

Objektyp: **TableOfContent**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **61/62 (1913)**

Heft 10

PDF erstellt am: **25.04.2024**

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.

INHALT: Berechnung gewölbter Platten. — Die Schweiz. Nationalbank in Bern. — Die Wasserkraftanlage Eglisau. — Zum Gotthardvertrag. — Miscellanea: Eine Wasserkraftanlage mit 1650 m Gefälle. Fördermaschinen-Antrieb mittels Doppelkommutatormotoren. Erhöhung des Staudamms bei Assuan. Bahntransportwagen für 100 Tonnen Kohle. Normalbahn Goppenstein-Siders. Eidg. Technische Hochschule. Dampfschiff-

fahrt auf dem Walensee. — Nekrologie: J. H. Reutlinger. E. Gascard. — Literatur. — Korrespondenz. — In eigener Sache. — Vereinsnachrichten: Technischer Verein Winterthur. Bernischer Ingenieur- und Architekten-Verein. Zürcher Ingenieur- und Architekten-Verein. G. e. P.: Stellenvermittlung. Tafel 29 bis 32: Die Schweiz. Nationalbank in Bern.

Band 61.

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

Nr. 10.

Berechnung gewölbter Platten.

Von Dipl. Ing. Dr. Huldreich Keller in Zürich.

(Fortsetzung von Seite 114.)

An Hand von Abbildung 4, d. i. der Seitenansicht des Plattenelementes, kann man für dieses Element folgende Gleichgewichtsbedingung für die an ihm wirkenden Kräfte aufstellen: Wir vergleichen die in Richtung der Normalkraft ($S + dS$) fallenden Komponenten:

$$S + dS = S \cos d\varphi + Sch \sin d\varphi + P \sin \frac{d\varphi}{2} + 2 T' \cos(\varphi + d\varphi).$$

Berücksichtigt man wiederum, dass $d\varphi$ sehr klein, so dass $\cos d\varphi \approx 1$, $\sin d\varphi \approx d\varphi$, $\cos(\varphi + d\varphi) \approx \cos \varphi$, so bleibt $dS = Sch d\varphi + P \frac{d\varphi}{2} + 2 T' \cos \varphi$.

Hierin ist T' die in Richtung des Halbmessers x fallende Komponente von T

$$T' = T \sin \frac{d\alpha}{2} \approx T \frac{d\alpha}{2}; \text{ (vergl. Abb. 5).}$$

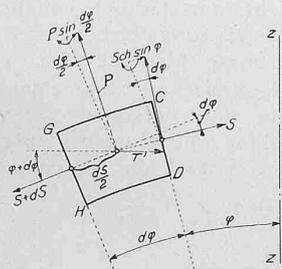


Abb. 4.

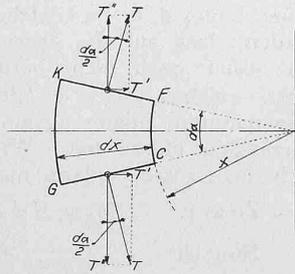


Abb. 5.

Nach Gl. (5) ist $S = (xh) \sigma_{r0} d\alpha$, folglich $dS = [(xh) d\sigma_{r0} + \sigma_{r0} d(xh)] d\alpha$.

Unter Verwendung der Gleichungen (6) bis (8) erhält man nach Kürzung des Faktors $d\alpha$:

$$(xh) d\sigma_{r0} + \sigma_{r0} d(xh) = \tau_m (xh) d\varphi + p \frac{d\varphi}{\cos \varphi} \left(x + \frac{dx}{2}\right) \frac{d\varphi}{2} + h \frac{d\varphi}{\cos \varphi} \sigma_{r0} \cos \varphi \dots (9).$$

Abbildung 6 zeigt die Möglichkeit, die mittlere Schubspannung τ_m durch die Normalspannung σ_{r0} und die äussere Belastung p auszudrücken und sie hierdurch aus der Rechnung zu eliminieren.

Um die Rechnung nach Möglichkeit zu verallgemeinern, wollen wir eine gewölbte Platte betrachten, welche in der Mitte eine gleichaxige Bohrung vom Halbmesser x_i hat. Aus dieser Platte schneiden wir ein Ringteil mit dem äusseren Halbmesser x und dem Zentrivinkel $d\alpha$ heraus. Dieser Ringausschnitt ist in Abbildung 6 in der Seitenansicht dargestellt. Aus ihr lassen sich folgende Beziehungen ablesen:

$$(x^2 - x_i^2) \pi \left(\frac{d\alpha}{2\pi}\right) p = x d\alpha h (\tau_m \cos \varphi + \sigma_{r0} \sin \varphi)$$

$$(xh) \tau_m = \frac{p}{2} \left(\frac{x^2 - x_i^2}{\cos \varphi}\right) - (xh) \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \sigma_{r0} \dots (10)$$

Die rechte Seite dieser Gleichung werde in Gl. (9) eingesetzt:

$$(xh) d\sigma_{r0} + \sigma_{r0} d(xh) = \frac{p}{2} (x^2 - x_i^2) \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi} - (xh) \sigma_{r0} \sin \varphi \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi} + \frac{p}{2} \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi} \left(x + \frac{dx}{2}\right) + h dx \sigma_{r0}.$$

Hieraus finden wir:

$$d\sigma_{r0} = \left\{ \begin{array}{l} -\sigma_{r0} \left[\frac{d(xh)}{xh} + \sin \varphi \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi} \right] \\ + \sigma_{r0} \frac{dx}{x} \\ + \frac{p}{2} \frac{1}{(xh)} \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi} \left[x^2 - x_i^2 + dx \left(x + \frac{dx}{2}\right) \right] \end{array} \right\} \text{ I. Hauptgleichung.}$$

Diese I. Hauptgleichung hat die Form:

$$d\sigma_{r0} = -\sigma_{r0} (15) + \sigma_{r0} (16) + (24) \dots (1a),$$

wo die Ziffern in () Zahlenwerte bedeuten, die abhängig sind von der Form und der äusseren Belastung der Platte und der Lage des augenblicklich zu untersuchenden Punktes A auf der Mittelfaser des Meridianschnittes.

Würde man für den Halbmesser x die mittlere Radialspannung σ_{r0x} kennen, so lieferte die Hauptgleichung (I) den Wert für die mittlere Radialspannung $\sigma_{r0(x+dx)}$ im Halbmesser $(x + dx)$

$$\sigma_{r0(x+dx)} = \sigma_{r0x} + d\sigma_{r0} \Big|_{x \rightarrow x+dx} \dots (II)$$

5. Berechnung von σ_{t0} , hergeleitet aus der Dehnung der Platte.

Der Parallelkreis mit dem Halbmesser x , der die gestreckte Länge $(2\pi x)$ hat, dehnt sich um das Stück $\Delta(2\pi x)$, wenn in Richtung der Tangente die spezifische Spannung σ_t^0 , senkrecht dazu die Spannung σ_{r0} wirkt, und zwar ist:

$$\Delta(2\pi x) = \frac{2\pi x}{E} \left(\sigma_{t0} - \frac{\sigma_{r0}}{m}\right);$$

darnach

$$\Delta x = \left(\frac{x}{E} \sigma_{t0} - \frac{d_{r0}}{m}\right).$$

Die Differenzierung dieser Gleichung liefert die Dehnung des Halbmesserelementes (dx)

$$\Delta(dx) = \frac{dx}{E} \left(\sigma_{t0} - \frac{\sigma_{r0}}{m}\right) + \frac{x}{E} \left(d\sigma_{t0} - \frac{d\sigma_{r0}}{m}\right) \dots (12)$$

Für diese Dehnung können wir noch einen zweiten Ausdruck aufstellen:

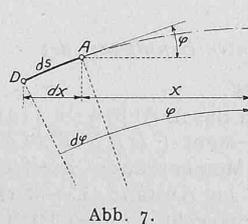


Abb. 7.

Wir denken uns gemäss Abbildung 7 aus der mittleren Meridianfaser im Abstand x von der Symmetrieaxe bei A ein Element von der Länge $AD = ds$ herausgegriffen.

Weil $dx = ds \cos \varphi$, so ist auch die durch die Belastung erfolgte Aenderung von dx , das ist:

$$\Delta(dx) = \Delta(ds \cos \varphi) = \Delta(ds) \cdot \cos \varphi + ds \Delta(\cos \varphi).$$

Nun ist

$$\Delta(ds) = \frac{ds}{E} \left(\sigma_{r0} - \frac{\sigma_{t0}}{m}\right) \dots (13),$$

$$\Delta(\cos \varphi) = -\sin \varphi \Delta \varphi = -\sin \varphi \cdot \psi \dots (14),$$

demnach

$$\Delta(dx) = \frac{ds}{E} \left(\sigma_{r0} - \frac{\sigma_{t0}}{m}\right) \cos \varphi - ds \sin \varphi \cdot \psi$$

$$\Delta(dx) = \frac{dx}{E} \left(\sigma_{r0} - \frac{\sigma_{t0}}{m}\right) - dx \operatorname{tg} \varphi \cdot \psi \dots (15).$$

Die Aenderung von (dx) ist das Ergebnis zweier Formänderungen, nämlich der Längenänderung und der Richtungsänderung des Meridian-Elementes ds .