

**THEORETISCHE UND EXPERIMENTALE  
UNTERSUCHUNGEN DES SPANNUNGS-DEHNUNGS  
VERHALTENS DER - DRUCKBEHÄLTER AUS  
VORGESPANNTEM BETON**

R. SERVIT,

*Faculty of Civil Engineering, Technical University, Prague, Č.S.S.R.*

**ABSTRACT**

On the Department of Structural Analysis of the Faculty of Civil Engineering of the Czech Technical University (Prague, Czechoslovakia) the stress - strain behavior of a thick - walled cylindrical prestressed concrete pressure vessel with originally designed secantial cable arrangement was investigated since 1956. Finite differences method working with displacements expressed in generally curvilinear, especially cylindrical coordinates is derived and computed taking into account geometric irregularities. The large resulting matrices were decomposed in fields according smaller parts of the cylinder. The experimental solution by photoelasticity verified the computed stress field in the environs of the holes.

**1. Einleitung.**

Die Idee der Ausnutzung des biologischen Schutzes des Reaktorkerns - der dicken Betonwand - als Tragkonstruktion zur Übernahme des hohen Innendruckes und der thermalen Belastungen führte in den Jahren 1956-57 zum originellen Entwurf der s.g. Secanten - Vorspannung und zu theoretischen Untersuchungen des Spannungs - Dehnungs - Zustandes des dickwandigen hohlen Betonzyllinders in verschiedenen Belastungsbedingungen. Es handelte sich damals um Entscheidung in ganz elementaren Problemen. Die erste Frage hieß: Ist es überhaupt technisch möglich Vorspannung in ausreichender Höhe zu erzeugen, um den Überdruck von fast 100 Atm bei genug grossen Diametern des Zylinders zu übertragen?

Zur Beantwortung dieser Frage musste also ein möglichst schneller Berechnung ausgearbeitet werden, der aber zugleich eine möglichst breite Information über die Eigenschaften des Spannungs - und Dehnungsfeldes in der Zylinderwand bringen würde. Erfahrungen lagen damals nicht vor. Die französischen Konstruktionen in Marcoule wurden für erheblich günstigere Belastungsparameter entworfen.

Erst später nach der positiven Beantwortung der Grundfrage könnten die Einzelheiten des Spannungsfeldes untersucht werden - so z.B. die Spannungserhöhung am Rande der Löcher, die Spannungslage in durchgebohrter Zylinderdecke, usw.

## 2. Spannungs - Dehnungs Analyse des Zylinders mit steifen Endquerschnitten.

Diese Analyse wurde in der ČSSR zum erstenmal in tschechischer Sprache anfangs 1958 veröffentlicht, im Auslande dann in der ersten Nummer der NUCLEAR STRUCTURAL ENGINEERING 1965 [1]. Die dort enthaltenen Gleichungen und die daraus gewonnenen Schlüsse sind hier nicht zu erwähnen. Es soll nur darauf hingewiesen werden, dass die Formeln für die Berechnung der einzelnen Spannungs - und Verformungskomponenten in verschiedenen Belastungszuständen, das sukzessive Vorspannen der einzelnen Kabelzüge mit einberechnet, unter Berücksichtigung der Tatsache abgeleitet wurden, dass der Betonzylinder und die Vorspannungskabels zusammen ein hochgradig statisch unbestimmtes System bilden. Die Belastung an der äusseren Oberfläche des Zylinders ist demgemäss ebenfalls statisch unbestimmt und Berechnung deren Grösse selbstverständlich jeder Beurteilung des Spannungszustandes des Betonkörpers vorangehen muss.

## 3. Spannungsanalyse des Zylinders mit der Netzmethode.

Hier soll kurz die Lösung des Spannungszustandes des dickwandigen Zylinders mit Hilfe des Differenzenverfahrens beschrieben werden, die in den Jahren 1967-68 abgeleitet und numerisch geprüft wurde.

### 3.1. Lamé - sche Gleichungen in Zylinderkoordinaten.

Die Lamé - schen Gleichungen in Vektordarstellung lauten

$$(\lambda + 2G) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - G \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u} + \vec{F} = 0 \quad (1)$$

mit den üblichen Bezeichnungen

$$\lambda = \frac{m E}{(m+1)(m+2)} \quad (\cong \text{Lamé - sche Konstante})$$

$$G = \frac{m E}{2(m+1)} \quad (\cong \text{Schnbmodul})$$

$E$  ( $\cong$  der Young'sche Elastizitätsmodul)

$m$  ( $\cong$  Poisson'sche Zahl)

und mit

$\vec{u}$   $\cong$  Verschiebungsvektor

$\vec{F}$   $\cong$  Vektor der Volumenkräfte.

Für den Spezialfall der Zylinderkoordinaten  $r, \varphi, z$  (Bild 1) mit Rücksicht

auf ihre Orthogonalität kann die Gl.(1) in folgender Form in drei Skalar-  
drücke zerlegt werden, in denen noch der Einfluss der Temperaturänderung ist:  
ausgedrückt

$$\left. \begin{aligned}
 & 2(m-1) \left[ \frac{1}{r} (U_r)^{(r)} \right]^{(r)} + (m-2) \left[ \frac{1}{r^2} U^{(\varphi)(\varphi)} + U^{(z)(z)} \right] + \\
 & + m \frac{1}{r} V^{(\varphi)(r)} + (4-3m) \frac{1}{r^2} V^{(\varphi)} + \\
 & + m W^{(r)(z)} - \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(r)} + \frac{m-2}{G} F_r = \theta \\
 \\
 & (m-2) \left\{ \left[ \frac{1}{r} (V_r)^{(r)} \right]^{(r)} + V^{(z)(z)} \right\} + 2(m-1) \frac{1}{r^2} V^{(\varphi)(\varphi)} + \\
 & + m \frac{1}{r} U^{(\varphi)(r)} - (4-3m) \frac{1}{r^2} U^{(\varphi)} + \\
 & + m \frac{1}{r} W^{(z)(\varphi)} - \\
 & - 2(m+1) \alpha \frac{1}{r} T^{(\varphi)} + \frac{m-2}{G} F_\varphi = \theta \\
 \\
 & (m-2) \left\{ \frac{1}{r} (rW^{(r)})^{(r)} + \frac{1}{r^2} W^{(\varphi)(\varphi)} \right\} + 2(m-1) W^{(z)(z)} + \\
 & m \left( U^{(z)(r)} + \frac{U^{(z)}}{r} \right) + m \frac{1}{r} V^{(z)(\varphi)} - \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(z)} + \frac{m-2}{G} F_z = \theta
 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Die Bedeutung der Symbole U,V,W ist aus dem Bild 1 ersichtlich, weiter ist  
 $\alpha \equiv$  Temperaturdehnungsmass,  
 $T \equiv$  Temperaturänderung in °C. Durch die unteren Indizes ist die entspre-  
 chende Projektion gekennzeichnet, die oberen eingeklammerten Indizes bezeich-  
 nen die partielle Ableitung. Im rotationsymmetrischen Fall, der in den  
 nachfolgenden Berechnungen in Frage kommt, werden die Gl.(2) entsprechend  
 reduziert; es gelten nur zwei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned}
 & 2(m-1) \left[ \frac{1}{r} (U_r)^{(r)} \right]^{(r)} + (m-2) U^{(z)(z)} + m W^{(r)(z)} - \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(r)} + \frac{m-2}{G} F_r = \theta \\
 \\
 & (m-2) \left[ \frac{1}{r} (rW^{(r)})^{(r)} \right] + 2(m-1) W^{(z)(z)} + m \left( U^{(z)(r)} + \frac{U^{(z)}}{r} \right) \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(z)} + \frac{m-2}{G} F_z = \theta
 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Im Falle des in z - Richtung unendlichen Zylinders kommt eine weitere Red-  
 uktion in Kraft; es bleibt nur eine Gleichung übrig:

$$\left[ \frac{1}{r} (U_r)^{(r)} \right]^{(r)} = \frac{m+1}{m-1} T_\alpha^{(r)} = \psi(r) \quad (4)$$

Die Berechnung der Spannungskomponenten aus den Verschiebungskomponenten  $U, V, W$  erfolgt nach den bekannten physikalischen und geometrischen Beziehungen der Elastizitätstheorie. Im rotations symmetrischen Fall handelt es sich um die Spannungskomponenten  $\sigma_r, \sigma_\varphi, \sigma_z, \tau_{rz}$ .

3.2. Lösung im Differenzenverfahren.

Eine beliebige Funktion  $f(r, z)$  kann in der Umgebung des Punktes  $A(r_i, z_j)$  mit dem Taylorischen Ansatz

$$f(r_{i+h}, z_{j+l}) = f(r_i, z_j) + f^{(r)}_h + f^{(z)}_l + \frac{1}{2} [f^{(r)}(r)_h^2 + 2f^{(r)}(z)_hl + f^{(z)}(z)_l^2] + \dots \quad (5)$$

beschrieben werden (Bild 2). Im Zusammenhang mit den Gl.(2) bis (4) werden in der Gl.(5) nur Glieder zweiter Ordnung beibehalten. Wird nun der Differenzenersatz der ersten bzw. zweiten Ableitung von  $f(r, z)$  beispielsweise in Richtung  $r$  in der dreigliederigen Form

$$\Delta_{i,j} = \alpha f_{i-1,j} + \beta f_{i,j} + \gamma f_{i+1,j} \quad (6)$$

gewählt, können die Koeffizienten  $\alpha', \beta', \gamma'$  für die erste, bzw.  $\alpha'', \beta'', \gamma''$  für die zweite Ableitung mit Gl.(5) bestimmt werden. Mit diesen Koeffizienten ergeben sich die Ausdrücke für die Ersetze der nötigen Ableitungen.

So gilt es z.B. für

$$f^{(r)}_{ij} = \frac{-f_{i-1,j} + (f_i^2 - f_{i-1}^2) f_{i,j} + f_{i+1,j}^2 - f_{i,j}^2}{f_i f_{i-1} (f_i + f_{i-1})} \cdot \frac{1}{h} \quad (7)$$

$$f^{(r)}_{ij}(r) = \frac{f_i f_{i-1,j} - (f_{i-1} + f_i) f_{i,j} + f_{i+1,j}^2 - f_{i,j}^2}{f_i f_{i-1} (f_i + f_{i-1})} \cdot \frac{2}{h^2} \quad (8)$$

und ähnlich für  $f^{(r)}(z)$  mit Benutzung der relativen Grössen  $\xi_i, \eta_j$  laut Bild 2.

Nach diesen Ansätzen können die Ableitungen in den Lamé'schen Gl.(2)(3)(4) und selbstverständlich auch in den Formeln für die Spannungskomponenten ersetzt werden.

Zur Illustration stehe hier der Ersatz der Gl.(3):

$$\left. \begin{aligned} &+ U_{i-1,j} 2(m-1) \tilde{\eta}_j \xi_i (2 - \xi_i \frac{h_0}{r_i}) - \\ &- U_{i,j} \{ 2(m-1) \tilde{\eta}_j [ 2(\xi_{i-1} + \xi_i) + (\xi_{i-1}^2 - \xi_i^2) \frac{h_0}{r_i} + (\frac{h_0}{r_i})^2 \xi_i ] + 2(m-2) \xi_i (\eta_{j-1} + \eta_j) \} + \\ &+ U_{i+1,j} 2(m-1) \tilde{\eta}_j \xi_{i-1} (2 + \xi_{i-1} \frac{h_0}{r_i}) + \\ &+ U_{i,j-1} 2(m-2) \tilde{\xi}_i \eta_j + \\ &+ U_{i,j+1} 2(m-2) \tilde{\xi}_i \eta_{j-1} + \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & + W_{i-1,j-1} m f_i^2 \eta_j^2 + W_{i-1,j} m f_i^2 (\eta_{j-1}^2 - \eta_j^2) - W_{i-1,j+1} m f_i^2 \eta_{j-1}^2 + \\
 & + W_{i,j-1} m (f_{i-1}^2 - f_i^2) \eta_j^2 + W_{i,j} m (f_i^2 - f_{i-1}^2) (\eta_j^2 - \eta_{j-1}^2) + W_{i,j+1} m (f_i^2 - f_{i-1}^2) \eta_{j-1}^2 - \\
 & - W_{i+1,j-1} m f_{i-1}^2 \eta_j^2 + W_{i+1,j} m f_{i-1}^2 (\eta_j^2 - \eta_{j-1}^2) + W_{i+1,j+1} m f_{i-1}^2 \eta_{j-1}^2 - \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(m)} \xi_i \tilde{\eta}_j h_x^2 + \frac{(m-2) \xi_i \tilde{\eta}_j h_x^2}{6} F_r = \theta
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + W_{i-1,j} (m-2) f_i \tilde{\eta}_j [2 - f_i \frac{h_x}{r_i}] - \\
 & - W_{i,j} \{ (m-2) \tilde{\eta}_j [2(f_{i-1} + f_i) + (f_{i-1}^2 - f_i^2) \frac{h_x}{r_i}] + 4(m-1) \tilde{\xi}_i (\eta_j + \eta_{j-1}) \} + \\
 & + W_{i+1,j} (m-2) \tilde{\eta}_j f_{i-1} [2 + f_{i-1} \frac{h_x}{r_i}] + \\
 & + W_{i,j-1} 4(m-1) \tilde{\xi}_i \eta_j + \\
 & + W_{i,j+1} 4(m-1) \tilde{\xi}_i \eta_{j-1} + \\
 & + U_{i-1,j-1} f_i^2 \eta_j^2 m + U_{i-1,j} m f_i^2 (\eta_{j-1}^2 - \eta_j^2) - U_{i-1,j+1} m f_i^2 \eta_{j-1}^2 + \\
 & + U_{i,j-1} m \eta_j^2 (f_{i-1}^2 - f_i^2 - \frac{h_x}{r_i} \tilde{\xi}_i) + U_{i,j} m (\eta_j^2 - \eta_{j-1}^2) (f_i^2 - f_{i-1}^2 + \frac{h_x}{r_i} \tilde{\xi}_i) + \\
 & + U_{i,j+1} \eta_{j-1}^2 (f_i^2 - f_{i-1}^2 + \frac{h_x}{r_i} \tilde{\xi}_i) m - \\
 & - U_{i-1,j-1} f_{i-1}^2 \eta_j^2 m + U_{i-1,j} m (\eta_j^2 - \eta_{j-1}^2) f_{i-1}^2 + U_{i-1,j+1} f_{i-1}^2 \eta_{j-1}^2 m - \\
 & - 2(m+1) \alpha T^{(m)} \xi_i \tilde{\eta}_j h_x^2 + \frac{(m-2) \xi_i \tilde{\eta}_j h_x^2}{6} F_z = \theta
 \end{aligned} \tag{3a}$$

Diese partiellen Differenzengleichungen müssen für 200 bis 300 Punkte des Netzes für ein Viertel des axialen Schnittes des Behälters (Bild 3) geschrieben werden, d.h. 400 bis 600 Gleichungen. Um die Zahl der simultan gelösten Gleichungen zu vermindern, kann der Bereich der Lösung in Subzonen geteilt werden.

Jede der Gl.(3a) enthält Werte der Verschiebungskomponenten für Knoten, die nur um eine Masche von dem zu bearbeitenden Knoten entfernt sind. Das bedeutet, dass in den Ansätzen für den Punkt  $A_1$  (Bild 4) der Zone  $\Omega_1$  keine Funktionenwerte der Knoten in der Zone  $\Omega_2$ , also jenseits der Grenze  $T$ , erscheinen, und umgekehrt für den Punkt  $A_2$ . Die Zonen  $\Omega_1$  und  $\Omega_2$  beeinflussen sich einander nicht. Man kann also jede der Zonen getrennt lösen und die gleichzeitige Erfüllung der Grenzbedingung verlangen. Durch die beschriebene Zoneneinteilung wird zugleich auch die Matrix der Gl.(3a) in Blöcke zerlegt.

Es sei  $f(P_i)$  gewisser Funktionenwert an der Grenze  $\Gamma$ , und  $f(Q)$  der Wert derselben Funktion im Punkt  $Q$  im Innern der Zone  $\Omega_j$ . Der Wert  $f(Q)$  wird als Einflusszahl  $\varphi(P_i, Q)$ , bezeichnet in dem Falle, wenn die Funktionenwerte in allen Grenzpunkten gleich Null sind, mit Ausnahme des Punktes  $P_i$ , wo der Wert  $f(P_i) = 1$  zustande kommt. Dann gilt es für den Fall der von Null verschiedenen Werte  $f(P_i)$ :

$$f(Q) = \sum_{i=0}^n \varphi(P_i, Q) f(P_i) \tag{9}$$

Bei Benutzung dieses Gedankens für die Aufstellung der Grenzbedingungen gelangt man zu den Ausdrücken

$$\left. \begin{aligned} U(Q) &= U_v(Q) + \sum_{i=0}^n u(R_i, Q) \cdot U(R_i) + \tilde{u}(R_i, Q) W(R_i) \\ W(Q) &= W_v(Q) + \sum_{i=0}^n \tilde{w}(R_i, Q) \cdot U(R_i) + w(R_i, Q) W(R_i) \end{aligned} \right\} (10)$$

Hier bedeuten

$U_v(Q)$ ,  $W_v(Q)$  Werte der Verschiebungskomponenten in Punkt Q im Falle, dass die Verschiebungen der Punkte der Grenze  $\Gamma$  alle gleich Null sind,

weiter sind

$$\begin{aligned} u_u(P_1, Q) &= U(Q), & w_u(P_1, Q) &= W(Q) & \text{bei} & U(P_1) = 1, \\ u_w(P_1, Q) &= U(Q), & w_w(P_1, Q) &= W(Q) & \text{bei} & W(P_1) = 1. \end{aligned}$$

Die Gl. (3a) mit entsprechend eingesetzten Ausdrücken (10) ergeben ein Gleichungssystem für die Berechnung der Verschiebungskomponenten  $U(P_1)$ ,  $W(P_1)$  in den Grenzpunkten.

### 3.3. Numerische Erfahrungen

Die Genauigkeit der Berechnungen hängt vom Charakter der jeweils wirkenden Belastung ab. Von den in Frage kommenden Belastungen spielt der Thermalgradient in der Behälterwand wegen seiner auffallender Veränderlichkeit die entscheidende Rolle. Sein Verlauf ist mit der im Bild 6 schematisch dargestellten Kurve charakterisiert. Soll die Genauigkeit in allen Gebieten des Behälters auf gleichem Niveau gehalten werden, muss die Netzdichte in der Nähe der Äusseren und besonders der inneren Oberfläche erheblich erhöht werden.

Wirken die Vorspannungskabeln in teilweise gekrümmten Bahnen mit verschiedenen Durchmessern, kann ihre Beeinflussung des Spannungszustandes als Wirkung gewisser Volumenkräfte X, Z in Anspruch genommen werden. Die Intensität der Komponente X (Bild 7) ist z.B. für den im Grundriss gekrümmten Kabel

$$X = - \frac{q}{k \cdot l} = \frac{N}{r \cdot k \cdot l}, \quad Z = 0, \quad (11)$$

mit  $r \equiv$  Durchmesser der kreisförmigen Kabelbahn. Ähnlich kann der Einfluss der eventuell auch gekrümmten Längskabeln eingeführt werden. Dieser Vorgang ermöglicht die Tatsache zu berücksichtigen, dass die Kabeln in Schichten mit verschiedenen Durchmessern situiert sind.

Die Unterschiede in den Werten der Radialspannung  $\sigma_r$  und der Tangentialspannung  $\sigma_\varphi$  zwischen der angenäherten Annahme des Ersatzausendruckes  $760 \text{ Mp/m}^2$  und der eben erwähnten besseren Annahme der Volumenkräfte (in den Punkten 6,7,...10) zeigt Bild 8. Diese Unterschiede sind im Falle  $\sigma_r$  nicht vernachlässigbar.

Dagegen hat sich der Einfluss der Wahl der Nacheinanderfolge der Kabelvorspannung als sehr gering (von etwa 1,5 bis 2%) erwiesen.

### 3.2. Spannungszustand in der Umgebung der Löcher.

Der Spannungszustand in der durchgebohrten Zylinderdecke wurde wieder durch Integration der Lamé'schen Gleichungen mit Hilfe der Netzmethode gelöst. Es wurde horizontales Dreiecknetz gemäss Bild 9 benutzt, das verhältnismässig einfaches Ausdrücken der Randbedingungen ermöglicht.

Die bekannten Formeln für die Ableitung der Funktion  $f$  in Richtung  $\underline{g}$

$$\left. \begin{aligned} \frac{df}{ds} &= \frac{\partial f}{\partial x} \cos \varphi + \frac{\partial f}{\partial y} \sin \varphi \\ \frac{d^2 f}{ds^2} &= \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \cos^2 \varphi + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \sin^2 \varphi + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \sin 2\varphi \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

(mit  $\varphi \equiv$  Winkel des Strahles  $\underline{g}$  und der x-Achse) liefern die nötigen Differenzensatzausdrücke der Ableitungen der Funktion  $f$  im Punkt M:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_M}{\partial x} &\approx \frac{1}{2a} (f_A - f_D) & \frac{\partial f_M}{\partial y} &\approx \frac{\sqrt{3}}{6a} (f_B + f_C - f_E - f_F) \\ \frac{\partial^2 f_M}{\partial x^2} &\approx \frac{1}{a^2} (f_A - 2f_M + f_D) & \frac{\partial^2 f_M}{\partial y^2} &\approx \frac{1}{3a^2} (2f_B + 2f_E + 2f_C + 2f_F - f_D - f_A - 6f_M) \\ \frac{\partial^2 f_M}{\partial x \partial y} &\approx \frac{\sqrt{3}}{3a^2} (f_B + f_E - f_C - f_F) & a &= \frac{h_0}{2} \end{aligned} \quad (13)$$

Der Taylor'sche Satz ermöglicht die Aufstellung ähnlicher Formeln für den abseits des Knoten A liegenden Punkt N. Es folgt

$$\frac{\partial f_N}{\partial x} \approx \frac{\partial f_A}{\partial x} - \frac{\partial^2 f_A}{\partial x \partial y} \Delta \quad \frac{\partial f_N}{\partial y} \approx \frac{\partial f_A}{\partial y} - \frac{\partial^2 f_A}{\partial y^2} \Delta \quad (14)$$

mit  $\Delta = AN$ .

Das Problem ist als eben aufgefasst. Es wird nämlich eine dünne ebene horizontale Schicht behandelt. Diese Annäherung vereinfacht die Lösung und ermöglicht deren Vergleich mit dem photoelastizimetrischen Experiment. Einer weiteren Vereinfachung liegt folgende Idee zugrunde (Bild 10):

Die Umgebung der Zylinderachse ist die Zone der höchsten Konzentration der normalen sowie tangentialen Spannungen. Die Rotationsymmetrie ist hier in hohem Masse gestört und geht in doppelte Achsenasymmetrie über. Dies geht aus der quadratischen Verteilung der Löcher hervor. In Bezug auf die grosse Dichte und periodische Anordnung der Löcher ist auch die Annahme zutreffend, dass nicht nur die Geraden I und III, sondern auch II und IV (siehe Bild 10) können im Rahmen der geforderten Genauigkeit als Symmetrieachsen angesehen werden. Das führt natürlich zur weiteren Berechnungsvereinfachung.

Die photoelastizimetrische Lösung sollte vor allem die numerischen Ergebnisse bestätigen und dabei noch den qualitativen Einfluss der stählen in die Löcher eingebetteten Röhre beurteilen. Die Ergebnisse der analytischen Lösung sind in befriedigender Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Einbettung führt der Erwartung nach zur Milderung der Spannungsunterschiede.

Anserdem wurden mit Hilfe der tensometrischen Messungen besonderer durchgebohrten Prismen die Parameter der Anisotropie der Zylinderdecke bestimmt.

- [1] SERVÍT, Radim: Stress analysis of prestressed concrete reactor pressure vessels with secantial cable arrangement, Nuclear Structural Engineering 1(1965).

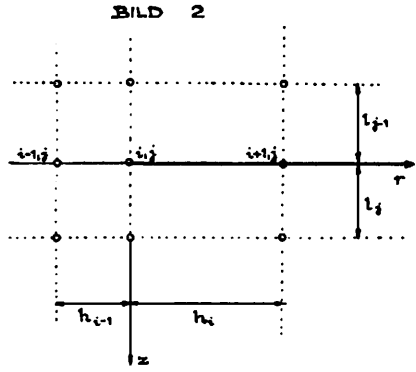
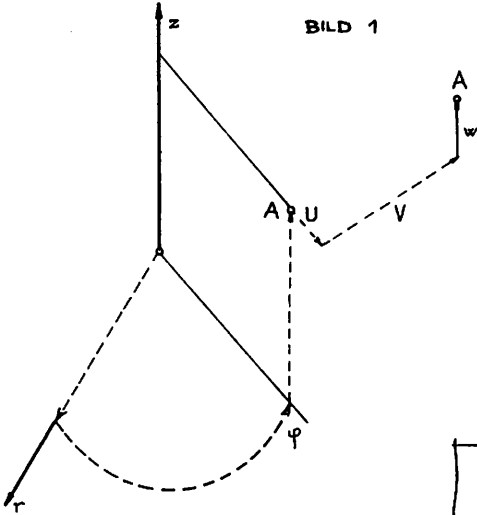


BILD 3

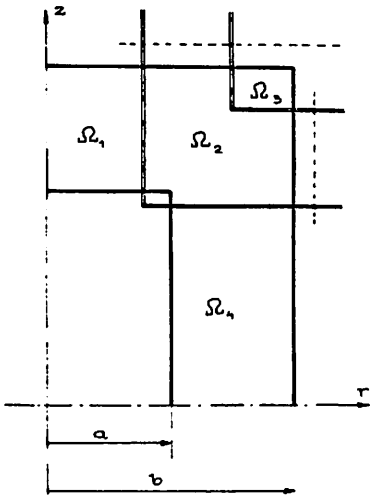


BILD 4

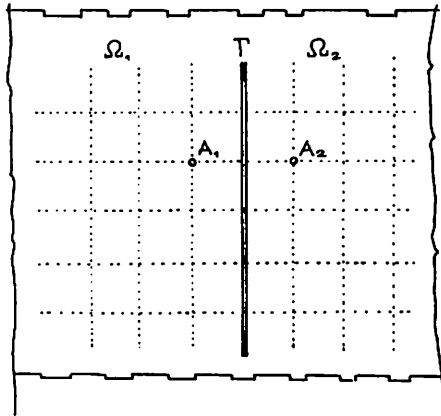
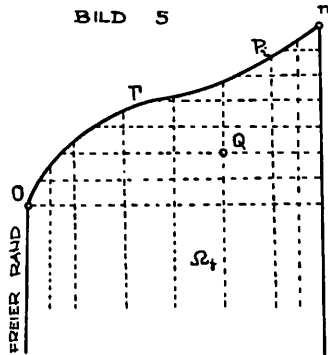
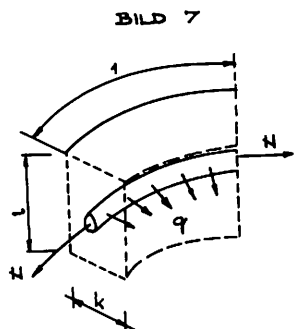
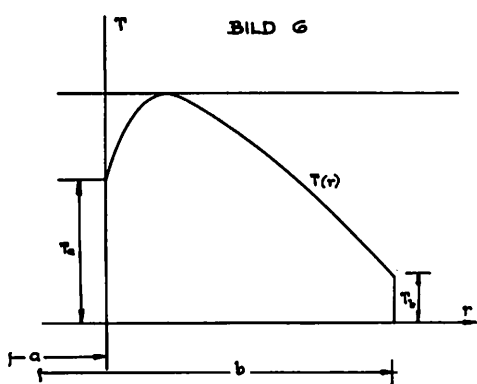
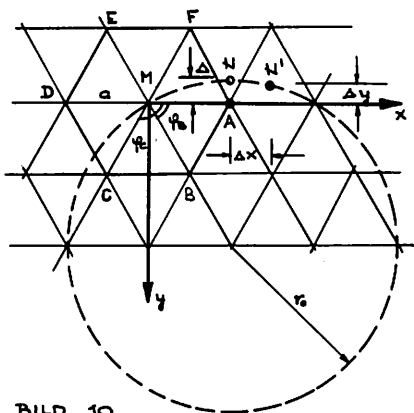


BILD 5





**BILD 9**



**BILD 10**

