

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 89/90 (1927)  
**Heft:** 23

## **Inhaltsverzeichnis**

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 23.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

INHALT: Angenäherte Berechnung von Schwingungszahlen mit Hilfe des Seilpolygons. — Der Neubau der Schweizer Nationalbank in Luzern (mit Tafeln 15 und 16). — Elektrizitätsversorgung der Schweiz aus ihren Wasserkraften. — Mitteilungen: Aus „Bauen“ von Bruno Taut. Bronze-Zahnräder aus Schleuderguss. Unterwasser-Tunnel für Strassenverkehr in Oakland. Pneumatischer Betontransport.

Sechszylinder-Flugmotor von 950 PS. Luftphotogrammetrie. Eisenbeton-Hängebrücke in Vaux-sous-Laon. Eisenhüttenanlage in Luxemburg. Wasserkraftnutzung in Island. Luftweg nach Indien. Die Rohleiserzeugung der Vereinigten Staaten im Jahre 1926. — Wettbewerbe: Schulhaus und Turnhalle für die Bezirksschule an der Burghalde in Baden. — Literatur. — Vereinsnachrichten: Sektion Bern. Basler I.A.V. S.T.S.

Band 89.

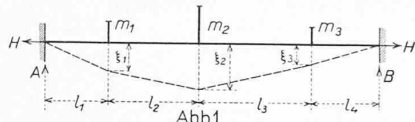
Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 23

## Angenäherte Berechnung von Schwingungszahlen mit Hilfe des Seilpolygons.

Von Prof. Dr.-Ing. OTTO FÖPPL, Braunschweig.

Wir behandeln zuerst die Aufgabe, die Eigenschwingungszahl eines gespannten Seiles zu berechnen, das mit mehreren Lasten behaftet ist. Der gleiche Weg, der hier zur Lösung führt, kann auch zur Berechnung der Eigenschwingungszahl einer Zug- und Druckfeder eingeschlagen werden, die mit aufgesetzten Massen behaftet ist, oder einer Welle, die Schwungmassen trägt. Der folgenden Betrachtung wohnt deshalb weitergehende Bedeutung inne, als es nach den zuerst folgenden Ausführungen scheinen mag.



Wir beziehen uns auf Abbildung 1, in der ein mit der Kraft  $H$  gespanntes Drahtseil mit den Massen  $m_1, m_2 \dots$  dargestellt ist. Das Eigengewicht des Drahtseils wird vernachlässigt. Das Drahtseil mit den Lasten kann Schwingungen senkrecht zur Axe ausführen, deren Ausschläge  $\xi_1, \xi_2 \dots$  klein sein sollen gegenüber den Abständen  $l_1, l_2 \dots$  zwischen den einzelnen Massen. Auf jede Masse  $m$  werden durch das Seil Kräfte von beiden Seiten her übertragen. Die wagrechten Kraftkomponenten sind in erster Annäherung gleich  $H$ ; sie heben sich für jede Masse heraus. In lotrechter Richtung wirkt auf die Masse  $m_n$  von links die Komponente  $-H \frac{\xi_n - \xi_{n-1}}{l_n}$  und von rechts  $+H \frac{\xi_{n+1} - \xi_n}{l_{n+1}}$ ; das negative Vorzeichen gibt an, dass die Masse  $m_n$  durch die Kraft nach der Nullage zu beschleunigt wird. Es ist also:

$$m_n \frac{d^2 \xi_n}{dt^2} = -H \left( \frac{\xi_n - \xi_{n-1}}{l_n} - \frac{\xi_{n+1} - \xi_n}{l_{n+1}} \right). \quad (1)$$

Die Gleichung (1) und die entsprechenden Gleichungen für die übrigen Massen haben bei  $s$  Massen  $s$  Lösungen. Von Interesse ist gewöhnlich nur die Lösung 1. Ordnung. Um sie zu finden, muss eine Gleichung von  $s^{\text{ten}}$  Grad gelöst werden, was bei  $s > 3$  erhebliche Schwierigkeiten verursacht. Die Lösung von der 1. Ordnung kann aber in angenäherter Weise auch gefunden werden, wenn die ungefähre Form, nach der das gespannte Drahtseil schwingt, bekannt ist, und darauf bauen die nachfolgenden Ausführungen auf.

Wir stützen uns auf den Aufsatz des Verfassers: „Berechnung der Biegungsschwingungszahl einer Welle, die mit mehreren Massen behaftet ist“, in der „Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik“ Jahrgang 1927, Heft 1, wo die Biegungsschwingungszahl einer mit Einzel-lasten behafteten Welle mit Hilfe des Impulssatzes angenähert bestimmt worden ist. Wir bezeichnen mit  $\xi_{01}, \xi_{02} \dots$  die Grösstausschläge, die bei der Schwingung auftreten, und setzen den Ausschlag  $\xi_n$  zur Zeit  $t$  gleich  $c \xi_{0n}$ . Der Koeffizient  $c$  ist nur von der Zeit abhängig; er hat also für alle Ausschläge zu einer bestimmten Zeit gleiche Grösse. Wenn  $n_I$  die minutliche Schwingungsdauer 1. Ordnung und  $\omega_I = \frac{2\pi n_I}{60}$  die Winkelgeschwindigkeit der Schwingung ist, können wir  $c = \cos \omega_I t$  setzen.

Mit  $A$  und  $B$  bezeichnen wir die beiden durch die Festpunkte übertragenen Kräfte in lotrechter Richtung, die bei der Schwingung auftreten; es ist also

$$A = H \frac{\xi_1}{l_1} = H \frac{\xi_{01}}{l_1} \cos \omega_I t$$

und

$$B = H \frac{\xi_s}{l_{s+1}} = H \frac{\xi_{0s}}{l_{s+1}} \cos \omega_I t$$

Nach der dynamischen Grundgleichung ist ferner die Summe der äusseren Kräfte in lotrechter Richtung gleich der Summe der Massen multipliziert mit ihren Beschleunigungen in dieser Richtung:

$$A + B = \sum_{n=0}^s m_n \frac{d^2 \xi_n}{dt^2} = -\omega_I^2 \cos \omega_I t \sum m_n \xi_{0n}. \quad (2)$$

Das Summenzeichen ist über die sämtlichen Massen zu erstrecken, die auf dem schwingenden Drahtseil sitzen. Der grösste Ausschlag ist zur Zeit  $t=0$  vorhanden; dann ist:

$$A_0 + B_0 = -\omega_I^2 \sum m_n \xi_{0n}. \quad (3)$$

Die Gleichung (3) gilt für die Schwingungslinie. Wir vergleichen sie mit einer entsprechenden Gleichung, die für die statische Seillinie aufgestellt ist und die angibt, dass das Gewicht  $mg$  der Massen  $m$  von den beiden Festpunkten aus getragen wird:

$$A + B = -g \sum m_n. \quad (4)$$

Wir finden, dass beide Gleichungen, abgesehen von einem Faktor, den wir  $p = \frac{a \omega_I^2}{g}$  nennen wollen, dadurch von einander verschieden sind, dass unter dem einen Summenzeichen die Massen und unter dem andern die Massen  $m$  multipliziert mit den Durchbiegungen  $\xi_0$  in der Nullage auftreten. Wir können deshalb sagen, „die Schwingungskurve ist jene Seilcurve, die entsteht, wenn man das Seil statt durch die Massen  $m$  durch die Massen multipliziert mit den Grösstdurchbiegungen belastet“. Wir setzen deshalb im nachfolgenden statt der Massen  $m$  fingierte Massen  $\kappa m \xi_0$  ein. Damit die fingierten Massen auch wirklich die Dimension von Massen haben, muss der Faktor  $\kappa$  die Dimension  $\text{cm}^{-1}$  haben. Wir werden sehen, dass  $\kappa$  bei der Aufstellung der Gleichung für die Schwingungsdauer herausfällt.

Die Grössen der einzelnen Werte  $\xi_0$  sind uns nicht bekannt. Wir kennen aber die Senkungen  $\xi_G$ , die die Massen durch elastisches Nachgeben des Seils unter ihrem Eigengewicht erfahren. Für die angenäherte Berechnung nehmen wir an,  $\xi_0$  sei gleich  $\xi_G$  und die fingierten Massen infolgedessen  $\kappa m \xi_G$ . Den fingierten Massen entsprechen lotrechte Seilzüge an den beiden Festpunkten:

$$A_G' + B_G' = g \kappa \sum m \xi_G. \quad (5)$$

Wenn die Schwingungskurve in der Endlage gleich der Seilcurve ist, gibt Gleichung (5) auch die bei der Schwingung in der Totlage von aussen auf das System übertragene lotrechte Kraft an. Die Werte in einer Zwischenlage zur Zeit  $t$  erhalten wir wieder durch Multiplikation der rechten Seite von Gleichung (5) mit  $c = \cos \omega_I t$ :

$$A + B = g \kappa \cos \omega_I t \sum m \xi_G. \quad (6)$$

Wir betrachten nun den Schwingungsvorgang von der Zeit  $t=0$ , zu der die Massen in der äussersten Schwingungslage sind, bis zur Zeit  $t=t_a = \frac{T_I}{4} = \frac{2\pi}{4\omega_I}$  des Durchganges der Massen durch die Mittellage. Mit  $T_I$  ist die Schwingungsdauer 1. Ordnung in Sekunden bezeichnet,