Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 63/64 (1914)

Heft: 13

Inhaltsverzeichnis

Band 63. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und unter genauer Quellenangabe gestattet. **Nr. 13.**

Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs.

Von Professor Dr. *W. Kummer*, Ingenieur, Zürich.

(Schluss von Seite 171.)

Berücksichtigung einer pulsierenden Motorkraft.

Bisher haben wir stets vorausgesetzt, die primär vorliegende Motorkraft sei konstant. Für Dampflokomotiven und für Einphasenlokomotiven trifft dies jedoch nicht zu, da für die entsprechenden Triebmotoren ein pulsierendes Drehmoment auftritt. Um den Fall auf einfache Art behandeln zu können, sei nun angenommen, die Motorkraft pulsiere nach dem Sinusquadratgesetz, wie das im Grenzfall für Einphasenseriemotoren bei vereinfachten Annahmen über die magnetischen Feldverhältnisse rechnerisch zu erwarten ist. In Wirklichkeit sind die Pulsationen von kleinerer Amplitude, besonders bei Dampflokomotiven, die sich übrigens von vornherein in dieser Beziehung günstiger verhalten, als Einphasenlokomotiven.

In Hinsicht auf das Triebwerk selbst legen wir zunächst den *Fall ausschliesslich rotierender Massen* zugrunde, bezw. das Schema gemäss Abb. 3 (S. 157). Auf der Motorseite des elastischen Gliedes wirkt eine nach dem Sinusquadratgesetz pulsierende Kraft, für die wir ohne weiteres den *variablen* Term:

$$\frac{S}{2}\left[1-\cos(2\,\omega t)\right]$$

setzen können; $\frac{\omega}{2\pi}$ ist dann für den erörterten Grenzfall eines Einphasenseriemotors gleich der konstanten Periodenzahl des speisenden Wechselstroms. Auf der Lastseite des elastischen Gliedes wirkt dagegen der *konstante* Widerstand $\frac{T}{2}$. Man erhält dann das Gleichungssystem:

$$\begin{cases} \frac{S}{2}\left[1-\cos(2\,\omega t)\right]-m_1\frac{d^2 s_1}{dt^2}=\frac{s_1-s_2}{\gamma} \\ \frac{T}{2}+m_2\frac{d^2 s_2}{dt^2}=\frac{s_1-s_2}{\gamma} \end{cases}$$

das auf die, uns vom Falle des Kurbelantriebes durch konstante Motorkraft her bereits bekannten homogen linearen Differentialgleichungen führt:

$$\begin{cases} \gamma\cdot m_1\cdot m_2\frac{d^7 s_1}{dt^7}+(4\,\omega^2\cdot\gamma\cdot m_1\cdot m_2+m_1+m_2)\frac{d^5 s_1}{dt^5}+ \\ \qquad +4\,\omega^2(m_1+m_2)\frac{d^3 s_1}{dt^3}=0 \\ \gamma\cdot m_1\cdot m_2\frac{d^7 s_2}{dt^7}+(4\,\omega^2\cdot\gamma\cdot m_1\cdot m_2+m_1+m_2)\frac{d^5 s_2}{dt^5}+ \\ \qquad +4\,\omega^2(m_1+m_2)\frac{d^3 s_2}{dt^3}=0 \end{cases}$$

Formell ergeben sich auch wieder dieselben allgemeinen Integrale s_1 und s_2, bezw. wiederum Schwingungen von den Schwingungszahlen $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_1}$ und $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_2}$. Wesentlich anders ist jedoch, dass nunmehr zufolge des konstanten Wertes von ω auch die Schwingungszahlen festliegen und diese daher nicht die hohen Resonanzgefahren bieten werden, die wir beim Kurbelantrieb durch konstante Motorkraft erörterten, wo ja ω der Reihe nach alle Werte von 0 bis zur Anfahr-Endgeschwindigkeit annimmt. Es wird auch durch die Erfahrung bestätigt, dass pulsierende Triebkräfte bei nur rotierenden Massen ungefährlichere Schwingungen aufweisen, als Kurbelantriebe durch konstante Motorkraft. Demgemäss kann man also im Betriebe wahrnehmen, dass auch bei höhern Geschwindigkeiten Einphasenlokomotiven mit nur rotierenden Antriebsorganen sich in mechanischer Beziehung günstiger verhalten, als entsprechend leistungsfähige Drehstrom- oder Gleichstromlokomotiven mit Kurbelantrieb. Eine Erklärung hiefür kann auch schon aus den allgemeinen Ausdrücken für die Einzelbeschleunigungen an den Massen m_1 und m_2:

$$\frac{d^2 s_1}{dt^2}=\frac{P-K}{m_1}\,;\quad \frac{d^2 s_2}{dt^2}=\frac{K-R}{m_2}$$

sowie aus dem Beschleunigungsmittelwert am ganzen Triebwerke:

$$p_m=\frac{P-R}{m_1+m_2}$$

gefolgert werden. Da nämlich R als Konstante, P und K als periodisch schwingende Funktionen auftreten, so vollführt die Grösse s_1 stärkere Schwingungen als s_2, während die mittlere Beschleunigung um so gleichmässiger ausfällt, je mehr der Einfluss der Last überwiegt. Man kann auch sagen, die dämpfende Wirkung des konstanten Widerstandes macht sich bis weit ins elastische Glied hinein, ja fast bis an die Masse m_1 heran geltend.

Angesichts des Fehlens ungünstiger Resultate in der Praxis könnte also im vorliegenden Fall auf eingehende rechnerische Behandlung ohne weiteres verzichtet werden. Indessen sollen mit Rücksicht auf die Bedeutung dieses Falls für die elektrische Traktion mittels Einphasenwechselstroms die hauptsächlichen Beziehungen mitgeteilt werden. In Bezug auf den „Vorlauf“ der treibenden Masse erhält man natürlich dasselbe allgemeine Integral für s_1 und dieselben Grössen $\sqrt{\alpha_1}$ und $\sqrt{\alpha_2}$, wie wir sie auf Seite 158 kennen lernten [1]). Angesichts der in praktischen Fällen vorkommenden Zahlenwerte für die konstante Grösse ω kann jedoch in den Ausdrücken für $\sqrt{\alpha_1}$ und $\sqrt{\alpha_2}$ die Zahl 1 neben $(\gamma\cdot m_1\cdot 4\,\omega^2)$ und dieser Wert neben $(\gamma\cdot m_1\cdot 4\,\omega^2)^2$ vernachlässigt werden. Dann gelten auch wieder:

$$A=C=D=0;\; B=-E=-\gamma\cdot\frac{S}{2}$$

während anderseits folgt:

$$z_\alpha=2\cdot(\gamma\cdot m_1\cdot 4\,\omega^2)$$

und damit:

$$s_1=\gamma\cdot\frac{S}{2}\left[1-\cos(2\,\omega t)\right]\text{und } K=\frac{S}{2}\left[1-\cos(2\,\omega t)\right]$$

Die für $t=\tau$ geltenden Ausdrücke:

$$\tau=\frac{1}{2\,\omega}\arccos\frac{S-T}{S}\text{ und } v_\tau=\frac{\gamma}{2}\cdot 2\,\omega\cdot\sqrt{T\cdot(2\,S-T)}$$

vermitteln den Uebergang vom „Vorlauf“ zum „Anlauf der gesamten Massen“. Die hier geltenden allgemeinen Integrale s_1 und s_2 können wegen der in praktischen Fällen zu erwartenden Werte für ω in Hinsicht auf die Grössen $\sqrt{\beta_1}$ und $\sqrt{\beta_2}$ ebenfalls vereinfacht werden [1]); man darf setzen:

$$z_{\beta_1}=z_\beta=2\cdot(4\,\omega^2\cdot m_1\cdot m_2\cdot\gamma)$$

$$\sqrt{\beta_1}=\sqrt{\beta}=2\,\omega$$

sowie:

$$C_1=C_2=D_1=D_2=0$$

sodass sich mit

$$\vartheta=\frac{m_1+m_2}{m_2}\cdot\frac{1}{T-S}\cdot\sqrt{T(2\,S-T)}$$

für K die Beziehung ergibt:

$$K=\frac{1}{2}\,\frac{m_1\,T+m_2\,S}{m_1+m_2}-$$
$$-\frac{1}{2}\sqrt{T(2\,S-T)+\left(\frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2(T-S)^2\cdot\cos\left[\vartheta+2\omega\cdot(t-\tau)\right]}$$

[1]) Der aufmerksame Leser wird bereits bemerkt und berichtigt haben, dass bei der Einführung der Abkürzungen α und β, bezw. richtiger $\sqrt{\alpha}$ und $\sqrt{\beta}$ Seite 158 (Spalte links, 24. Zeile) und Seite 170 (Spalte links, 12. Zeile von unten), die Wurzelzeichen auf der linken Seite der bezüglichen Gleichungen vergessen wurden.