

Objekttyp: **TableOfContent**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **73/74 (1919)**

Heft 13

PDF erstellt am: **20.04.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

<http://www.e-periodica.ch>

INHALT: Ueber die Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes. — Wettbewerb für die Röstbrücke in Solothurn. — Association internationale des chemins de fer. — Von der XXXV. Generalversammlung und dem fünfzigjährigen Jubiläum der G. e. P. in Luzern. — Schweizerischer Verband zur Förderung des gemeinnützigen Wohnungsbaues (SVW). — Miscellanea: Der Schweizerische Elektrotechnische Verein. Die

50 000. Lokomotive der Baldwin-Werke. Zum 80. Geburtstag von Dr. h. c. H. Dietler. Ausbau der Bündner Kraftwerke. — Konkurrenzen: Wohnkolonie im Feldli und ländliche Siedlung im Zielgute St. Gallen. Bebauungsplan Kriens. Ueberbauung des Obmannamt-Areals in Zürich. — Vereinsnachrichten: Gesellschaft ehemaliger Studierender: Protokoll; Stellenvermittlung.

Band 74. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. Nr. 13.

Ueber die Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes.

Von Dr. Karl E. Müller, Ingenieur, Zürich.

(Fortsetzung von Seite 144.)

2. Die Resonanzschwingung.

Sobald innerhalb eines Instabilitätsgebietes die relative Schwingung der beiden Massen grosse Amplituden erreicht, ist die Voraussetzung eines *spielfreien* Kuppelstangentriebes unzulässig. Das *Lagerspiel* bewirkt, dass die kraftschlüssige Verbindung der beiden Massen zeitweise aufhört und bringt Unstetigkeiten in den Vorgang hinein, die die mathematische Behandlung erschweren. Nicht nur ist ψ jetzt eine unstetige Funktion, sondern es sind auch die Grenzen der Stetigkeitsintervalle mit der Amplitude der Schwingung veränderlich. Um jedoch die Besonderheiten der Schüttelgebiete im Einklang mit den Versuchen beschreiben zu können, genügt es, das in Abbildung 3 dargestellte einfache mechanische Modell des Vorganges zu betrachten. Es stellt die der gleichförmigen Rotation der Massen überlagerte Bewegung als gradlinige Schwingung eines Massenpunktes dar.

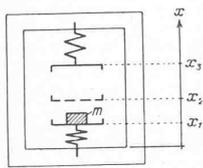


Abb. 3.

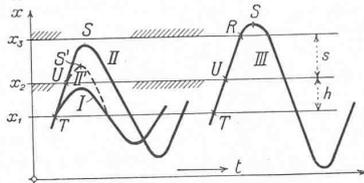


Abb. 4.

Zwei masselose Schalen sind mittels ebensolchen Federn an einem starr gelagerten Rahmen befestigt. Bei weggenommener Masse m ist die Lage der Schalen durch die Koordinate x_2 , bzw. x_3 gegeben. Nach Hinlegen der Masse m drückt deren Eigengewicht $G = m \cdot g$ die untere Schale auf die Kote x_1 ; dies ist die Ruhelage des Systems. Die Zusammendrückbarkeit der Feder ist durch eine Konstante b bestimmt, sodass

$$G = b(x_2 - x_1)$$

Solange m die untere Schale nicht verlässt, gilt die Differentialgleichung

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -b x + b x_2 - G$$

woraus

$$x = x_1 + A \cdot \sin \left(\sqrt{\frac{b}{m}} \cdot t - \alpha \right)$$

Es sei für $t = 0$: $x = x_1$, sodass $\alpha = 0$ wird. Eine solche Schwingung zeigt Kurve I in Abbildung 4. Sobald $x > x_2$, verlässt m zeitweise die untere Schale und fliegt frei in den Zwischenraum; beim Zurückfallen geht der Vorgang auf der Schale weiter, die Dauer einer Schwingung ist aber länger geworden.¹⁾ Für die Schwingung nach Kurve I erhält man leicht die Schwingungsdauer zu:

$$\vartheta = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{b}}$$

ferner die Zeit

$$t = \sqrt{\frac{m}{b}} \arccos \sqrt{\frac{mbv^2}{b^2 A^2}}$$

Es gilt der \arccos zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$,

wenn v die momentane Geschwindigkeit, t die seit dem

¹⁾ In Wirklichkeit tritt noch ein Stossverlust ein, der die Schwingungsdauer noch etwas verlängert.

Punkt T in Abb. 4 abgelaufene Zeit bedeutet. Ferner gilt

$$mbv_T^2 = b^2 A^2$$

$$mbv_U^2 = b^2 A^2 - G^2$$

wo v_T und v_U die Geschwindigkeiten in den Punkten T und U der Bahn bezeichnen.

Zur Abkürzung führen wir noch ein:

$$\eta = \frac{A}{x_2 - x_1} = \frac{A}{h} = \frac{A \cdot b}{G} = \xi \cdot \zeta$$

$$\zeta = \frac{x_3 - x_2}{x_2 - x_1} = \frac{s}{h} = \frac{s \cdot b}{G}$$

$$\xi = \frac{A}{s}$$

1. Schwingungsdauer ϑ^* , wenn m die obere Schale nicht erreicht (Kurve II).

Wir finden ϑ^* durch Addition der einzelnen Zeiten τ , die der Punkt zum Durchlaufen der einzelnen Kurvenstücke braucht.

Von T bis U : $\tau_1 = \sqrt{\frac{m}{b}} \arcsin \frac{1}{\eta}$

Von U bis S : $\tau_2 = \frac{m}{G} \cdot v_U$

Ganze Schwingungsdauer:

$$\vartheta^* = \frac{1}{2} \vartheta + 2(\tau_1 + \tau_2)$$

$$\vartheta^* = \vartheta \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \arccos \frac{1}{\eta} \right] \right\} \quad (21)$$

2. Schwingungsdauer ϑ^* , wenn m die obere Schale erreicht (Kurve III).

Von T bis U : $\tau_1 = \sqrt{\frac{m}{b}} \arcsin \frac{1}{\eta}$

Von U bis R : $\tau_2 =$

$$= \frac{m}{G} (v_U - v_R) = \sqrt{\frac{m}{b}} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\zeta} \right]$$

Von R bis S : $\tau_3 = \sqrt{\frac{m}{b}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{1}{\sqrt{\eta^2 - 2\zeta}} \right\}$

$$\vartheta^* = \vartheta \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \frac{1}{\pi} \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\zeta} \right] + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{\eta^2 - 1} - \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\zeta}}{\eta \cdot \sqrt{\eta^2 - 2\zeta}} \right\} \quad (22)$$

Die Annahme einer Schwerkraft in unserem Beispiel bedeutet eine Belastung des Kuppelstangentriebes mit konstantem Drehmoment. Ist $G = 0$ und trotzdem eine Schüttelschwingung vorhanden, so gilt $v_U = v_R = v_T$ und die Schwingungsdauer beträgt

$$\vartheta^* = \vartheta + 2 \frac{s}{v_T} = \vartheta \left\{ 1 + \frac{s}{\pi A} \right\} \quad (23)$$

Die gewonnenen Beziehungen (21), (22) und (23) benützen wir, um in Abb. 5 (S. 156) das Verhältnis $\frac{\vartheta^*}{\vartheta}$ über der Abszisse ξ aufzutragen; diese bedeutet im wesentlichen die Amplitude der Resonanzschwingung. ξ ist dem übertragenen mittleren Drehmoment umgekehrt proportional, also im idealen Leerlauf ∞ . Die aufsteigenden Aeste der Kurven entsprechen den Schwingungen nach Kurve II, die abfallenden asymptotischen nach Kurve III, der eigentlichen Resonanzschwingung.

Bei der Uebertragung dieser Resultate auf den Kuppelstangentrieb bedeutet also m die eine Masse, während die zweite Masse durch den Rahmen, an dem die Federn befestigt sind, dargestellt wird. Zunächst müssen wir allerdings daran festhalten, dass auf irgend eine Weise der