

OVER DE SPANNINGSVERDELING IN CIRKELCYLINDRISCHE SCHALEN

Verskillende cilindrische schalen worden beschouwd zoals tonschalen, een shedschaal en een vlinderschaal. De in deze constructies optredende spanningskrachten, momenten en verplaatsingen worden in diagrammen weergegeven en besproken. Bij de langere tonschalen worden de uitkomsten volgens een analytische berekening vergeleken met die volgens de elementaire liggermethode. Voorts wordt hier in het bijzonder ingegaan op de invloed die de lengte van de schaal heeft op de optredende spanningen, alsmede op de betekenis van de randleden. Ook het voorspannen van tonschalen wordt ter sprake gebracht.

In de W.G.S.-Mededelingen 1953, no. 3, is een afleiding gegeven van een eenvoudige differentiaalvergelijking voor cirkelcilindrische schalen, de zgn. D.K.J.-vergelijking, die het probleem beheerst. Hierbij is getracht duidelijk weer te geven hoe bij het probleem van de schalen de vlakke spanningstoestand en de „buigspanningstoestand” verweven zijn (zie fig. 1 t/m 4). Met het opstellen van een differentiaalvergelijking is het probleem echter nog niet opgelost, evenmin als met het geven van de algemene oplossing daarvan voor de doorbuiging w . Het eigenlijke oplossen bestaat uit het opstellen van de randvoorwaarden voor de langranden en het oplossen van het hierbij verkregen stelsel van lineaire vergelijkingen. Hier zal in dit artikel niet nader op worden ingegaan. ¹⁾

Minstens zo belangrijk als de berekening is een juiste vormgeving van de schaaldaken. Bij het grote aantal variabelen (lengte L , breedte B , straal R , dikte t van de schaal, breedte en hoogte van de randliggers) is het evenwel moeilijk algemene regels te geven. Voor een juiste vormgeving is het allereerst nodig een inzicht in de krachtswerking van de verschillende typen te hebben. Men onderscheidt lange schalen, waarbij de lengte veel groter is dan de breedte ($L \gg B$), korte schalen, waarbij het omgekeerde het geval is ($L \ll B$), en de schalen in het overgangsgebied tussen beide.

De lange schalen zijn wat hun voornaamste krachtswerking betreft te vergelijken met een ligger, die van het ene steunpunt tot het andere vrij draagt.

¹⁾ Hiervoor zij verwezen naar rapport BE — 101 — 2121 IIa.

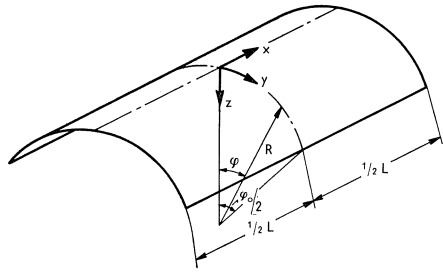


Fig. 1. Coördinaten

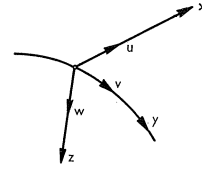


Fig. 2. Verplaatsingen u, v en w

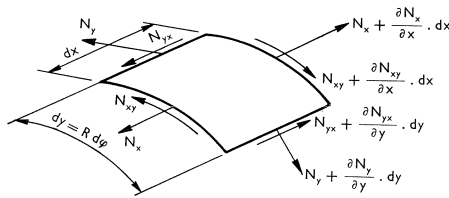


Fig. 3. „Vlakke” spanningskrachten

De spanningen t.g.v. hiervan bedragen:

$$\sigma_x = \frac{N_x}{t} \quad \sigma_y = \frac{N_y}{t} \quad \tau_{xy} = \frac{N_{xy}}{t}$$

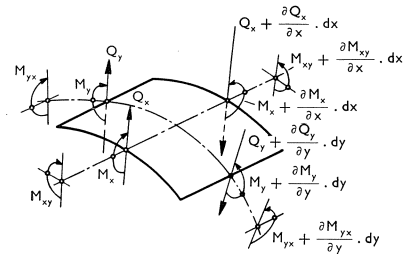


Fig. 4. Momenten en dwarskrachten

In doorsneden, gelegen tussen de opleggingen, moet dus het inwendig moment gevormd door de langsspanningen σ_x (fig. 5), evenwicht maken met het uitwendig moment door de belasting.

Wil men deze langsspanningen niet te groot laten worden, dan moet de inwendige hefboomsarm (d.i. de afstand van de resultanten van de drukspanningen D en de trekspanningen T) en dus ook de hoogte f van de schaal voldoende groot zijn. Voor tonschalen is een wel gebruikte waarde voor de hoogte van de onderkant randbalk tot de bovenkant schaal: $f = 1/12 L$. (fig. 5) Voor shedschalen is deze waarde $f = 1/18 L$ (zie fig. 6, waarin aangegeven is op welke wijze f hier wordt gemeten).

Wanneer men bij een tonschaal in het dunne schaallichaam slechts langsdrukspanningen wil toelaten en de langstrekspanningen wil laten opnemen door het in het algemeen dikkere randlid, dan zal men er voor zorgen dat de neutrale lijn van de doorsnede (van de als ligger opgevatte schaal) ongeveer ter hoogte van de geboorte A van de schaal ligt (fig. 5). De hoogte h van de randligger is dan eenvoudig te bepalen in verhouding tot de totale hoogte f van de schaal.

Bij een shed is het moeilijker over de afmetingen van gootliggers e.d. iets te zeggen. De buigstijfheid van de horizontale ligger speelt hier ook een belangrijke rol.

De kromtestraal dient voorts voldoende klein te zijn met het oog op het

knikgevaar. Men dient er ook op bedacht te zijn dat door de kruip van de beton onder permanente belasting de kromtestraal sterk kan worden vergroot, waardoor de knikveiligheid aanmerkelijk wordt gereduceerd.

Bij korte schalen kan, wat hun voornaamste krachtswerking betreft, de vergelijking met een membraantoestand worden volgehouden. Slechts in de omgeving van de randen treden storingen op.

De schalen in het overgangsgebied zijn wat hun krachtswerking betreft het moeilijkst te „doorzien”, omdat ze een tussenvorm zijn van beide bovengenoemde meer uitgesproken typen.

Om de invloed van verschillende grootheden (factoren) goed te kunnen onderkennen, moet men de uitkomsten voor verschillende gevallen vergelijken.

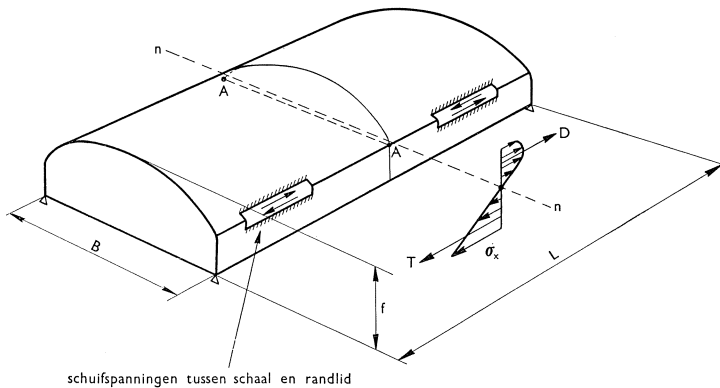


Fig. 5

Voor de commissie A₁ („Schaaldaken”) van de C.U.R. zijn in het kader van het experimenteel betononderzoek verschillende tonschalen berekend en in beschouwing genomen. Doel was hierbij in de eerste plaats het aan elkaar toetsen van verschillende berekeningsmethoden (D.K.J., Schorer, Aas Jakobsen, v. d. Eb, liggermethode en breuktheorie) en de grenzen van toepassing van sommige hunner (Schorer, liggermethode, breuktheorie) na te gaan.

Bovendien gaven de verschillende uitkomsten weer vermeerdering van inzicht in de krachtswerking bij de onderscheidene typen.

Het kan daarom van belang zijn die verschillende uitkomsten hier weer te geven en in het kort te analyseren en te typeren. Uitsluitend de uitkomsten

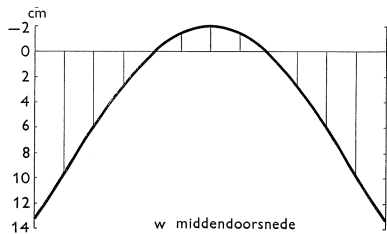
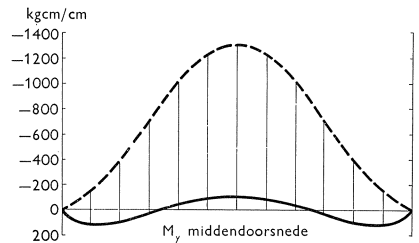
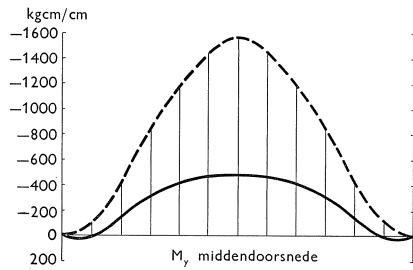
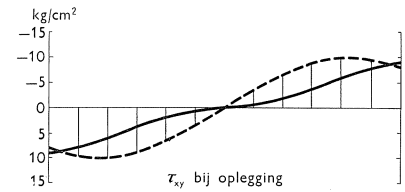
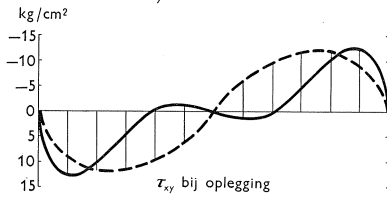
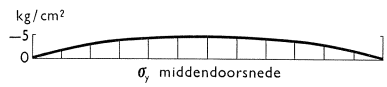
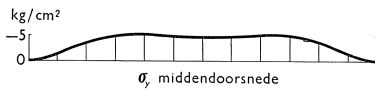
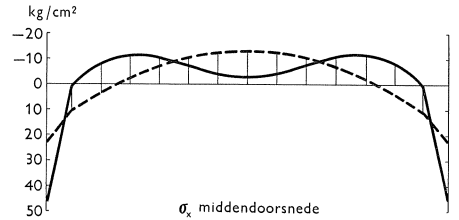
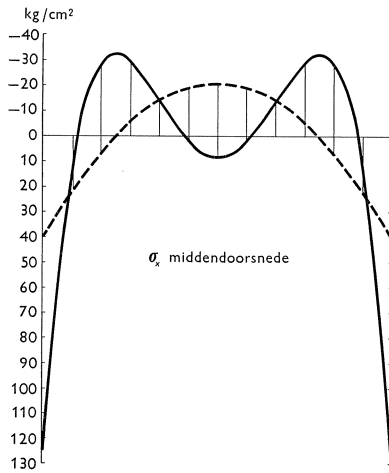
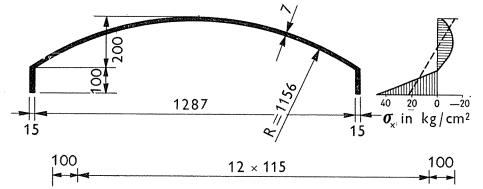
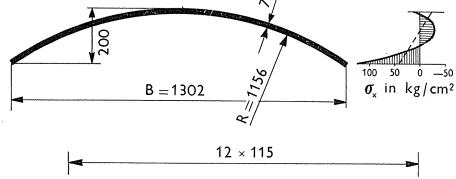
van de D.K.J.-methode zullen worden vermeld, terwijl in sommige gevallen ter vergelijking de uitkomsten volgens de liggermethode zijn gegeven. Bij laatstgenoemde methode wordt de schaal dus als



Fig. 6

ligger opgevat en worden de buiglangsspanningen σ_x op de gebruikelijke wijze berekend. Voor een nadere uiteenzetting van deze methode, in het bijzonder voor de berekening van de dwarsmomenten en de berekening van asymme-

lengtematen in cm



Tonschalen $L = 1800$ cm $L/B = 1,38$

————— = uitkomsten volgens de D.K.J.-methode

- - - - - = „ „ „ ligger-methode

Fig. 7. Zonder randleden

Fig. 8. Met randleden

trische profielen, zij b.v. verwezen naar H. Lundgren, *Cylindrical Shells* (Copenhagen 1951, the Danish Technical Press). Achtereenvolgens zijn berekend, uitsluitend voor eigen gewicht:

- a) een tonschaal zonder randleden; lengte $L = 18$ m, breedte $B = 13,02$ m, $L/B = 1,38$, $f/L = 1/9$. Dit type zonder randleden is, wat zijn krachtsverdeling aangaat, zeer gevoelig. Verwacht kon derhalve worden dat eventuele verschillen in de berekeningsmethoden bij dit type het snelst en het duidelijkst naar voren zouden komen.
- b) hetzelfde type maar thans met randleden; $L/B = 1,38$, $f/L = 1/6$
- c) idem zonder randleden, maar met de dubbele overspanning: $L = 36$ m, $L/B = 2,76$, $f/L = 1/18$
- d) idem met randleden en een overspanning: $L = 36$ m, $L/B = 2,76$, $f/L = 1/12$
- e) idem zonder randleden met een lengte: $L = 6,50$ m, $L/B = 0,50$.

De typen a en b kunnen worden gerangschikt bij de schalen in het overgangsbied, de typen c en d behoren tot de lange schalen, het type e nadert tot de korte schalen. Met de gegeven afmetingen zal type e niet worden toegepast. Vijfvoudig vergroot bijvoorbeeld is het echter een zeer veel gebruikt type voor het overspannen van grote ruimten; het spanningsbeeld blijft daarbij hetzelfde (gelijkvormig).

Hierna zullen nog enkele uitkomsten van berekeningen van de Werkgroep worden gegeven die betrekking hebben op respectievelijk

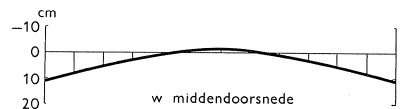
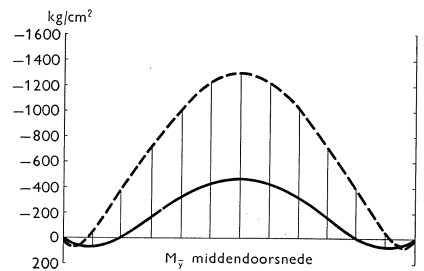
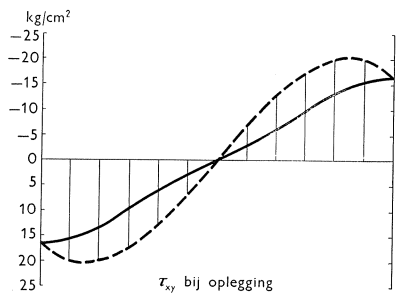
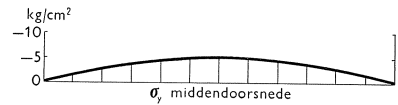
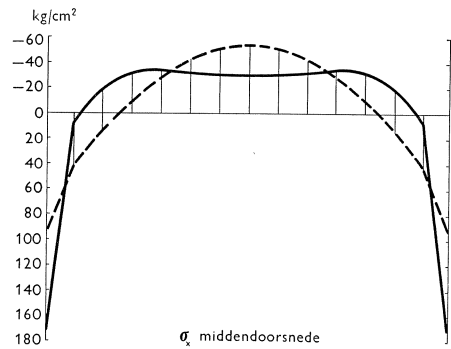
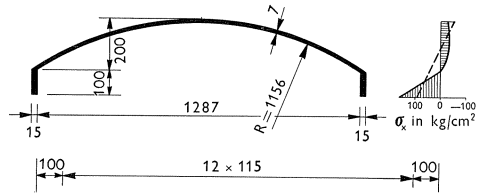
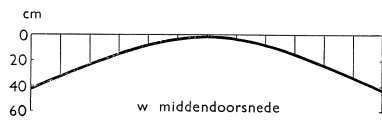
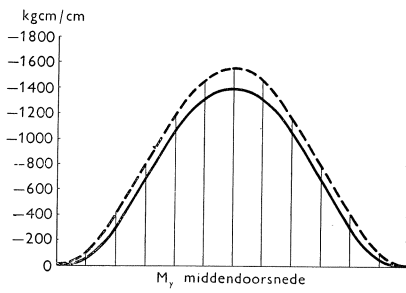
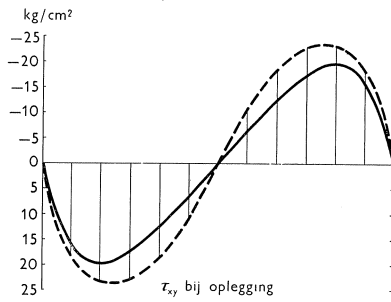
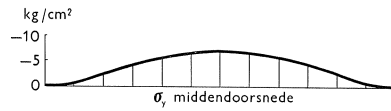
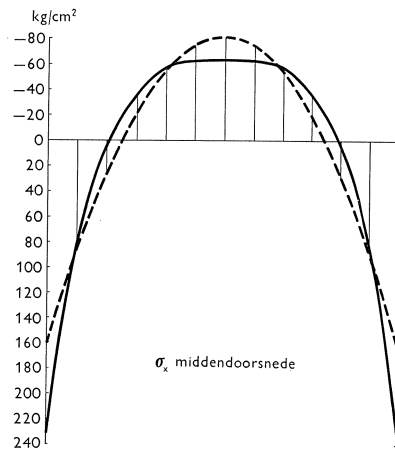
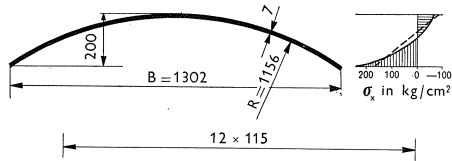
- f) het voorspannen van een tonschaal (berekening met de D.K.J.-methode),
 - g) een shedschaal (berekening met methode „van der Eb”),
 - h) een vlinderschaal (berekening met methode „van der Eb”),
- die een indruk geven van de spanningsverdelingen die men in deze gevallen zoal kan verwachten.

Tonschalen

Geval a: $L = 18$ m, zonder randleden. Zie fig. 7. In deze en volgende figuren zijn de spanningen, momenten en verplaatsingen steeds uitgezet op de uitgeslagen omtrek van de schaal. De buiglangsspanningen σ_x vertonen een beeld dat nog geheel afwijkt van dat volgens de liggermethode. De grootste drukspanningen komen niet in het midden voor, hier treden integendeel zelfs geringe trekspanningen op. Naar de randen nemen de trekspanningen zeer snel toe, wat met de liggermethode ook onvoldoende wordt weergegeven. Deze vrij zwevende randen buigen sterk door (zie ook de lijn voor de doorbuiging w) waardoor hierin ontoelaatbare trekspanningen ontstaan. Dergelijke vrije randen dient men derhalve te vermijden, bij tonschalen door het aanbrengen van randleden (fig. 5 en 8), bij shedschalen door de bovenrand van de ene af te stutten op de gootrand van de volgende shed.

De dwarsspanningen σ_y blijken in het middengedeelte vrijwel constant te

lengtematen in cm



Tonschalen $L = 3600$ cm $L/B = 2,76$

————— = uitkomsten volgens de D.K.J.-methode

- - - - - = „ „ „ ligger-methode

Fig. 9. Zonder randleden

Fig. 10. Met randleden

verlopen, zodat als gevolg hiervan de schuifspanningen τ_{xy} in dit middengedeelte vrijwel nul zijn (wanneer men afziet van de ter plaatse geringe component Y van de belasting is de schuifspanning τ_{xy} evenredig met de afgeleide van de dwarsspanning σ_y in y -richting; zie formule 4b op blz. 48 van de W.G.S.-Mededelingen 1953, no. 3), terwijl de grootste waarden van τ_{xy} meer nabij de randen optreden, wat door de liggermethode niet kan worden weergegeven.

De buigende momenten M_y in dwarsrichting bezitten over bijna de gehele doorsnede hetzelfde teken en doen de schaal sterker krommen (randen naar binnen). Zij hebben hier een ontoelaatbare waarde bereikt. De liggermethode geeft echter nog veel grotere waarden (zie onder d)..

Het beeld van de radiale verplaatsingen w laat zien, dat de schaal zich naar binnen kromt, waarbij het middengedeelte zelfs stijgt (trekspanningen σ_x).

De tangentiale verplaatsingen v zijn in het algemeen veel kleiner en blijven daarom onbesproken.

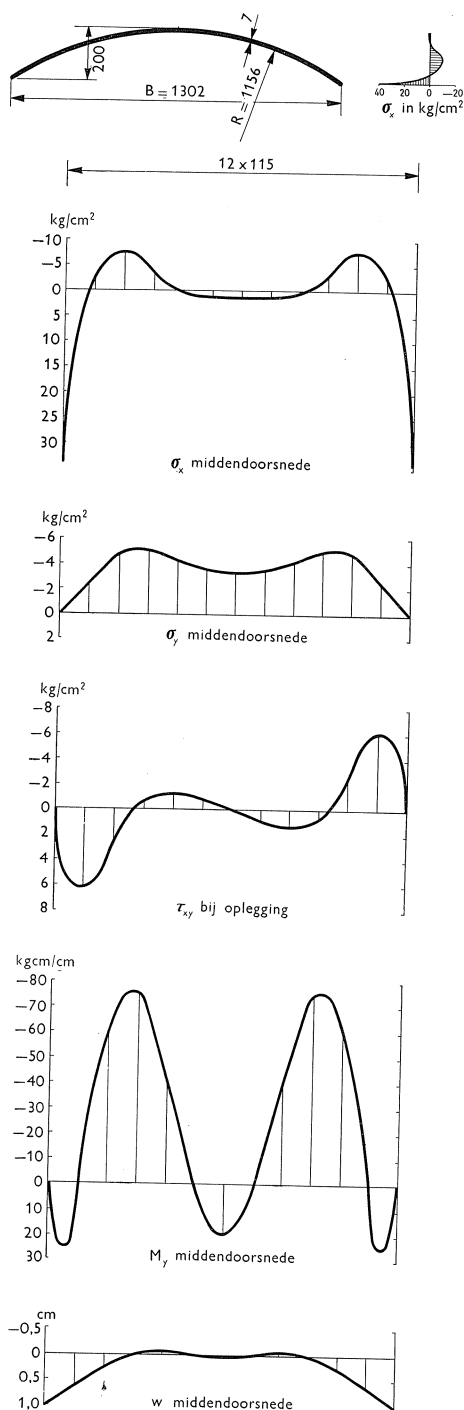
Geval b: $L = 18$ m, met randleden. Zie fig. 8. De buiglangsspanningen σ_x behouden hier in het middengedeelte hun negatieve teken (druk), al vertonen ze ook hier nog een dal en komen de extreme waarden meer naar de randen voor. De extreme trekspanningen in de randleden zijn nog aanmerkelijk hoger dan door de liggermethode wordt weergegeven.

De dwarsspanningen σ_y verlopen thans meer „parabolisch”, de schuifspanningen τ_{xy} verlopen nog sterk afwijkend van die volgens de liggermethode. Zij bezitten een aanzienlijke waarde op de overgang naar het randlid. De dwarsmomenten M_y zijn thans alleen over het middengedeelte negatief. Door de langsranden worden de zijkanten van de schaal opgedrukt, waardoor de positieve momenten, die reeds in geval a aanwezig zijn, belangrijk in grootte en ook uitgestrektheid toenemen. De optredende waarden zijn thans echter alleszins toelaatbaar. De liggermethode geeft geheel afwijkende waarden, die tot de conclusie zouden kunnen leiden dat de gekozen schaalvorm onjuist was, wat evenwel niet het geval is.

De radiale verplaatsingen w vertonen ook een geheel ander verloop. Het middengedeelte gaat nog omhoog. Duidelijk is ook te zien hoe de randen relatief opgedrukt worden. De randliggers, die in het algemeen hun eigen gewicht alleen niet kunnen dragen, vergroten hier de totale hoogte van de schaal. De steunende werking die zij aan het schaallichaam geven wordt voornamelijk verkregen door de schuifspanningen (fig. 5), die op de overgang van schaal en randlid aanwezig zijn.

Geval c: $L = 36$ m, zonder randleden. Zie fig. 9. De buiglangsspanningen σ_x vertonen thans een geheel ander verloop. De grootste drukspanning treedt thans in het midden op. Wel is de extreme trekspanning nogal wat groter dan door de liggermethode wordt gegeven, doch het spanningsbeeld is nu toch vrij lineair.

lengtematen in cm



Het verloop van de dwarsspanningen σ_y heeft zich weer gewijzigd, terwijl het verloop van de schuifspanningen τ_{xy} zich nu veel beter aansluit bij dat volgens de liggermethode.

De buigende momenten M_y die over de gehele dwarsdoorsnede negatief zijn, stemmen thans volgens beide methoden overeen. Zij hebben echter volkomen ontoelaatbare waarden bereikt.

De radiale verplaatsing w toont weer het beeld van de naar binnen gekromde schaal.

Geval d: $L = 36$ m, met randleden. Zie fig. 10. De buiglangsspanningen σ_x wijken hier weer meer van het lineaire spanningsbeeld af. In het midden treedt weer een dal op terwijl de extreme trekspanningen in het randlid nogal wat groter zijn dan die volgens de liggermethode.

Het verloop van de dwarsspanningen σ_y is weer „parabolisch”, terwijl de afwijkingen in het verloop van de schuifspanningen τ_{xy} met dat volgens de liggermethode weer groter zijn.

De buigende momenten M_y vertonen weer aanzienlijke discrepanties. Ook de waarden volgens de analytische methode zijn echter ontoelaatbaar. De negatieve waarden in het middengedeelte worden onvoldoende gereduceerd door de positieve momenten langs de randen

Fig. 11. Tonschaal $L = 650$ cm $L/B = 0,50$
Uitkomsten volgens de D.K.J.-methode

(de randleden zijn niet stijf of hoog genoeg). Ofschoon deze schaal dus voldoet aan de in het begin gestelde voorwaarde $f/L = 1/12$ is toch de gekozen vorm van de doorsnede onjuist (de schaal is te breed) omdat ontoelaatbare dwarsmomenten ontstaan, waaruit moge blijken dat een juiste vormgeving door meer voorwaarden wordt bepaald.

De radiale verplaatsingen w zijn in het midden negatief (schaal omhoog) terwijl de randen aanzienlijk doorbuigen. De randleden zijn niet stijf genoeg om de schaal voldoende op te drukken zoals bij b het geval was.

Ten aanzien van de buigende momenten in dwarsrichting M_y kan nog worden opgemerkt dat bij de berekening volgens de liggermethode deze momenten slechts afhankelijk zijn van de vorm van de dwarsdoorsnede en de aard van de belasting. Zij zijn onafhankelijk van de overspanning L . Hun waarden kunnen dus (afgezien van het verloop dat uiteraard ook anders is) slechts bij benadering overeenstemmen met de exacte waarde voor één bepaalde waarde van L .

Voor kleine overspanningen geeft de liggermethode in het algemeen te grote, voor grote overspanningen te kleine waarden.

Geval e: $L = 6,50$ m, zonder randleden. Zie fig. 11. De langsspanningen σ_x blijken thans in het middengedeelte van de schaal verwaarloosbaar klein. De drukzone is thans nog verder naar de rand verschoven dan in geval a. De trekspanningen hebben weer een piekvormig verloop. Men zou zich kunnen voorstellen, dat het middengedeelte van de schaal als een boog werkt, waarvan de reactie G geleverd wordt door twee schuin geplaatste liggers in het vlak van de schaal (fig. 12). Omgekeerd worden deze liggers belast door de gewelddruk G van de bogen. Voor het bepalen van de buigspanningen in deze liggers is het van belang hun nuttige hoogte h en daarmee hun weerstandsmoment te kennen.



Fig. 12.

De dwarsspanningen σ_y blijven over het middengedeelte vrijwel constant, terwijl de schuifspanningen nabij de randen in de zoëven genoemde ligger hun grootste waarden bereiken.

Was in geval a het buigend moment M_y over vrijwel de gehele doorsnede nog aanzienlijk negatief, hier treden de grootste negatieve waarden, die alleszins toelaatbaar zijn, meer naar de kant op en neemt M_y naar het midden toe af. Bij nog kortere schalen zouden ze over het middengedeelte vrijwel verdwijnen.

Ook de doorbuiging w is in het middengedeelte verwaarloosbaar klein. Slechts de randen „hangen weer door”. Door het aanbrengen van een randlid is dit euvel bij dit type schalen echter gemakkelijk te ondervangen.

Het voorspannen van tonschalen

Wanneer de overspanningen L zeer groot worden en de optredende spanningen, zowel de langsspanning ten gevolge van de liggerwerking als de spanningen

gen ten gevolge van buigende momenten in dwarsrichting, ontoelaatbaar groot zouden worden, kan het voorspannen uitkomst bieden.

Ook bij kleinere schalen, waar de optredende spanningen nog niet te groot zouden zijn, kan men tot voorspannen besluiten b.v. om scheuren in de trekzône in ieder geval te voorkomen. Het is duidelijk dat bij lange schalen, in het bijzonder bij binnenschalen in een parallelle reeks, waar de buigspanningsverdeling (σ_x) vrijwel lineair is, ook de voorspanning een vrijwel lineaire spanningsverdeling van σ_x tengevolge zal hebben, die op de eerste eenvoudig gesuperponeerd kan worden. Is dus voor eigen gewicht en nuttige belasting de schaal berekend met behulp van de liggermethode, dan kan dit voor de voorspanning ook geschieden. De dwarsmomenten zijn moeilijker te bepalen.

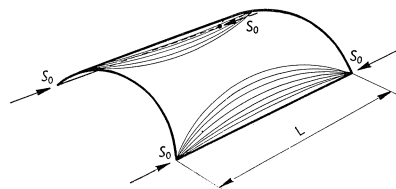


Fig. 13

Bij kortere schalen en ook bij vrije schalen waar de buigspanningsverdeling σ_x allesbehalve lineair is, is de spanningsverdeling ten gevolge van de voorspanning ook gecompliceerder.

Geval f: Als voorbeeld wordt hier daarom gegeven de schaal van type a, $L = 18$ m, zonder randleden, omdat dan de voorspanning het sterkste spreekt. Zie fig. 13.

Langs de randen gelden dus de voorwaarden:

$$N_y = 0, M_y = 0, R_y = 0 \text{ en } S_x = S.$$

$$\text{Hierbij is } S_x = - \int_x^{1/2 L} N_{xy} \cdot dx.$$

$$\text{Van de Fourierontwikkeling } S = S_0 \cdot \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{\cos a_n x}{2n+1}, \text{ waarin } a_n = \frac{(2n+1)\pi}{L},$$

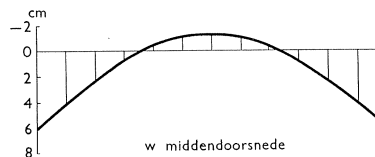
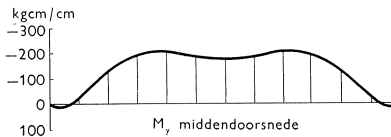
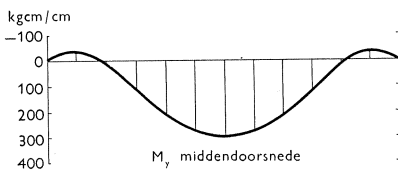
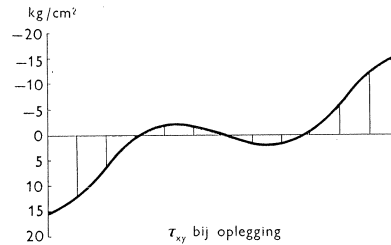
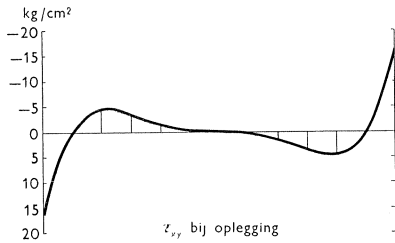
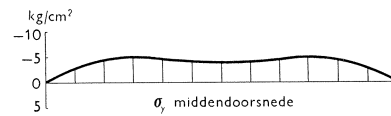
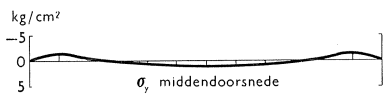
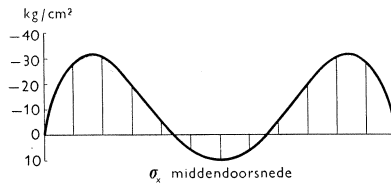
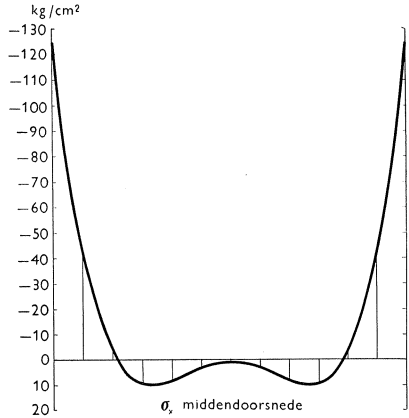
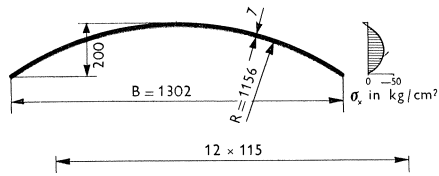
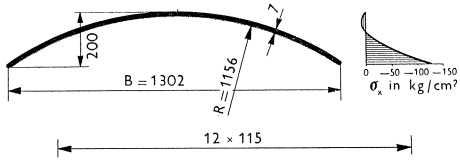
is hier slechts de eerste term ($n=0$) beschouwd. Het resultaat is weer gegeven in fig. 14.

Duidelijk is te zien dat de voorspankracht in het middengedeelte van de schaal slechts geringe langsspanningen σ_x veroorzaakt. De schaal is als het ware te kort om voldoende „spreiding” van de geconcentreerde krachten S_0 naar de top, ook in de middendoorsnede, toe te laten. De buigende momenten M_y en de doorbuigingen w vertonen min of meer het spiegelbeeld van die uit fig. 7 (positieve momenten, randen sterk omhoog).

Kiezen we de voorspankracht S_0 zodanig dat hierdoor langsspanningen σ_x in de onderste vezel ontstaan, die gelijk, doch tegengesteld aan die ten gevolge van het eigen gewicht zijn en superponeren we dan de door S_0 onstane spanningsverdeling op die uit fig. 7, dan ontstaat de spanningsverdeling van fig. 15.

De grote piekspanningen σ_x zijn dus tot nul gereduceerd; in het midden bleef σ_x vrijwel ongewijzigd. De dwarsspanningen σ_y ondergingen slechts geringe wijziging, evenals de schuifspanningen τ_{xy} , die nu echter aan de randen

lengtematen in cm



Tonschaal $L = 1800$ cm Uitkomsten volgens de D.K.J.-methode

Fig. 14. Invloed van de voorspankracht alleen

Fig. 15. Voorspankracht en eigen gewicht tezamen

niet gelijk nul zijn. De dwarsmomenten M_y zijn aanmerkelijk gereduceerd en zijn nu toelaatbaar.

De doorbuigingen vertonen nog hetzelfde beeld, zij het op verkleinde schaal.

Uiteraard is met dit simpele voorbeeld het onderwerp „voorspannen” slechts aangestipt. Vele perspectieven openen zich hier, ook met het oog op de wijze van uitvoering. Te zijner tijd kan hierop nader worden ingegaan.

Shedschalen

Deze schalen behoren meestal tot het lange type. Ter oriëntatie over de mogelijk optredende spanningsverdelingen wordt hier één voorbeeld gegeven (geval g, zie fig. 16). De stijfheid van de gootligger bepaalt echter de optredende spanningsverdelingen in hoge mate.

In het middengedeelte van het schaallichaam treden in langsrichting drukspanningen σ_x op. Naar de top en de gootrand toe nemen deze in grootte af en slaan van teken om. De „neutrale lijn” loopt dus scheef door de doorsnede, wat zijn oorzaak vindt in de asymmetrie van het profiel.

De top van de shed krijgt dus trekspanningen σ_x , wat niet zo verwonderlijk is, als men bedenkt dat deze rand door de gewelddruk (σ_y) in het middengedeelte van de schaal naar buiten (i.c. naar links) wordt gedrukt (vergelijk ook onder e). Daar deze bovenrand hier door middel van stijlen is afgestut op de gootbodem en de schaalrand hier niet kan doorhangen, worden extreme σ_x -spanningen echter vermeden.

Ook is dientengevolge het dwarsmoment M_y aan de rand positief om pas meer naar het midden van teken om te slaan. Evenzo is het dwarsmoment nabij de gootbodem positief.

Vlinderschalen

Dit type kan men beschouwen als twee tegen elkaar geplaatste sheds. Ofschon het profiel dus symmetrisch is, is toch de neutrale lijn geen horizontale rechte door het zwaartepunt van het gehele profiel, doch bestaat hij voor iedere schaalhelft uit een afzonderlijke rechte, welke rechten elkaar snijden (geval h, zie fig. 17).

De bovenranden van de beide schaalhelften, die hier uiteraard niet verticaal afgestut konden worden, zijn door kleine randleden verstijfd. De spanningsbeelden zijn overigens vrijwel analoog aan die van de shed uit fig. 16.

Worden, bijvoorbeeld voor de overdekking van ruimten, enige evenwijdige rijen van deze schalen toegepast, dan verdient het aanbeveling, indien mogelijk, de schaalranden door horizontale liggertjes op elkaar af te stutten, zodat deze randen zich uitsluitend verticaal kunnen verplaatsen, daar dit de spanningsverdeling gunstig beïnvloedt. De functie van de randleden wordt dan ook voor een goed deel door deze liggertjes overgenomen.

lengtematen in cm

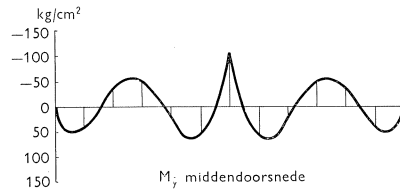
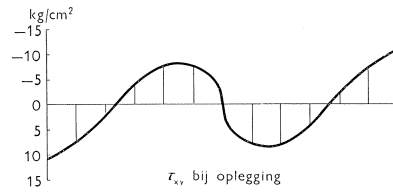
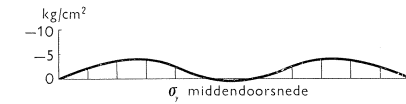
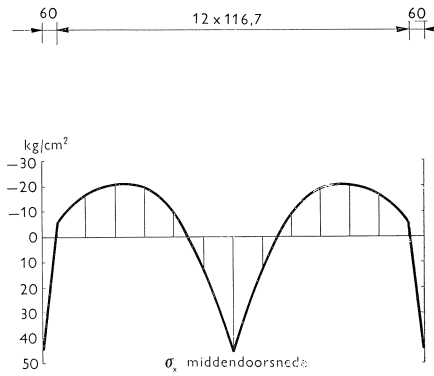
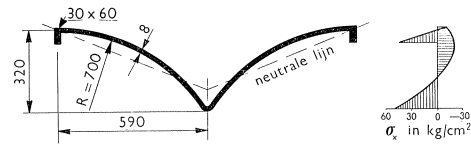
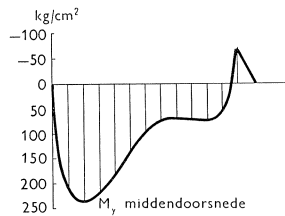
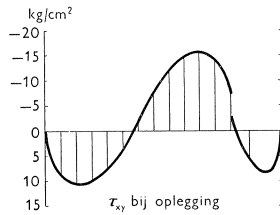
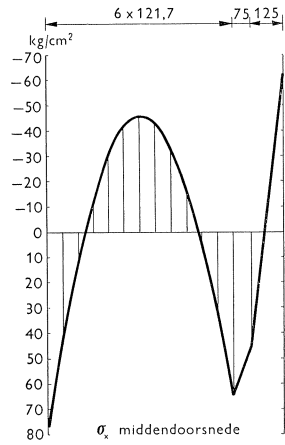
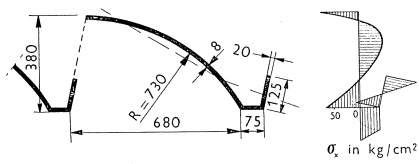


Fig. 16. Shedschaal $L = 2000$ cm

Fig. 17. Vlinderschaal $L = 1355$ cm

Uitkomsten volgens de methode „van der Eb”.