

Zeitschrift:	Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber:	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band:	91 (1973)
Heft:	49
Artikel:	Beitrag zur Vorspannung der Platten durch beliebig verlaufende Spannglieder
Autor:	Yüksel, F.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-72071

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>

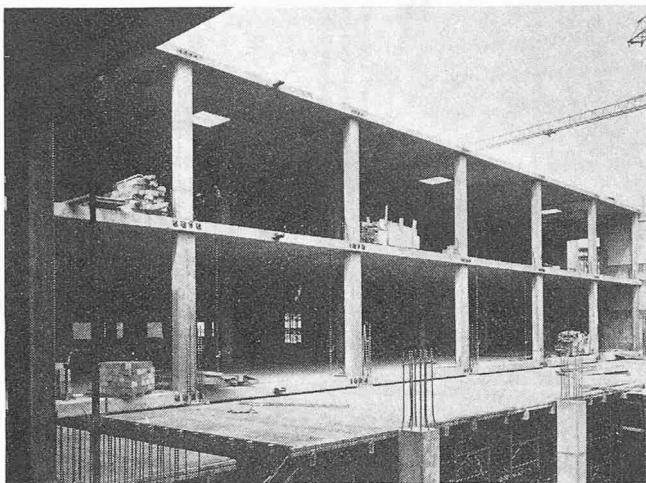


Bild 11. Ansicht einer fertigen Bauetappe. Die Stützstreifen werden durch die sichtbaren Verankerungen deutlich markiert. Lagerhaus Schöntalhof, Rapperswil, August 1973

zu rund 100 t. Über den Stützen mussten die Eisenabstände der unteren quadratischen Netze von 2,60 m Seitenlänge so bestimmt werden, dass die Netze leicht über die Stützeneisen hinuntergeführt werden konnten. In den Eckfeldern wurden die unteren Netze im Feld kreuzweise aufeinander gelegt. Die obere Bewehrung über den Stützen wurde nicht mit Netzen, sondern mit Einzelstäben bis zu 20 mm Durchmesser im Abstand von 12,5 cm ausgeführt, wobei, um die Kabel möglichst hoch legen zu können, die vier zentralen Eisen in der obersten Lage immer auf 12 mm Durchmesser beschränkt wurden. Mit Ausnahme der Dachdecke wurden auch überall im Feld obere konstruktive Netze auf Stützkörbe zur Verringerung der Rissgefahr des Hartbetonbelages bei ungünstiger Nutzlastanordnung verlegt.

3.32 Dachdecke

Hier sind die konstruktiven Probleme ähnlich gelagert wie bei den 3 unteren Decken. Während bei den unteren Decken bei der Verwendung von Kabeln $V_0 = 35$ und 69 t eine Deckenstärke von 30 cm aus konstruktiven Gründen nicht mehr unterschritten werden sollte, stellt beim Dach bei der Verwendung von 0,6"-Litzen-Cona-Kabeln zu 18 t eine Deckenstärke von 22 cm etwa das Minimum dar. Es wurden im Dach nach dem gleichen Prinzip der Stützstreifen-Vorspannung Stränge zu 4 Innenkabeln und 2 Randkabeln verwendet, deren Kreuzungspunkte in den Rand- und Eckenstützen ebenso knapp ausfielen wie bei den Decken

$d = 30$ cm. Erschwerend wirkt sich beim Dach noch aus, dass die aus den Stützen in die Decken gebogenen Armierungseisen, falls sie oberhalb der Kabel angeordnet sind, das Verlegen der Kabel behindern und, falls sie unterhalb der Kabel ungefähr in Plattenmitte liegen, weniger wirksam sind. Aus diesem Dilemma heraus entschloss man sich, die Anschlusseisen aus den Stützen von den Stützeneisen getrennt als stabile Körper in der genauen Höhenlage ± 5 mm zu verlegen und gleichzeitig als Kabelhalter zu verwenden.

3.4 Erfahrungen

Die beim vorliegenden Lagerhaus gemachten Erfahrungen lauten kurz zusammengefasst wie folgt:

Unter Berücksichtigung der verbrauchten Massen und den vertraglichen Preisen kommen die mit *Stützstreifen-Vorspannung* ausgeführten drei unteren Flachdecken ($d = 34$ und 30 cm) rund 10% billiger als die üblichen konventionellen Flachdecken, während die oberste Decke (Dach $d = 22$) ungefähr gleich teuer wird. Die Vorteile dieser Vorspannung liegen jedoch auch beim Dach darin, dass durch die kürzeren Ausschafffristen die Bauzeit verkürzt wird und ein rissefreies Gebäude praktisch ohne Durchbiegungen entsteht.

Das Bauvorhaben wurde gemäss nachstehendem Zeitplan verwirklicht:

- Ausarbeitung des Vorprojektes, Baueingabe und GU-Offerte im Frühjahr 1972
- Bauauftrag im Sommer 1972
- Beginn im Herbst 1972

Obwohl man im Herbst 1972 mit dem Aushub und den nachfolgenden Fundamentplatten nur langsam vorankam (Grundwasser) und die erste vorgespannte Flachdecke erst anfangs März 1973 betoniert wurde, konnte die letzte Decke Ende Oktober 1973 fertiggestellt werden. Nicht unerwähnt bleiben soll jedoch, dass ein solcher Bau an alle Beteiligten hohe Anforderungen stellt, und dass für die recht anspruchsvollen statischen und zeichnerischen Arbeiten eine etwas grössere Vorbereitungszeit benötigt wird, als bei einem rein konventionellen Bau.

Beteiligte Firmen:

Bauherr:	Schöntalhof AG, Zürich
Generalunternehmer:	Zschokke Schäfer, Baul. Gesamtanlagen, Aarau
Architekturbureau:	Barth und Zaugg, Aarau
Ingenieurbureau:	AG Conrad Zschokke, Zürich
Baumeisterarbeiten:	Ad. Schäfer & Cie. AG, Aarau
Vorspannarbeiten:	Stahlton AG, Zürich

Adressen der Verfasser: Kurt Stamm, dipl. Ing. ETH, Stahlton AG, Zürich, und Ralph Kaegi, dipl. Ing. ETH, AG Conrad Zschokke, Zürich.

Beitrag zur Vorspannung der Platten durch beliebig verlaufende Spannglieder

Von F. Yüksel, Zürich

DK 624.04: 624.073

Es wurde eine Methode entwickelt, welche erlaubt, die Vorspannung der Platten durch beliebig verlaufende räumliche Spannglieder zu berechnen. Für ein lineares Spannglied wurde die Durchbiegungsfunktion angegeben. Als interessanter Sonderfall wurde eine Quadratplatte mit Diagonalspannglied behandelt und festgestellt, dass die Durchbiegungsfunktion geschlossen dargestellt werden kann.

1. Einführung

Die Vorspannung wurde vor allem für die Stabwerke entwickelt und in zahlreichen Büchern erschöpfend behandelt. Die

sinngemäss Anwendung derselben auf die Flächentragwerke wird überall dort verwirklicht, wo das innere statische Kräftespiel des Tragwerkes infolge Vorspannung genügend bekannt ist. Da dies aber nur für besondere Kabelführungen der Fall ist, fehlt eine allgemeine Behandlungsmethode für Flächentragwerke im allgemeinen, und für Platten im besonderen. Die vorliegende Arbeit soll dazu helfen, bei der theoretischen Behandlung dieses Problemkreises einen Beitrag zu leisten. Es wird dabei nicht auf die Problematik der Scheibenwirkung eingegangen, da diese im Rahmen dieses Beitrages nicht behandelt werden kann.

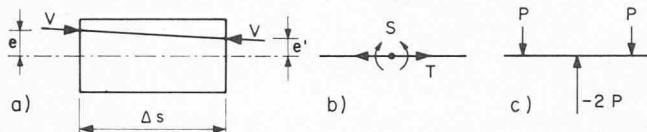


Bild 1a. Vorspannung an einem Element
 Bild 1b. Vorspannungsdyname = Bimoment + Bikraft
 Bild 1c. Bimoment = Doppelmoment

2. Statische Deutung des Lastfalles Vorspannung [2]

Die Vorspannung löst zwischen Beton und Spannglied eine gegenseitige Kraftwirkung aus, die in jedem Querschnitt im Gleichgewicht steht. Dieser Spannungszustand, der bei den statisch bestimmt gelagerten Systemen keine Auflagerkräfte hervorruft, ist ein Eigenspannungszustand. Für die Verallgemeinerung dieses Eigenspannungszustandes auf die Plattenprobleme muss eine äußere statische Größe gefunden werden, welche den besagten Belastungszustand im infinitesimalen wiedergibt. Durch diese äußere, dem Eigenspannungszustand dual zugeordnete Größe (oder Größen) werden wir dann imstande sein, den Spannungszustand der vorgespannten Platten, sowohl im Grundriss wie im Aufriss beliebig verlaufenden räumlichen Spannglieder zu berechnen.

Wir betrachten zunächst ein vorgespanntes Plattenelement mit der Breite 1 und der Länge Δs (Bild 1a). Die Vorspannkräfte links und rechts dieses Plattenstückes auf die Elementachse reduziert, ergeben je eine Dyname, Die Momente dieser Dyname haben die Größen $M = Ve$, $M' = Ve'$.

Nun lassen wir Δs gegen Null streben. Die Momente der Dyname verschwinden nicht, da sie von der Elementlänge unabhängig sind. Es wird zudem $e = e'$, $M = M'$. Dieses Doppel-Moment bezeichnen wir in der Folge mit S (Bild 1b).

Für die Kräfte wird

$$(1) \quad T = \lim (\Delta V / \Delta s)$$

gesetzt. Beim Grenzübergang erhalten wir eine Doppelkraft T (Bild 1b).

Diese Doppel-Dyname (Bimoment und Bikraft) ist nun die gesuchte, dem Eigenspannungszustand infolge Vorspannung dual zugeordnete statische Größe.

Das Bimoment und die Bikraft stellen zwei Singularitäten dar, mit deren Hilfe Einflussflächen bzw. Einflussfelder für die Vorspannung berechnet werden können. Dies wird der Gegenstand einer späteren Arbeit sein.

Das im Bild 1b dargestellte Bimoment S kann auch anders erhalten werden. Nämlich wenn eine Kraftgruppe $P, -2P, P$ (Bild 1c) auf die betrachtete Stelle angebracht wird. Beim Grenzübergang erhält man das Bimoment.

3. Biegung einer Rechteckplatte durch ein beliebig orientiertes Bimoment

Die Naviersche Lösung für eine Einzellast lautet:

$$(2) \quad w_p = \frac{4P}{Nab} \sum_m \sum_n \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \sin \alpha \xi \cdot \sin \beta \eta \cdot \sin \alpha x \cdot \sin \beta y$$

$$\alpha = \frac{n\pi}{a}, \quad \beta = \frac{m\pi}{b}$$

wobei ξ und η die Koordinaten der Einzellast sind.

Wir können nun die Wirkung des Bimomentes durch zweimalige Differentiation erhalten. Wenn u die Richtung des Bimomentes S ist, so gilt die Beziehung (Bild 2):

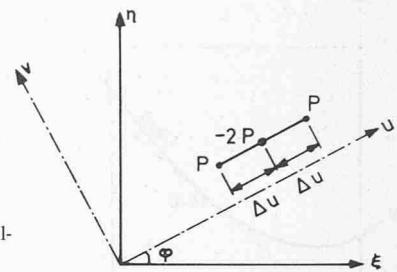


Bild 2. Bimoment in allgemeiner Lage

$$(3) \quad w_s = \frac{\partial^2 w_p}{\partial \xi^2} \cos^2 \varphi + \frac{\partial^2 w_p}{\partial \eta^2} \sin^2 \varphi + \frac{\partial^2 w_p}{\partial \xi \partial \eta} \sin 2 \varphi$$

Die Gleichungen (2) und (3) unter Berücksichtigung des Grenzüberganges ergeben ($P \rightarrow S$).

$$(4) \quad w_s = \frac{4S}{Nab} \sum_m \sum_n \frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2)^2} \cdot \{ -(\alpha^2 \cos^2 \varphi + \beta^2 \sin^2 \varphi) \sin \alpha \xi \cdot \sin \beta \eta + \alpha \beta \sin 2 \varphi \cdot \cos \alpha \xi \cdot \cos \beta \eta \} \sin \alpha x \cdot \sin \beta y.$$

4. Biegung einer Rechteckplatte durch ein Einzelspannglied

Das Spannglied sei gegeben durch zwei Projektionen (Bild 3). Die Projektion im Grundriss sei gegeben durch die Funktion $\eta = f(\xi)$ und im Aufriss durch $\zeta = f(\xi)$.

Wir setzen voraus, dass diese Funktionen im Plattenbereich kontinuierlich seien und dass das Spannglied durch eine über dem ganzen Kabel konstant bleibende Vorspannkraft beansprucht werde.

Der Abstand des Kabels von der Plattenmittelebene multipliziert mit der Vorspannkraft ergibt das Vorspannmoment oder an einem Plattenelement betrachtet, das Bimoment. Die mit diesen Bimomenten belegte Grundrissfunktion $\eta = f(\xi)$ liefert nach der Integration von (4) über dem ganzen Kabel die Biegefläche der Platte, infolge dieses Spanngliedes. Es kann also ganz allgemein unter Berücksichtigung der Beziehungen

$$\sin^2 \varphi = \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} = \frac{\eta'^2}{1 + \eta'^2}, \quad \cos^2 \varphi = \frac{1}{1 + \eta'^2},$$

$$\sin 2 \varphi = \frac{2 \eta'}{1 + \eta'^2}$$

geschrieben werden:

$$(5) \quad w = V \int_{\text{Kabel}} \zeta(\xi) \left[\frac{\partial^2 w_p}{\partial \xi^2} + \eta'^2 \frac{\partial^2 w_p}{\partial \eta^2} + 2 \eta' \frac{\partial^2 w_p}{\partial \xi \partial \eta} \right] \frac{d\xi}{\sqrt{1 + \eta'^2}}$$

wobei η' die Ableitung nach ξ und w_p die Biegefläche der Platte infolge einer Einheitslast bedeutet.

Für alle im Grundriss nicht linearen Spannglieder führt diese Gleichung zu komplexen elliptischen Integralen, welche nur numerisch mit Hilfe eines Computers integriert werden können.

5. Lineares Spannglied im Grundriss

Wir betrachten nun eine Rechteckplatte, die durch ein lineares Spannglied im Grundriss beansprucht wird. Im Aufriss soll das Kabel parabelförmig verlaufen (Bild 4).

Die Gl. (2) in Verbindung mit (5) unter Beachtung der Beziehungen

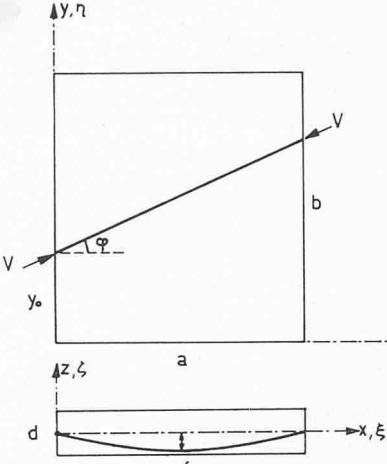
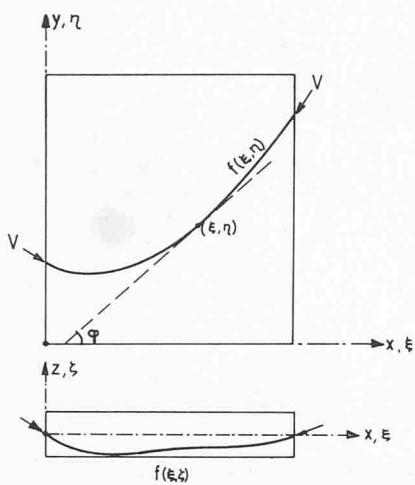


Bild 3 (links). Rechteckplatte mit Spannglied in allgemeiner Lage im Grundriss und im Aufriss

Bild 4 (Mitte). Rechteckplatte mit Spannglied linear im Grundriss, parabolisch im Aufriss

$$\operatorname{tg} \varphi = \lambda, \quad \zeta(\xi) = k \xi^2 - k a \xi, \quad k = \frac{4 f}{a^2}$$

liefert:

$$(6) \quad w = \frac{4 V k}{N a b \pi^4 \sqrt{1 + \lambda^2}} \sum_m \sum_n \frac{1}{\left(\frac{m^2}{b^2} + \frac{n^2}{a^2}\right)^2} \cdot \left\{ -(\alpha^2 + \beta^2 \lambda) \int_0^a (\xi^2 - a \xi) \sin \alpha \xi \cdot \sin \beta \eta \cdot d\xi + \right. \\ \left. + 2 \alpha \beta \lambda \int_0^a (\xi^2 - a \xi) \cdot \cos \alpha \xi \cdot \cos \beta \eta \cdot d\xi \right\} \cdot \sin \alpha x \cdot \sin \beta y,$$

nach erfolgter Integration erhalten wir:

$$(7) \quad w = \frac{16 V k}{N a b \sqrt{1 + \lambda^2}} \sum_{n=1,2,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,2,\dots}^{\infty} \frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2 \lambda^2)^2} \cdot \frac{\alpha}{(\alpha^2 - \beta^2 \lambda^2)} \sin \frac{\alpha}{2} (\alpha + \beta \lambda) \cdot \cos \frac{1}{2} \cdot [a(\alpha + \beta \lambda) + 2 \beta y_0]$$

Für die Werte von α , β und λ , für welche $\alpha^2 - \beta^2 \lambda^2 = 0$ wird, ist die Gleichung (7) unbestimmt, da

$$\frac{\sin \alpha \alpha}{\alpha^2 - \beta^2 \lambda^2} = 0$$

$$(9) \quad w = \frac{2 V k}{N a \sqrt{(1 + \lambda^2)^3}} \sum_{1,2,\dots}^{\infty} \frac{\sin \alpha x}{\alpha^4 \cdot \sinh \alpha b} \left\{ \frac{-2 \lambda^3}{(1 + \lambda^2)} \frac{\sin(\alpha/\lambda)(b - y)}{\sin(\alpha/\lambda) b} [\cos n \pi \cdot \sin(\alpha/\lambda)(y_0 + a \lambda) - \sin(\alpha/\lambda)y_0] \sinh \alpha b + \right. \\ \left. + [\cos n \pi \cdot \sinh \alpha(y_0 + a \lambda) - \sinh \alpha y_0] \cdot \left[\frac{1 + 3 \lambda^2}{1 + \lambda^2} \sinh \alpha(b - y) + \alpha y \cdot \cosh \alpha(b - y) - \alpha b \frac{\sinh \alpha y}{\sinh \alpha b} \right] + \sinh \alpha(b - y) \cdot \right. \\ \left. \cdot [\alpha y_0 \cosh \alpha y_0 - \alpha(y_0 + a \lambda) \cdot \cos n \pi \cdot \cosh \alpha(y_0 + a \lambda)] \right\} \quad a \lambda + y_0 \leq y \leq b$$

$$(10) \quad w = \frac{2 V k}{N a \sqrt{(1 + \lambda^2)^3}} \sum_{1,2,\dots}^{\infty} \frac{\sin \alpha x}{\alpha^4 \cdot \sinh \alpha b} \left\{ \frac{-2 \lambda^3}{(1 + \lambda^2)} \frac{\sin(\alpha/\lambda)y}{\sin(\alpha/\lambda) b} [\cos n \pi \cdot \sin(\alpha/\lambda)(b - y_0 - a \lambda) - \sin(\alpha/\lambda)(b - y_0)] \cdot \right. \\ \left. \cdot \sinh \alpha b + [\cos n \pi \cdot \sinh \alpha(b - y_0 - a \lambda) - \sinh \alpha(b - y_0)] \cdot \left[\frac{1 + 3 \lambda^2}{1 + \lambda^2} \sinh \alpha y - \alpha y \cdot \cosh \alpha y - \alpha b \frac{\sinh \alpha y}{\sinh \alpha b} \right] - \frac{\sinh \alpha y}{\sinh \alpha b} \alpha b [\cos n \pi \cdot \right. \\ \left. \cdot \sinh \alpha(y_0 + a \lambda) - \sinh \alpha y_0] + \sinh \alpha y [\alpha(a \lambda + y_0) \cdot \cos n \pi \cdot \cosh \alpha(b - y_0 - a \lambda) - \alpha y_0 \cdot \cosh \alpha(b - y_0)] \right\} \quad -2 b \leq y \leq y_0$$

$$(11) \quad w = \frac{2 V k}{N a \sqrt{(1 + \lambda^2)^3}} \sum_{1,2,\dots}^{\infty} \frac{\sin \alpha x}{\alpha^4 \cdot \sinh \alpha b} \left\{ -\frac{2 \lambda^3}{1 + \lambda^2} \sinh \alpha b [\cos n \pi \cdot \sin(\alpha/\lambda)(b - y_0 - a \lambda) - \sin(\alpha/\lambda)y_0 \cdot \right. \\ \left. \cdot \sin(\alpha/\lambda)(b - y)] + \frac{1 + 3 \lambda^2}{1 + \lambda^2} [\cos n \pi \cdot \sinh \alpha y \cdot \sinh \alpha(b - y_0 - a \lambda) - \sinh \alpha y_0 \cdot \sinh \alpha(b - y)] - \alpha b \frac{\sinh \alpha y}{\sinh \alpha b} [\cos n \pi \cdot \right. \\ \left. \cdot \sinh \alpha(y_0 + a \lambda) - \sinh \alpha y_0] - \alpha y [\cos n \pi \cdot \cosh \alpha y \cdot \sinh \alpha(b - y_0 - a \lambda) + \sinh \alpha y_0 \cdot \cosh \alpha(b - y)] + \sinh \alpha y \cdot \cos n \pi \cdot \right. \\ \left. \cdot \alpha(a \lambda + y_0) \cdot \cosh \alpha(b - y_0 - a \lambda) + \alpha y_0 \cdot \cosh \alpha y_0 \cdot \sinh \alpha(b - y)] \right\} \quad a \lambda + y_0 > y > y_0$$

Für diesen Fall erhalten wir nach einigen Umformungen und Grenzübergang:

$$(8) \quad w = \frac{4 V k}{N b \pi^4 \sqrt{1 + \lambda^2}} \frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2 \lambda^2)} \sin \frac{\beta}{2} \cdot (a \lambda + 2 y_0) \cdot \cos \frac{\beta}{2} a \lambda \cdot \sin \alpha x \cdot \sin \beta y$$

gültig für $\alpha = \beta \lambda$ und $\lambda \neq 0$

Für die Schnittkräfte konvergiert die Doppelreihe (7) schlecht. Es wird deshalb für praktische Bedürfnisse nötig sein, das Ergebnis in einfachen Reihen anzugeben. Wir über-springen die umfangreichen Berechnungen, die im Prinzip analog behandelt werden, und geben nur das Resultat Gleichungen (9), (10) und (11), wieder.

Die Transformation kann aber auch direkt, mit Hilfe von Summationsformeln durchgeführt werden. Diese Methode führt schneller zum Ziel.

6. Sonderfall: Quadratplatte mit Diagonalspannglied

Ein Sonderfall, welcher eine geschlossene Lösung erlaubt, stellt die Quadratplatte mit Diagonalspannglied dar. Denn setzt man $y_0 = 0$, $\lambda = 1$ und $a = b$, vereinfacht sich die Gleichung (7) wie folgt:

$$(12) \quad w = \frac{8 V k a^3}{N \pi^5 \sqrt{2}} \sum \sum \frac{n}{(n^2 + m^2)^2 (n^2 - m^2)} \cdot \sin \pi(n + m) \cdot \sin \alpha x \cdot \sin \beta y$$

Diese Gleichung wird Null für alle Werte $m \neq n$. Hingegen wird sie unbestimmt, wenn $m = n$ gesetzt wird. Mit der Regel von l'Hopital erhalten wir dann:

$$\lim_{m \rightarrow n} \left(\frac{\sin \pi(n + m)}{n^2 - m^2} \right) = \lim_{m \rightarrow n} \left(\frac{\pi \cdot \cos \pi(n + m)}{2n} \right) = \frac{\pi}{2n}$$

somit wird:

$$(13) \quad w_v = \frac{V k a^3}{N \pi^4 \sqrt{2}} \sum_{n=1,2,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^4} \sin \alpha x \cdot \sin \alpha y$$

Dieser Ausdruck kann mittels bekannter Summationsformeln summiert werden.

Wir erhalten mit $k = 4 f/a^2$

$$(14) \quad w_v = \frac{V f a}{N \cdot 3 \sqrt{2}} \left[\frac{2}{a^2} x y - \frac{1}{a^3} y (y^2 + 3x^2) + \frac{1}{a^4} x y (x^2 + y^2) \right] \quad y \leq x \leq 2a$$

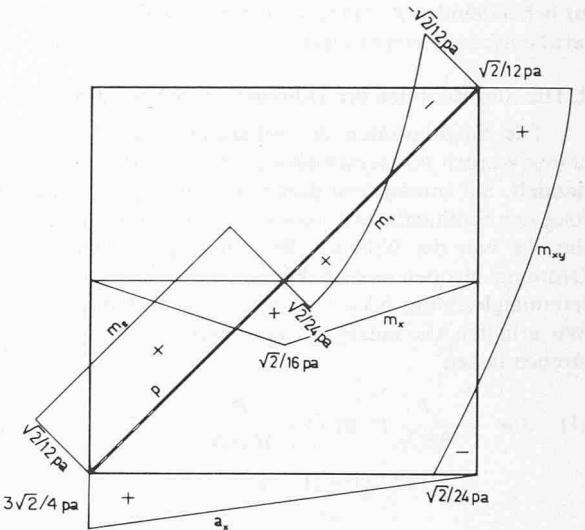


Bild 5. Momente und Auflagerkräfte einer in Diagonallichtung mit Linienlast $p(t/m)$ belasteten Quadratplatte

Für eine gleichmässige Linienbelastung erhält man analog:

$$w_p = \frac{\sqrt{2} p a^3}{24 N} \quad [\text{wie oben}]$$

Die Schnittkräfte sind:

$$(16) \quad \begin{cases} m_x = m_y = \frac{\sqrt{2}}{4} (1 + \nu) p \cdot y \left(1 - \frac{x}{a} \right) \\ m_{xy} = \frac{\sqrt{2}}{24} (1 - \nu) p a \left[2 - 6 \frac{x}{a} + \frac{3}{a^2} (x^2 + y^2) \right] \\ a_x = \frac{\sqrt{2}}{4} (3 - \nu) p \frac{y}{a} \end{cases}$$

Das Bild 5 zeigt die Schnittkräfte. Interessant ist der lineare Verlauf der Momente in x - bzw. y -Richtung sowie der Auflagerkräfte.

Literatur

- [1] Girkmann, Karl: Flächentragwerke. Springer-Verlag 1959
- [2] Yüksel, F. u. Basar, Y.: Einflusslinien der Zwängungsmomente. «Beton- und Stahlbetonbau» 1963, Heft 4

Adresse des Verfassers: F. Yüksel, Im Brächli 60, 8053 Zürich.

Momenteneinflussflächen der Platten für Vorspannung

DK 624.04 : 624.073

Von F. Yüksel, Zürich

In Anlehnung an die früheren Arbeiten über Einflussflächen, wurde der Begriff Einflussfläche auf die Vorspannung ausgedehnt und für eine Quadratplatte die Einflussfläche berechnet. Im Zusammenhang mit den höheren Singularitäten der biharmonischen Differentialgleichungen der Platte, die hier eine wichtige Rolle spielen, wurde der Lastbegriff erweitert. Diese sind in einer Tabelle anschaulich zusammengestellt.

1. Einführung

In [1] wurden zwei Singularitäten entwickelt, welche den Belastungszustand der vorgespannten Platte im infinitesimalen

wiedergeben. Diese Singularitäten – Doppelmoment und Doppelkraft – können nun zur Erzeugung der Einflussflächen bzw. -felder verwendet werden.

Diese Arbeit beschränkt sich auf die Behandlung von Einflussflächen der Momente. Die Einflussfelder der Spannungen der Scheibe werden in einem späteren Aufsatz untersucht. Die Einflussflächen der Momente werden bewusst als «Flächen» bezeichnet, da sie, wie wir sehen werden, Durchbiegungen als einigermassen topographische Höhen darstellen, wohingegen die Einflussfelder der Scheiben mit den magnetischen Feldern zu vergleichen sind. Für das Verständnis der