vztahů, které řeší problém dvou sprzęžených kruhů, a vymezení části tohoto problému, kterou podává tato práce.

2. Přehled výsledků dosavadních prací a jejich srovnání s výsledky této práce. Rozdělení dosavadních prací ve dvě skupiny podle předpokladů o charakteristických veličinách elektronové lampy. Srovnání výsledků těchto prací jednak mezi sebou, jednak v poměru k této práci.

3. Rovnice frekvencí. Zrekapitulování výsledků, týkajících se rovnice frekvencí.

4. Diskuse výrazů W , W_1 , W_2 . Objasnění průběhu Pauliho rovnice amplitud $y^2 = f(x)$, $x = \omega_2^2 / \omega_1^2$, které je užito při diskusi výrazů $W' = W/E^2$, $W'_1 = W_1/E^2$, $W'_2 = W_2/E^2$.

A. Diskuse výrazů W' , W'_1 , W'_2 jakožto funkcí y^2 .

B. Roztřídění křivek W' , W'_1 , W'_2 jakožto funkcí x . Stanovení čtyř oborů s charakteristickými typy křivek W' , W'_1 , W'_2 a s poukazem na stabilní a nestabilní části těchto křivek.

5. Závěr. Vyjádření I_1^2 resp. I_2^2 jakožto funkcí W'_1 a W'_2 .

1. Úvod. V předcházející, první části této práce¹⁾ odvodil jsem výrazy pro energii dodávanou systému dvou magneticky sprzęžených oscilačních kruhů v závislosti na vazbě, útlumech a rozladění obou kruhů ve formě [viz rovnici (7)]²⁾

$$W = E^2 \frac{\alpha}{\alpha^2 + \beta^2}, \quad (61)$$

kde α a β jsou dány výrazy

*) Vyjde také v Elektrische Nachrichtentechnik.

¹⁾ Časopis pro pěst. mat. a fys., roč. 59, str. 113 (1930).

²⁾ Rovnice (1) až (44) jsou obsaženy v I. části, rovnice (45) až (60) v II. části této práce.

$$\alpha = R_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2},$$

$$\beta = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) - \frac{\omega^2 L_{12}^2 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}. \quad (62)$$

Pro energii spotřebovanou v kruhu prvním $W_1 = R_1 I_1^2$, resp. v kruhu druhém $W_2 = R_2 I_2^2$ byly získány výrazy

$$W_1 = E^2 \frac{R_1}{\alpha^2 + \beta^2}, \quad W_2 = E^2 \frac{(\alpha - R_1)}{\alpha^2 + \beta^2} \quad (63)$$

[viz rovnice (9) a (10)], při čemž platí

$$W = W_1 + W_2. \quad (64)$$

Pro fázové posunutí ψ mezi intenzitou \mathfrak{S}_1 a napětím \mathfrak{E} platí vztah

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\beta}{\alpha}. \quad (65)$$

Tyto rovnice byly odvozeny bez jakéhokoliv omezujícího předpokladu, úplně přesně. Studujeme-li průběh funkcí W , W_1 a W_2 v závislosti na frekvenci, třeba rozlišovati čtyři různé případy; tím se rozpadá také celá práce ve hlavní čtyři části:

a) Vlastní frekvence ω_1 kruhu primárního se rovná vlastní frekvenci ω_2 kruhu sekundárního a jest konstantní. Měníme-li ω , dostáváme hledané závislosti energií W_1 a W_2 jakožto funkce frekvence ω . Po případě může býti $\omega = \text{konst.}$ a měníme ω_1 a současně ω_2 tak, aby stále $\omega_1 = \omega_2$. — Výsledky týkající se tohoto případu jsou obsaženy v I. části této práce citované sub 2).

b) Vlastní frekvence ω_1 kruhu primárního a ω_2 kruhu sekundárního jsou konstantní, avšak jsou od sebe různé. Studujeme opět energie W_1 a W_2 v závislosti na frekvenci ω , která je proměnná. Výrazy pro W_1 a W_2 jsou pro tento případ $\omega_1 \neq \omega_2$ příliš komplikované a nebyly tudíž diskutovány.

c) Frekvence ω vtisknuté elektromotorické síly je konstantní, proměnné jsou ω_1 resp. ω_2 . Výsledky získané pro W_1 a W_2 v závislosti na ω_1 resp. ω_2 jsou zde velmi zajímavé a jsou obsaženy v II. části této práce.³⁾

d) Vlastní frekvence ω_1 resp. ω_2 obou kruhů jsou proměnné, při čemž ω se mění podle t. zv. „rovnice frekvencí“ tak, aby byla splněna rovnice (65) $\operatorname{tg} \psi = 0$. Jak se chovají za tohoto předpokladu

³⁾ Časopis pro pěst. mat. a fys., roč. 59, str. 172 (1930).

výrazy W , W_1 a W_2 jakožto funkce ω_1 resp. ω_2 , jest předmětem vyšetřování této práce.

Tento čtvrtý případ jest vlastně teorie generátorů s mezikruhem, která má až dosud již velmi bohatou literaturu. Proto pokládám za nutné zmíniti se aspoň stručně o dosavadních výsledcích při řešení tohoto problému. Tím bude osvětlen vztah výsledků této práce k pracím dřívějším a zároveň bude možno užiti bez dlouhých výkladů dosavadních výsledků k některým vývodům této práce.

2. Přehled výsledků dosavadních prací a jejich srovnání s výsledky této práce.

a) Všichni autoři zabývající se problémem uvedeným sub d) vycházejí principiálně z rovnic

$$\mathfrak{S}_1 \left(R_1 - \frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{S}_1} \right) + \frac{1}{j\omega C_1} \mathfrak{S}_1 + j\omega L_1 \mathfrak{S}_1 + j\omega L_{12} \mathfrak{S}_2 = 0, \quad (66)$$

$$R_2 \mathfrak{S}_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \mathfrak{S}_2 + j\omega L_2 \mathfrak{S}_2 + j\omega L_{12} \mathfrak{S}_1 = 0, \quad (67)$$

po případě z rovnice

$$\mathfrak{S}_1 \left\{ \left(R_1 - \frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{S}_1} \right) + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} + \right. \\ \left. + j \left[\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) - \frac{\omega^2 L_{12}^2 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \right] \right\} = 0, \quad (68)$$

kterou získáme, eliminujeme-li \mathfrak{S}_2 z rovnic (66) a (67).

Většina jich řeší problém již direktně pro lampový generátor s vlastním buzením, při čemž je ovšem třeba učiniti určitý předpoklad o vztahu mezi \mathfrak{G} a \mathfrak{S}_1 resp. \mathfrak{S}_a . Podle toho, z jakých předpokladů jednotliví autoři vycházejí, můžeme rozdělití všechny práce ve dvě velké skupiny. V teorii jednoduchého generátoru přicházejí dva druhy fysikálních předpokladů:

A. Strmost lampy S je proměnná a oscilace jsou netluměné (t. j. útlum oscilací se rovná nule).

B. Strmost lampy S je konstantní, útlum oscilací je proměnný. Týchž předpokladů bylo užito i k zpracování teorie lampového generátoru s mezikruhem.

A. Proměnná strmost, netluměné oscilace.

Užijeme-li pro charakteristiku elektronové lampy Valauriho vztahu

$$i_a = S e_g + \frac{1}{R_i} e_a = S (e_g + D e_a) \quad (69)$$

mezi okamžitou hodnotou anodového proudu i_a a mřížkového a anodového napětí (e_g, e_a), pak jest

$$\left(R_1 - \frac{S}{S_1}\right) = R_1 - \frac{S}{C_1} (M_{1m} - DL_1) = r_1, \quad (70)$$

označíme-li S strmost, D průnik, R_i vnitřní odpor elektronové lampy, M_{1m} koeficient vzájemné indukce mezi mřížkovou cívkou a cívkou L_1 oscilačního kruhu.

První, kdo tímto způsobem řešil předložený problém, byl Američan Hazeltine.⁴⁾ Diskusi však provedl pouze pro případ, že $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, t. j. pro případ resonance obou kruhů s frekvencí v generátoru vznikající.

Při řešení obecného problému vychází se za předpokladu, že $\psi = 0$, z rovnic

$$A \equiv r_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} = 0, \quad (71)$$

$$F \equiv \frac{\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)}{\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)} - \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} = 0, \quad (72)$$

jež bývají různými způsoby odvozovány. Zajímavo je, že vyplývají okamžitě z rovnice (68), jejíž imaginární (a tudíž i reálná) část se rovná nule, je-li ψ a tedy také β rovno nule [rovnice (65) a (62)]. Rovnici (71) budeme nazývatí stručně „rovnici amplitud“, rovnici (72) „rovnici frekvencí“.

Harms ve své první práci⁵⁾ vychází z rovnice amplitud (71) a vypočítává z ní střední strmost $S_{stř}$, která musí býti menší než strmost lampy S_l , mají-li se oscilace udržeti. Harms opustil již sice Hazeltineův předpoklad $\omega = \omega_1 = \omega_2$, ale nepodal přece řešení obecného, nýbrž omezil se na řešení jednotlivých případů.

Teprve Heegner⁶⁾ podal na podkladě čistě analytickém přesnou diskusi rovnice amplitud (71) a vyšetřoval průběh t. zv. „indukovaného odporu“ z kruhu sekundárního do kruhu primárního

$$-r_1 = R_2 \frac{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}} \quad (73)$$

⁴⁾ Hazeltine, Proc. Inst. Radio Engineers, sv. 6, str. 63 (1918).

⁵⁾ Harms, Jahrb. d. drahtl. Tel., sv. 15, str. 442 (1920).

⁶⁾ Heegner, Arch. f. Elektrotechnik, sv. 9, str. 127 (1920).

[rovnice (71), do níž dosazeno podle (72)] a stanovil, že v „labilním“ čili „vytaženém“ oboru oscilací se nacházíme tehdy, jakmile překročíme hodnotu „kritického“ spřažení k_k , které je dáno výrazem

$$k_k = \frac{k}{d_2} \quad (74)$$

(viz označení I. části, str. 117). Toto řešení, kde střední strmost lampy vůbec nevystupuje, nutně předpokládá, že $S_{\text{stř}}$ není omezena a může se libovolně měnit.

S tímž předpokladem pracuje i Möller, který řeší rovnici (71) a (72) na základě amplitudové a fázové bilance jednak početně,⁷⁾ jednak graficky.⁸⁾ Pro kritickou vazbu stanovil Möller stejně jako Heegner rovnici (74). Je zajímavé, že při studiu lampového generátoru s mezikruhem užil Valauriho předpokladu (69), kdežto v jiných svých pracích týkajících se jednoduchého lampového generátoru přihlíží k zakřivení lampové charakteristiky.

S prací Möllerovou a Heegnerovou je velmi příbuzná práce Pauliho,⁹⁾ která nahrazuje vliv elektronové lampy se zpětnou vazbou na systém dvou spřažených oscilačních kruhů napětím \mathcal{E} za předpokladu, že fázové posunutí ψ mezi \mathcal{E} a \mathfrak{I} se rovná nule [což je identické s rovnicí (72)]. O oprávněnosti tohoto předpokladu pro určitá fyzikální uspořádání (jako na př. lampový generátor s vlastním buzením, Poulsenův oblouk atd.) píše na str. 328 zmíněné práce, z které vysvítá, že zdánlivý rozdíl ve zpracování tohoto problému je pouze formální, neboť Pauli napětí \mathcal{E} a primární útlum ze svých rovnic eliminuje a dospívá opět k rovnicím (71) a (72). Pokud se týče rovnice (72), odkazuje Pauli na práci Heegnerovu. Rovnici amplitud získal ve tvaru

$$y^2 = \frac{I_2^2 L_2}{I_1^2 L_1} = \frac{L_2}{L_1} \left(\frac{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}} \right) = - \frac{L_2}{L_1} \frac{r_1}{R_2}, \quad (75)$$

tedy ve shodě s Heegnerovou a Möllerovou rovnicí amplitud.

Skoro současně s prací Pauliho vyšla druhá práce Harmsova,¹⁰⁾ která se řadí k pracím Möllerově, Heegnerově a Pauliho, lišíc se od nich tím, že jako ve své první práci pro $S_{\text{stř}}$ dožaduje se splnění podmínky $S_{\text{stř}} \leq S_l$.

První, kdo bral zřetel na zakřivení charakteristiky elektronové lampy, je van der Pol,¹¹⁾ který ve své teorii tažení vyjádřil

⁷⁾ Möller, Die Elektronenröhren (Sammlung Vieweg), 2. vyd. (1922).

⁸⁾ Möller, Jahrb. d. drahtl. Tel., sv. 16, str. 402 (1920).

⁹⁾ Pauli, Jahrb. d. drahtl. Tel., sv. 17., str. 322 (1921).

¹⁰⁾ Harms, Ann. d. Physik., sv. 66, str. 25 (1921).

¹¹⁾ Van der Pol, Phil. Mag. VI, sv. 43, str. 700 (1922).

lampovou charakteristiku potenční řadou

$$i_a = \varphi(e_a) = ae_a + be_a^2 + ce_a^3.$$

Velmi zajímavým způsobem přispěl k teorii dvou spřezaných oscilačních kruhů Runge,¹²⁾ který užitím pojmu t. zv. „budícího napětí“ (Anfachungsspannung)

$$\mathfrak{U} = -\alpha \mathfrak{S}_1 + \beta \mathfrak{S}_1^3$$

bere opět zřetel k zakřivení charakteristiky elektronové lampy. Runge neuvádí souvislost postupu své práce s postupem užitým v pracích dřívějších, je však zajímavé, že rovnice Rungeho jsou v podstatě opět rovnicemi (71) a (72), jak snadno dokážeme. Násobíme-li rovnici (71) \mathfrak{S}_1 a klademe-li $r_1 \mathfrak{S}_1 = \mathfrak{U}$, pak platí se zřetelem k rovnici (72) a (75)

$$\mathfrak{U} = -\alpha \mathfrak{S}_1 + \beta \mathfrak{S}_1^3 = -y^2 R_2 \mathfrak{S}_1 \cdot \frac{L_1}{L_2}. \quad (77)$$

Energie spotřebovaná v systému dvou spřezaných kruhů je dána výrazem

$$\frac{1}{T} \int_0^T \mathfrak{U} \mathfrak{S}_1 dt = -\frac{\alpha}{T} \int_0^T \mathfrak{S}_1^2 dt + \frac{\beta}{T} \int_0^T \mathfrak{S}_1^4 dt = -y^2 \frac{R_2 L_1}{T L_2} \int_0^T \mathfrak{S}_1^2 dt.$$

Předpokládáme-li, že $\mathfrak{S}_1 = I_1 \sin \omega t$, a klademe-li $R = R_2 \frac{L_1}{L_2}$, plynou z této rovnice okamžitě Rungeho vztahy

$$I_1^2 = \frac{R}{\frac{3}{2}\beta} \left(\frac{\alpha}{R} - y^2 \right), \quad I_2^2 = \frac{R}{\frac{3}{2}\beta} y^2 \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{\alpha}{R} - y^2 \right) \quad (78)$$

pro intenzitu v primárním resp. sekundárním kruhu.

Watanabe¹³⁾ zevšeobecňuje rovnice (71) a (72) tím, že řeší lampový generátor s mezikruhem při primární a sekundární zpětné vazbě M_{1m} resp. M_{2m} . Jeho rovnice amplitud je v důsledku toho komplikovanější a dána výrazem

$$r_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} - \frac{(M_{2m} + DL_{12}) \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)}{DR_i C_1 \left[R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2 \right]} = 0; \quad (79)$$

liší se od rovnice (71) pouze třetím sčítancem. Rovnici frekvencí, která na rozdíl od rovnice (72) má opět třetí sčítanec, uvádí na tvar (72) předpokladem, že R_i je velmi veliké. Předpokládáme-li opět,

¹²⁾ Runge, Archiv f. Elektrotechnik, sv. 13, str. 34 (1924), Jahrb. d. drahtl. Tel., sv. 23, str. 1 (1924).

¹³⁾ Watanabe, Elektrische Nachrichtentechnik, sv. 6, str. 194 (1929).

že charakteristika lampy je dána formulí

$$e_g = \rho i_a + \beta i_a^3,$$

lze udati závislost vnitřního odporu R_i na hodnotě amplitudy anodového proudu I_a formulí

$$R_i = \rho + \frac{3}{4} \beta I_a^2. \quad (80)$$

Dosazením podle této rovnice za R_i do (79) získává Watanabe I_a jakožto funkci ω , M_{1m} , M_{2m} a L_{12} .

V následující práci¹⁴⁾ řeší Watanabe případ sprážených kruhů již pouze s primární mřížkovou vazbou a silně tlumeným sekundárním kruhem.

B. Konstantní strmost při proměnném útlumu oscilací.

Práce, o kterých jsem až dosud referoval, studují již oscilující generátor. Rogowski¹⁵⁾ zabývá se rovnicí amplitud jakožto podmínkou pro nasazení oscilací; zavedl pro lampový generátor s mezikruhem předpoklad, že strmost S je konstanta (daná stavbou lampy), která s ostatními veličinami určuje na rozdíl od prací ve skupině A útlum vznikajících oscilací. Přestoupíme-li kritickou vazbu, mohou vznikat při nezměněných poměrech dvě frekvence $\omega^{(1)}$ resp. $\omega^{(2)}$ t. zv. kmity od vazby (Koppelschwingungen) dané výrazem

$$\omega^{(1,2)} = \omega_1 \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left[1 \mp \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}} \right]} \quad (81)$$

(kde $x = \omega_2^2/\omega_1^2$, $\sigma = 1 - k^2$). Útlumy oscilací odpovídající těmto frekvencím stanovil Rogowski vzorci

$$\alpha_1 = \frac{r_1}{2L_1} u_1 + \frac{R_2}{2L_2} u_2 \leq 0, \quad \alpha_2 = \frac{r_1}{2L_1} U_1 + \frac{R_2}{2L_2} U_2 \leq 0, \quad (82)$$

kde u_1, u_2, U_1, U_2 jsou t. zv. „váhy útlumu“ (Dämpfungsgewichte), které jsou funkcemi L_{12} a x a pro které platí vztah (je-li $\alpha_1 = 0$)

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\omega_1^2 - \omega^2}{\omega_2^2 - \omega^2} = \frac{L_2 \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right)}{L_1 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)} = - \frac{L_2 r_1}{L_1 R_2}. \quad (83)$$

Tato rovnice je identická s rovnicí (73) po případě (75), čili s rovnicí Heegner-Möller-Pauliho. Jsou tudíž výsledky Rogowskiho principiálně shodné s výsledky ostatních autorů.

¹⁴⁾ Watanabe, Elektrische Nachrichtentechnik, sv. 6, str. 244 (1929).

¹⁵⁾ Rogowski, Arch. f. Elektrotechnik, sv. IX., str. 427, sv. X., str. 1, str. 15, str. 209 (1921).

Rogowski podává tímto způsobem řešení lampového generátoru s induktivně spráženým mezikruhem, jak s primární tak se sekundární, po případě smíšenou vazbou.

Grösser¹⁶⁾ rozšířil tuto metodu na kapacitně sprážený vysilač, Rukop a Hausser-Gansswindt¹⁷⁾ užil této metody na vysilač, jehož zpětná vazba je dána kapacitou mezi anodou a mřížkou.

Podrobnější srovnání těchto výsledků, zvláště pokud se starších prací týká, najde laskavý čtenář v Albersheimově pojednání.¹⁸⁾

b) Metoda užitá v této práci pro studium dvou sprážených oscilačních kruhů je založena na studiu výrazů W , W_1 , W_2 . Jak souvisí W , W_1 , W_2 se vztahy jiných autorů, lze snadno ukázati.

Utvoříme-li podíl W_2/W_1 a dosadíme-li podle rovnice (62), jest

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{R_2 I_2^2}{R_1 I_1^2} = \frac{R_2}{R_1} \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} = \frac{R_2 L_1}{R_1 L_2} y^2 = \frac{R_2 L_1}{R_1 L_2} \frac{u_2}{u_1}. \quad (84)$$

Tuto rovnici obdržel ve svých vývodech Heegner, řešil ji Möller a je totožná s rovnicí Pauliho. Z rovnice (83) zároveň plyne, zavedeme-li faktory útlumu $\delta_1 = R_1/2L_1$, $\delta_2 = R_2/2L_2$,

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{\delta_2 u_2}{\delta_1 u_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1} y^2, \quad (85)$$

čímž je osvětlen vztah k výsledkům Rogowskiho.

3. Rovnice frekvencí. V dalším bude potřeba znáti aspoň přibližný charakter křivek definovaných rovnicí frekvencí (72), proto se aspoň stručně o něm zmíním. Zavedeme-li do rovnice (72) obvyklé označení

$$x = \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}, \quad z = \frac{\omega_1^2}{\omega^2}, \quad d_2 = \frac{R_2}{\omega_1 L_2}, \quad k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}, \quad (86)$$

získáme rovnici frekvencí v Pauliho tvaru

$$(xz - 1)^2 - k^2 \frac{xz - 1}{z - 1} + zd_2^2 = 0.$$

Přesnou diskusi této rovnice provedl Heegner. Tato rovnice jest v z stupně třetího a pro $x = 1$ má kořeny

$$z = 1, \quad z_{2,3} = 1 - \frac{1}{2}d_2^2 \pm \sqrt{k^2 - d_2^2 + \frac{1}{4}d_2^4} \doteq 1 - \frac{1}{2}d_2^2 \pm \sqrt{k^2 - d_2^2}. \quad (87)$$

Z těchto výrazů je patrné, že body $z_{2,3}$ jsou reálné, je-li $k \geq d_2$, imaginární, je-li $k < d_2$. Proto nazývá Heegner i Pauli koeficient vazby k definovaný rovnicí $k = d_2$ koeficientem kritického sprážení k_c .

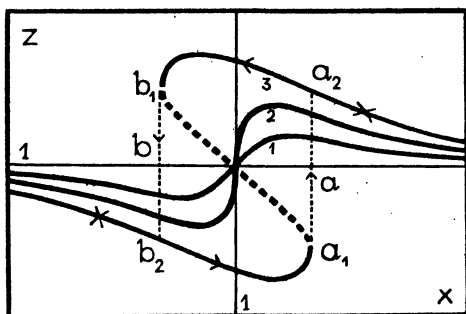
¹⁶⁾ Grösser, Arch. f. Elektrotechnik, sv. X, str. 317 (1921).

¹⁷⁾ Rukop a Hausser-Gansswindt, Telefunken-Zeitung, roč. V, čís. 25, str. 34.

¹⁸⁾ Albersheim, Archiv f. Elektrotechnik, sv. 14, str. 23 (1924).

Neboť tato hodnota koeficientu sprážení je důležitým rozhraním nejen mezi křivkami definovanými rovnicí frekvencí, ale i mezi rovnicemi amplitud. Přibližný charakter křivek daných rovnicí frekvencí pro různá k obsahuje obr. 1. U křivek 1, 2, 3 postupně k roste. Křivka 2 udává charakter křivky pro kritické sprážení $k = d_2$. Křivka 3 jest typickým případem křivky, kde v části a_1, b_1 je vznikající frekvence nestabilní, jak lze snadno ukázat.¹⁹⁾ Body a, b , v nichž nastávají skoky frekvence, nelze jednoduše obecně udati, nýbrž je nutno v každém speciálním případě je vyšetřovati, jak bude v dalším pro lampový generátor s vlastním buzením a mezikruhem ukázáno.

4. Diskuse výrazů W, W_1, W_2 .



Obr. 1.

Výrazy W, W_1, W_2 souvisí s Pauliho výrazem

$$y^2 = \frac{L_2 \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right)}{L_1 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)} = \frac{1 - z}{1 - xz} = f(x) \quad (88)$$

v označení zavedeném rovnicemi (86). Za předpokladu, že platí rovnice frekvencí, pokusím se zde objasnit průběh funkce $y^2 = f(x)$; jednak proto, že znalost tohoto průběhu se projeví velmi užitečnou při vyšetřování W, W_1, W_2 v závislosti na x , jednak proto, že týž průběh má i podíl W_2/W_1 , který je úměrný y^2 [rovnice (84)].

Platí-li rovnice frekvencí, jest $y^2 = f(x)$ dáno rovnicí

$$y^6 x d_2^2 - y^4 [x^2 k^2 + d_2^2 (x + 1)] + y^2 [(x - 1)^2 + 2k^2 x + d_2^2] - k^2 = 0 \quad (89)$$

nebo rovnicí

$$(1 - y^2 k^2) x^2 - 2 [1 - k^2 + \frac{1}{2} y^2 d_2^2 (1 - y^2)] x +$$

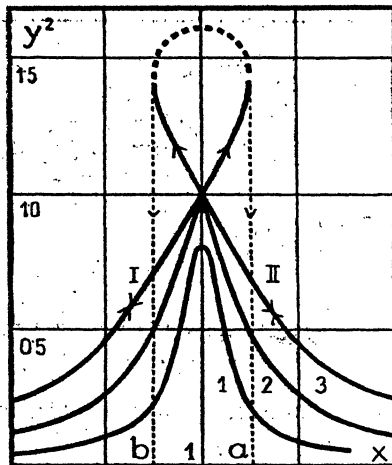
¹⁹⁾ Kummerer, Telefunkenzeitung, roč. 11, čís. 47 (1927).

$$+ 1 + d_2^2(1 - y^2) - \frac{k^2}{y^2} = 0, \quad (90)$$

seřadíme-li členy podle mocností x ; kořeny této rovnice jsou

$$(1 - y^2 k^2) x_{1,2} = 1 - k^2 + \frac{1}{2} y^2 d_2^2 (1 - y^2) \pm (1 - y^2) \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d_2^2 + \frac{1}{2} y^4 d_2^4}. \quad (91)$$

Bodům $x = 1$, $z = 1$ odpovídá $y^2 = k^2/d_2^2$, bodům $x = 1$, $z_{2,3} = 1 - \frac{1}{2} d_2^2 \pm \sqrt{k^2 - d_2^2}$ [rovnice (87)] hodnota $y^2 = 1$ (jak plyne z rovnice (89), kde klademe $x = 1$).



Obr. 2.

Závislost $y^2 = f(x)$ je zanesena pro různá k v obr. 2, kde křivky 1, 2, 3 odpovídají křivkám 1, 2, 3 rovnice frekvencí v obr. 1.

Z obr. 2 je patrné, že pro $k < d_2$ dostáváme jednoduchou rezonanční křivku (křivka 1). Pro $k = d_2$ (křivka 2) dostaneme křivku s bodem úvratu (hrotem) v bodě $y^2 = 1$. Tato křivka je zároveň rozhraním mezi jednoduchými křivkami (křivka 1) a mezi křivkami se smyčkou (křivka 3), které dostaneme pro $k > d_2$.

V první a druhé části této práce bylo možno při diskusi W , W_1 , W_2 pokládati E za konstantní. Při lampovém generátoru s vlastním buzením a s mezikruhem je \mathcal{E} prostřednictvím lampy určitou funkcí \mathcal{S}_1 . Nejjednodušší vyjádření vztahu mezi \mathcal{E} a \mathcal{S}_1 užitím lampové charakteristiky nám dává lineární závislost [viz rovnici (70)], která ovšem se přibližuje skutečnosti pouze v přímé části charakteristiky. Proto některé práce, jako ku př. práce van der Polova,

Rungeho a Watanabeho (viz odst. 2 této práce), vyjadřují vztah mezi \mathbb{C} a \mathfrak{S}_1 empirickými vztahy. Abychom se vyhnuli této obtíži, budeme v této práci uvažovati „redukované“ energie

$$W' = \frac{W}{E^2}, \quad W'_1 = \frac{W_1}{E^2}, \quad W'_2 = \frac{W_2}{E^2},$$

kteřé nám dávají aspoň kvalitativní názor o poměrech v generátoru (ku př. lampovém) s mezikruhem (stejně tak jako jiné práce — Heegnerova, Möllerova, Pauliho — které uvažují podíl $I_2^2/I_1^2 \approx W_2/W_1$).

Již z průběhu rovnice frekvencí plyne (viz obr. 1), že budou existovati mezi body $x = a$, $x = b$ obory, v nichž amplituda oscilací bude nestabilní. Prozatím však provedeme diskusi výrazů W' , W'_1 , W'_2 tak, jako kdyby oscilace byly v celém oboru měnitelné frekvence stabilní.

A. Diskuse výrazů W' , W'_1 , W'_2 jakožto funkcí y^2 .

a) *Diskuse výrazu W' .* Za předpokladu, že platí rovnice frekvencí, čili $\beta = 0$, dostaneme pro W' výraz

$$W' = \frac{1}{\left(R_1 + \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}\right)} = \frac{1}{R_2 \left(\frac{R_1}{R_2} + \frac{L_1}{L_2} y^2\right)}, \quad (92)$$

dosadíme-li do výrazu (61) podle výrazů (75) a (72). Nepřihlížíme-li prozatím k oborům, kde jsou oscilace nestabilní, nabývá W' jediného extrému a sice minima, když y^2 nabývá maxima, t. j. pro $x = 1$. Ježto známe závislost $y^2 = f(x)$, známe tím i funkci $W' = f(x)$. (Podrobné vyšetření průběhu W' , W'_1 a W'_2 jakožto funkcí x bude provedeno v kapitole následující sub B.)

b) *Diskuse výrazu W'_1 .* Za téhož předpokladu, že platí rovnice frekvencí ($\beta = 0$), a provedením téže transformace, kterou jsme provedli u W , obdržíme z rovnice (63)

$$W'_1 = \frac{R_1}{R_2^2 \left(\frac{R_1}{R_2} + \frac{L_1}{L_2} y^2\right)^2}. \quad (93)$$

Tento výraz nabývá jediného extrému, minima v bodě $x = 1$, nepřihlížíme-li prozatím k oborům nestabilním.

c) *Diskuse výrazu W'_2 .* Platí-li rovnice frekvencí, získáme týmiž obraty W'_2 jakožto funkci y^2 ve tvaru

$$W'_2 = \frac{\frac{L_1}{L_2} y^2}{R_2 \left(\frac{R_1}{R_2} + \frac{L_1}{L_2} y^2\right)^2}. \quad (94)$$

W'_2 nabývá jakožto funkce y^2 extrémů tam, kde $dW'_2/dy^2 = 0$, t. j. pro hodnotu

$$y_0^2 = \frac{L_2 R_1}{L_1 R_2} = \frac{d_1}{d_2}. \quad (95)$$

Pro hodnotu y_0^2 nabývá W'_2 maxima

$$W'_2(0) = \frac{1}{4R_1} \left(\text{tedy } W_2(0) = \frac{1}{4} \frac{E^2}{R_1} \right), \quad (96)$$

kteřé budeme nazývati maximem optimálním, ježto je to vůbec největší hodnota, které může W'_2 nabýti jakožto funkce y^2 a tudíž i x . Hodnotě $W'_2(0)$ odpovídající x_1 a x_2 získáme dosazením do rovnice (91), odkud po snadné úpravě plyne

$$x_{1,2} = 1 + \frac{1 - \frac{d_1}{d_2}}{1 - k^2 \frac{d_1}{d_2}} \left[\pm d_2 \sqrt{\frac{k^2}{d_1 d_2} - (1 - \frac{1}{4} d_1^2) - (k^2 - \frac{1}{2} d_1 d_2)} \right]. \quad (97)$$

Body $x_{1,2}$ (zanedbáme-li $\frac{1}{4} d_1^2$ vůči jedničce) jsou reálné tehdy, je-li

$$k^2 \geq d_1 d_2. \quad (98)$$

Je-li naopak dáno x , lze dosáhnouti (při daném d_1 a d_2) optimálního maxima též změnou vazby k ; tuto hodnotu k , odpovídající optimálnímu maximu $W'_2(0)$, lze vypočítati z rovnice (97), při čemž ovšem k^2 nutně musí splňovati rovnici (98).

Je-li $y^2 = y_0^2$, jest

$$W'_1(0) = \frac{1}{4R_1} \left(\text{tedy } W_1(0) = \frac{1}{4} \frac{E^2}{R_1} \right)$$

čili

$$W'_1(0) = W'_2(0) \text{ (a tedy také } W_1(0) = W_2(0)).$$

Kdy W'_2 může nabýti a skutečně nabývá těchto hodnot, o tom je pojednáno v kapitole další, kde je diskutováno W'_2 jakožto funkce x .

B. Roztřídění křivek W' , W'_1 , W'_2 jakožto funkcí x .

Výsledky předcházejícího odstavce budou zde ještě podrobněji objasněny tím, že ukážeme souvislost mezi některými vývody předcházející první části této práce a podrobněji se budeme zabývati průběhem W'_2 jakožto funkce x .

Doposud jsme předpokládali, že amplitudy I_1 a I_2 jsou v celém oboru x stabilní. Tomu však ve skutečnosti tak není. Z rovnice frekvencí (viz odst. 3) plyne, že vznikající frekvence ω jest v části $a_1 b_1$ nestabilní; $z = \omega_1^2 / \omega^2$ se mění v bodě a_1 skokem z hodnoty z_{a_1} na hodnotu z_{a_2} , v bodě b_1 skokem z hodnoty z_{b_1} . Následkem toho se mění skokem i y^2 a tedy také W'_1 a W'_2 (kteřé jsou funkcemi z).

čili, jak říkáme, oscilace se „utrhnou“, t. j. přeskočí z amplitudy nestabilní na amplitudu stabilní.

Jedná-li se o lampový generátor se zpětnou vazbou a mezikruhem, je ovlivněna podmínka pro nasazení a udržení oscilací ještě veličinami danými lampou samou. Tím dostáváme podmínky pro nasazení oscilací jednotlivých prací, o nichž jsem svrchu referoval. Užijeme-li předpokladu daného rovnicí (70) a dosadíme-li za předpokladu $\psi = 0$ do rovnice (64)

$$EI_1 = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2,$$

plyne odtud

$$\frac{S}{C_1} (M_{1m} - DL_1) I_1^2 = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2$$

čili

$$\frac{W'_2}{W'_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1} y^2 = - \left(1 - \frac{S}{R_1 C_1} (M_{1m} - DL_1) \right) = - \frac{r_1}{R_1}. \quad (99)$$

Tato podmínka, kterou lze splnit jen, je-li

$$r_1 \leq 0, \quad (100)$$

je shodná po případě analogická s rovnicemi (85), (84), (83) a (75).

Užijeme-li Harmsova předpokladu $S_{\text{stf}} \leq S_{\text{lampy}}$, jest r_1 svrchu omezeno hodnotou r_{1m} pro $S = S_{\text{lampy}}$. Tím je svrchu omezeno také y^2 a v důsledku toho i W'_2 a W'_1 . Je-li tedy r_{1m} dáno, může y^2 dosáhnouti maximálně hodnoty $y_m^2 = -\delta_1 r_{1m} / \delta_2 R_1$; dosadíme-li tuto hodnotu do rovnice (96), vypočítáme tak hodnoty x_{1m} , x_{2m} , pro které y^2 resp. W'_2 a W'_1 nabývá v daném případě (t. j. pro dané R_1 , C_1 , L_1 , M_{1m} , S a D) nejvyšší možné hodnoty, za níž jsou oscilace nestabilní, a přechází skokem v hodnoty stabilní. Zakreslíme-li přímku $y_m^2 = -\delta_1 r_{1m} / \delta_2 R_1$ do obr. 2, rozdělíme tím celou křivku ve dvě části — část stabilní a část nestabilní — a stanovíme tím rovněž hodnoty x_{1m} a x_{2m} . Chceme-li vzít zřetel k zakřivení charakteristiky elektronové lampy, můžeme použití direktně výsledků práce Rungeho.

V dalším provedeme roztržení křivek W' , W'_1 , W'_2 a stanovení jejich charakteru pouze s ohledem na diskontinuity oscilací v bodech $x = a$, $x = b$, daných rovnicí frekvencí. Stanovením přímky y_m^2 můžeme pro jednotlivé případy stabilní a nestabilní část křivky y^2 a tudíž i křivek W'_1 a W'_2 okamžitě stanovit. Při roztržení se nám vyskytnou dva důležité pojmy t. zv. „těsné“ a „volné“ vazby a proto je třeba aspoň zběžně se o nich pro úplnou jasnost zmíniti. Definujme si jakožto případ těsné vazby (vorherrschende Kopplung) ony poměry oscilačních kruhů, při nichž $k/d > 1$ [viz označení podle rovnice (86)], případ volné vazby (vorherrschende Dämpfung) nerovninou $k/d < 1$. Rozhraním mezi těsnou a volnou vazbou je t. zv. vazba kritická $k_k = d$. Užitím těchto pojmů prove-

deme rozřídění křivek W' , W'_1 , W'_2 pro čtyři hlavní případy: pro 1.) volno-volnou vazbu ($k/d_1 < 1$, $k/d_2 < 1$), 2.) těсно-volnou vazbu ($k/d_1 > 1$, $k/d_2 < 1$), 3.) volno-těsnou vazbu ($k/d_1 < 1$, $k/d_2 > 1$) a 4.) těсно-těsnou vazbu ($k/d_1 > 1$, $k/d_2 > 1$).

1. Volno-volná vazba ($k/d_1 < 1$, $k/d_2 < 1$).

Za tohoto předpokladu jest $k^2/d_1d_2 < 1$ čili $k^2/d_1d_2 - 1 < 0$. Zanedbáme-li ve formuli (97) pod odmocninou $\frac{1}{4}d_1^2$ vůči jedničce (což můžeme učiniti, ježto d_1 jest řádu 10^{-2} a tudíž d_1^2 řádu 10^{-4}), aby se výsledky nestaly zbytečně komplikovanými, pak jsou body $x_{1,2}$ vždy imaginární, neboť $k^2/d_1d_2 - 1 < 0$. Ježto je zároveň $k < d_2$, má rovnice frekvencí tvar křivky I na obr. 1, jak plyne z rozboru rovnice frekvencí. Funkce y^2 má pro $k < d_2$ v závislosti na x charakter křivky I na obr. 2, čili typ jednoduchých rezonančních křivek s maximem $y^2_{\max} = k^2/d_2^2 < 1$ v bodě $x = 1$. W'_2 nabývá maxima pro $y^2_{\max} = k^2/d_2^2$, tedy pro $x = 1$, a má charakter jednoduchých rezonančních křivek. Ježto body $x_{1,2}$ jsou imaginární, neexistují maxima W'_2 v těchto bodech a tudíž nelze v tomto případě dosáhnouti maxima optimálního. Kdyby totiž dosáhlo W'_2 tohoto maxima, bylo by $y^2 = k^2/d_2^2 = d_1/d_2$. Z toho by však plynulo, že $k^2 = d_1d_2$,²⁰⁾ zatím co za předpokladu volno-volné vazby platí nerovnost $k^2 < d_1d_2$; lze tedy dosáhnouti optimálního maxima pouze na rozhraní volno-volné vazby, t. j. pro $k = d_1$, $k = d_2$.

Charakter křivky frekvencí je dán křivkou I v obr. 1, křivky amplitud $y^2 = f(x)$ křivkou I v obr. 2. Křivky $W'_1 = f(x)$, $W'_2 = f(x)$ přinášejí pro případ volno-volné vazby obr. 3 a 4.

Tento průběh křivek W'_1 a W'_2 plyne direktně z výrazů (93) a (94).

2. Těсно-volná vazba ($k/d_1 > 1$, $k/d_2 < 1$, tudíž $d_1/d_2 < 1$).

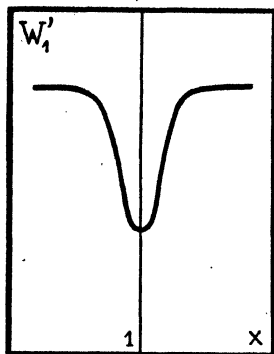
Tu mohou nastati dva případy:

a) $k^2/d_1d_2 < 1$, body $x_{1,2}$ jsou imaginární, nastávají poměry jako v případě volno-volné vazby.

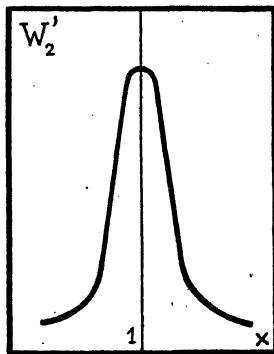
b) $k^2/d_1d_2 > 1$, body $x_{1,2}$ (rovnice (97), v níž opět zanedbáme pod odmocninou $\frac{1}{4}d_1^2$ vůči jedničce) jsou reálné a nastává v nich maximum výrazu W'_2 . Průběh křivky frekvencí má týž charakter jako je tvar křivky I v obr. 1. Rovněž $y^2 = f(x)$ má tvar křivky I v obr. 2, ježto $k < d_2$. Zbývá nám tedy zmíniti se o průběhu W'_1 a W'_2 jakožto funkcí x . Ježto $k^2/d_1d_2 > 1$, jest $k^2/d_2^2 > d_1/d_2$ a tudíž $y^2_{\max} > d_1/d_2$. Nabývá tedy y^2 vždy hodnoty $y^2 = d_1/d_2$ a v důsledku toho W'_2 maxima optimálního.

²⁰⁾ Tato podmínka byla odvozena rovnicí (40) pro optimální maximum za předpokladu, že $\omega = \omega_1 = \omega_2$ čili $z = 1$, $x = 1$, což je v úplném souhlasu.

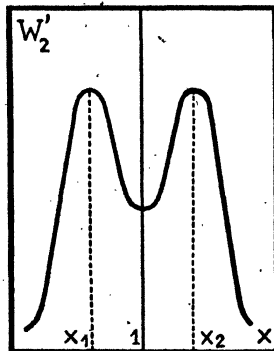
Křivka $W'_1 = f(x)$ má stejný tvar jako křivka v obr. 3, křivka $W'_2 = f(x)$ je zanesena v obr. 5. Měníme-li x od hodnot menších než 1, roste y^2 a rovněž W'_2 až do bodu x_1 , kde $y^2 = d_1/d_2$; zvětšujeme-li dále x , roste y^2 , ale W'_2 překročilo maximum a tudíž klesá až do bodu $x = 1$, kde y^2 nabývá maxima. Postupujeme-li dále, klesá y^2 a v důsledku toho stoupá W'_2 až do bodu x_2 , načež klesá.



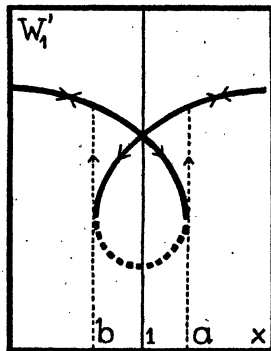
Obr. 3.



Obr. 4.



Obr. 5.



Obr. 6.

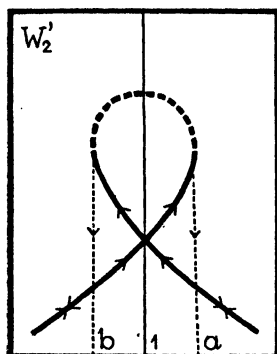
3. Volno-těsná vazba ($k/d_1 < 1, k/d_2 > 1$, tudíž $d_1/d_2 > 1$).

I zde mohou nastati dva případy:

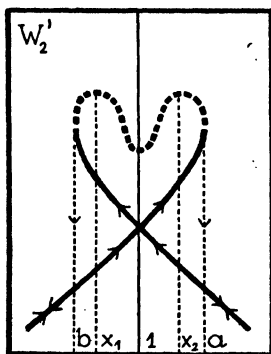
a) $k^2/d_1 d_2 < 1$, body $x_{1,2}$ jsou imaginární. Rovnice frekvencí má v důsledku toho, že $k > d_2$, tvar křivky 3 na obr. 1; pro $x = 1$ má tři reálné hodnoty z , z nichž hodnota $x=1, z=1$ jest nestabilní. Křivka $y^2 = f(x)$ má tvar křivky 3 na obr. 2, kde amplitudy $y^2 = f(a), y^2 = f(b)$ jsou nestabilní, oscilace se trhají. Ježto platí

$k^2/d_1d_2 < 1$, čili $k^2/d_2^2 < d_1/d_2$, nemůže y^2 za tohoto předpokladu vůbec dosáhnouti hodnoty $y^2 = d_1/d_2$, ježto může maximálně dosáhnouti $y^2 = k^2/d_2^2$. Nemůže tudíž ani W'_2 jakožto funkce y^2 nabýti maxima optimálního nýbrž poroste stále až po hodnotu $y^2_{\max} = k^2/d_2^2$. Postupujeme-li po větvi I křivky y^2 a vyhledáme-li vždy příslušné x , dostáváme závislost W'_2 na x téhož charakteru jako je závislost $y^2 = f(x)$, jak ukazuje obr. 7.

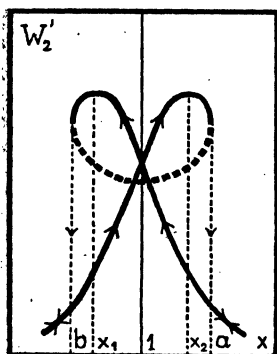
Dosadíme-li za y^2 do W'_1 [rovnice (93)], dostaneme stejnou úvahou křivku znázorněnou v obr. 6.



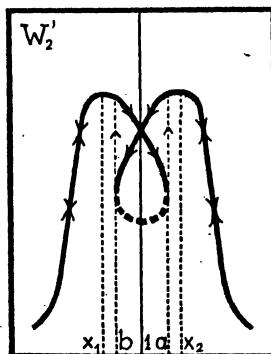
Obr. 7.



Obr. 8.



Obr. 9.



Obr. 10.

b) $k^2/d_1d_2 > 1$, body $x_{1,2}$, v nichž nastává maximum funkce W'_2 , jsou reálné, mohou zde tedy nastati maxima optimální. Rovnice frekvencí i rovnice $y^2 = f(x)$ mají též charakter jako křivky 3 na obr. 1 resp. 2. Záleží zde ještě na hodnotě poměru $d_1/d_2 > 1$; je-li $d_1/d_2 > y^2 = f(a)$ resp. $y^2 = f(b)$, kde oscilace se trhají, pak

nabývá W'_2 optimálního maxima v nestabilní části křivky $y^2 = f(x)$, tedy ve skutečnosti ho nedosáhneme (obr. 8). Je-li $d_1/d_2 < y^2 = f(a)$ resp. $f(b)$, optimálního maxima skutečně dosáhneme (obr. 9).

W'_1 má v obou případech týž charakter jako v obr. 7.

4. Těsno-těsná vazba ($k/d_1 > 1, k/d_2 > 1$ a tedy $k^2/d_1d_2 > 1$).

Rovnice frekvencí má opět část, kde jest frekvence nestabilní, a body $x_{1,2}$ jsou vždy reálné. Mohou zde nastati opět dva případy:

a) $d_1 > d_2$ čili $d_1/d_2 > 1$, pak nastává případ 3b) s oběma typy křivek v obr. 8 resp. v obr. 9.

b) $d_2 > d_1$ čili $d_1/d_2 < 1$. Rovnice frekvencí a rovněž i $y^2 = f(x)$ mají týž tvar jako křivky 3 v obr. 1 resp. 2; $y^2 = d_1/d_2$ leží pro x_1 na větvi I před bodem $y^2 = 1$ a pro x_2 na větvi II rovněž pod bodem $y^2 = 1$. Charakter křivky $W'_2 = f(x)$ je odlišný od dosavadních tvarů křivek, optimálního maxima lze zde dosáhnouti vždy, jak je patrné z obr. 10.

Závěr. Ke konci chtěl bych ještě upozorniti na to, že intenzitu I_1 resp. I_2 lze vyjádřiti jakožto funkce W'_1 a W'_2 vztahy analogickými k rovnicím Rungeho (78).

Za předpokladu, že $\psi = 0$, jest podle zavedeného označení $E/I_1 = \sqrt{R_1}/\sqrt{W'_1}$ a k rovnici (77) existuje analogická rovnice

$$\mathfrak{U} = -\alpha \mathfrak{S}_1 + \beta \mathfrak{S}_1^3 = r_1 \mathfrak{S}_1 = \left(R_1 - \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{W'_1}} \right) \mathfrak{S}_1.$$

Vypočteme-li energii spotřebovanou v systému dvou spřažených kruhů z rovnice

$$\frac{1}{T} \int_0^T \mathfrak{U} \mathfrak{S}_1 dt = -\frac{\alpha}{T} \int_0^T \mathfrak{S}_1^2 dt + \frac{\beta}{T} \int_0^T \mathfrak{S}_1^4 dt = \left(R_1 - \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{W'_1}} \right) \int_0^T \mathfrak{S}_1^2 dt.$$

($\mathfrak{S}_1 = I_1 \sin \omega t$), jest

$$I_1^2 = \frac{1}{\frac{3}{4}\beta} \left(\alpha + R_1 - \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{W'_1}} \right), \quad I_2^2 = \frac{R_1}{\frac{3}{4}\beta R_2} \cdot \frac{W'_2}{W'_1} \left(\alpha + R_1 - \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{W'_1}} \right).$$

Můžeme tudíž pro konkrétní případ t. j. pro dané α a β z průběhu W'_1 a W'_2 souditi na průběh I_1 resp. I_2 .

Touto třetí částí uzavírám tuto práci a proto pokládám za svou povinnost ještě jednou poděkovati panu profesoru dru Augustu Žáčkovi za jeho laskavé rady a podporu jakož i trvalý zájem o tuto práci.

II. oddělení fyzikálního ústavu Karlovu university v Praze.

Contribution à la théorie de deux circuits oscillatoires couplés.

(Extrait de l'article précédent.)

L'auteur discute les expressions pour les énergies W , W_1 , W_2 données par les équations (61) et (63) en supposant que le décalage de phase ψ entre la tension \mathcal{E} et l'intensité I_1 est égal à zéro, c'est à dire que „l'équation de la fréquence“ (72) est valable. Comme on peut appliquer les résultats obtenus à un oscillateur à lampe séparée, avec un circuit oscillant intermédiaire, ce problème a été déjà résolu par une série de travaux dont le précis est donné dans le 2^e chapitre de ce travail. En appliquant quelques résultats antérieurs, concernant l'équation de fréquence (72) et l'équation des amplitudes (75) de M. Pauli, on a discuté dans le présent travail les énergies réduites $W' = W/E^2$, $W'_1 = W_1/E^2$, $W'_2 = W_2/E^2$ en fonction du désaccord $x = \omega_2^2/\omega_1^2$. Les courbes W' , W'_1 , W'_2 sont classifiées en quatre domaines, les types caractéristiques de ces courbes et leurs parties stables et instables sont mises en évidence.
