

Konoid Kabuklara Mambran Teorisinin Tatbiki (*)

Çev. : Şinasi ÖZKOÇ

(3.4) ve (8.2) den :

$$X = 2x \sqrt{s} \approx 2x \sqrt{y \cdot \frac{\partial S_0}{\partial y}} \text{ buluruz.}$$

Bu değerin evvelki ifadeye ithali ile, doğrultmanın tepe noktası civarında :

$$S_y \approx \frac{D_{-1}}{2x} + \frac{g}{\frac{\partial S_0}{\partial y}} \left[\sqrt{1 + x^2 y^2 \left(\frac{\partial S_0}{\partial y} \right)^2} - 1 \right]$$

elde edilir. (8.3)

ve O için, $(S_y)_{y=0} = -\frac{D_{-1}}{2x}$, ve (4.6) daki sınır şartından :

$$(S_y)_{y=0} = -\frac{g}{t_0} = -\frac{g}{x \frac{\partial y}{\partial S_0}} \text{ olur.}$$

$(S_y)_{y=0}$ iki değerinin eşitliği yazılarak :

$$D_{-1} = -\frac{2g}{\frac{\partial S_0}{\partial y}} \text{ bulunur. (8.4)}$$

(8.1) de, entegrasyon sabitine böylece bulunmuş olan değeri konularak, sonunda :

$$S_y = -\frac{g}{t_0} + g x s \int \frac{dy}{\sqrt{4 + x^2 s}} \text{ bulunur. (8.5)}$$

Entegrasyondan sonra, χ yerine x° değerini koymak lâzımdır.

S_y nin basit bir ifadesinin elde edilebilme imkânı (8.5) entegralinin entegre edilebilmesine bağlıdır. İkinci derece parabolü, halinde, entegrasyon kolaydır. Aksi ne, dördüncü derece parabolü, daire ve zincir eğrisi halinde eliptik fonksiyonlar da karışırlar.

9 — Muhtelif doğrultmalar :

Şimdi, hususi olarak üç doğrultma halini inceliyeceğiz : parabol, zincir eğrisi ve daire. A grubu konoidlerin geometrik hususiyetleri ve diferansiyel elemanları tablo 2 de gösterilmiştir.

TABLO : 2

	Parabol	Zincir eğrisi	Dayire
Doğrultmanın denklemi $Z_1 =$	$1 - \left(-f \frac{4y^2}{d^2} \right)$	$a \left(\operatorname{ch} \frac{y}{a} - I \right) - f$	$a - f - \sqrt{a^2 - y^2}$
Yüzeyin denklemi $Z =$	$-\frac{x f}{L} \left(1 - \frac{4y^2}{d^2} \right)$	$\frac{x}{L} \left(a \operatorname{ch} \frac{y}{a} - a - f \right)$	$\frac{x}{L} (a - f - \sqrt{a^2 - y^2})$
$p = \frac{\partial z}{\partial x} = \operatorname{tg} \varphi =$	$-\frac{f}{L} \left(1 - \frac{4y^2}{d^2} \right)$	$\frac{I}{L} \left(a \operatorname{ch} \frac{y}{a} - a - f \right)$	$\frac{I}{L} (a - f - \sqrt{a^2 - y^2})$
$q = \frac{\partial^2 z}{\partial y} = \operatorname{tg} \psi =$	$a x y$	$\frac{x}{L} \cdot \operatorname{Sh} \frac{y}{a}$	$\frac{x}{L} \cdot \frac{y}{\sqrt{a^2 - y^2}} = \frac{x}{L} \operatorname{tg} \psi_0$
$s = \frac{\partial z}{\partial x \partial y} =$	$a y$	$\frac{I}{L} \cdot \operatorname{Sh} \frac{y}{a}$	$\frac{I}{L} \cdot \frac{y}{\sqrt{a^2 - y^2}} = \frac{I}{L} \operatorname{tg} \psi_0$
$t = \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} =$	$a x$	$\frac{x}{L a} \cdot \operatorname{ch} \frac{y}{a}$	$\frac{x}{L} \cdot \frac{a^2}{(a^2 - y^2)^{3/2}} = \frac{x}{L \cos^3 \varphi_0}$
$\frac{\partial s}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial^3 z}{\partial x \cdot \partial y^2}$	a	$\frac{I}{L a} \cdot \operatorname{ch} \frac{y}{a}$	$\frac{I}{L} \cdot \frac{a^2}{(a^2 - y^2)^{3/2}} = \frac{I}{L \cos^3 \psi_0}$
İşaretler	$a = \frac{8f}{L d^2}$	$a \left(\operatorname{ch} \frac{d}{2a} - I \right) = f$	$a = \frac{f}{2} + \frac{d^2}{8f}$ $y = a \sin \psi_0$

$d =$ Kemerin açıklığı; $f =$ Alın doğrultmasının tepe noktası yüksekliği.

(*) Bu yazının ilk kısımları 1 Kasım 1964 tarih ve 116. sayıda neşredilmiştir.

Zincir eğrisi halinde, a sabiti d ve f nin fonksiyonu olarak bir transandant denklem yardımıyla hesaplanabilir. Bu denklem (Şekil : 5) deki eğri yardımıyla kolayca çözülebilir.

Yük sistemlerini ve doğrultmanların şeklini bildiğimize göre, kuvvetlerin yahut membran gerilmelerinin hesap formüllerini yazabiliriz.

III. MAKASLAMA KUVVETLERİNİN HESAP FORMÜLLERİ

10 — Parabolik konoid :

10. 1 — A tipi konoid; kar yükü. Tablo 2, herhangi bir y değerine $t=t_0$ değerinin bulunduğunu gösteriyor. O halde (7.5) e göre :

$$N_y = - \frac{p}{a x} \cdot \frac{\cos \varphi}{\cos \psi}, N_{xy} = N_{yx} = N_x \equiv 0. \quad (10.1)$$

II/5 deki neticelere tevfiakan makaslama gerilmeleri sıfırdır.

10. 2 — A tipi konoid; membranın değişen bir kalınlık halindeki zati ağırlık yükü. Eğer doğrultman bir ikinci derece parabolü ise (8.2) bağıntısı tamamen yerine getirilmiştir. Tablo 2 ye göre :

$$\frac{\partial S_0}{\partial y} = a \text{ dır.}$$

Kemerin S_y gerilme ifadesi olan (8.3) de (8.4) ile verilmiş olan D_{-1} sabitinin değeri yerine konulunca, yani :

$$S_y = - \frac{2g}{a} \text{ için,}$$

$$S_y = - \frac{g}{a x} + \frac{g}{a x} (\sqrt{I + a^2 x^2 y^2} - I) = - \frac{g}{t}$$

$$\left(2 - \frac{I}{\cos \psi} \right) \text{ bulunur. (10.2)}$$

(2.6) dan :

$$T = \frac{g(2 - \sqrt{I + a^2 x^2 y^2})}{2s} - \frac{g}{2s \cos \psi} = -gx \cdot \frac{\psi}{2}$$

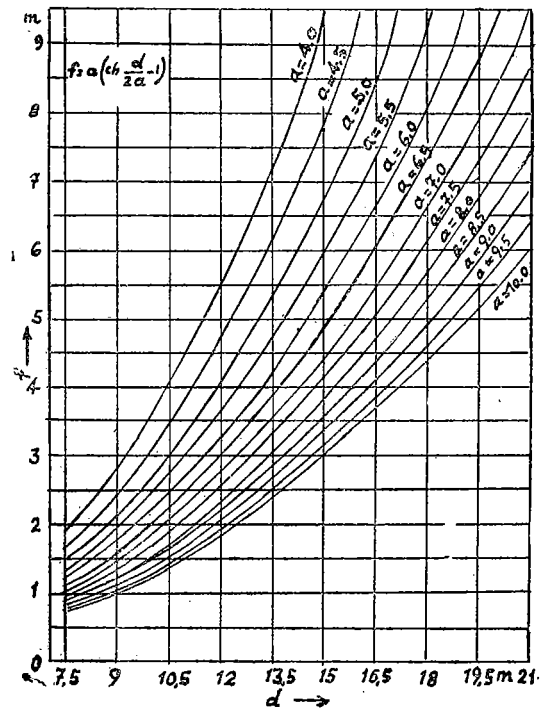
bulunur. (10.3)

Son olarak (2.3) ten uzunlmasına S_x gerilmesi elde edilir :

$$S_x = - \int \frac{\partial y}{\partial T} dx + C_1(y).$$

Eğer entegrasyondan sonra, $x=L$ için $S_x=0$ olduğu nazarı dikkate alınrsa :

$$S_x = - \frac{g}{a y^2} \left(L - x - \frac{I}{a y} \cdot \frac{1}{a x y + \sqrt{I + a^2 x^2 y^2}} \right) \quad (10.4) \text{ bulunur.}$$



(Şekil : 5) Bir zincir eğrisi konoidinde a katsayısının tayıni

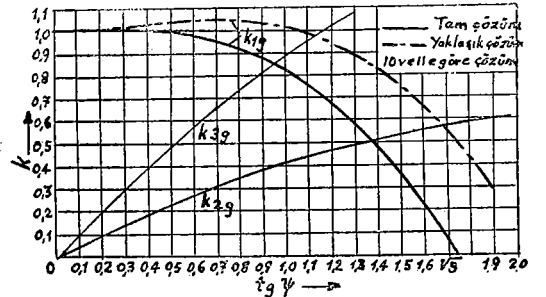
(2.2) bağıntılarından faydalanılarak, (10.2), (10.3) ve (10.4) den hakiki gerilmeler hesaplanabilir :

$$\left. \begin{aligned} N_y &= - \frac{g \cdot k_{1g} \cdot \cos \varphi}{t} \\ N_{xy} &= N_{yx} = - g x k_{2g} \\ N_x &= - \frac{g}{s y} \cdot \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \left(L - x - \frac{k_{3g} L - k_{3g}}{s} \right) \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

Bu ifadelerde k_{1g} , k_{2g} ve k_{3g} katsayıları ψ açısına tabidir :

$$k_{1g} = \frac{2 \cos \psi - 1}{\cos^2 \psi}, k_{2g} = \frac{\psi}{2}, k_{3g} = \frac{1 + \sin \psi}{\cos^2 \psi} \quad (10.6)$$

($k_{3g}L$, $x = L$ için k_{3g} nin değeridir).



(Şekil : 6) k_{1g} , k_{2g} , k_{3g} katsayılarının değişimi

(Şekil : 6) k_{1g} , k_{2g} ve k_{3g} katsayılarının değerlerini ψ nin fonksiyonu olarak veriyor.

$y=0$ için, (10.5) e göre $N \frac{0}{0}$ belirsiz şeklini alır.

Bunun hakiki değeri :

$$(N_x)_{y=0} = -\frac{g a (L^3 - x^3)}{6 \cos \varphi_0} \left(\operatorname{tg} \varphi_0 = -\frac{f}{L} \right) \quad (10.7)$$

10.3 — B tipi konoid; mambranın sabit bir kalınlıktaki zati ağırlığı ile yüklüdür.

B tipi bir konid'de, doğrultmanın x ekseninde bulunduğunu gözönünde bulundurmak lâzımdır. Bu halde konoidin denklemi :

$$Z = \frac{4 f x y^2}{L d^2} = \frac{a}{2} x y^2 \quad (10.8)$$

x e göre birinci türev :

$$p = \frac{\partial Z}{\partial x} = \operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{2} y^2$$

Diğer türevler tablo 2 de gösterilmiştir.

Yük bileşenleri aşağıda verilmiştir ($\sin \Theta \approx 1$) :

$$X = -\frac{g}{\cos \varphi} \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad Y = 0, \quad Z = \frac{g}{\cos \varphi} \quad (10.9)$$

Süperpozisyon prensibinin kullanılmasında fayda vardır. $X = Y = 0$, Z herhangi değerde olan bir yük ile, derhal (10.2) de verilmiş olan formüller kullanılabilir.

$$X = -\frac{g}{\cos \varphi} \cdot \operatorname{tg} \varphi; \quad Y = Z = 0.$$

yük bileşenlerini formüllerde tekabül ettikleri yerlere yerleştireceğiz.

Elementer olan hesabın bütün detayını vermeden — (4.1) in aşağıdaki çözüm şeklini aldığımızı ifade ediyoruz:

$$S_y = \frac{g a^2}{8} \cdot x \sqrt{a y} \int_0^y \frac{y^4 dy}{\sqrt{4 + x^2 a y}}$$

Değişken değiştirilmesiyle, integral hesap edilir :

$$y = \frac{\xi^2 - 4}{x^2 a}; \quad dy = \frac{2}{x^2 a} \xi \cdot d\xi; \quad \xi = \sqrt{4 + x^2 a} = \frac{2}{\cos \varphi} \quad (10.10)$$

ve nihayet aşağıdaki hususi çözüm bulunur :

$$S_y = \frac{g}{4 a^7 x^9 y^4} \left(\frac{1}{3 \cos^9 \varphi} - \frac{4}{5 \cos^7 \varphi} + \frac{6}{5 \cos^5 \varphi} - \frac{4}{3 \cos^3 \varphi} + \frac{1}{\cos \varphi} - \frac{128}{315} \right) \quad (10.11)$$

Homojen çözüm aşağıdaki şekli alır :

$$\bar{S}_y = \frac{D_3}{x^9 y^4} = \frac{D_3}{x^4 a^4 y^4}$$

(4.6) ya göre limit değeri :

$$(S_y)_{y=0} = \left(\frac{F X}{t} \right)_{y=0} = 0, \quad \text{olur.} \quad (10.12)$$

Doğrultmanın tepe noktası uzunluğunca $D_3 = 0$ oluyor. O halde genel çözüm ile kısmi çözüm intibak ediyor.

Bazı değişikliklerden sonra kemerin gerilmeleri aşağıdaki gibi,

$$N_y = \frac{g k_1 \cos \varphi}{t^3 x^2} \quad \text{bulunur.} \quad (10.13)$$

Bu ifade de k_4 , Ψ ye tabidir :

$$k_4 = \frac{-128 (\sqrt{I + \operatorname{tg}^2 \Psi} - I) + 192 \operatorname{tg}^2 \Psi + 16 \operatorname{tg}^4 \Psi - 8 \operatorname{tg}^6 \Psi + 5 \operatorname{tg}^8 \Psi - 35 \operatorname{tg}^{10} \Psi}{1260 \operatorname{tg}^4 \Psi} \quad (10.14)$$

$\operatorname{tg} \Psi \leq 1$ için : $k_4 = \frac{I}{40} \operatorname{tg}^6 \Psi - \frac{1}{3360} \operatorname{tg}^8 \Psi + \dots$ bulunur.

$$(2.6) \text{ dan derhal : } N_{xy} = N_{yx} = -\frac{g k_5}{t^2 x}, \quad \text{çıkartılır.} \quad (10.15)$$

Ψ ye tabi olan k_5 katsayısı : $k_5 =$

$$\frac{\operatorname{tg}^4 \Psi + 4 k_4 \cos^2 \Psi}{8 \sin \Psi} \quad (10.16)$$

Uzunlamasına gerilmelerin açık bir şekilde elde edilmesi mümkün değildir. O halde bunlar, diferansiyel lerle ifade edilmiş olan (2.3) denkleminde ayrılarak hesap edilir.

10.4 — A tipi konoid; sabit basınç ve lineer değişen basınç. Eğer sıvı, serbest yüzeyin doğrultman doğruları ile intibak ediyorsa, hakiki gerilmeler aşağıdaki formüllerle verilmişlerdir :

$$N_x = \frac{\gamma a}{2} \cdot x^2 \left(\frac{3}{2} x^2 + \frac{13}{14} y^2 - \frac{5}{24} d^2 \right) \frac{\cos \Psi}{\cos \varphi}$$

$$N_{xy} = N_{yx} = -\gamma a x y \left(6x^2 + \frac{2}{7} y^2 - \frac{1}{6} d^2 \right)$$

$$N_y = -\frac{\gamma a}{2} \left[y^2 \left(\frac{d^2}{12} - 10x^2 - \frac{1}{14} y^2 \right) + a \right]$$

$$\left(\frac{f}{L} + \frac{L}{f} \right) \left] \frac{\cos \varphi}{\cos \Psi} \quad (10.17)$$

Müellifin izahatına nazaran, bu formüller ilk defa P. Layrangues tarafından verilmişlerdir (5).

Kolayca tahkik edilebilir ki, evvelki formüller :

$$(N_x)_{x=0} = (N_{xy})_{x=0} = 0$$

şartlarını yerine getirirler.

Biz yine sabit basınç halini inceliyoruz.

Yükün bileşenleri x ve y koordinatlarının rasyonel fonksiyonları olarak ifade edilebilir :

$$X = -\frac{\gamma h a}{2} \left(y^2 - \frac{d^2}{4} \right) \quad Y = -\gamma h a x y, \quad Z = \gamma h. \quad (10.18)$$

Bu hal, (2.3), (2.4), (2.5) sistemlerinden derhal bir polinom şeklindeki bir çözümün bulunmasını mümkün kılar.

Belirsiz katsayılar metodunun kullanılması sonunda :

$$\begin{aligned} N_x &= -\frac{\gamma h}{2} a x \left(x^2 + \frac{7}{4} y^2 - \frac{3}{8} \right) \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \\ N_{xy} &= N_{yx} = -\frac{\gamma h}{2} a y \left(3x^2 + \frac{1}{4} y^2 - \frac{1}{8} d^2 \right) \\ N_y &= -\frac{\gamma h}{a x} \left(2 \operatorname{tg}^2 \psi - I - \frac{f^2}{L^2} \right) \frac{\cos \varphi}{\cos \psi} \end{aligned} \quad (10.19)$$

Bu üç bileşenin ifadelerinde, parantezlerin aralarındaki D keyfi sabitinin (II/4 te katsayılarla benzeşim)

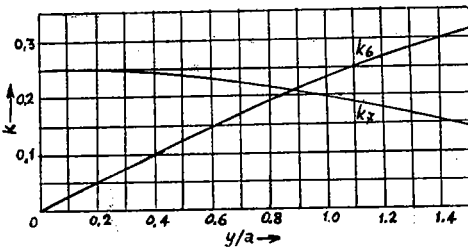
$\frac{D}{2} x^3 y^2$, $D x^3 y^2$ ve $D a x^3 y^4$ terimleri ihmal edilebilir.

11 — Zincir eğrisi; A tipi konoid :

11. 1 — Kar yükü. Tablo 2 de gösterilenlerin nazarı dikkate alınması ve (7.5) deki formüllerin uygun bir tarzda ifade edilmesiyle :

$$\begin{aligned} N_y &= -p a \cdot \frac{L}{x} \cdot \frac{\cos \varphi}{\cos \psi} \quad N_{xy} = N_{yx} = p L \cdot k_6 \\ N_x &= \frac{P L}{a} (L - x) \cdot k_7 \cdot \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (11.1)$$

Bu bağıntılarda, k_6 , k_7 katsayıları — oranına tabidir :



(Şekil : 7) k_6 ve k_7 katsayılarının değişimi

$$\left. \begin{aligned} k_6 &= \frac{1}{2} \operatorname{th} \frac{y}{2a} \\ k_7 &= \frac{1}{4 \operatorname{ch}^2 \frac{y}{2a}} \end{aligned} \right\} \quad (11.2)$$

(Şekil : 7) Bu iki katsayının değişimini gösteriyor.

(5) Bu iki halin yardımı ile herhangi bir sıvı için gerilmeler hali incelenebilir.

11. 2 — Mambranın değişen bir kalınlık halindeki zati ağırlık yükü. Zincir eğrisi şeklindeki konoid'in bu halde (8.1) kısmi çözümü :

$$S_{y_0} = \frac{g}{2} \sqrt{\operatorname{Sh} \frac{y}{a}} \int_0^y \frac{dy}{\sqrt{\frac{4L}{x^2} + \operatorname{Sh} \frac{y}{a}}} \quad (11.3)$$

$$\operatorname{Sh} \frac{y}{a} = \xi, \text{ vazedeceğiz, } dy = \frac{a d\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}}$$

bir evvelki ifadeyi verir.

$$S_{y_0} = \frac{g a}{2} \sqrt{\operatorname{Sh} \frac{y}{a}} \int_0^\xi \frac{d\xi}{\sqrt{(1 + \xi^2) \left(\frac{4L}{x^2} + \xi \right)}} \text{yi verir}$$

Görülüyor ki, burada birinci neviden bir eliptik entegral elde edilmiştir. Değişken değiştirilmesiyle :

$$\xi = -\Theta + \sqrt{1 + \Theta^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \quad \frac{a}{2} = \operatorname{Sh} \frac{y}{a}, \text{ burada}$$

$$\Theta = \frac{4L}{x^2} = \frac{L^2}{x^2 \operatorname{Sh} \frac{y}{a}} = \frac{1}{\frac{x}{L} \cdot \operatorname{tg} \psi} \quad (11.4)$$

Bu entegral, tablo halinde normal bir şekle konabilir (11.4) e göre α açısı :

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{\cos \psi \cdot \sqrt{1 + \frac{x^2}{L^2} \operatorname{tg}^2 \psi}} \gg I; \alpha = 180^\circ - \beta,$$

ile verilmiştir.

(11.5)

Eğer sabit faktör $(1 + \Theta^2)^{-1/4}$, ortadan kaldırırsa, entegral :

$$\int_{90^\circ}^{\alpha} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha}} \quad (11.6)$$

şekline konulmuş olur,

$$\begin{aligned} F(\beta, k) &= \int_0^\beta \frac{d\beta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \beta}}; \quad K(k) = F(90^\circ, k), \\ k^2 &= \frac{1}{2} \left(I + \frac{\Theta}{\sqrt{1 + \Theta^2}} \right) = \frac{1}{2} \left(I + \frac{I}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{L^2} \operatorname{tg}^2 \psi}} \right) \end{aligned} \quad (11.7)$$

İlk alın doğrultmasının tepe noktası yüksekliği :
 $f_1 = f = 6 \text{ m.}$

İkinci alın doğrultmasının tepe noktası yüksekliği :
 $f_2 = 2 \text{ m.}$

$$(L = \frac{f_1}{f_1 - f_2} \cdot 1 = 22,5 \text{ m}).$$

$$g = \gamma \delta_0 = 2400 \times 0,08 = 192 \text{ kg/m}^2.$$

N_y nin tepe noktasına tekabül eden değerini hesap-
 edeceğiz.

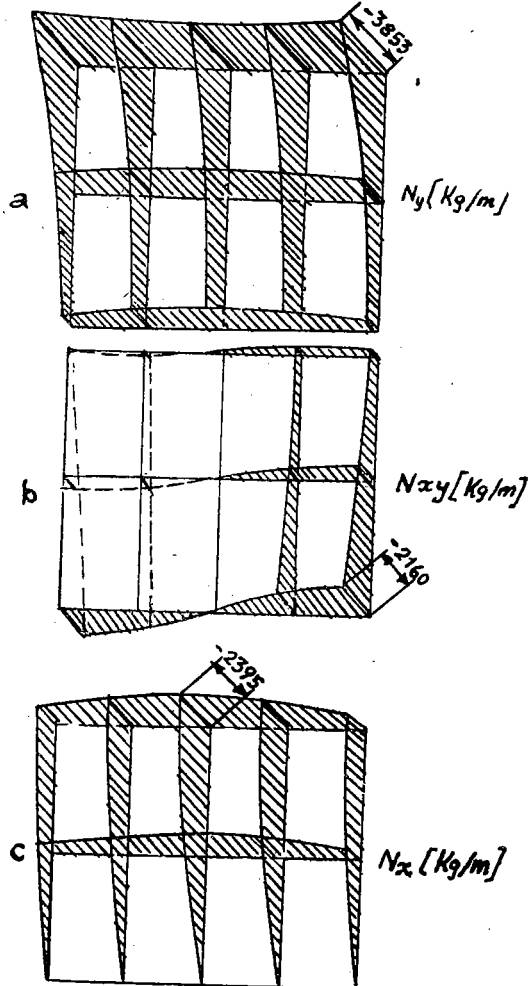
$$x = L - 1 = 7,5 \text{ m}; y = d/2 = 9 \text{ m.}$$

$$\cos \varphi = 1; \frac{1}{t} = 20,25; \operatorname{tg} \Psi = 0,4444$$

$$k_{ig} = 0,9911,$$

$$N_y = 192 \times 0,9911 \times 20,25 = - 3853,4 \text{ kg/m},$$

$$\tau_y = \frac{N_y}{\delta_0} = - \frac{38,534}{8} = - 4,8 \text{ kg/cm}^2$$



(Şekil : 9) Bir parabolik konoidde zati ağırlıktan
 meydana gelen kesme kuvvetlerinin değişimi

Keza tepe noktasına tekabül eden N_{xy} makaslama
 gerilmesini hesabedeceğiz.

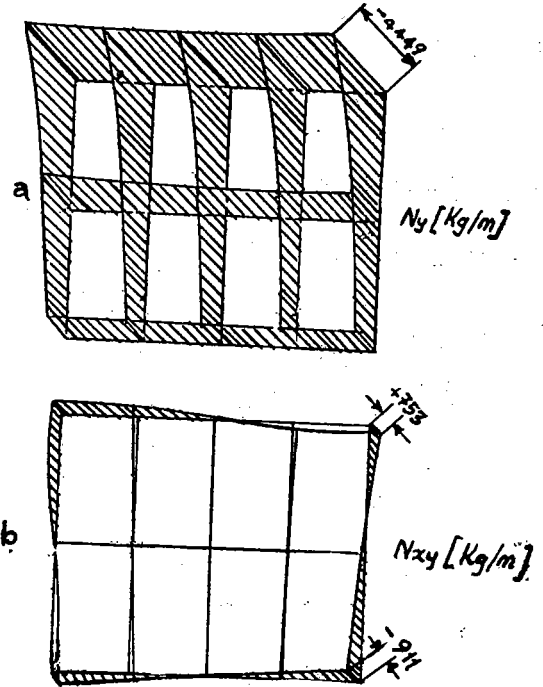
$$x = L = 22,5 \text{ m}; y = d/2 = 9 \text{ m.}$$

$$\operatorname{tg} \Psi = 1,333 \longrightarrow k_{zg} = 0,5,$$

$$N_{xy} = - 192 \times 22,5 \times 0,5 = - 2160 \text{ kg/m},$$

$$\tau_{xy} = \frac{N_{xy}}{\delta_0} = - \frac{21,60}{8} = - 2,7 \text{ kg/cm}^2$$

Nihayet, $x = L - 1 = 7,5 \text{ m}; y = 0$ noktasında
 (10.7) den doğrudan doğruya uzunlamasına N_y gerilmesi
 çıkarılır.



(Şekil : 10) Bir zincir eğrisi konoidinde zati ağırlıktan
 meydana gelen kesme kuvvetlerinin değişimi

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = - \frac{f}{L} = - 0,2667; \cos \varphi_0 = 0,9662;$$

$$a = \frac{1}{151,875},$$

$$N_x = - \frac{192 (22,5^2 - 7,5^2)}{6 \times 151,875 \times 0,9662} = - 2395 \text{ kg/m},$$

$$\sigma_x = \frac{N_x}{\delta} = - \frac{23,95}{9 \times 0,9662} = - 3,1 \text{ kg/cm}^2$$

(Şekil : 9) a, b, c N_y , N_{xy} ve N_x makaslama geril-
 melerinin değişimini gösteriyor.

14.2. — Bir evvelki problemi, yüzeyi, A tipi bir zin-
 cir eğrisi konoidi farzederek inceliyeceğiz.

(Şekil : 5) deki grafik yardımıyla $a = 7,576$ m bulunur.

N_y nin tepe noktasına tekabül eden değerini hesaplayalım.

$$x = L - 1 = 7,5 \text{ m}; y = d/2 = 9 \text{ m.}$$

$$\frac{x}{L} = \frac{1}{3}; \frac{y}{a} = 1,188; \text{sh } \frac{y}{a} = 1,4878;$$

$$\text{ch } \frac{y}{a} = 1,7927,$$

$$\text{tg } \Psi = 0,4959; \cos \Psi = 0,8959; \frac{x}{L}$$

$$\text{tg } \Psi = 0,1653; \cos \varphi = 1,$$

$$k^2 = 0,9933; \text{tg } \frac{\alpha}{2} = 1,1087; \beta = 84^\circ 06'; K(k) = 3,898; F(\beta, k) = 2,824$$

$$S_y = -192 \times 7,576 \times 3 + \frac{192 \times 7,576}{2^4} \sqrt{\frac{0,4959}{1 + 0,1653^2}}$$

$$(3,898 - 2,824) = -3979 \text{ kg/m.}$$

$$N_y = S_y \frac{\cos \varphi}{\cos \Psi} = -3979 \cdot \frac{1}{0,8959} = -4448,5 \text{ kg/m.}$$

$$\sigma_y = -\frac{44,485}{8} \approx -5,6 \text{ kg/cm}^2$$

(Şekil : 10.) a ve b de N_y ve N_x makaslama gerilmelerinin değişimleri gösterilmiştir.

BİBLİYOGRAFI

1. M. Fauconnier : Essai de dupture d'une voûte mince conoide en béton armé. Mémoires de l'Association Internationale des Ponts et Charpentes, Tome deuxième (1933 - 34) S. 167.
2. I. Pilarski : Calcul des voiles minces en béton armé. Paris, Dunod, 1942.
3. M. Mihailescu : Aufbau eines Lokomotivschuppens (rumänische Sprache), Construstii ASIT 4 (1951) S. 3.
4. M. Mihailescu : Studium von Schalen mit zwei Leitkurven und einer Leitebene in der Membrantheorie (rumänische Sprache), Studii si Cercetari de Mecanica si Metalurgie 2,1-4 (1951) S. 129.

On the Membrane Theory of the Shells with double Directrix and Directrix Plane, Revue de Mécanique Appliquée 1, 1 (1956) S. 157.

5. P. Layrangues : Théorie de la statique des voiles minces en coordonnées rectiligne, Annales des Ponts et Chaussées (1954) S. 26.
6. Z. Lesniak : Berechnung und Entwurf von Konoidshalen (polnisch - Sprache) (I), Inzynieria i Budownictwo II (1952) S. 364.
Berachnung und Entwurf von Konoidshalen (polnische Sprache) (II), Inzynieria i Budownictwo 8 (1954) S. 240
7. R. L'Hermite : Résistance des Matériaux, Tome I, Dunod, 1954, S. 800.
8. D. Rüdiger : Spannungen und Verschiebungen der krummen Flächen mit schiefe Grundtiss, Oesterröichisches Ingenieur - Archiv 9.4 (1955) S. 265.
9. M. Soare : Die Anwendung der Differenzen - Gleichungen beim Sturium der Schalen (humänische Sprache), Bukarest, E. S. A. C. (1954) S. 81.
10. M. Soare : Die Anwendung der Differenzen Gleichungen beim Studium des Schalen, Bauplanung und Bautechnik 10, 10 (1956) S. 407.
11. M. Soare : Die Membrantheorie der Schalen mit zwei Leitparabeln und einer Leitebene (rumänische Sprache), Studii si Cercetari de Mecanica Aplicata, VI, 3 - 4 (1955) S. 513.
12. M. Soare : Die Membrantheorie der Schalen mit zwei Leitparabeln und einer Leitebene, Revue de Mécanique Applique, 2, 1 (1957) S. 213.
13. B. Lafaille : Mémoire sur l'étude générale des surfaces gauches minces, Mémoires de l'Association International Internationale des Ponts et Charpentes, Zürich, 1935, III, S. 295.
14. A. Pucher : Ueber den Spannungszustand in gekrümmten Flächen, Beton und Eisen 19 (1934) S. 298.
15. M. Mihailescu : Allgemeine Richtlinien für die Berechnung von Schalen (rumänische Sprache), Bul. stiint. Acad. R. P. R. Sectiunea de stiinte tehnicesi c himice 6 (1954) S. 109.
General criteria for the Calculation of Shells, Revue de Mécanique Applique, 1, 2 (1956) S. 139.
16. W. Flügge : Four place tables of Transcendental Functions, London, Pergamon - Press Ltd., 1954.
17. I. Menyhard : Dop pelt gekrümmte Schalen I-II (ungarische Sprache), Budapest, Kiraly Magyar Egyetemi Nyomda, 1953, S. 23.
18. A. Lisowski, G. Szefer : Der Spannungszustand die Beulung eines kreisförmigen Konoids (polnische Sprache), Inzznieria i Budownictwo 10 (1957), S. 360.