Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 63/64 (1914)

Heft: 12

Artikel: Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs

Autor: Kummer, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-31441

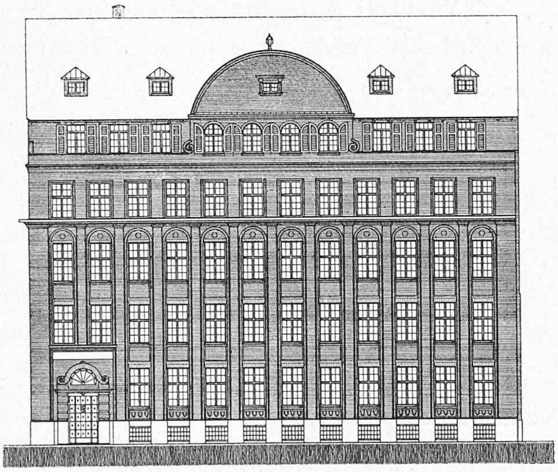
Das Geschäftshaus Schmuklerski in Zürich.

Erbaut durch *Hirsbrunner & Schäfer*, Arch. in Zürich.

(Mit Tafeln 30 und 31.)

Dass heute nicht nur die repräsentativen Verkaufs- und Kontorhäuser an den vornehmen Haupt- und Verkehrsstrassen mit Luxus und Geschmack ausgestattet sind, sondern dass man beginnt, auch die von der Stadtmitte etwas abliegenden Geschäftshäuser mit Fabrikations- und Bureauräumen nach künstlerischen Grundsätzen zu erstellen, ist gewiss ein gutes Zeichen unserer Zeit, die gerne die innere Gediegenheit durch die äussere Form ausdrücken will. Es geschieht zwar noch oft, dass man solche Häuser, statt sie guten Architekten anzuvertrauen, aus naheliegenden Gründen dem ersten besten Techniker in die Hand gibt. Es scheint, dass viele Geschäftsleute noch nicht begriffen haben, dass hier das vortrefflichste Mittel vorhanden ist, die Kundschaft von dem soliden Geist, der in einer Firma herrscht, zu überzeugen.

Um so rühmlicher sind die Ausnahmen. So ist vor Kurzem durch die Architekten Hirsbrunner & Schäfer das Geschäftshaus der Konfektionsfirma H. & M. Schmuklerski vollendet worden. Diese Firma, die mit dem Bezug des neuen Heims gleichzeitig ihr 25-jähriges Bestehen feiern konnte, kann heute wohl als erster und grösster Betrieb in der Schweiz gelten, der sich fabrikmässig und durch Heimarbeit mit der Herstellung von Schürzen, Blousen-, Damen- und Kinderwäsche befasst. Ohne äussern Prunk, ohne tändelnden Schmuck, aber in schöner Einfachheit und guten Verhältnissen, wie es sich für einen solchen Bau geziemt, steht das umfangreiche Gebäude am Stauffacherquai im vierten Stadtkreis. Es hebt sich von seiner Umgebung schon durch sein Material vorteilhaft ab: dunkelrote Backsteine von kräftigem Korn mit weiss ausgestrichenen Fugen, wie man es in Holland und Norddeutschland findet; auch die Umfassung der Fenster mit ihrem weissen Sprossenwerk bestehen aus dem gleichen Material. Zur Gliederung dienen mächtige Lisenen, die unter dem vordachartigen Gurtgesimse, welches das dritte Stockwerk bekrönt, durch Bögen verbunden sind; diese Teilung entspricht dem Zweck und der Konstruktion des Gebäudes und vermeidet eine langweilige Gleichförmigkeit des Aeussern. Architektonisch reicher durchgebildet wurde der Haupteingang, neben dem sich rechts die wohnlichen, durchaus mustergültig eingerichteten Bureaux befinden. Es ist überflüssig zu sagen, dass das Gebäude mit Aufzügen und allen technischen Einrichtungen der Neuzeit reichlich versehen ist. Die Räume des Innern sind so angeordnet, dass die Arbeit ohne Zeitverlust in zweckmässigster Weise von Hand zu Hand geht. Im Parterre sind ausser den Bureaux die Buchhaltung, Ferggerei, Büglerei, die Spezialmaschinen untergebracht; im ersten Stock die Zuschneiderei,



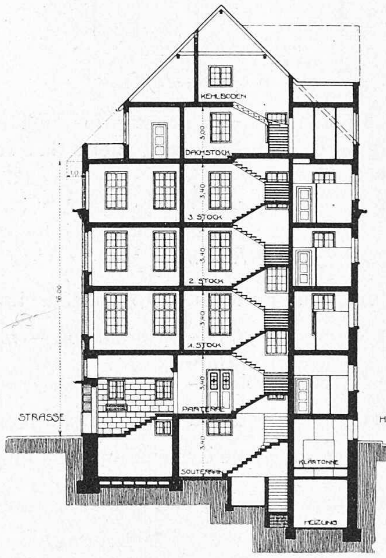
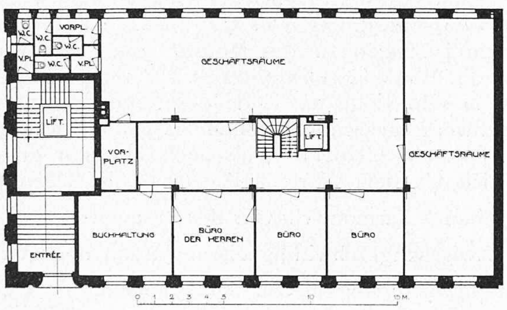


Abb. 1 bis 3. Grundriss vom Erdgeschoss, Fassade und Schnitt.



Masstab 1 : 400.

Einrichterei und das Stofflager. Im taghellen Untergeschoss befinden sich das Konfektionslager, die Expedition und Garderobe. Man kann dieses Geschäftshaus nicht durchschreiten, ohne zur Erkenntnis zu gelangen, dass man sich hier in einem Musterbetriebe befindet. *A. B.*

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

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

(Fortsetzung von Seite 158.)

Anlauf der gesamten Massen.

Der Zeitpunkt $t = \tau$, in dem auch die angetriebenen Massen in Bewegung gesetzt werden, tritt ein, sobald die elastische Uebertragungskraft K dem Widerstande R gleich wird. Für den Kurbelantrieb muss R nun eine ähnliche Funktion sein wie P, d. h. es muss beispielsweise:

$$R = T_1 \sin(\omega t) + T_2 \cos(\omega t)$$

gesetzt werden können; T_1 und T_2 entsprechen also in den beiden Kurbelstangen als Widerstände den daselbst auftretenden Triebkräften S_1 und S_2; es gilt daher entsprechend:

$$T_1 = T \sin(\omega t) - T' \cos(\omega t)$$
$$T_2 = T \cos(\omega t) + T' \sin(\omega t)$$

Indem wir uns wiederum nur auf die Betrachtung der einen Stange beschränken, fällt somit als Widerstand in Betracht der Ausdruck [1]):

$$T_1 \sin(\omega t) = \Big[T \sin(\omega t) - T' \cos(\omega t)\Big] \sin \omega t$$
$$= \frac{T}{2}\Big[1 - \cos(2\,\omega t)\Big] - \frac{T'}{2} \sin(2\,\omega t)$$

[1]) In dem entsprechenden Ausdruck für $S_1 \cdot (\sin \omega t)$ auf Seite 157, zweite Spalte, unterste Linie, steht an Stelle des Zeichens — versehentlich ein zweites Gleichheitszeichen.

Zur Zeit: $t = \tau$ haben wir nun:

$$t = \tau,\ s_1 = s_\tau = \gamma \cdot \frac{T}{2}\left[1 - \cos(2\,\omega t)\right] - \frac{T'}{2}\sin(2\,\omega t)$$

Indem wir diesen Wert links in die Gleichung:

$$s_1 = \frac{\gamma}{2} S \left[1 - \cos\left(\sqrt{\frac{z_\alpha}{2\,\gamma\, m_1}} \cdot t\right)\right]$$

an Stelle von s_1 einsetzen, folgt für die Zeit τ an Stelle von t:

$$\tau = \sqrt{\frac{2\,\gamma\, m_1}{z_\alpha}} \arccos\left(\frac{S-T}{S}\right)$$

Die entsprechende Geschwindigkeit v_τ der Masse m_1 wird dann:

$$v_\tau = \left(\frac{d\,s_1}{dt}\right)_\tau$$

$$= \frac{\gamma}{2} S \cdot \sqrt{\frac{z_\alpha}{2\,\gamma \cdot m_1}} \sin\left[\sqrt{\frac{z\,\alpha}{2\,\gamma \cdot m_1}} \cdot \sqrt{\frac{2\,\gamma \cdot m_1}{z_\alpha}} \cdot \arccos\left(\frac{S-T}{S}\right)\right]$$

$$= \frac{\gamma}{2}\sqrt{\frac{z_\alpha}{2\,\gamma\, m_1}} \cdot \sqrt{T \cdot (2\,S - T)}$$

Im Momente $t = \tau$ gerät nun auch die Masse m_2 in Bewegung und gilt dann allgemein das schon aufgeführte simultane System:

$$\begin{cases} P - m_1 \dfrac{d^2 s_1}{dt^2} = \dfrac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ R + m_2 \dfrac{d^2 s_2}{dt^2} = \dfrac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

In unserem Falle ist also zu schreiben:

$$\begin{cases} \dfrac{S}{2}\left[1 - \cos(2\,\omega t)\right] - \dfrac{S'}{2}\sin(2\,\omega t) - m_1 \dfrac{d^2 s_1}{dt^2} = \dfrac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ \dfrac{T}{2}\left[1 - \cos(2\,\omega t)\right] - \dfrac{T'}{2}\sin(2\,\omega t) + m_2 \dfrac{d^2 s_2}{dt^2} = \dfrac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

Indem man jede dieser Gleichungen zweimal nach der Zeit differenziert, die Ursprungsgleichungen mit $\frac{1}{m_2}$, bezw. $\frac{1}{m_1}$, die daraus gebildeten zweiten Ableitungen mit γ multipliziert und die so gewonnenen Gleichungen paarweise addiert, kann je eine der Veränderlichen s_2 bezw. s_1 eliminiert werden; hierauf hat man die dabei entstehenden Gleichungen zweimal weiter zu differenzieren, um auch noch die Winkelfunktionen zu eliminieren, dann nochmals zur Homogenisierung zu differenzieren und zu ordnen und erhält schliesslich:

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

Diese zwei symmetrischen, homogen linearen Differentialgleichungen besitzen dieselbe sogenannte charakteristische Gleichung mit den Wurzeln:

$$r_1 = +i\sqrt{\beta_1};\ r_2 = -i\sqrt{\beta_1};\ r_3 = +i\sqrt{\beta_2};\ r_4 = -i\sqrt{\beta_2}$$
$$r_5 = r_6 = r_7 = 0.$$

Dabei wurde unter Benützung der Zählergrössen:

$$\left.\begin{matrix} z_{\beta_1} \\ z_{\beta_2} \end{matrix}\right\} = (4\,\omega^2 \cdot \gamma \cdot m_1 \cdot m_2 + m_1 + m_2) \pm$$
$$\pm\sqrt{(4\,\omega^2\,\gamma\, m_1\, m_2 + m_1 + m_2)^2 - 4\,\gamma\, m_1\, m_2\, 4\,\omega^2 (m_1 + m_2)}$$

definiert: $\beta_1 = \sqrt{\dfrac{z_{\beta_1}}{2 \cdot \gamma m_1 \cdot m_2}}$ und $\beta_2 = \sqrt{\dfrac{z_{\beta_2}}{2\,\gamma\, m_1\, m_2}}$

und bezieht sich $z_{\beta 1}$ auf das positive, $z_{\beta 2}$ auf das negative Vorzeichen der bezüglichen Wurzel. Mit $A_1, B_1, C_1, D_1, E_1, F_1, G_1$, bezw. $A_2, B_2, C_2, D_2, E_2, F_2, G_2$ als Integrationskonstanten ergeben sich dann für die Wege s_1 und s_2 der Massen m_1 und m_2 die allgemeinen Integrale:

$$\begin{cases} s_1 = A_1 \sin\sqrt{\beta_1} \cdot t + B_1 \cos\sqrt{\beta_1} \cdot t + C_1 \sin\sqrt{\beta_2} \cdot t + D_1 \cos\sqrt{\beta_2}\, t \\ \qquad + E_1 + F_1 \cdot t + G_1 \cdot t^2 \\ s_2 = A_2 \sin\sqrt{\beta_1} \cdot t + B_2 \cos\sqrt{\beta_1} \cdot t + C_2 \sin\sqrt{\beta_2} \cdot t + D_2 \cos\sqrt{\beta_2}\, t \\ \qquad + E_2 + F_2 \cdot t + G_2 \cdot t^2 \end{cases}$$

Die uns besonders interessierende elastische Kraft K, d. h. die Beanspruchungskraft des Triebwerks folgt zu:

$$K = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} = \frac{A_1 - A_2}{\gamma}\sin\sqrt{\beta_1} \cdot t + \frac{B_1 - B_2}{\gamma}\cos\sqrt{\beta_1} \cdot t +$$
$$+ \frac{C_1 - C_2}{\gamma}\sin\sqrt{\beta_2} \cdot t + \frac{D_1 - D_2}{\gamma}\cos\sqrt{\beta_2} \cdot t +$$
$$+ \frac{E_1 - E_2}{\gamma} + \frac{F_1 - F_2}{\gamma} \cdot t + \frac{G_1 - G_2}{\gamma} \cdot t^2$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten hat man nun zunächst die Gleichungen für s_1 und s_2 sechsmal zu differenzieren, worauf man durch Neubildung derjenigen Differentialgleichungen sechster Ordnung, die vorher zur Elimination der Winkelfunktionen dienten, auf dem Wege der Koeffizientenvergleichung erhält:

$$G_1 = G_2 = \frac{S - T}{4(m_1 + m_2)}$$

Unter Zuhilfenahme der bereits eingeführten Abkürzungen $z_{\beta 1}$ und $z_{\beta 2}$ und durch Bildung der Werte von s_1, s_2, $\frac{d^2 s_1}{dt^2}$, $\frac{d^2 s_2}{dt^2}$ führen die Ausgangsgleichungen mit P und R durch Koeffizienten-Vergleichung auf die Beziehungen:

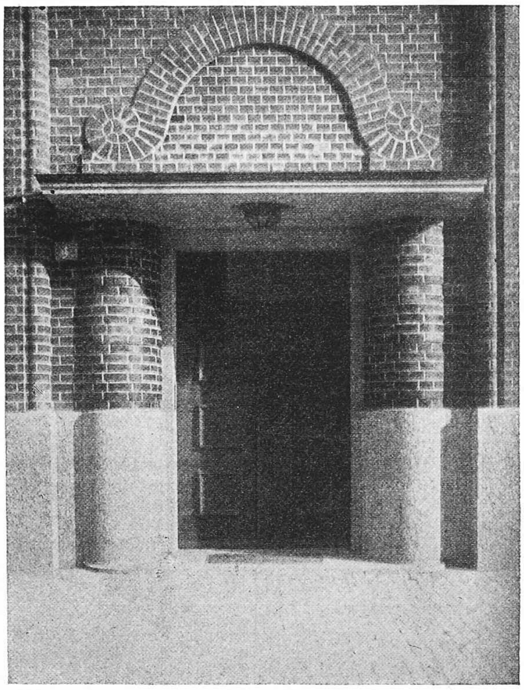
$$A_2 = A_1\left(1 - \frac{z_{\beta_1}}{2 \cdot m_2}\right) \qquad E_2 = E_1 - \gamma \cdot \frac{T \cdot m_2 + S \cdot m_2}{2\,(m_1 \cdot m_2)}$$
$$B_2 = B_1\left(1 - \frac{z_{\beta_1}}{2 \cdot m_2}\right) \qquad F_1 = F_2$$
$$C_2 = C_1\left(1 - \frac{z_{\beta_2}}{2 \cdot m_2}\right) \qquad G_1 = G_2$$
$$D_2 = D_1\left(1 - \frac{z_{\beta_2}}{2 \cdot m_2}\right)$$

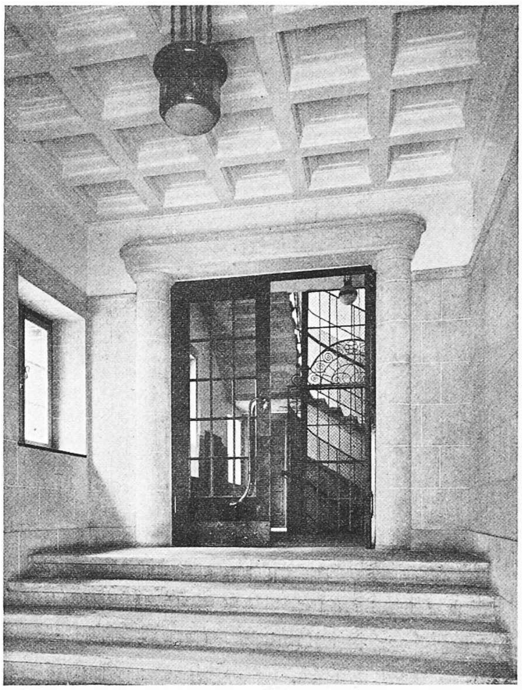
Vier weitere Beziehungen über die Integrationskonstanten können durch Einführung der Zustände im Zeitpunkt $t = \tau$ gewonnen werden, wofür $s_1 = s_\tau = \frac{\gamma \cdot T}{2}$, ferner $s_2 = 0$, sowie $\frac{ds_1}{dt} = v_\tau$ und $\frac{ds_2}{dt} = 0$ gesetzt werden können. Zwei weitere Konstanten-Zusammenhänge wären dann noch unbekannt. Um nun die wesentlichen Vorgänge möglichst übersichtlich beurteilen zu können, soll zunächst folgende Betrachtung angestellt werden: Offenbar ist K eine periodische Grösse, für die $\sqrt{\beta_1}$ und $\sqrt{\beta_2}$ die 2π-fachen Schwingungszahlen bedeuten. Für die Grössenordnung von $\sqrt{\beta_1}$ und $\sqrt{\beta_2}$ entscheidet bei gegebenen Dimensionen des Motors, des Triebwerks und der Last die Winkelgeschwindigkeit ω. Zu Beginn des Anlaufs ist ω sehr klein, am Ende desselben sehr hoch, falls das Triebwerk für schnellaufende Maschinen bestimmt ist. Sowohl bei sehr kleinem ω, als auch bei sehr grossem ω nähert sich $\sqrt{\beta_2}$ dem Werte null, sodass die Schwingungen von K einfach harmonisch von der Frequenz $\frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\beta_1}$ wären; für die Zwischengeschwindigkeiten würden dagegen neben den Hauptschwingungen von der Frequenz $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_1}$ noch Nebenschwingungen von der kleinern Frequenz $\frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\beta_2}$ auftreten, die die Hauptschwingungen teils verstärken, teils abschwächen. Für die Annäherung, für alle ω nur die Hauptschwingungen in Betracht zu ziehen, würde dann gelten:

$$\beta_2 = 0 \text{ und } \beta_1 = \beta, \text{ bezw. } z_{\beta_2} = 0 \text{ und } z_{\beta_1} = z_\beta$$
$$\text{und } C_1 = C_2 = D_1 = D_2 = 0.$$

Nun lässt es aber ein rein harmonischer Charakter der Stangenkräfte $S_1 \cdot \sin(\omega t)$ und $T_1 \cdot \sin(\omega)$, gemäss dem simultanen System von Differentialgleichungen zweiter Ordnung, Seite 170 links, in dem diese Grössen vorkommen, gar nicht zu, dass die Ausdrücke s_1 und s_2 sowie $\frac{d^2 s_1}{dt^2}$ und $\frac{d^2 s_2}{dt^2}$ gleichzeitig mit den zwei Frequenzen $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_1}$ und $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_2}$ schwingen können[1]). Vielmehr müssen dann unabhängig vom Zahlenwerte der Grösse ω nur Schwingungen der einen Frequenz $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta_1}$ vorkommen, sodass: $C_1 = C_2 = D_1 = D_2 = 0$ streng erfüllt sein muss.

[1]) Ob wirklich rein harmonische Stangenkräfte für alle Werte von $(\omega \cdot t)$ und nicht nur für solche von 45^0 zu 45^0 vorliegen, entscheiden die bislang unbestimmten Grössen S' und T' in den Ausdrücken für die Stangenkräfte; S' und T' können durch besondere neue Annahmen, insbesondere über das Spiel in den Wellenlagern und Kurbelzapfen, festgelegt werden; die einfachste, für unsere prinzipielle Betrachtung ausreichende Annahme ist $S' = T' = 0$.





Strassen-Eingang

Das Vestibül

Direktions-Bureau

DAS GESCHÄFTSHAUS SCHMUKLERSKI, ZÜRICH

Architekten HIRSBRUNNER & SCHÄFER in Zürich

Aufnahmen von H. Wolf-Bender, Zürich

Kunstdruck von Jean Frey, Zürich

DAS GESCHÄFTSHAUS SCHMUKLERSKI, ZÜRICH

Architekten HIRSBRUNNER & SCHÄFER in Zürich

Aufnahme von H. Wolf-Bender, Zürich

Aetzungen von C. Angerer & Göschl, Wien

Unsere Bemerkung gilt rückwirkend auch für den „Vorlauf", für den somit die, Seite 158 zunächst für ganz kleine ω abgeleitete Beziehung:

$$A = C = D = 0$$

ebenfalls unabhängig vom Werte der Grösse ω gelten muss.

Nun ergibt sich für die elastische Kraft K das sehr einfache Resultat:

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{z_\alpha \cdot m_2}{z_\beta}} \cdot \sqrt{T(2S-T)} \sin \sqrt{\beta} \cdot (t-\tau)$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2}{m_1+m_2}(T-S) \cos \sqrt{\beta} \cdot (t-\tau) + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 T + m_2 S}{m_1+m_2}$$

Nach einigen Umformungen erhält man:

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 T + m_2 S}{m_1 + m_2} -$$

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

Der eingeführte Hilfswinkel ϑ ist dabei definiert durch:

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\sqrt{\frac{z_\alpha\, m_2}{z_\beta}} \cdot \sqrt{T(2S-T)}}{\frac{m_2}{m_1+m_2} \cdot (T-S)}$$

Die letztere Darstellung der Grösse K erlaubt nämlich, in Bezug auf Amplitude und Frequenz der Schwingungen von K die für die Praxis wissenswerten Schlüsse besonders deutlich ziehen zu können.

Man erkennt, dass die *absolute Höhe der Beanspruchung* K zwischen zwei Extremwerten schwankt, die durch die Schreibweise

$$\left.\begin{matrix} K_{\max} \\ K_{\min} \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 T + m_2 S}{m_1 + m_2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\frac{z_\alpha\, m_2}{z_\beta} T(2S-T) + \left(\frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2 (S-T)^2}$$

besonders deutlich gemacht sind. Der erste Term dieses Ausdrucks stellt den Mittelwert der Beanspruchung dar, während der zweite, positive oder negative Term die grösste Erhöhung bezw. die grösste Erniedrigung des Beanspruchungswertes bedeutet. Der Mittelwert und ein Anteil der Schwankungsgrösse sind nur von den Massen abhängig, während ein weiterer Anteil der Schwankungsgrösse ausser von den Massen auch noch von ω und von γ beeinflusst wird. Indem wir die verschiedenen Grenzfälle in Betrachtung nehmen, beginnen wir mit

Fall 1: $\omega = \sim 0$. Hier wird:

$$z_\alpha = \sim 2; \quad z_\beta = \sim 2(m_1 + m_2)$$

Dieser Fall hat Bezug auf das Kurbelgetriebe bei verhältnismässig kleinen Anfahr-Endgeschwindigkeiten und auf den Antrieb mit nur rotierenden Massen bei allen Geschwindigkeiten. Der Wert von ω, sowie auch der Wert der Nachgiebigkeit γ sind ohne Einfluss auf die Höhe der Beanspruchung. Diese wird günstig beeinflusst durch Vergrösserung der Motormasse m_1, ungünstig dagegen durch die Vergrösserung der Lastmasse m_2.

Fall 2: ω sei mittelgross. Es wird durch das ω des Anlaufs nur z_β beeinflusst, da in z_α das ω des Vorlaufs enthalten ist. Es bleibt z_α in der Gegend des Zahlenwertes 2, während z_β durch ω, durch γ und auch durch m_1 günstig beeinflusst werden kann, natürlich nur in den durch den Ausdruck für K festgelegten Grenzen.

Fall 3: ω sei gross, bezw. sehr gross. Dann wird angenähert:

$$z_\alpha = \sim 2$$

$$z_\beta = \sim 2 \cdot 4 \cdot \gamma \cdot \omega^2 \cdot m_1 \cdot m_2.$$

Hier wirkt ω neben m_1 besonders günstig im Sinne einer Erniedrigung der Beanspruchung.

Wir betrachten nunmehr die Frequenz oder *Schwingungszahl der Beanspruchung*, die allgemein durch:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\beta} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{z_\beta}{2\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}}$$

gegeben ist und unterscheiden wiederum gemäss den vorhin betrachteten drei Fällen.

Fall 1: $\omega = \sim 0$. Hier wird die Schwingungszahl ν in den Sonderwert:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2(m_1+m_2)}{2\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{m_1+m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}}$$

übergeführt. Man sieht aus der Schreibweise:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}}{\gamma}}$$

dass die Schwingungszahl abnimmt bei einer Vergrösserung der Massen und zunimmt bei fallendem Nachgiebigkeitsgrad γ. Der Fall betrifft Kurbelgetriebe bei verhältnismässig kleiner Anfahr-Endgeschwindigkeit und Getriebe mit nur rotierenden Massen bei allen Geschwindigkeiten.

Fall 2: ω sei mittelgross. Hier gilt für z_β der normale Ausdruck, aus dem zu ersehen ist, dass neben den Massen und γ nun auch ω seiner absoluten Grösse nach mitwirkt. Das Auftreten von ω wirkt im Sinne einer Vergrösserung der Schwingungszahl.

Fall 3: ω sei gross, bezw sehr gross. Dann wird angenähert:

$$\nu = \sim \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{8\gamma \cdot \omega^2 \cdot m_1 \cdot m_2}{2\gamma \cdot m_1\, m_2}} = \sim \frac{1}{2\pi}\sqrt{4\omega^2}$$

$$\nu = \sim \frac{2\omega}{2\pi}$$

d. h.: *Die Schwingungszahl stimmt bei rasch laufenden Kurbeln mit der doppelten sekundlichen Drehzahl der Kurbelwellen überein.*

Für die Beanspruchung des Konstruktionsmaterials sind sowohl Amplitude als auch Schwingungszahl der Kraft K bedeutungsvoll. Durch die Amplitude wird unmittelbar die Intensität der Deformation, durch die Schwingungszahl der Deformationseffekt, d. h. das auf die Zeiteinheit bezogene Mass der Formänderungsarbeit bedingt. Die Steigerung der Amplitude kann unter Umständen über die Elastizitätsgrenze hinausgehen, wobei ein Teil des Arbeitsvermögens des betreffenden Triebwerkteiles verloren geht; wirkt diese Ueberanspruchung mit grosser Schwingungszahl, so wird entsprechend rasch der durch die Erschöpfung des Arbeitsvermögens bedingte Bruch herbeigeführt.

Der Einfluss der Geschwindigkeit auf die Beanspruchung des Kurbelgetriebes kann also *bei konstanter Motorkraft* dahin beurteilt werden, dass hohe Geschwindigkeit einerseits die Intensität der Beanspruchung verkleinert und anderseits die Schwingungszahl erhöht. Einem günstigen Einfluss steht somit ein ungünstiger gegenüber. Wenn wir dem letztern das grössere Gewicht beilegen müssen, so geschieht dies wegen der Gefahr der Resonanz mit anderen schwingungsfähigen Konstruktionsteilen der Lokomotive. Im Vergleich des Kurbelgetriebes mit dem Getriebe, das lediglich rotierende Massen aufweist, spricht zu ungunsten des ersteren, dass hier neben den Massen auch noch die Geschwindigkeit und der Nachgiebigkeitsgrad auf die Schwingungszahl einwirken, während beim letztern die Massen allein in Frage kommen. Beim Kurbelgetriebe ist aus diesem Grunde die Resonanzgefahr viel grösser.

Der Einfluss der Motormasse m_1, deren Verstärkung nach unsern Formeln die Intensität der Beanspruchung verringert, ist nur anscheinend von günstiger Wirkung, wenn sie im Wesentlichen durch eine entsprechend grosse und ungünstige Lastmasse m_2 festgelegt ist. Die Grösse der Massen m_1 und m_2 bedingt aber überhaupt die Grösse der schwingungserregenden und daher schädlichen Energie.

Unsere bisherigen Erörterungen sind ohne Rücksichtnahme auf die *Dämpfung der Schwingungen* erfolgt. Die rechnerische Grundlage, die auf dem dämpfungsfreien Austausch der Massenenergie in Formänderungsarbeit und umgekehrt beruht, ergibt demnach zu hohe Beanspruchungswerte, da die zufolge unvollkommener Elastizität und vorhandener Reibung entstehende Dämpfung auf die Ausbildung von Schwingungen hemmend wirkt. Die Grösse der dämpfenden Wirkung ist in allgemein gültigen Formeln wohl kaum angebbar. Ihre qualitative Wirkung ist indessen bekannt und braucht nicht näher erörtert zu werden; ihre Vergrösserung ist im Wesentlichen gleichbedeutend mit einer Herabsetzung des Wirkungsgrades des Triebwerks.

(Schluss folgt.)