

Title	非線型振動に於ける同期現象の理論(真空管発振器に於ける取扱)
Sub Title	Theory of locking phenomena in non-linear oscillation
Author	末崎, 輝雄(Suezaki, Teruo)
Publisher	慶應義塾大学藤原記念工学部
Publication year	1948
Jtitle	慶應義塾大学藤原記念工学部研究報告 (Proceedings of Faculty of Engineering, Keiogijuku University). Vol.1, No.2 (1948. 7) ,p.59(17)- 67(25)
JaLC DOI	
Abstract	An oscillator is locked by a controlling signal, injected into the oscillator circuit, as either frequency is made to approach the other. This phenomena has been treated by many authors in many ways. It is intended in this paper, to find a way, which lead to frequency modulation of oscillator, suffered by a controlling signal, from a non-linear stand points, and to obtain the basic relationships between the region of synchronism and the various parameters affecting to it. It is sufficient to this purpose, to start from the third order non-linearity which exist in the relation between the anode current and voltage of the oscillator valve.
Notes	目次のタイトル : 非線型振動に於ける同期現象の理論(真空発振器に於ける取扱)
Genre	Departmental Bulletin Paper
URL	https://koara.lib.keio.ac.jp/xoonips/modules/xoonips/detail.php?koara_id=KO50001004-00010002-0017

慶應義塾大学学術情報リポジトリ(KOARA)に掲載されているコンテンツの著作権は、それぞれの著作者、学会または出版社/発行者に帰属し、その権利は著作権法によって保護されています。引用にあたっては、著作権法を遵守してご利用ください。

The copyrights of content available on the Keio Associated Repository of Academic resources (KOARA) belong to the respective authors, academic societies, or publishers/issuers, and these rights are protected by the Japanese Copyright Act. When quoting the content, please follow the Japanese copyright act.

非線型振動に於ける同期現象の理論

(真空管發振器に於ける取扱)

昭和 23 年 (1948) 6 月 30 日受理

末 崎 輝 雄*

Teruo Suezaki: Theory of Locking Phenomena in Non-linear Oscillation.
An oscillator is locked by a controlling signal, injected into the oscillator circuit, as either frequency is made to approach the other. This phenomena has been treated by many authors in many ways.

It is intended in this paper, to find a way, which lead to frequency modulation of oscillator, suffered by a controlling signal, from a non-linear stand points, and to obtain the basic relationships between the region of synchronism and the various parametors affecting to it.

It is sufficient to this purpose, to start from the third order non-linearity which exist in the relation between the anode current and voltage of the oscillator valve.

I. 緒 論 真空管發振回路に制御電壓を加える場合、唸周波数が観測され、いずれか一方の周波数を變化せしめ他の周波數に近接させると、唸周波數も連続的に變化するが或る點に於て、これが突然零になる。このとき兩方の周波數は一致しているのである。この現象を同期現象と云うのである。又制御周波數が發振周波數よりも數等大であるときにも、發振周波數の n 倍附近迄、制御周波數が近すくと突然唸が消える現象があり、分周波又は分數周波現象と云われている。それはこのとき發振周波數が制御周波數の $1/n$ になつているためである。

これらの現象は應用上重要であるばかりでなく發振の本質の點からしても興味深いもので今迄多くの論文が發表されている。*

同期現象に就ては、制御電壓により自勵振動が停止し純強制振動になる³⁾とするものと、制御電壓の影響により發振周波數が變化する⁵⁾⁶⁾と云う研究がある。

本文は發振周波數の變動機構を詳論したものである。

II. 基礎方程式と其の近似解

第 2 圖の如き發振回路に就て考える。圖の V_i は制御電壓を示す。 V_i を加える點は圖の如く、陽極回路と陽極の間でも、又は格子回路及び共振回路中のコイルと直列であつ

* 慶應義塾大學教授, Prof. of Keio University.

**

- 1) Koga: I.R.E. (15) (1927) 669.
- 2) Appellton: Proc. Camb. Soc. 21. (1922~23). 231~248.
- 3) Van der Pol: Phil. Mag. 3. (1927). I.R.E. 22. (1934). Sept.
- 4) Papalex: Z.f.P. 73. (1932) 223.
- 5) Sabaroff: Comm. 27. (1939). 19. J.A.P. Aug. (1940).
- 6) Adler: I.R.E. June. (1945).

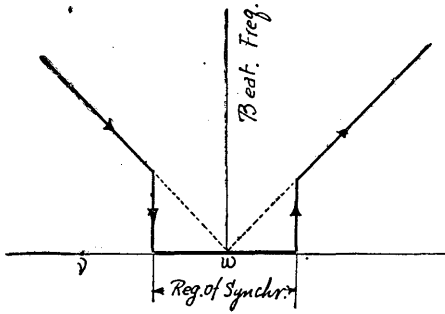


Fig. 1. Region of synchronism.

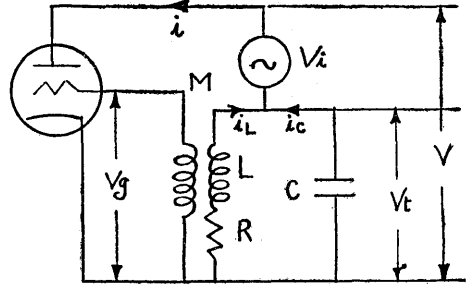


Fig. 2. Connection diagram of oscillator.

もて全く同様に取扱い得る。電圧電流に就てはその変化分を示している。格子電流は無視する。これは格子電流電圧間の非直線性を考えなくても、陽極電流、電圧間の非直線性を考慮すれば十分である爲めである。然るときは第2圖の回路に就き

$$L \frac{di_L}{dt} + Ri_L = \int \frac{i_c dt}{C} = -V_i$$

$$i = f(V) = i_L + i_c, \quad V = V_t + V_i$$

が成立する。これから

$$\begin{aligned} \frac{d^2(V - V_i)}{dt^2} + \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{C} f(V) + \frac{R}{L} (V - V_i) \right\} \\ + \frac{1}{LC} \left\{ (V - V_i) + Rf(V) \right\} = 0 \end{aligned} \quad \dots(1)$$

同期現象が現われる場合にも $V_i \ll V$ $iR \ll V$ なることが云われ、且つ發振周波数の變動に注目しているのであるから (1) は

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{C} f(V) + \frac{R}{L} V \right\} + \frac{1}{LC} V = 0 \quad \dots(2)$$

となる。次に陽極電流の表現として

$$i = f(V) = \sum_{n=1}^{\infty} g_n \left(V_0 + \frac{V}{\mu} \right)^n \quad \dots(3)$$

を用いる。 μ は真空管の増巾定數であり g_1 は線型理論に現われる相互コンダクタンスである。發振器にあつては、 $Ri_L \ll L \cdot di_L/dt$ とすることが出来るから、次の關係が成立つ。

$$V_0 = -V_i \cdot M/L = -(V - V_i) \cdot M/L$$

これを (3) に用い且つ $D = 1/\mu$, $K = M/L$ とすると

$$i = f(V) = \sum_{n=1}^{\infty} g_n (GV + KV_i)^n \quad \dots(4)$$

$$\text{但し } G = D - K \quad \dots(5)$$

D は透過率、 K は反結合係數と云われるもので (3) は動作点を原点とする真空管の特性曲線の方程式である。さて動作点を特性曲線の彎曲點にをき、四次以上の項を無視すると (4) は

$$i = g_1 (GV + KV_i) + g_3 (GV + KV_i)^3 \quad \dots(6)$$

となる。これを (2) に代入し $V_i \ll V$ を考慮すると

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + (-\alpha + 3\gamma V^2 - 6\beta V V_i) \frac{dV}{dt} + \omega_0^2 V = 0 \quad \dots(7)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{但し } & -\alpha = R/L + g_1 G/C \\ & \gamma = g_3 G^3/C \\ & -\beta = g_3 K G^2/C \\ & \omega_0^2 = 1/LC \end{aligned} \right\} \quad \dots(8)$$

とする。 $-\alpha$, $-\beta$, は共に負であり γ は正である。このことは $V_i=0$ なるとき、發振電壓 V が有限の値をとらねばならぬことから云われる。(7) は制御電壓の影響を受けた發振電壓を與えるものである。これを近似的に解くにあたり、次のことを用いる。

$$V'' + P(t)V' + \omega_0^2 V = 0$$

なる線型二階微分方程式は

$$V = x \exp -\frac{1}{2} \int P(t) dt \quad \dots(9)$$

なる變換により

$$x'' + \omega_0^2 Q(t)x = 0 \quad \dots(10)$$

ω_0 が極めて大なるとき (10) の近似解は*

$$x = Q^{-\frac{1}{4}} \cos(\omega_0 \int Q^{\frac{1}{2}} dt) \left[1 + \frac{1}{32\omega_0^2} (4Q'Q^{-\frac{3}{2}} + \int Q'^2 Q^{\frac{3}{2}} dt) \dots \right]$$

$$\therefore x \approx Q^{-\frac{1}{4}} \cos(\omega_0 \int Q^{\frac{1}{2}} dt) \quad \dots(11)$$

$$Q(t) = 1 - \frac{1}{2\omega_0^2} \frac{d}{dt} P(t) - \frac{1}{4\omega_0^2} P^2(t) \quad \dots(12)$$

であるから

$$P = -\alpha + 3\gamma V^2 - 6\beta V V_i \quad \dots(13)$$

として、この P を t の函數と見做し (7) に對しても同様なる近似計算を行い

$$V = \frac{Ae^{-\frac{1}{2} \int P dt}}{Q^{\frac{1}{4}}} \cos(\omega_0 \int Q^{\frac{1}{2}} dt) \quad \dots(14)$$

を得る。 Q は (12) により與えられるが (12) 中の第二項を無視し、更に近似計算を行い

$$Q^{\frac{1}{2}} = 1 - \alpha(-\alpha + 6\gamma V^2 - 12\beta V V_i) / 8\omega_0^2 \quad \dots(15)$$

(13) (15) を (14) 中に代入すると、發振電壓の近似的表現が得られるが猶複雑しているの
で更に簡単にする爲めに制御電壓は發振器が最終振巾に達してから加えられるものとする
と (13) は

$$P = -6\beta V V_i \quad \dots(16)$$

となる。又 Q も簡単になり結局 (14) は

$$V = Ae^{\int \beta V V_i dt} \cos\left(\omega_0 + \frac{3}{2\omega_0} \alpha \beta V V_i\right) dt \quad \dots(17)$$

となる。 V , V_i 共に週期函數と考えられるから (17) の表わす V は複雑なる振巾並に周波數變調を受けた電壓である。而して兩者の變調度を決定するものは唸の項である。唸の周

* レヴィバコット (雨宮譯)：微分方程式の數値解法 (河出書房)

波数が小になると共に、振巾及び周波數變調度は大になる。然し乍ら振巾變調度は極めて小なるものである。

III. 同期機構 以上述べたる如く振巾變調度は小であるが、目下の同期現象を考える場合周波數の變動は無視し得ない。それで θ を發振電壓の瞬時位相、 ϕ を制御電壓の瞬時位相として

$$\left. \begin{aligned} V &= A \cos \theta \\ V_i &= B \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad \dots(18)$$

とする。猶 $\phi' = \nu$ は制御角周波數である。 V_i に \sin 函數を用いたのは $t=0$ のとき $V_i=0$ とする爲めである。制御電壓による發振電壓の瞬時位相の變動は $\omega_0 t = \theta_0$ とすると $\theta - \theta_0$ である。従つて (17) から

$$\theta - \theta_0 = \frac{3\alpha\beta}{2\omega_0} \int V V_i dt \quad \dots(19)$$

となるが前述せる如く、兩位相の差の項が決定的役割をするのであるから (18) を (19) に用い、差の項のみをとると

$$\theta - \theta_0 = -\frac{3\alpha\beta AB}{4\omega_0} \int \sin(\theta - \phi) dt \quad \dots(20)$$

$\theta - \theta_0 = \sigma$ とし更に $\sigma' = \Omega$ とする。 Ω は發振角周波數の變動分である。又 $\theta_0 - \phi = (\omega_0 - \nu)t = \vartheta t$ とする、 ϑ は制御周波數が發振周波數へ近接する目安となるものである。

$$3\alpha\beta AB/4\omega_0 = \Omega_m \quad \dots(21)$$

とすると (20) は次の如く表わされる。

$$\sigma = -\Omega_m \int \sin(\vartheta t + \sigma) dt \quad \dots(22)$$

又微分して

$$\Omega = -\Omega_m \sin(\vartheta t + \sigma) \quad \dots(23)$$

(23) は發振周波數變動の全貌を示すものであるが容易にわかる如く、次の微分方程式に轉化される。

$$\Omega' + (\vartheta + \Omega)^2 \Omega = 0 \quad \dots(24)$$

従つて (23) に對して行う今後の取扱いは (24) なる非線型微分方程式に對してもあてはめ得るのである。(23) を解くにあたり

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \vartheta t + \int \Omega dt \\ \eta &= \vartheta / \Omega_m \end{aligned} \right\} \quad \dots(25)$$

とする。 η も亦制御周波數の近接する目安となるものである。(23) から

$$\int \frac{d\tau}{\eta - \sin \tau} = \int \Omega_m dt \quad \dots(26)$$

$\eta > 1$ として (26) を積分し h を積分常數とすると

$$\tan \frac{\tau}{2} = \frac{1}{\eta} + \frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} \tan \left[(t+h) \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{\eta^2 - 1} \right] \quad \dots(27)$$

(27) から τ を求め、これを微分すると

$$\Omega = -\vartheta + 2 \frac{d}{dt} \tan^{-1} \left[\frac{1}{\eta} + \frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} \tan \left\{ (t+h) \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{\eta^2 - 1} \right\} \right]$$

これを計算すると、 Ω の表現として次式をうる。

$$\Omega = -\eta\Omega_m \left[1 - \frac{\eta^2 - 1}{\eta^2 + \cos(\lambda t + \psi) + \sqrt{\eta^2 - 1} \sin(\lambda t + \psi)} \right] \quad \dots(28)$$

$$\lambda = \Omega_m \sqrt{\eta^2 - 1} \quad \dots(29)$$

であり ψ は積分常数である。次に Ω の平均値を $\bar{\Omega}$ とすると (28) から

$$\bar{\Omega} = -\eta\Omega_m \left(1 - \frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} \right) \quad \dots(30)$$

となる。更に (28) を Fourier 級数に展開すると

$$\Omega = -\eta\Omega_m \left[a_0 - \sum_{j=1}^{\infty} a_j \cos j(\lambda t + \psi) - \sum_{j=1}^{\infty} b_j \sin j(\lambda t + \psi) \right] \quad \dots(31)$$

$$a_0 = 1 - \frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} \quad \dots(32)$$

$$a_1 = 2\frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} \left(\frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} - 1 \right) \quad b_1 = \sqrt{\eta^2 - 1} \cdot a_1 \quad \dots(33)$$

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= 2\frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta^3} (\eta^2 - 2) + \frac{4\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} (\eta^2 - 2) \left[\frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} - 1 \right] \\ b_2 &= -\frac{4(\eta^2 - 1)}{\eta^3} - \frac{8(\eta^2 - 1)}{\eta} \left[\frac{\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} - 1 \right] \end{aligned} \right\} \quad \dots(34)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{j+1} &= 2\sqrt{\eta^2 - 1} b_j - 2a_j + \frac{(\eta^2 - 2)}{\eta} a_{j-1} + \frac{2\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta^2} b_{j-1} \\ b_{j+1} &= -2b_j - 2\sqrt{\eta^2 - 1} a_j - \frac{2\sqrt{\eta^2 - 1}}{\eta} a_{j-1} + \frac{\eta^2 - 2}{\eta^2} b_{j-1} \end{aligned} \right\} \quad \dots(35)$$

以上の計算により Ω の性質は全く明になつたのである。 $\eta \rightarrow \infty$ のとき、 $\Omega \rightarrow 0$ となる。 $\eta \rightarrow 1$ のときは $\Omega \rightarrow -\Omega_m$ 、 $\bar{\Omega} \rightarrow -\Omega_m$ となる。然るに (33) (34) (35) により與えられる基本波並に高調波成分は零となるのである。 $\eta \rightarrow 1$ に従い、周波数變動の週期は増大し $\eta = 1$ のとき無限大となるのである。この有様は第 3 圖に示す。第 3 圖の下は a_1 を例にとり、その振巾と週期を $\eta = 2, 3, 4, 5$ の場合に就て示したもので $T = 1/\Omega_m$ である。以上により明かなる如く、發振周波数より非常に離れた周波数の制御電圧は何等の影響も與えぬのである。 $\eta = 1$ のときは $\Omega = -\Omega_m = -\nu$ であるから發振周波数は $\omega_0 - \nu = \nu$ となり、全く制御周波数と一致するのである。 ν が正なるとき $\bar{\Omega}$ が負であることは、制御周波数が發振周波数より低くて、これに近接するとき、發振周波数は複雑なる變動を行い、その平均値は ω_0 より小になる。即ち制御周波数へ接近することを示す、 $\nu > \omega_0$ なるときは ν は負となり従つて η も負となる。このときは (30) に於て η の符號を變えればよく、 $\eta \rightarrow -1$ のとき $\bar{\Omega} \rightarrow \Omega_m$ となることは、高い制御周波数の方へ接近することを示す。(28) (30) (33) (34) (35) は η の符號を變えるだけでそのまま使用し得る。

以上に基き同期現象は ω_0 と ν の差が Ω_m に達したる場合初めて現われることを知るのである。 $\omega_0 \pm \Omega_m$ なる周波数範圍を同期域と云うことにする。同期現象は同期域の廣い程起り易いことは云う迄もない。 Ω_m は (21) から

$$\Omega_m = \frac{3\omega_0 ABK(K-D^2)|g_3|}{4C} [g_1 L(K-D) - RC] \quad \dots(36)$$

により與えられる。但し $|g_3|$ は g_3 の絶對値を示す。更に $4\Omega_m/3\omega_0 = \zeta$ を Ω_m の代りに

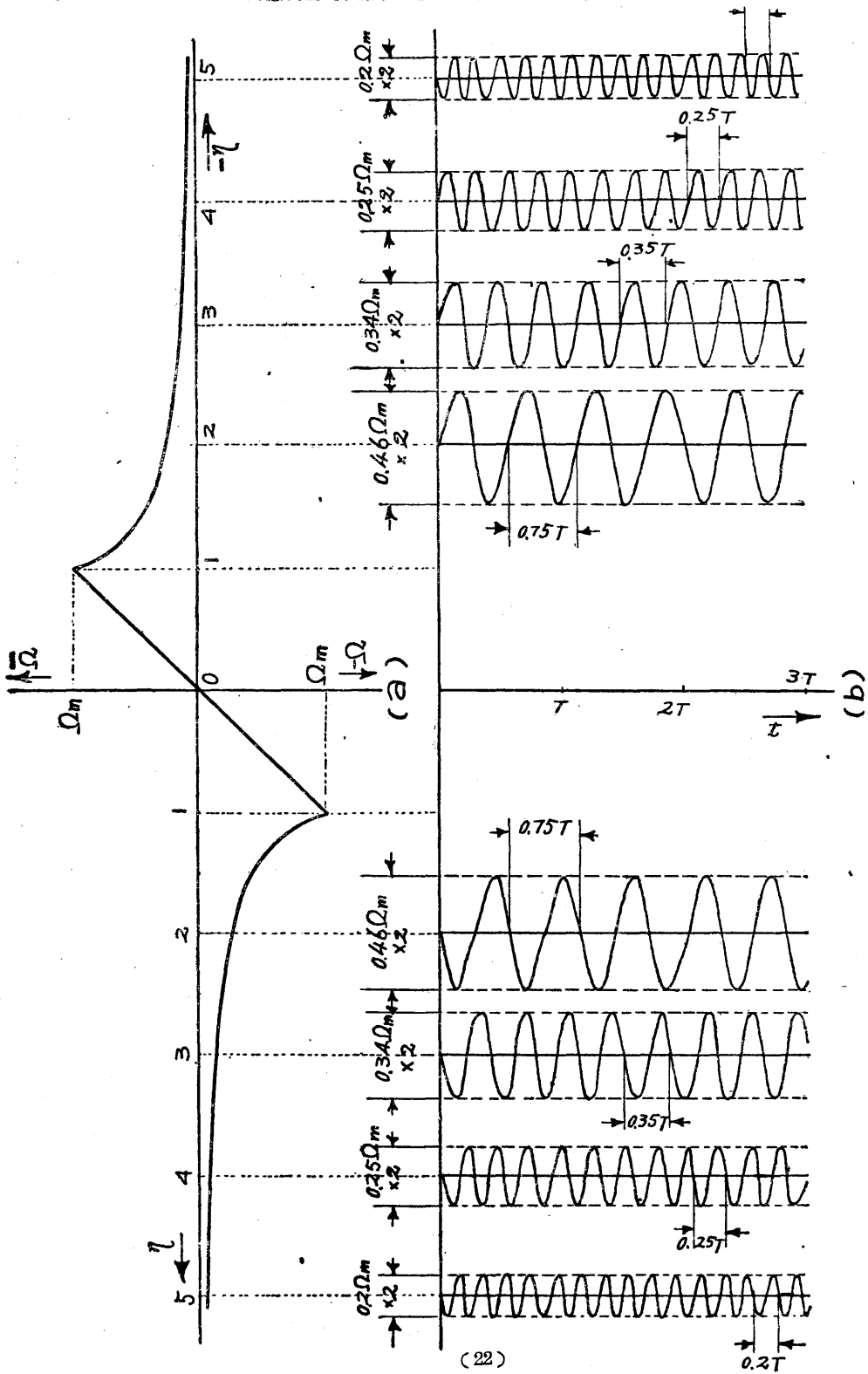


Fig. 8. a) Mean frequency deviation (δ). b) Instantaneous frequency deviation ($2\eta a_1 \Omega_m$).

用いると

$$\zeta = KR(K-D)^2 AB |g_s| [g_1 RQ^2(K-D) - 1] \quad \dots(37)$$

(37) 中の Q は $\omega_0 L/R$ なる数でコイルの "Quality factor" と云われるものである。これから同期現象の発生を容易ならしめる爲めには相互コンダクタンスの大なる五極管を使用し、反結合係数を出来るだけ大にしなければならない。とくに K^4 に比例することは注意を要する。又 Q も大である方がよい。 Q の増大はコイルの L の増大により行われるべきことを (37) は示している。この爲め共振回路は L の大 C の小なるものとなり、共振インピーダンスは大となるであろう。集中回路にあつては Q のとり得る値には限度があるから、 Z_0 を共振インピーダンスとすると $Z_0 = Q/\omega_0 C$ なることにより、比較的低い周波数に於て C としてはコイルの浮遊容量を用いるものが最も適するのである。

次に同期域内に注目しよう、この場合 $|\eta| < 1$ である。この場合 (26) の積分は

$$\frac{\eta \tan \frac{\tau}{2} - 1 - \sqrt{1 - \eta^2}}{\eta \tan \frac{\tau}{2} - 1 + \sqrt{1 - \eta^2}} = N_0 e^{\Omega_m \sqrt{1 - \eta^2} \cdot t} \quad \dots(38)$$

となる。 $\Omega_m \sqrt{1 - \eta^2} = \mu$ とすると

$$\tau = 2 \tan^{-1} \left[\frac{1}{\eta} - \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} + \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta(1 - Ne^{\mu t})} \right]$$

となりこれを微分して

$$\Omega = -\eta \Omega_m + \frac{4N\Omega_m\eta(1-\eta^2)}{-2(3-\sqrt{1-\eta^2})(1-\sqrt{1-\eta^2})N + [\eta^2 + (3-\sqrt{1-\eta^2})^2]e^{-\mu t} + N^2(1-\sqrt{1-\eta^2})^2e^{\mu t}} \quad \dots(39)$$

をうる、 N_0 , N は積分常数である。 t が十分大なる場合即ち定常状態として観測するものは

$$\Omega = -\eta \Omega_m \quad \dots(40)$$

である。即ち同期域内に於ては Ω は非週期的に變動し、しかも全く發振周波数は制御周波数に一致しているのである。

次に $t=0$ に於て $\nu = \omega_0 - \Omega_m$ なる角周波数の制御電圧が發振回路に加えられた場合の過渡現象を取扱う、この場合が最も計算が簡単である。(26) に於て $\eta=1$ として積分すればよい。

$$\Omega = -\Omega_m \left[1 - \frac{2}{(\partial t)^2 - 2(\partial t) + 2} \right] \quad \dots(41)$$

を得る。

$1/\partial = T$ とすると Ω の模様は第 4 圖に示す如くである。即ち Ω は當初増大し $t=T$ に於て Ω_m に達し $2T$ なる時刻に於いて再び零となり更に $-\Omega_m$ へ接近するのである。 Ω が $-\Omega_m$ に達する。即ち同期が成立するには無限の時間を要することになるが、實際上は $10T$ で十分である。ここに注目すべきことは Ω は同期域内の全領域に渡り變動することである。このことは (24) の微分方程式の解として (23) の正弦函数を用いたが、これを餘弦函数として

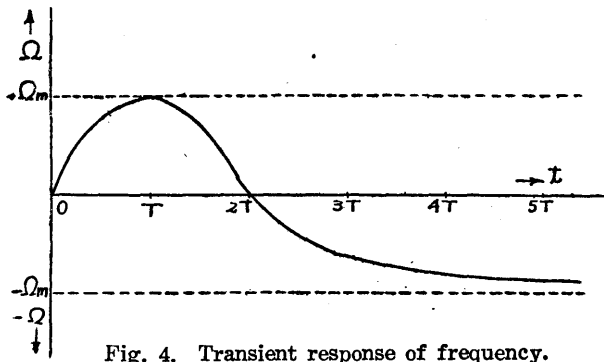


Fig. 4. Transient response of frequency.

$$\Omega = \Omega_m \cos(\vartheta t + \int \Omega dt)$$

としても全く同様で $t=0$ に於て Ω_m から出発し $t=T$ に於て零となり更に $t \rightarrow \infty$ と共に $-\Omega_m$ に漸近するのである。

最後に同期電圧が第5圖又は第6圖の如く加えられる場合に就き一言しよう。

第5圖の場合下記の関係が成

立する。

$$L \frac{di_L}{dt} + Ri_L = \frac{fi_c}{C} dt = -V$$

$$i = i_L + i_c = f(V)$$

これから次式をうる。

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} + \frac{1}{C} \frac{d}{dV} f(V) \right] \frac{dV}{dt} + \frac{1}{LC} [V + Rf(V)] = 0 \quad \dots(42)$$

$$f(V) = \sum_{n=1}^{\infty} g_n (GV + V_i)^n \quad \dots(43)$$

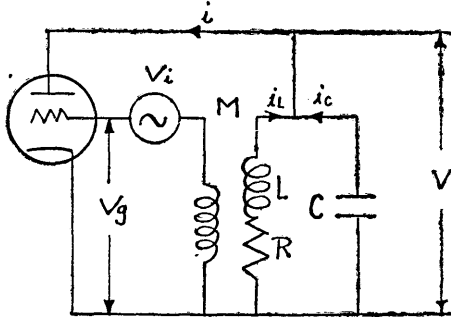


Fig. 5. Injection point of controlling signal.

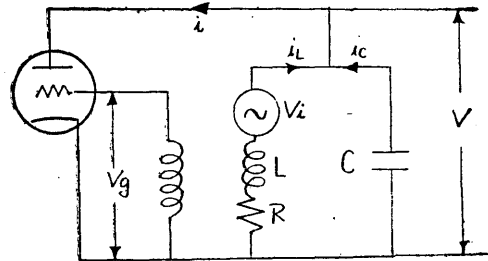


Fig. 6. Injection point of controlling signal.

第6圖の場合

$$L \frac{di_c}{dt} + Ri_L + V_i = \int \frac{i_c}{C} dt = -V$$

$$i = i_L + i_c = f(V)$$

これから

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} + \frac{1}{C} \frac{d}{dV} f(V) \right] \frac{dV}{dt} + \frac{1}{LC} [V + V_i + Rf(V)] = 0 \quad \dots(44)$$

$$f(V) = \sum_{n=1}^{\infty} g_n (GV - KV_i)^n \quad \dots(45)$$

いづれも全く同様な取扱いにより同期域を求めらるのである。

IV. 結 言 以上の取扱により、同期現象が現れる爲めには先ず非直線性に基づく陰

が発生し、且つこれが發振周波數に比し十分小でなければならない。この喩が生ずる爲めには電流が電壓の三次式で表わされることが必要であり、且つこれで十分である。三次の項が存在しない特性の場合上述せる基本波による同期現象は出現しないであらう。然乍ら $n\omega - m\nu = \nu$ なる可能性は存するのである。分周波現象も高調波間に於ける同期現象と解するならば、全く同様な取扱いをすることが出来る。

二次回路による發振周波數の引張りの現象も、二次回路に發生した過渡電流が更に一次回路に誘起する電壓を制御電壓と見做すならば、全く同様な取扱いにより處理出来るのである。

本稿を草するに當り執行岩根氏、川上正光氏より貴重な文献を拜借し非常な便宜を得た。ここに附記して謝意を表する次第である。

鋼の偏析の局部分光分析*

昭和 23 年 (1948) 2 月 25 日受理

柳 澤 三 郎**

Saburō Yanagisawa: Local Spectral Analysis of a Segregation in Steel. An abnormal structure is appeared in the fractures of tension test pieces of a Si-Mn-Cr-Mo-steel (C 0.38%, Si 1.00%, Mn 1.00%, Cr 1.00%, Mo 0.40%). The author locally analysed the segregations using a sharp Cu bar as the anti-electrode. The results showed the segregation of high Mo, Si and Cr content, and the behavior of the segregation was discussed.

I. 緒 言 Si・Mn・Cr・Mo 鋼の製造に際しその擴張試験破面に寫眞に見る如き銀白色線狀の異常組織が屢々發生し材料試験に不合格となる。之の防止の目的の爲發生原因を調査する必要を生じた。依つて火花分光分析により偏析部分の局部的定量分析を行い、その成分偏析を確認し併せて其の偏析の舉動を論じた。

II. Si・Mn・Cr・Mo 鋼に於ける偏析の發生 Si・Mn・Cr・Mo 鋼 (C 0.38%, Si 1.00%, Mn 1.00%, Cr 1.00%, Mo 0.40%) に發生する銀白色線狀の缺陷は抗張試験後に初めて其の破面に現われるものであつて其の試片を etch せる顯微鏡組織にその異常を見出す事の出来ないものである。結果に示す如く此の異常組織は合金成分の偏析によるものであるが、其の熔解より偏析發生に至る過程を以下に示す。

酸性平爐製又は酸性電氣爐製 Si・Mn・Cr・Mo 鋼を熔製後 2.5t 彈丸型鋼塊に鑄込み (トラフト使用、頭注) 冷却後鋸にて鋼塊頭部を切斷。加熱の上直徑 500 mm, 肉厚 100 mm, 長さ約 3 m の圓筒に挿出。850.°C に燒鈍。圓筒の内外を削り肉厚 30~40 mm となす。850.°C より 70.~100.°C の油中に燒入、600.°C 燒戻の後圓筒の端より圓周方向に抗張試験片を採取する。

* 學術振興會第 19 小委員會 昭和 21 年 5 月發表。

** 慶應義塾大學助教授, Assist. Prof. of Keio University.