

# De l'application des équations simultanées à différences finies en statique des constructions

Autor(en): **Wierzbicki, Witold**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **IABSE publications = Mémoires AIPC = IVBH Abhandlungen**

Band (Jahr): **4 (1936)**

PDF erstellt am: **17.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-5103>

## **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.

# DE L'APPLICATION DES ÉQUATIONS SIMULTANÉES À DIFFÉRENCES FINIES EN STATIQUE DES CONSTRUCTIONS.

ANWENDUNG DER DIFFERENZENRECHNUNG IN DER BAUSTATIK.

THE APPLICATION OF SIMULTANEOUS EQUATIONS  
OF DIFFERENCES IN STATICS.

Prof. Dr. WITOLD WIERZBICKI, Varsovie.

Durant les vingt dernières années on peut constater une large application des équations à différences finies à la solution de nombreux problèmes de la Statique des Constructions. Les équations à différences finies étaient déjà étudiées systématiquement par Lagrange et Laplace, mais un développement plus fertile de la théorie de ces équations ne se rapporte qu'à la fin du XIX<sup>ème</sup> et au commencement du XX<sup>ème</sup> siècle. Les publications qui ont paru à cette époque sur les équations à différences finies considèrent ces équations non seulement au point de vue formel, mais également au point de vue de la théorie générale des fonctions.

A mesure que la théorie des équations à différences finies se développe, les ingénieurs s'y intéressent de plus en plus et appliquent ce nouveau moyen d'études à de nombreuses questions techniques.

Dans la Statique des Constructions les équations à différences finies trouvent leur application pour l'étude de deux groupes de problèmes:

Le premier groupe est celui des phénomènes au caractère discontinu, dont nous tâchons de trouver la solution en formules fermées, pouvant servir à un usage immédiat.

Le second groupe contient les phénomènes qui en réalité sont continus, mais que nous considérons comme discontinus, pour pouvoir les résoudre au moyen d'équations à différences finies au lieu d'équations différentielles.

Au point de vue formel nous distinguons dans la Statique des Constructions les cas d'application des équations à différences finies simples, des équations à différences finies partielles et des équations simultanées.

Les publications concernant le premier groupe des problèmes mentionnés ci-dessus sont consacrées pour la plupart à la théorie des poutres continues, à la théorie du flambage, à la théorie des portiques etc. Tels sont p. ex. les ouvrages du Prof. Müller-Breslau, du Prof. Bleich, du Prof. Melan etc. Ces publications sont basées pour la plupart sur la théorie des équations à différences finies simples.

Les problèmes du second groupe sont étudiés principalement dans les publications du Dr. H. Marcus et du Prof. J. Nielsen, concernant la théorie de la plaque élastique. Les solutions approximatives du problème de la plaque élastique sont basées dans ces ouvrages sur les équations à différences finies partielles.

Nous appelons équations simultanées à différences finies un système d'équations:

$$\begin{aligned}\Phi_1(x, y_x, \Delta y_x, \Delta^2 y_x \dots z_x, \Delta z_x, \Delta^2 z_x \dots) &= 0 \\ \Phi_2(x, y_x, \Delta y_x, \Delta^2 y_x \dots z_x, \Delta z_x, \Delta^2 z_x \dots) &= 0\end{aligned}\quad (1)$$

où  $y_x, z_x$  désignent des fonctions de la même variable indépendante  $x$  et  $\Delta y_x, \Delta z_x, \Delta^2 y_x, \Delta^2 z_x \dots$  des différences finies du premier ou du second ordre de ces fonctions.

Les équations simultanées à différences finies trouvent quelquefois application à certaines solutions des équations simples ou partielles de la Statique des Constructions.

Dans le présent ouvrage nous traiterons plusieurs problèmes pratiques d'application directe des équations simultanées à différences finies. Nous allons étudier notamment les poutres à axe brisé, dont l'angle de brisure est constant ou variable et les poutres continues à axe brisé.

On appelle poutre à axe brisé une poutre dont l'axe longitudinal est une ligne brisée plane qui est chargée dans la direction perpendiculaire au plan de cet axe.

Le schéma d'une poutre à axe brisé est représenté sur la figure 1.

La poutre  $On$  encastree à l'extrémité  $O$  est chargée à l'autre extrémité du poids  $P$ .

Soient:

$\bar{\varphi}_x$  l'angle d'inclinaison du plan de la section transversale mené par le noeud  $x$  et normal à l'axe du panneau  $x - 1, x$  par rapport au plan vertical, c'est à dire perpendiculaire au plan de l'axe de la poutre.

$\varphi_x$  l'angle d'inclinaison de la section transversale  $x$  du panneau  $x - 1, x$  par rapport au plan de la section  $x - 1$  du même panneau.

$\varphi'_x$  l'angle d'inclinaison du plan de la section transversale  $x - 1$ , normal à l'axe du panneau  $x - 1, x$  par rapport au plan vertical.

$\bar{\Theta}_x$  l'angle de rotation du plan de la section transversale  $x$  normal à l'axe du panneau  $x - 1, x$  par rapport à cet axe.

$\Theta_x$  l'angle de torsion du panneau  $x - 1, x$ .

$v_x$  le déplacement vertical du noeud  $x$  par rapport au plan de l'axe de la poutre.

$y^0_x$  le déplacement vertical du noeud  $x$  par rapport au noeud  $x - 1$ .

$\beta$  l'angle de brisure de la poutre.

Dans la suite nous allons considérer les angles  $\bar{\varphi}_x, \varphi_x, \varphi'_x, \bar{\Theta}_x$  et  $\Theta_x$  comme vecteurs. Entre ces vecteurs existent des relations suivantes<sup>1)</sup>:

$$\bar{\varphi}_x = \bar{\varphi}_{x-1} \cos \beta_{x-1} - \bar{\Theta}_{x-1} \sin \beta_{x-1} + \varphi_x \quad (2)$$

$$\bar{\Theta}_x = \bar{\varphi}_{x-1} \sin \beta_{x-1} + \bar{\Theta}_{x-1} \cos \beta_{x-1} + \Theta_x \quad (3)$$

$$\varphi'_x = \bar{\varphi}_{x-1} \cos \beta_{x-1} - \bar{\Theta}_{x-1} \sin \beta_{x-1} \quad (4)$$

où les points  $x - 1, x, x + 1$  etc. sont des points congruents.

Pour le déplacement vertical d'un noeud nous pouvons donc écrire la formule suivante:

$$v_m = v_x = \sum_1^m y_x^0 + \sum_1^m l_x \varphi'_x \quad (5)$$

<sup>1)</sup> W. Wierzbicki: „Sur le calcul des poutres à axe brisé“. Mémoires et Comptes Rendus des Travaux de la Société des Ingénieurs Civils de France 1927, p. 1012.  
W. Wierzbicki: „Teorja dźwigarów załamanych w planie“. Varsovie 1926.

Supposons d'abord que l'angle de brisure  $\beta_x$  et la longueur  $l_x$  d'un panneau de la poutre soient d'une grandeur constante; on a alors:

$$\beta_x = \beta = \text{const} \quad l_x = l = \text{const.}$$

Ceci posé, nous devons considérer les angles  $\bar{\varphi}_x$  et  $\bar{\Theta}_x$  comme des fonctions de la même variable indépendante  $x$  et les deux équations (2) et (3), comme des équations simultanées à différences finies.

Nous tâcherons maintenant de remplacer les deux équations (2) et (3) par une seule équation à différences finies d'ordre supérieur.

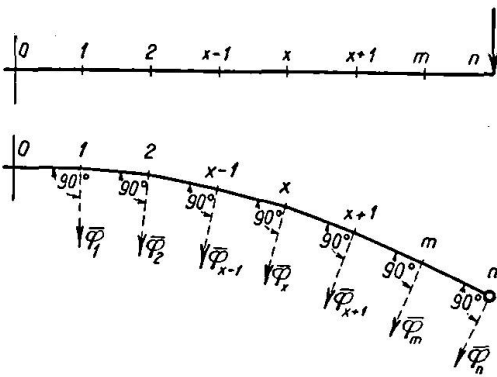


Fig. 1.

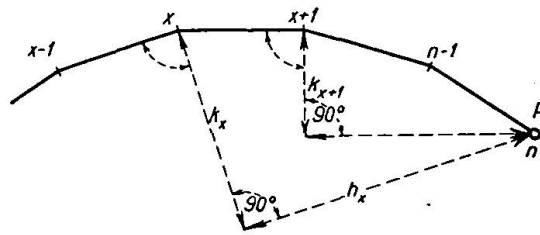


Fig. 2.

Il résulte de la première des équations mentionnées:

$$\bar{\varphi}_{x+1} = \bar{\varphi}_x \cos \beta - \bar{\Theta}_x \sin \beta + \varphi_{x+1} \quad (6)$$

En portant l'expression (3) de  $\bar{\Theta}_x$  dans (6) on a:

$$\bar{\varphi}_{x+1} = \bar{\varphi}_x \cos \beta - \bar{\varphi}_{x-1} \sin^2 \beta - \bar{\Theta}_{x-1} \cos \beta \sin \beta - \bar{\Theta}_x \sin \beta + \varphi_{x+1} \quad (7)$$

D'autre part nous résolvons l'équation (2) par rapport à  $\bar{\Theta}_{x-1}$ :

$$\bar{\Theta}_{x+1} \sin \beta = -\bar{\varphi}_x - \bar{\varphi}_{x-1} \cos \beta + \varphi_x \quad (8)$$

En substituant dans l'équation (7) l'expression (8), nous obtiendrons:

$$\bar{\varphi}_{x+1} - 2\bar{\varphi}_x \cos \beta + \bar{\varphi}_{x-1} = Q_x \quad (9)$$

où  $Q_x$  désigne la somme suivante:

$$Q_x = \varphi_{x+1} - \varphi_x \cos \beta - \Theta_x \sin \beta \quad (10)$$

Pour déterminer les angles  $\varphi_x$  et  $\Theta_x$  il est nécessaire de considérer chaque panneau de la poutre à axe brisé, comme une poutre  $(x-1), x$  de portée  $l$ , encastée au point  $(x-1)$  et chargée au point  $x$  de la force  $T = P$  du moment de flexion  $M_x$  et du moment de torsion  $\mathfrak{M}_x$ .

D'après la figure 2 on a:

$$\begin{aligned} M_x &= Ph_x = l[\cos \beta + \cos 2\beta + \dots + \cos(n-1)\beta] \\ \mathfrak{M}_x &= Pk_x = l[\sin \beta + \sin 2\beta + \dots + \sin(n-1)\beta] \end{aligned} \quad (11)$$

En introduisant des notations:

$J$  moment d'inertie de la section transversale de la poutre,  
 $J_0$  moment d'inertie plane de la même section,  
 $E$  module d'élasticité longitudinale,  
 $G$  module d'élasticité transversale,

$$\frac{Pl}{EJ} = 2f \quad \frac{Pl}{GJ_0} = 2e \quad (12)$$

nous exprimons les angles  $\varphi_x$  et  $\Theta_x$  provenant de la déformation du panneau  $(x-1)$ ,  $x$  par les formules suivantes:

$$\varphi_x = fl + 2fh_x \quad (13)$$

$$\Theta_x = -2ek_x \quad (14)$$

Pour simplifier les formules qui suivent, posons:  $f = e$ , ce qui ne diminue en rien la généralité du procédé concernant les équations simultanées à différences finies des poutres à axe brisé. Ceci posé, nous substituons les valeurs (13) et (14) des angles  $\varphi_x$  et  $\Theta_x$  dans l'expression (10) et nous obtenons alors:

$$Q_x = a \cos x\beta + b \sin x\beta + c \quad (15)$$

où<sup>2)</sup>

$$a = - \frac{2fl \sin \beta \cos \frac{2n+1}{2} \beta}{\sin \frac{\beta}{2}} \quad (16)$$

$$b = - \frac{2fl \sin \beta \sin \frac{2n+1}{2} \beta}{\sin \frac{\beta}{2}} \quad (17)$$

$$c = 2fl \cos^2 \frac{\beta}{2} \quad (18)$$

Ainsi l'équation (9) prend la forme:

$$\bar{\varphi}_{x+1} - 2\bar{\varphi}_x \cos \beta + \bar{\varphi}_{x-1} = a \cos \beta + b \sin \beta + c \quad (19)$$

L'équation (19) est donc une équation à différences finies du second ordre à coefficients constants. La solution de cette équation peut être représentée sous la forme d'une somme:

$$\bar{\varphi}_x = z_x^0 + z_x \quad (20)$$

où  $z_x^0$  désigne une certaine solution singulière de l'équation (19) et  $z_x$  la solution générale de l'équation:

$$\bar{\varphi}_{x+1} - 2\bar{\varphi}_x \cos \beta + \bar{\varphi}_{x-1} = 0 \quad (21)$$

c'est à dire, de l'équation (19) sans second membre.

Nous allons chercher la solution  $z_x^0$  sous la forme:

$$z_x^0 = Ax \sin x\beta + Bx \cos x\beta + C \quad (22)$$

$A$ ,  $B$ ,  $C$  désignant des coefficients inconnus.

En substituant dans l'équation (19) la solution (22), on obtient:

$$2A \sin \beta \cos x\beta - 2B \sin \beta \sin x\beta + 4C \sin^2 \frac{\beta}{2} = a \cos x\beta + b \sin x\beta + c \quad (23)$$

Afin que les deux membres de l'équation (23) soient identiques, il est nécessaire que les coefficients de  $\cos x\beta$  et de  $\sin x\beta$  et le terme  $4C \sin^2 \frac{\beta}{2}$  dans le premier membre de cette équation soient respectivement égaux aux coefficients de  $\cos x\beta$  et de  $\sin x\beta$  et au terme  $c$  dans le second membre. Ainsi on a:

<sup>2)</sup> W. Wierzbicki: „Zastosowanie różnic skończonych do obliczenia dźwigarów załamanych w planie“. Warszawa 1930.

$$A = -\frac{fl \cos \frac{2n+1}{2} \beta}{\sin \frac{\beta}{2}} \quad B = \frac{fl \sin \frac{2n+1}{2} \beta}{\sin \frac{\beta}{2}} \quad C = \frac{fl}{2 \operatorname{tg}^2 \frac{\beta}{2}} \quad (24)$$

Nous allons maintenant chercher la solution  $z_x$  de l'équation (21). On a donc l'équation caractéristique:

$$z^2 - 2z \cos \beta + 1 = 0 \quad (25)$$

Les racines de l'équation précédente ont la forme:

$$z = \cos \psi \pm i \sin \psi \quad (26)$$

où dans le cas considéré  $\cos \psi = \cos \beta$ .

On peut alors exprimer la solution de l'équation (21) sous la forme:

$$z_x = A (\cos \psi + i \sin \psi)^x + B (\cos \psi - i \sin \psi)^x \quad (27)$$

ou bien sous la forme:

$$z_x = D_1 \sin x \beta + D_2 \cos x \beta \quad (28)$$

$D_1$  et  $D_2$  désignant deux constantes arbitraires.

D'après ce qui précède, on parviendra à la solution suivante de l'équation (19):

$$\bar{\varphi}_x = D_1 \sin x \beta + D_2 \cos x \beta + \frac{ax \sin x \beta}{2 \sin \beta} - \frac{bx \cos x \beta}{2 \sin \beta} + \frac{c}{4 \sin^2 \frac{\beta}{2}} \quad (29)$$

Pour déterminer les constantes  $D_1$  et  $D_2$  nous considérerons le panneau 0,1 de la poutre à axe brisé comme une poutre droite, encastree au point 0 et chargée au point 1 de la force  $T = P$  et du moment  $M_1 = Ph_1$ . On obtiendra alors:

$$\bar{\varphi}_x = \bar{\varphi}_1 = \frac{Pl^2}{2EJ} + \frac{M_1 l}{EJ} \quad (30)$$

D'autre part, il résulte de la condition même de l'encastrement de la poutre 0,1, que  $\bar{\varphi}_x = \bar{\varphi}_0 = 0$ .

Dès lors, en faisant dans l'équation (29) successivement  $x = 0$  et  $x = 1$  nous aurons:

$$D_1 = -\frac{fl}{2 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \quad D_2 = -\frac{fl}{2 \operatorname{tg}^2 \frac{\beta}{2}} \quad (31)$$

Pour  $n = 10$  et  $\beta = 9^\circ$  on trouve d'après les formules (24) et (31):

$$A = fl \quad B = 12,70 fl \quad C = 80,84 fl \quad D_1 = -6,44 fl \quad D_2 = -80,84 fl$$

$$\text{et} \quad \bar{\varphi}_x = -6,44 fl \sin x \beta - 80,84 fl \cos x \beta + fl x \sin x \beta + 12,70 fl x \cos x \beta + 80,84 fl$$

$$\text{d'où:} \quad \bar{\varphi}_n = \bar{\varphi}_{10} = 84,40 fl.$$

D'après la formule (29) nous pouvons aussi déterminer l'angle  $\bar{\varphi}_n$  dans le cas d'une poutre en forme d'arc de cercle dont l'angle au centre est  $\omega$ . Nous posons alors dans l'expression (29)  $l = r \beta$  et  $x = \frac{\omega}{\beta}$  et nous cherchons les limites des termes particuliers de cette expression.

Après avoir calculé les angles  $\bar{\varphi}_x$  on calcule les angles  $\varphi'_x$  par la formule:

$$\varphi'_x = \bar{\varphi}_x - \varphi_x \quad (32)$$

ce qui résulte de la définition même des angles  $\bar{\varphi}_x$ ,  $\varphi'_x$  et  $\varphi_x$ . En tenant compte de la formule qui précède, nous mettons l'expression (5) sous la forme:

$$v_m = \sum_1^m y_x^0 + l \sum_1^m \bar{\varphi}_x - l \sum_1^m \varphi_x \quad (33)$$

où dans le cas considéré:

$$y_x^0 = \frac{Pl^3}{3EJ} + \frac{M_x l^2}{2EJ} \quad (34)$$

Le calcul des termes particuliers de la formule (33) se ramène à l'addition de séries trigonométriques.

Les angles  $\bar{\varphi}_x$  et les déplacements  $v_m$  déterminés, nous pouvons les appliquer au calcul des poutres à axe brisé appuyées d'une manière quelconque, ce qui a été démontré dans les ouvrages cités plus haut.

Si l'angle de brisure de la poutre à axe brisé est une fonction de  $x$ , nous aurons de nouveau affaire à des équations simultanées à différences finies (2) et (3).

En procédant de la même manière pour une poutre dont l'angle de brisure est constant, nous remplaçons le système de deux équations (2) et (3) du premier ordre par une seule équation du second ordre. La dite équation prend la forme<sup>3)</sup>:

$$\begin{aligned} & \bar{\varphi}_{x+1} \sin \beta_{x-1} - \bar{\varphi}_x \sin(\beta_x + \beta_{x-1}) + \bar{\varphi}_{x-1} \sin \beta_x = \\ & = \varphi_{x+1} \sin \beta_{x-1} - \varphi_x \sin \beta_x \cos \beta_{x-1} - \Theta_x \sin \beta_x \sin \beta_{x-1} \end{aligned} \quad (35)$$

L'équation (35) est donc une équation à différences finies dont les coefficients variables entre les angles  $\bar{\varphi}_x$  sont des fonctions de  $x$ .

Pour mettre les coefficients de l'équation (35) sous la forme de fonctions explicites de  $x$ , nous supposons que les angles de brisure  $\beta_x$  soient soumis à la règle suivante:

$$\frac{\sin \beta_x}{\sin \beta_{x-1}} = q \quad (36)$$

où  $q$  est une constante et où les valeurs des angles  $\beta_x$  sont assez petites pour qu'on puisse faire  $\cos \beta_x = 1$ . Les  $\sin \beta_x$  changent donc d'après une progression géométrique, c. à d.:

$$\sin \beta_x = q^x \sin \beta_0 \quad (37)$$

où  $\beta_0$  désigne l'angle d'inclinaison d'un côté de l'axe horizontal de la poutre par rapport à un certain axe.

En tenant compte de la relation (36), mettons l'équation (35) sous la forme:

$$(\bar{\varphi}_{x+1} - \bar{\varphi}_x - \varphi_{x+1}) \sin \beta_{x-1} - (\bar{\varphi}_x - \bar{\varphi}_{x-1} - \varphi_x) \sin \beta_x = - \Theta_x \sin \beta_x \sin \beta_{x-1} \quad (38)$$

En désignant

$$y_x = \bar{\varphi}_x - \bar{\varphi}_{x-1} - \varphi_x \quad (39)$$

on trouve:

$$y_{x+1} \sin \beta_{x-1} - y_x \sin \beta_x = - \Theta_x \sin \beta_x \sin \beta_{x-1} \quad (40)$$

où

$$y_{x+1} - q y_x = - \Theta_x q^x \sin \beta_0 \quad (41)$$

Supposons que la fonction:

$$y_x = F(x)$$

soit une solution de l'équation (41).

<sup>3)</sup> W. Wierzbicki: „Dźwigary załamane w planie o zmiennym kącie załamania“. Varsovie, „Przegląd Techniczny“, 1931.

D'après la relation (39), nous aurons l'équation:

$$\bar{\varphi}_x - \bar{\varphi}_{x-1} = \varphi_x + F(x) \quad (42)$$

d'où on trouvera une expression pour l'angle  $\bar{\varphi}_x$ .

Ainsi on a réussi à remplacer la solution de l'équation (35) à différences finies du second ordre à coefficients variables par une solution de deux équations différentes (41) et (42) du premier ordre à coefficients constants. Les solutions générales de ces équations prennent la forme:

$$y_x = z_x^0 + z_x \quad (43)$$

déjà utilisées plus haut (expression 20).

Les solutions  $z_x$  des équations privées de seconds membres seront obtenues respectivement pour (41) et (42) sous la forme:

$$z_1 = C_1 q^x \quad (44)$$

$$z_2 = C_2 \quad (45)$$

$C_1$  et  $C_2$  désignant des constantes.

Pour trouver les solutions particulières  $z_x^0$  nous devons nous servir dans ce cas d'approximations, la solution précise étant la cause de grandes difficultés. Ces approximations concernent les expressions pour  $k_x$  et  $h_x$  qui ont ici la forme de séries suivantes:

$$k_x = l[\sin \beta_x + \sin(\beta_x + \beta_{x+1}) + \dots + \sin(\beta_x + \beta_{x+1} + \dots + \beta_{n-1})] \quad (46)$$

$$h_x = l[\cos \beta_x + \cos(\beta_x + \beta_{x+1}) + \dots + \cos(\beta_x + \beta_{x+1} + \dots + \beta_{n-1})] \quad (47)$$

Nous remplaçons alors les séries (46) et (47), dont l'addition est impossible, par des courbes d'interpolation:

$$k_x = \sum_0^n A_i x^i \quad h_x = \sum_0^n A_i x^i \quad (48)$$

Pour déterminer les coefficients  $A_i$  des équations (48) nous construisons d'abord des diagrammes des fonctions (46) et (47) et nous y trouvons les points caractéristiques. En égalant les ordonnées de ces diagrammes aux ordonnées des courbes (48) on trouvera donc les coefficients cherchés. Les fonctions (46) et (47) ayant la forme rapprochée d'une parabole, on peut se servir dans ce cas des courbes (48) du second ou du troisième degré.

On obtiendra alors pour l'angle  $\bar{\varphi}_x$  une solution du type:

$$\bar{\varphi}_x = C + \sum g_x r^x \quad (49)$$

$C$  et  $r$  désignant des constantes et  $g_x$  une certaine fonction de  $x$ . On calcule les constantes de l'expression (49) de la même manière que dans le cas d'une poutre dont l'angle de brisure est constant, mais nous ne développerons pas ici ces calculs.

Une poutre continue à axe brisé est représentée sur les figures 3 a et 3 b. Les appuis de 1 à  $n - 1$  sont mobiles dans un plan parallèle au plan de l'axe de la poutre, l'appui  $n$  est mobile dans une certaine direction parallèle au plan de l'axe, l'appui 0 est immobile.

Par les appuis  $x - 1$  et  $x$  menons des sections verticales planes  $\alpha_{x-1}$  et  $\alpha_x$  normales aux axes non déformés des travées  $x - 1$ ,  $x$  ou  $x, x + 1$  de la poutre.

Introduisons les notations suivantes:

$\varphi_x$  l'angle d'inclinaison du plan de la section transversale  $\alpha_x$  par rapport à un axe passant par les points  $x$  et normal à la droite  $x - 1, x$ .



- $\varphi_x^0$  l'angle d'inclinaison de la section transversale  $\alpha_x$  par rapport à un axe passant par le point  $x$  et normal à la droite  $x, x+1$ .
- $\varphi'_x$  l'angle d'inclinaison de la section  $\alpha_{x-1}$  par rapport à un axe passant par le point  $x-1$  et normal à la droite  $x-1, x$ .
- $\psi_x$  la partie de l'angle  $\varphi_x$  produite par la charge immédiate de la travée  $x-1, x$ .
- $\psi'_x$  la partie de l'angle  $\varphi'_x$  produite par la charge immédiate de la travée  $x-1, x$ .
- $\Theta_x$  l'angle de torsion de la travée  $x-1, x$ .
- $\Theta_{x-1}^0$  l'angle de rotation de la section  $\alpha_{x-1}$  par rapport à l'axe de la travée  $x-1, x$ .
- $\Theta'_x$  l'angle de rotation de la section  $\alpha_x$  par rapport à l'axe de la travée  $x-1, x$ .

Nous considérons les différents angles  $\varphi$  et  $\Theta$  comme des vecteurs représentés sur la figure 4.

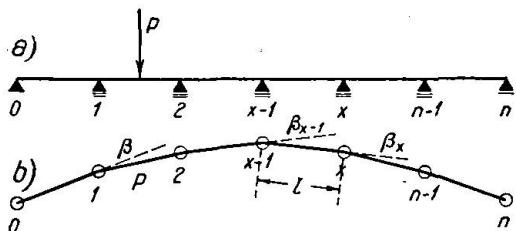


Fig. 3.

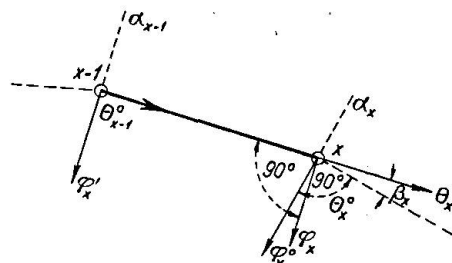


Fig. 4.

La poutre continue à axe brisé n'étant pas réellement coupée au point  $x$ , on peut évaluer à 0 l'angle entre la section  $\alpha_x$  de la travée  $x, x+1$ , et de la section  $\alpha_x$  de la travée  $x, x+1$ , provenant de la déformation de ces travées, considérées comme des poutres à deux appuis. On a alors:

$$\varphi_x^0 + \varphi'_{x+1} = 0 \quad (50)$$

Les angles  $\varphi'_x, \varphi_x$  et  $\Theta_x$  de la travée  $x-1, x$  de la poutre continue proviennent d'une part, des charges immédiates de cette travée et d'autre part, des moments agissant sur les appuis  $x-1$  et  $x$ . Sur la fig. 5 nous représentons ces moments comme des vecteurs et nous les décomposons en moments de flexion et moments de torsion. Savoir:

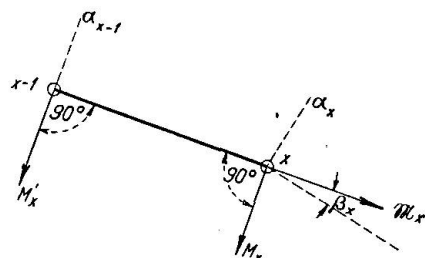


Fig. 5

- $M_x$  la composante normale à la droite  $x-1, x$  du moment exprimant l'influence de la travée  $x, x+1$  sur la section  $\alpha_x$  de la travée  $x-1, x$ .
- $m_x$  la composante du même moment suivant la direction de l'axe longitudinal de la travée  $x-1, x$ .
- $M'_x$  la composante normale à la droite  $x-1, x$  du moment exprimant l'influence de la travée  $x-2, x-1$  sur la section  $\alpha_x$  de la travée  $x-1, x$ .

En projetant les vecteurs  $\varphi_x$  et  $\Theta'_x$  sur les directions  $\varphi_x^0$  et  $\Theta_x^0$ , on parvient à des équations suivantes<sup>4)</sup>:

<sup>4)</sup> W. Wierzbicki: „Belki ciągłe załamane w planie“. Lwów, Czasopismo Techniczne, 1931.

$$\varphi^0 = \varphi_x \cos \beta_x - \Theta'_x \sin \beta_x \quad (51)$$

$$\Theta_x^0 = \varphi_x \sin \beta_x + \Theta'_x \cos \beta_x \quad (52)$$

D'autre part, les conditions de l'équilibre du noeud  $x$ , considéré comme un corps rigide, nous donnent des relations:

$$M_x = \mathfrak{M}_{x+1} \sin \beta_x + M'_{x+1} \cos \beta_x \quad (53)$$

$$\mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_{x+1} \cos \beta_x - M'_{x+1} \sin \beta_x \quad (54)$$

Suivant les définitions données plus haut, on obtiendra:

$$\Theta'_x = \Theta_{x-1}^0 + \Theta_x \quad (55)$$

En tenant compte des relations (55) et (50) nous mettons les équations (51) et (52) sous la forme:

$$\varphi_x \cos \beta_x - (\Theta_x^0 + \Theta_x) \sin \beta_x = -\varphi'_{x+1} \quad (56)$$

$$\Theta_x^0 = \varphi_x \sin \beta_x + (\Theta_{x-1}^0 + \Theta_x) \cos \beta_x \quad (57)$$

Les angles  $\varphi$  et  $\Theta$  étant des fonctions de  $x$ , nous devons considérer les équations (56) et (57) comme un système de deux équations simultanées à différences finies. Nous tâcherons de remplacer ces équations par une seule équation de l'ordre supérieur.

Dans le cas  $\beta_x = \beta = \text{const}$  on ramène les équations (56) et (57) à l'équation suivante:

$$\varphi_x \cos \beta - \varphi_{x-1} - \varphi'_x \cos \beta - \Theta_x \sin \beta = -\varphi'_{x+1} \quad (58)$$

Nous posons plus loin (pour  $l_x = l = \text{const}$ ):

$$\frac{l}{3EJ} = 2f \quad (59)$$

$$\frac{l}{EJ_0} = 2f \quad (60)$$

ce qui ne change en rien la forme de l'équation générale à différences finies de la poutre continue à axe brisé.

En tenant compte des rotations (59) et (60) on obtiendra:

$$\varphi_x = M_x \cdot 2f + M'_x f + \psi_x \quad (61)$$

$$\varphi'_x = M'_x \cdot 2f + M_x f + \psi'_x \quad (62)$$

$$\Theta_x = \frac{\mathfrak{M}_x l}{GJ_0} \quad (63)$$

Les équations (53) et (54) nous donnent un autre système d'équations simultanées à différences finies. En résolvant ces équations par rapport à  $M_x$  et  $M'_x$  nous aurons:

$$M_x = \mathfrak{M}_{x+1} \cdot \frac{1}{\sin \beta} - \mathfrak{M}_x \text{ctg} \beta \quad (64)$$

$$M'_x = \mathfrak{M}_x \text{ctg} \beta - \mathfrak{M}_{x-1} \cdot \frac{1}{\sin \beta} \quad (65)$$

En introduisant les expressions (64) et (65) dans les expressions (61) et (62) on a:

$$\varphi_x = \mathfrak{M}_{x+1} \cdot \frac{2f}{\sin \beta} - \mathfrak{M}_x \cdot 2f \text{ctg} \beta - \mathfrak{M}_{x-1} \frac{f}{\sin \beta} + \psi_x \quad (66)$$

$$\varphi'_x = \mathfrak{M}_{x+1} \cdot \frac{f}{\sin \beta} + \mathfrak{M}_x f \operatorname{ctg} \beta - \mathfrak{M}_{x-1} \cdot \frac{2f}{\sin \beta} + \psi'_x \quad (67)$$

En substituant les expressions (66) et (67) dans l'équation (58), nous parvenons à l'équation suivante à différences finies par rapport au moment de torsion  $\mathfrak{M}_x$ :

$$\mathfrak{M}_{x+2} + 2 \cos \beta \cdot \mathfrak{M}_{x+1} - 6 \mathfrak{M}_x + 2 \cos \beta \cdot \mathfrak{M}_{x-1} + \mathfrak{M}_{x-2} = Q_x \quad (68)$$

où

$$Q_x = \frac{\sin \beta}{f} [-\psi_x \cos \beta + \psi_{x-1} + \psi'_x \cos \beta - \psi'_{x+1}] \quad (69)$$

Pour trouver la solution:

$$\mathfrak{M}_x = z_x^0 + z_x \quad (70)$$

de l'équation (68) nous résolvons d'abord l'équation sans second membre:

$$\mathfrak{M}_{x+2} + 2 \cos \beta \mathfrak{M}_{x+1} - 6 \mathfrak{M}_x + 2 \cos \beta \cdot \mathfrak{M}_{x-1} + \mathfrak{M}_{x-2} = 0 \quad (71)$$

L'équation caractéristique prend alors la forme:

$$2 \operatorname{Ch} 2\alpha + 4 \operatorname{Ch} \alpha \cos \beta - 6 = 0 \quad (72)$$

d'où

$$\operatorname{Ch} \alpha = -\frac{\cos \beta}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2 \beta}{4} + 2} \quad (73)$$

$$\alpha = \alpha_1 \quad \alpha = -\alpha_1 \quad \alpha = \alpha_2 - i\pi \quad \alpha = -(\alpha_2 - i\pi) \quad (74)$$

étant un nombre entier arbitraire.

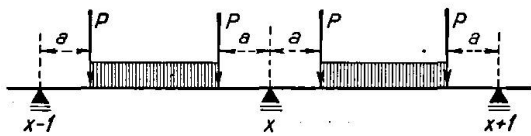


Fig. 6.

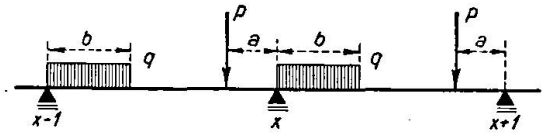


Fig. 7.

Comme

$$e^{a_2 - i\pi} = e^{a_2} \quad (75)$$

nous trouverons les racines suivantes de l'équation (72):

$$\alpha = \alpha_1 \quad \alpha = -\alpha_1 \quad \alpha = \alpha_2 \quad \alpha = -\alpha_2 \quad (76)$$

On obtiendra donc la solution générale de l'équation (71) sous la forme:

$$z_x = C_1 e^{x\alpha_1} + C_2 e^{-x\alpha_1} + C_3 e^{x\alpha_2} + C_4 e^{-x\alpha_2} \quad (77)$$

$C_1 C_2 C_3 C_4$  désignant des constantes arbitraires.

La forme du membre  $Q_x$  dépend de la charge des travées particulières de la poutre à axe brisé.

Quand toutes les travées de la poutre continue sont chargées de la même manière et quand la charge de chaque travée est symétrique par rapport au milieu de cette travée, on a:  $\psi_x = \psi_{x-1} = \psi'_x = \psi'_{x+1}$  et alors  $Q_x = 0$  (fig. 6).

Si dans le cas précédent la charge n'est pas symétrique au milieu d'une travée, on a:  $Q_x = a$ ,  $a$  étant indépendant de  $x$ .

Dans le cas d'une charge continue, variant d'après la loi d'une droite, nous avons aussi  $Q_x = a$ .

Quand la charge change d'après la loi

$$S_{x-1,x} = \frac{ql}{2}x + ql \frac{(x-1)x}{2} \quad (78)$$

on trouve:

$$Q_x = ax + b$$

$a$  et  $b$  désignant des constantes.

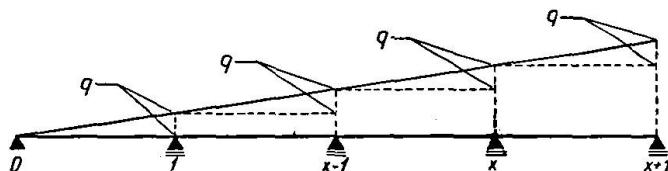


Fig. 8.

Nous mettons alors l'équation (68) sous la forme:

$$\mathfrak{M}_{x+2} + 2 \cos \beta \cdot \mathfrak{M}_{x+1} - 6 \mathfrak{M}_x + 2 \cos \beta \cdot \mathfrak{M}_{x-1} + \mathfrak{M}_{x-2} = ax + b \quad (79)$$

Pour trouver une certaine solution particulière  $z_x^0$  de cette équation, nous posons:

$$\mathfrak{M}_x = z_x^0 = Ax + B \quad (80)$$

$A$  et  $B$  étant des constantes inconnues.

En introduisant l'expression (80) dans l'équation (79) on obtiendra:

$$A(x+2) + B + A(x+1) \cdot 2 \cos \beta + B \cdot 2 \cos \beta - 6Ax - 6B + A(x-1) \cdot 2 \cos \beta + B \cdot 2 \cos \beta + A(x-2) + B = ax + b \quad (81)$$

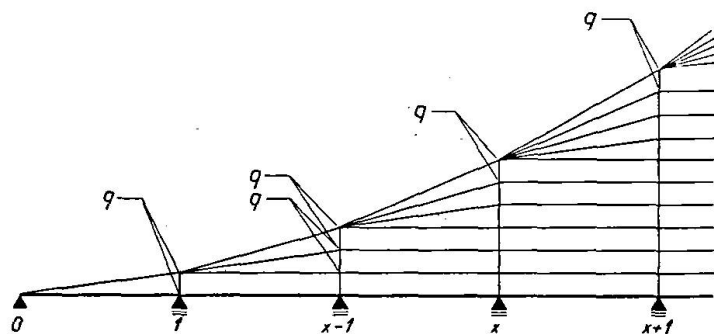


Fig. 9.

On détermine les constantes  $A$  et  $B$  en égalant les coefficients de  $x$  dans le premier membre de l'équation (81) au coefficient de  $x$  dans le second membre de la même équation. On trouve donc:

$$z_x^0 = - \frac{a + b}{8 \sin^2 \frac{\beta}{2}} \quad (82)$$

La solution générale (70) de l'équation (68) contient quatre constantes arbitraires. Nous déterminons ces constantes en tenant compte des conditions de l'appui des extrémités de la poutre continue.

Après avoir déterminé les moments de torsion  $\mathfrak{M}_x$  nous pouvons calculer les moments de flexion  $M_x$  et  $M'_x$  en faisant usage des formules (64) et (65).

### Résumé.

Nous appelons équations simultanées à différences finies un système d'équation (1). Dans le présent ouvrage nous étudions l'application de ces équations à la solution du problème des poutres à axe brisé.

On appelle poutre à axe brisé une poutre dont l'axe longitudinal est une ligne brisée plane et qui est chargée dans la direction perpendiculaire au plan de cet axe (fig. 1). Les relations (2)—(3) représente les équations fondamentaux du problème. En les considérant comme équations simultanées à différences finies, nous parvenons à l'équation (19), où  $\bar{\varphi}_x$  désigne l'angle d'inclinaison du plan de la section transversale mené par le noeud  $x$  et normal à l'axe du panneau  $x - 1, x$  par rapport au plan vertical. Les angles  $\bar{\varphi}_x$  déterminés: nous pouvons les appliquer au calcul des déplacements  $\nu$  de la poutre.

Si l'angle de brisure  $\beta$  de la poutre est une fonction de  $x$ , nous avons affaire à des équations à différences finies à coefficients variables. Cela nous amène à des équations (38), (41) et (42).

Une poutre continue à axe brisé est représentée sur les figures 3 a et 3 b. Les équations fondamentaux de cette poutre ont la forme des relations (51)—(55). Ces équations simultanées à différences finies nous amène à l'équation (68), où  $\mathfrak{M}_x$  désigne le moment de torsion de la travée  $x - 1, x$ . Après avoir déterminé les moments  $\mathfrak{M}_x$  nous pouvons calculer les moments de flexion de la poutre continue en faisant usage des formules (64) et (65).

### Zusammenfassung.

Wir nennen ein Gleichungssystem (1) simultane Differenzen-Gleichungen.

Im vorliegenden Aufsatz untersuchen wir die Anwendung dieser Gleichungen auf das Problem des Balkens mit geknickter Achse.

Als Balken mit geknickter Achse wird ein Balken bezeichnet, dessen Längsachse eine gebrochene ebene Linie ist und der senkrecht zu seiner Achsenebene belastet ist (Fig. 1). Die Gleichungen (2) und (3) stellen die Grundgleichungen des Problems dar. Wenn sie als simultane Differenzengleichungen betrachtet werden, erhalten wir die Gleichung (19);  $\bar{\varphi}_x$  bedeutet den Neigungswinkel der Querschnittebene durch den Knoten  $x$ , die senkrecht zur Vertikalebene durch den Abschnitt  $x - 1, x$  steht. Nachdem diese Winkel bestimmt sind, können sie auf die Verschiebungen  $\nu$  des Balkens angewendet werden. Wenn die Brechwinkel  $\beta$  des Balkens von  $x$  abhängen, haben wir es mit Differenzengleichungen mit veränderlichen Beiwerten zu tun. Das ergibt die Gleichungen (38), (41) und (42).

Ein durchlaufender geknickter Balken ist in den Fig. 3 a und 3 b dargestellt. Die Grundgleichungen dieses Trägers haben die Form der Beziehungen (51)—(55). Dadurch erhalten wir die Gleichung (68), wo  $\mathfrak{M}_x$  das Torsionsmoment der Öffnung  $x - 1, x$  bedeutet. Nach Bestimmung der letztern können wir die Biegemomente des Durchlaufbalkens mit Hilfe der Formeln (64) und (65) berechnen.

### Summary.

A system of equation of the form (1) is called an equation system of simultaneous finite differences.

The report shows an application of these equations to the problem of a beam with a broken line axis.

A beam with broken axis is one in which the axis follows a broken line and which is subjected to loads acting in the plane of the axis (Fig. 1). The

équations (2) and (3) form the basic equations of the problem. If these equations are applied as equations of differences they take the form of the equations (19). The angle  $\varphi_x$  represents the angle of inclination of the cross sectional plane through  $x$ , which stands at right angles to the perpendicular plane passing through the section  $x - 1, x$ . After these angles are determined they can be used to calculate the displacements  $\nu$  of the beam. If the angle at the breaking point  $\beta$  is dependent on  $x$ , then the equations of differences contain coefficients of variable value. This is expressed by the equations (38), (41) and (42).

A continuous beam with broken axis is shown in Figs. 3 a and 3 b. The fundamental equations for this beam have the same form as equations (51) to (55), from which we derive equation (68) where  $\mathfrak{M}_x$  represents a torsion moment for opening  $x - 1, x$ . After determination of  $\mathfrak{M}_x$  the bending moments of the continuous beam can be calculated by employing the equations (64) and (65).

Leere Seite  
Blank page  
Page vide