

THEORETISCH EN EXPERIMENTEEL ONDERZOEK

VAN

FLANKKLASSEN

In het navolgende wordt de spanningsverdeling in flankklassen beschouwd. Deze verdeling wordt eerst theoretisch benaderd, waarna gemeten waarden van de langsspanningen in de aan elkaar gelaste strippen als uitgangspunt worden genomen om de spanningen in de lassen te berekenen.

De verhouding tussen de lengte van de las en de breedte van de strip blijkt van grote invloed op de spanningsverdeling te zijn. Bij korte lassen blijkt een zeer ongunstige kophoeklaswerking op te treden, die in het bijzonder bij dynamisch belaste constructies vermeden dient te worden. Bij lange lassen blijken de schuifspanningen zich aan de einden te concentreren, hetgeen dus een verspilling van materiaal betekent. Een optimale waarde voor de laslengte blijkt tweemaal de striplengte te zijn.

Het mag als bekend worden verondersteld, dat de verdeling van de schuifspanningen in de lengterichting van een flankklas de neiging heeft aan de las-einden pieken te vertonen. In de praktijk wordt echter aangenomen, dat er vloeïngen zullen optreden, waardoor tenslotte toch een gelijkmatig verdeelde schuifspanning zal optreden. Voor zuiver statisch belaste constructies is deze aanname nog wel tolerabel, doch dat is niet het geval voor dynamisch belaste onderdelen, zodat zo goed mogelijke kennis van de spanningsverdeling hiervoor ten zeerste gewenst is. Zoals reeds bij een onderzoek van kophoeklassen bleek, heeft het vloeien van het materiaal bij dynamische belasting nog wel een gunstige invloed, doch deze invloed is veel geringer dan bij statische belastingen en wel omdat bij dynamische belastingen vermoeïing van het materiaal een rol gaat spelen¹⁾. Het is dus wenselijk het niet tot vloeien te laten komen.

In dit artikel is een beeld van de spanningsverdeling in flankklassen verkregen ten dele langs theoretische, ten dele langs experimentele weg. Bij de theoretische beschouwing wordt de constructie (zie fig. 1a) verdeeld in twee gedeelten (het ene deel tussen de lassen en het andere daarbuiten), waarvan de vormveranderingen worden nagegaan, waarna de onderlinge aansluiting langs de lijnen AB en CD beschouwd wordt. Bij deze aansluiting mogen geen tussenruimten tussen de twee delen voorkomen en moeten de spanningen in deze delen in elk punt van de aansluitingslijn exact aan elkaar gelijk zijn. Deze methode geeft veel rekenwerk, dat vermeden kan worden door van de resultaten van experimenten gebruik te maken en wel van de gevonden waar-

¹⁾ Zie hiervoor W.G.S.-Mededelingen 1953—No. 3, p. 74—88.

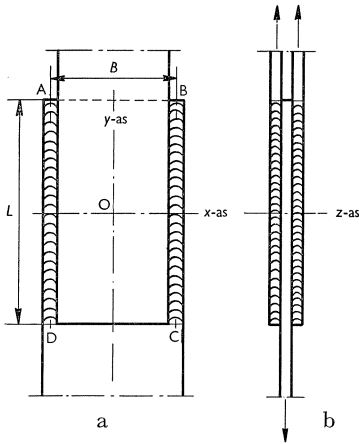


Fig. 1. Voor- en zijaanzicht van de aan elkaar gelaste strippen

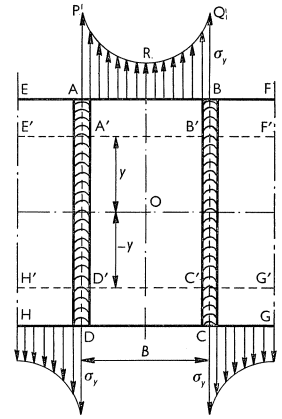


Fig. 2. De uitgeslagen toestand van fig. 1a, met de spanningen, die in de y -richting optreden.

den voor de spanningen in de y -richting (σ_y), die optreden in de aansluitingslijnen AB en CD.

Deze σ_y -spanningen werden proefondervindelijk bepaald aan 5 modellen met verschillende verhouding L/B en werden als uitgangspunt genomen voor de bepaling van de eigenlijke flankspanningen.

De schuifspanningen langs de aansluitingen AB en CD werden verwaarloosd; deze hebben een gunstige invloed, zodat de uiteindelijke uitkomsten aan de veilige kant zullen zijn.

Voor een beter overzicht slaan we fig. 1a uit tot fig. 2, waarbij alleen de delen grenzende aan de flankklassen worden beschouwd. In fig. 2 zijn ook schematisch de σ_y -spanningen langs AB en (de uitgeslagen lijn) CD uitgezet, zoals die dus experimenteel werden gevonden. Dit spanningsverloop kan opgebouwd worden gedacht uit een rechthoekig deel ABQP dat verminderd wordt met een kromlijinig deel PRQ.

In de nu volgende theorie is het gedeelte PRQ opgebouwd gedacht als som van twee cosinus-golven:

$$\Phi_1 \cos \frac{\pi x}{B} + \Phi_3 \cos 3 \frac{\pi x}{B} \dots \dots \dots (1)$$

en het gedeelte ABQP als een oneindige som van cosinus-golven:

$$\sum_{n=1}^{n=\infty} \Phi_n \cos \frac{n\pi x}{B} = \sum_{n=1}^{n=\infty} \Phi_n \cos a x. \dots \dots \dots (2)$$

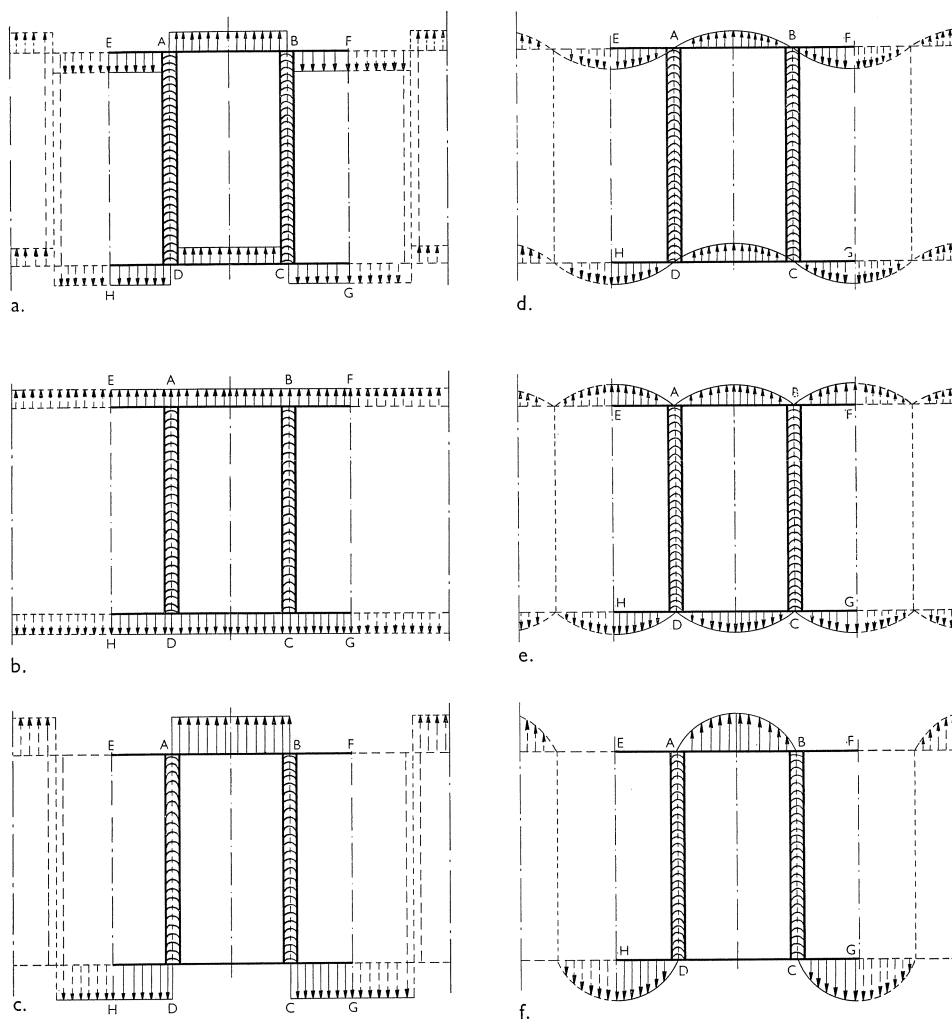
We kunnen het gedeelte EFGH (EABFGCDH) opvatten als deel van een in de x -richting oneindig lange plaat, waarop verschillende belastingen aangrijpen (zie fig. 3a t/m 3f). Uit deze figuren blijkt dat de spanningsverdeling

in fig. 3c een combinatie is van die in fig. 3a en fig. 3b, de spanningsverdeling in fig. 3f een combinatie van die in fig. 3d en fig. 3e, terwijl superpositie van de spanningen in fig. 3c en fig. 3f de spanningsverdeling van fig. 2 oplevert.

Later zal ook blijken dat de correctie-spanningen gegeven in fig. 3b en fig. 3e geen invloed hebben op de eigenlijke flankclasspanningen. Deze correctiespanningen zijn namelijk, evenals de lussen, symmetrisch ten opzichte van de x - en y -as.

Zij hebben echter wel degelijk invloed doch uitsluitend in de tussenliggende gedeelten van de strippen, dus begrensd door EF en GH.

Fig. 3. Het spanningsverloop uit fig. 2 wordt opgebouwd gedacht als de som van de volgende spanningsverlopen. Hiervoor geldt: fig. 3a + fig. 3b = fig. 3c, verder fig. 3d + fig. 3e = fig. 3f en ten slotte fig. 3c + fig. 3f = fig. 2



Bepalen we ons tot de spanningen in de flanklassen, dan vinden we dus dat de spanningsverdelingen van fig. 3a en fig. 3d maatgevend zijn, waarbij dan nog de invloed komt van het feit, dat de gedeelten EADH en BFGC niet naast doch achter het gedeelte ABCD liggen, zodat de lasnaden AD en BC zich niet kunnen vervormen als bij de uitgeslagen toestand het geval zou zijn. De ligging van de stripdelen achter elkaar brengt dus vormveranderingsvoorwaarden met zich mee, waaraan voldaan kan worden door invoering van correctie-spanningen σ_x . Deze correctie-spanningen σ_x belasten de lasen als kophoeklassen, hetgeen door de kerfwerking uiterst ongunstig is. Het is dus van groot belang deze spanningen te leren kennen.

In de analyse wordt hun invloed opgebouwd gedacht uit een lineair verloopende spanningsinvloed (fig. 4a) en een kromlijinig verloopende invloed bestaande uit een som van sinuslijnen, waarvan de hoofdharmonische grafisch weergegeven is (fig. 4b). De som is dan een spanningsverloop als in fig. 4c is aangegeven. Het verloop volgens fig. 4a, dat zeer eenvoudig is en dat in alle doorsneden een zelfde vorm heeft, voldoet exact aan de mathematische veerkrachtsleer.

Door het invoeren van het rechtlijnig verloop uit fig. 4a, neemt de convergentie van de resterende spanningsinvloed, bestaande uit de reeks van sinuslijnen van fig. 4b, sterk toe, zodat met een gering aantal sinus-golven volstaan kan worden. Dit komt duidelijk tot uiting in de spanningsspitsen in de punten A, B, C en D in fig. 4c die hoofdzakelijk een gevolg zijn van het lineaire verloop volgens fig. 4a. Als het verloop volgens fig. 4c uitsluitend uit sinusreeksen samengesteld had moeten worden, dan was de convergentie uiteraard veel slechter geweest.

Tenslotte doen de spanningsverlopen volgens fig. 4b langs de randen AB en CD weer σ_y -spanningen ontstaan, die door het aanbrengen van tegengestelde correctiespanningen geneutraliseerd dienen te worden. Deze correctie-spanningen (fig. 5) hebben echter op de

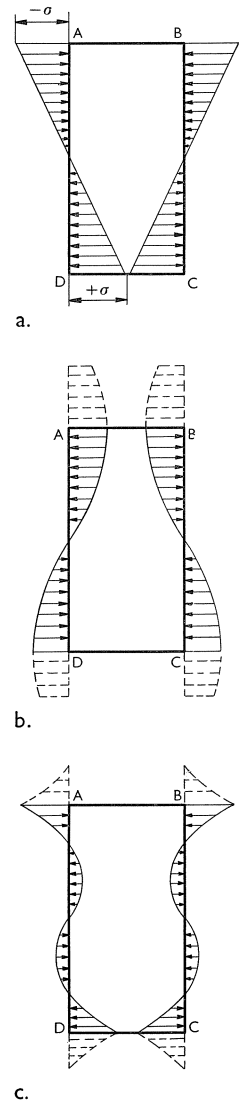


Fig. 4. De correctie-spanningen in de x -richting, die de flanklassen als kophoeklassen belasten. Fig. 4c is de som van een rechtlijnig gedeelte volgens fig. 4a en een kromlijinig gedeelte, dat de som is van sinuslijnen, waarvan in fig. 4b de hoofdharmonische is gegeven.

eigenlijke flankklassen nog slechts een geringe invloed. Hun werking bepaalt zich in hoofdzaak tot de eigenlijke stripgedeelten. Toch werden ze in rekening gebracht. Op te merken valt nog dat de integraal van deze correctiespanningen langs de randen AB en CD gelijk aan nul is en dat de lasdoorsneden AD en BC door deze correctiespanningen onvervormd, dus recht, blijven.

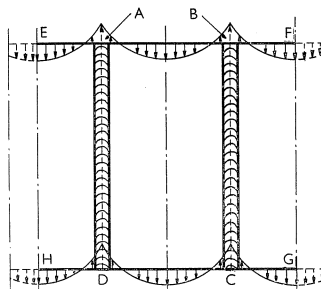


Fig. 5. Secundaire correctiespanningen

Mathematisch gedeelte

De vlakke spanningstoestand wordt beheerst door de bekende partiële differentiaalvergelijking:

$$\frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = 0 \dots \dots \dots (3)$$

waarin F de zgn. spanningsfunctie van Airy is, waarvoor geldt:

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \quad \tau_{xy} = - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}.$$

Een oplossing kan worden gevonden in de vorm:

$$F = \sum_0^{\infty} f(y) \cos \frac{n \pi x}{B} \dots \dots \dots (4)$$

waaruit volgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 F}{\partial x^4} &= \sum_0^{\infty} \frac{n^4 \pi^4}{B^4} f(y) \cos \frac{n \pi x}{B} \\ \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} &= - \sum_0^{\infty} \frac{n^2 \pi^2}{B^2} f''(y) \cos \frac{n \pi x}{B} \\ \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} &= \sum_0^{\infty} f''''(y) \cos \frac{n \pi x}{B} \end{aligned}$$

waarin $f''(y) = \frac{d^2}{dy^2} f(y)$ enz.

Substitueren we deze waarden in de oorspronkelijke vergelijking (3), dan ontstaat de gewone differentiaalvergelijking:

$$f''''(y) - 2 \frac{n^2 \pi^2}{B^2} f''(y) + \frac{n^4 \pi^4}{B^4} f(y) = 0 \dots \dots \dots (5)$$

waaruit $f(y)$ kan worden opgelost.

De complete oplossing volgens (4) luidt dan tenslotte:

$$F = \sum_0^{\infty} \cos ax [A \cosh ay + B \sinh ay + C y \cosh ay + D y \sinh ay] \quad . . . \quad (6)$$

waarin $a = \frac{n\pi}{B}$.

Vervolgens vinden wij hieruit door differentiëren:

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = \sum_0^{\infty} \cos ax [(Aa^2 + 2 Da + C a^2 y) \cosh ay + (Ba^2 + 2 Ca + Da^2 y) \sinh ay]$$

$$\tau_{xy} = - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = - \sum_0^{\infty} \sin ax [(Aa^2 + Da + Ca^2 y) \sinh ay + (Ba^2 + Ca + Da^2 y) \cosh ay]$$

$$\sigma_y = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = \sum_0^{\infty} \cos ax [-(Aa^2 + Ca^2 y) \cosh ay - (Ba^2 + Da^2 y) \sinh ay].$$

Ter bepaling van de constanten geldt:

voor $y = +\frac{1}{2} L$ is $\tau_{xy} = 0$
 en $\sigma_y = \sum \Phi_n \cos ax$

en voor:

$y = -\frac{1}{2} L$ is $\tau_{xy} = 0$
 en $\sigma_y = -\sum \Phi_n \cos ax$.

Met de randvoorwaarden voor σ_y is hier zowel bedoeld het belastingsgeval volgens formule 1 als volgens formule 2 van blz. 96. Achtereenvolgens dienen beide gevallen dus op deze wijze behandeld te worden. Het symbool Φ_n wordt in het vervolg echter slechts in algemene zin gebruikt.

Uit de randvoorwaarden volgt nu:

$$Aa^2 = 0$$

$$Da = 0$$

$$Ba^2 = + \frac{\Phi_n (aL \sinh \frac{1}{2} aL + 2 \cosh \frac{1}{2} aL)}{\sinh aL - aL}$$

$$Ca = - \frac{2 \Phi_n \cosh \frac{1}{2} aL}{\sinh aL - aL}$$

Dit teruggesubstitueerd in de vergelijkingen voor τ_{xy} , σ_x en σ_y , geeft:

$$\tau_{xy} = - \sum_0^{\infty} \sin ax \cdot \frac{\Phi_n (aL \sinh \frac{1}{2} aL \cosh ay - 2ay \cosh \frac{1}{2} aL \sinh ay)}{\sinh aL - aL}$$

hetgeen voor $x = \frac{1}{2} B$ wordt:

$$\tau_{xy} = - \sum_0^{\infty} \sin \frac{n\pi}{2} \cdot \frac{\Phi_n (aL \sinh \frac{1}{2} aL \cosh ay - 2ay \cosh \frac{1}{2} aL \sinh ay)}{\sinh aL - aL} \quad . . . \quad (7)$$

en verder:

$$\sigma_x =$$

$$\sum_0^{\infty} \cos ax \cdot \frac{\Phi_n(aL \sinh \frac{1}{2}aL \sinh ay - 2ay \cosh \frac{1}{2}aL \cosh ay - 2 \cosh \frac{1}{2}aL \sinh ay)}{\sinh aL - aL}$$

$$\sigma_y =$$

$$- \sum_0^{\infty} \cos ax \cdot \frac{\Phi_n(aL \sinh \frac{1}{2}aL \sinh ay - 2ay \cosh \frac{1}{2}aL \cosh ay + 2 \cosh \frac{1}{2}aL \sinh ay)}{\sinh aL - aL}$$

De voor τ_{xy} gevonden formule voor $x = \frac{1}{2}B$ vormt tevens de eindformule, immers τ_{xy} wordt door geen van de, nog toe te passen c.q. op te leggen, correctiespanningen verder beïnvloed.

Hierna behandelen we de correctiespanningen zoals geschetst in fig. 4b.

Deze kunnen worden opgevat als een oneindige reeks van de vorm:

$$\sum_0^{\infty} \Phi_m \sin \frac{m\pi y}{L} = \sum_0^{\infty} \Phi_m \sin by \quad \text{als } b = \frac{m\pi}{L} \quad \dots \dots \dots (8)$$

terwijl de randschuifspanningen wederom 0 zijn. De afleiding verloopt geheel analoog als de bovengegevene en wij volstaan met het geven van het eindresultaat:

$$\sigma_y =$$

$$\sum_0^{\infty} \sin by \frac{2\Phi(bB \cosh bB \cosh bx - bx \sinh bB \sinh bx - \sinh bB \cosh bx)}{\sinh 2bB + 2bB}$$

$$\sigma_x =$$

$$- \sum_0^{\infty} \sin by \cdot \frac{2\Phi(bB \cosh bB \cosh bx - bx \sinh bB \sinh bx + \sinh bB \cosh bx)}{\sinh 2bB + 2bB} \dots \dots (9)$$

τ_{xy} is reeds definitief bepaald, zodat wij daaraan geen aandacht meer hoeven te schenken.

Wij komen thans aan de voorwaarde volgend uit het feit, dat de twee strip-helften elkaar tegenwerken in de vrije vervorming van de kanten AD en BC (zie fig. 1a). Uit fig. 6 valt gemakkelijk in te zien dat de lengteverandering van E'A' + B'F' gelijk moet zijn aan die van A'B'. Door de spiegelsymmetrie is de lengteverandering van E'A' + B'F' gelijk aan die van C'D'. Zodat tenslotte moet worden voldaan aan de voorwaarde

$$\text{lengteverandering A'B}' = \text{lengteverandering C'D}'$$

of

$$\text{lengteverandering A'B}' - \text{lengteverandering C'D}' = 0$$

hetgeen in formule uitgedrukt wordt door:

$$\frac{1}{E} \int_0^{\frac{1}{2}B} [(\sigma_{1x} - \sigma_{2x}) - \nu (\sigma_{1y} - \sigma_{2y})] dx = 0 \quad \dots \quad (10)$$

waarin ν = constante van Poisson.

$$\begin{aligned} \sigma_{1x} &= \sigma_x\text{-spanning} && \text{ter hoogte } +y \\ \sigma_{2x} &= && \text{,, ,, } -y \\ \sigma_{1y} &= \sigma_y\text{-spanning} && \text{,, ,, } +y \\ \sigma_{2y} &= && \text{,, ,, } -y. \end{aligned}$$

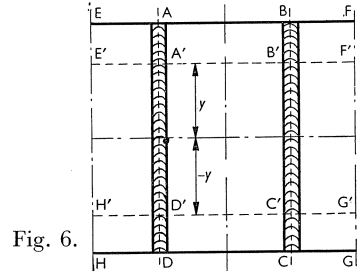


Fig. 6.

Deze formule moet voor elke waarde van y gelden. Alle invloeden, dus ook die van het driehoekig spanningsverloop volgens fig. 4a, dienen hierbij in rekening gebracht te worden. Alle spanningen, die symmetrisch zijn ten opzichte van de x -as vallen echter tegen elkaar weg ($\sigma_{1x} - \sigma_{2x} = 0$ en $\sigma_{1y} - \sigma_{2y} = 0$) zodat alleen de spiegelsymmetrische invloeden overblijven.

Opstelling van de voorwaarde van geldigheid voor iedere y -waarde, zou leiden tot een oneindig groot aantal lineaire vergelijkingen in de onbekende amplitude Φ van de correctiespanningen langs de zijkanten AD en BC volgens fig. 4b.

Wegens de sterke convergentie van deze reeks als gevolg van het invoeren van het spanningsbeeld volgens fig. 4a is het ruim voldoende in een eindig aantal punten aan te sluiten.

De weergegeven numerieke resultaten werden verkregen door aansluiting in 9 punten, die regelmatig verdeeld waren langs AD (BC) en waarvan A en D (B en C) de uiterste punten waren.

Hiermee konden behalve de lineaire tak volgens fig. 4a nog 4 amplituden Φ_m volgens fig. 4b worden bepaald.

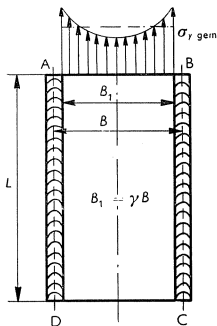


Fig. 7. Belasting gevormd door σ_y -spanningen. Omdat deze spanningen slechts over de breedte van de strip B_1 aangrijpen en de lijnen AD en BC in het hart van de lussen zijn gedacht, moet hierop een correctie toegepast worden, die bepaald wordt door $\gamma = B_1/B$. De σ_y -spanningen bedroegen over de breedte B_1 gemiddeld 1000 kg/cm². Voor deze waarde zijn ook σ_x en τ_{xy} berekend.

Voeren wij de integratie uit voor de in fig. 7 aangegeven belasting

$$\sigma_y = \sum_0^{\infty} \Phi_n \cos ax$$

dan wordt voor de integraal gevonden:

$$\sum_1^{\infty} 4 \Phi_n B \frac{\sin \frac{1}{2} n\pi}{n\pi} \left[\frac{(1+\nu) (\frac{1}{2}aL \sinh \frac{1}{2}aL \sinh ay - ay \cosh \frac{1}{2}aL \cosh ay)}{\sinh aL - aL} - \frac{(1-\nu) \cosh \frac{1}{2}aL \sinh ay}{\sinh aL - aL} \right] \dots \quad (11)$$

en op dezelfde wijze wordt voor de correctiespanningen langs de zijranden AD en BC (fig. 4b):

$$\sum_0^{\infty} \Phi_m \sin by$$

als uitkomst gevonden:

$$\sum_0^{\infty} \frac{4 \Phi_m L}{m \pi} \cdot \frac{\cosh bB - 1}{bB + \sinh bB} \cdot \sin by \dots \dots \dots (12)$$

en tenslotte vinden we, als σ_1 de randspanning voorstelt, voor de driehoekige belasting (fig. 4a):

$$2 \frac{B\sigma_1}{L} \cdot y \dots \dots \dots (13)$$

Voor het gelijkmatige belastingsdeel ABQP (fig 2) van de belasting moet ingevuld worden

$$\Phi = 4 \frac{\sin \frac{n\pi y}{2}}{n \pi} \cdot \sigma_0] \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

omdat de belasting slechts aangrijpt over de breedte van de strip, terwijl de lijnen AD en BC in het hart van de lussen zijn gedacht.

In deze formule is σ_0 de grootte van het gelijkmatige belastingsdeel, terwijl voor de amplituden Φ_1 en Φ_3 de experimenteel gevonden waarden moeten worden ingevuld.

De algebraïsche som van (11), (12) en (13) nul gesteld, levert dan voor iedere gesubstitueerde waarde van y één vergelijking ter bepaling van σ_0 en de amplitude Φ . Er moet dus een, in overeenstemming met het aantal gesubstitueerde y -waarden, aantal Φ_m -waarden worden ingevoerd.

Ook de correctiespanningen volgens fig. 5 werden in rekening gebracht. Dit kon geschieden door σ_y langs de randen AB en CD als gevolg van de correctiespanningen Φ_m langs de randen AD en BC te bepalen met behulp van formule (9) en vervolgens in een Fourrierreeks te ontwikkelen.

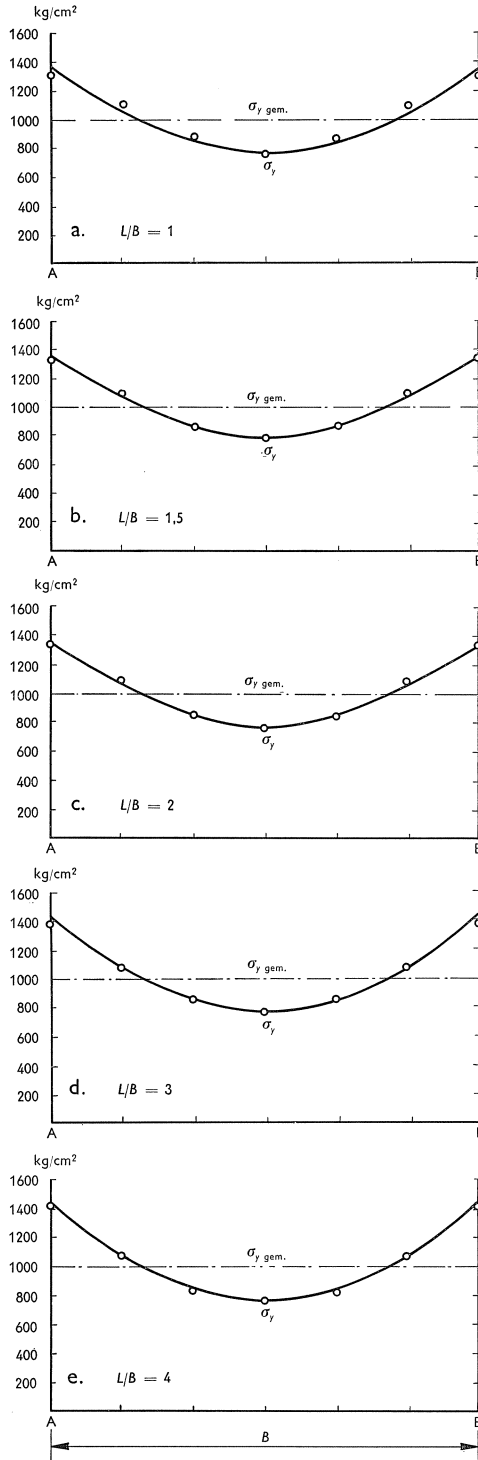
Deze correctie kan dan rechtstreeks verwerkt worden. De invloed bleek echter zeer gering te zijn.

Op deze wijze werden de τ_{xy} -lijn en de σ_x -lijn bepaald ter plaatse van de flanklassen, dus in AD (BC), in de formules dus voor $x = \pm \frac{1}{2}B$. Dit werd uitgevoerd voor de volgende vijf gevallen:

$$L/B = 1, \quad L/B = 1,5, \quad L/B = 2, \quad L/B = 3 \quad \text{en} \quad L/B = 4.$$

Uitkomsten van het onderzoek

De metingen ter bepaling van de σ_y -spanningen langs AB werden verricht op nauwkeurig bewerkte proefstukken met behulp van Huggenberger-rekometers.



De uitkomsten waren gemiddelden van een groot aantal waarnemingen bij opklimmende en dalende belastingen.

Er werd niet alleen op de lijn AB gemeten doch ook op de lijn A'B' (fig. 6) als deze op afstanden 5, 10 en 15 mm aan weerszijden van AB lag.

Door deze metingen over 7 doorsneden kon dus een indruk verkregen worden van het verloop van deze spanningen in de y -richting.

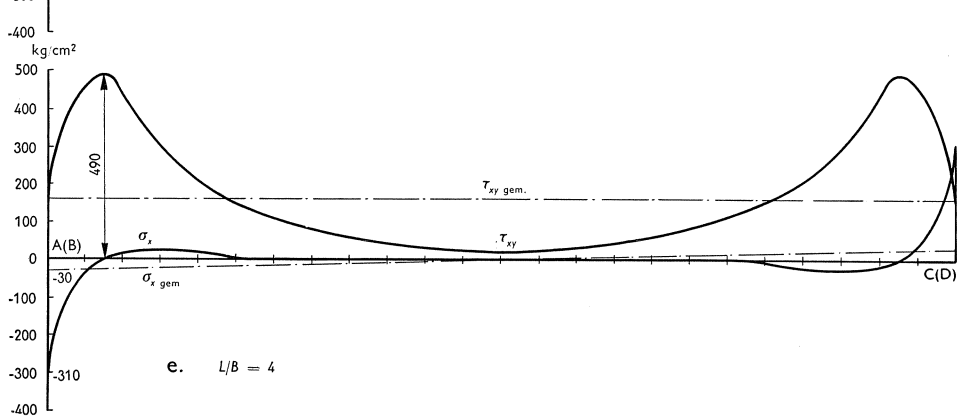
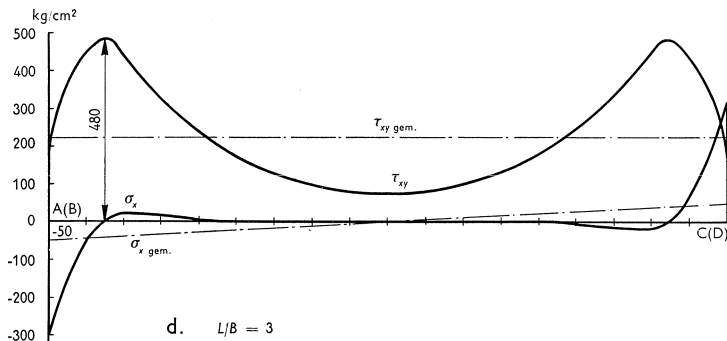
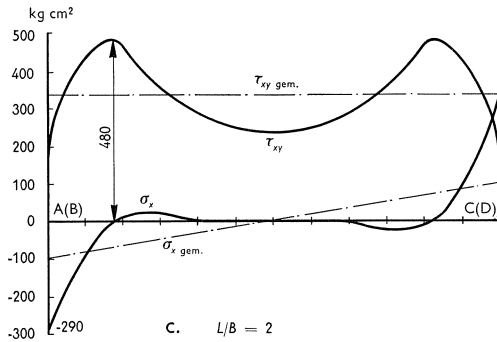
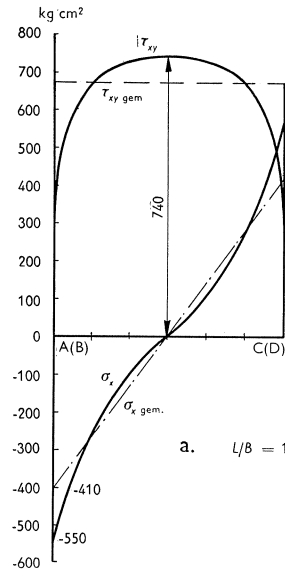
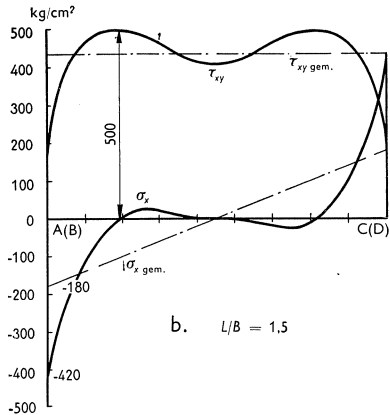
De waarnemingen vertoonden uiteraard een zekere spreiding. Ten behoeve van de verdere bepaling van de τ_{xy} - en σ_x -krommen werden zij enigszins geïdealiseerd. De opgenomen grafieken zijn dus de uitkomsten van de geïdealiseerde waarnemingsresultaten.

De spanningen werden berekend voor een gemiddelde waarde van $\sigma_y = 1000 \text{ kg/cm}^2$ over de lengte $B_1 = \gamma B$ waarin voor $\gamma = 0,95$ werd aangehouden (zie fig. 7).

Fig. 8 geeft het verloop van σ_y , bepaald uit de metingen, geïdealiseerd weer. Deze spanningen werken dus langs AB en CGHD. In fig. 9 staan de σ_x - en de τ_{xy} -spanningen aangegeven. Zij werken dus langs AD en BC en zijn berekend uitgaande van het σ_y -verloop van fig. 8.

Fig. 8. Verloop van de σ_y -spanningen bij verschillende L/B -verhoudingen. Dit verloop, dat uit metingen bepaald werd, is geïdealiseerd. De metingen werden niet alleen langs de lijn AB verricht, doch ook langs de lijnen A'B' (zie fig. 6).

Fig. 9. Verloop van de σ_x - en τ_{xy} -spanningen bij verschillende L/B -verhoudingen. Deze spanningen zijn dus berekend met behulp van de door metingen gevonden waarden van σ_y (zie fig. 8). De beste waarde voor L/B blijkt 2 te zijn, daar σ_x dan minimaal is en τ_{xy} nog een aannemelijk verloop bezit.



De aangegeven waarden gelden voor lassen, die over de volle dikte der platen uitgevoerd zijn (fig. 10), waarbij σ_x berekend is over de randhoogte LM en τ_{xy} over de halsdoorsnede AL. De lassen zijn hierbij gelijkbenig gedacht.

Bij dunnere lassen dienen de spanningen evenredig verhoogd te worden.

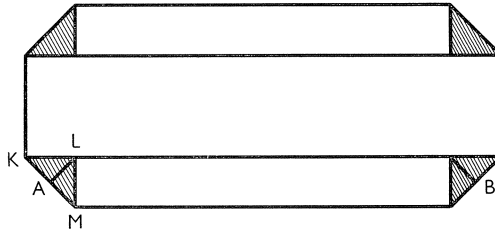


Fig. 10. Doornede van de strippen met de flanklassen. De gegeven resultaten gelden voor lassen, die over de volle dikte der platen en onder 45° zijn uitgevoerd. σ_x is berekend over de randhoogte LM; τ_{xy} geldt voor de halsdoorsnede AL.

Tenslotte werken loodrecht op het vlak van de strippen nog σ_z -spanningen. Uit fig. 1b blijkt, dat door de excentriciteiten ten opzichte van het xOy -vlak toelagspanningen ontstaan. Ook hier vindt belemmering van de vormverandering plaats n.l. in de z -richting, doch deze is nog gecompliceerder dan de eerder genoemde. Deze σ_z -spanningen zullen soortgelijk verlopen als de σ_x -spanningen, die bij grote L/B -verhoudingen optreden en zullen zich concentreren en wel in nog sterkere mate dan bij de σ_x -spanningen, aan de laseinden. Hier treedt dus een belasting op als aangegeven in fig. 11. Als we



Fig. 11. Belasting van de flanklassen veroorzaakt door spanningen loodrecht op het vlak van de strippen. De spanningen, die in de linkerhelft van de figuur zijn aangegeven, gelden voor de lasdoorsnede aan het bovineinde; rechts zijn de spanningen in de lasdoorsnede aan het onderende aangegeven.

dan nog in aanmerking nemen, dat er krimpinvloeden zullen optreden, dan is het duidelijk dat hier een zeer gecompliceerde ruimtelijke spanningstoestand optreedt, waarvan een exact beeld met de huidige mathematische hulpmiddelen welhaast niet te verkrijgen zal zijn.

De gegeven resultaten moeten dan ook beschouwd worden als een vereenvoudigd beeld van een zeer gecompliceerde werkelijkheid.

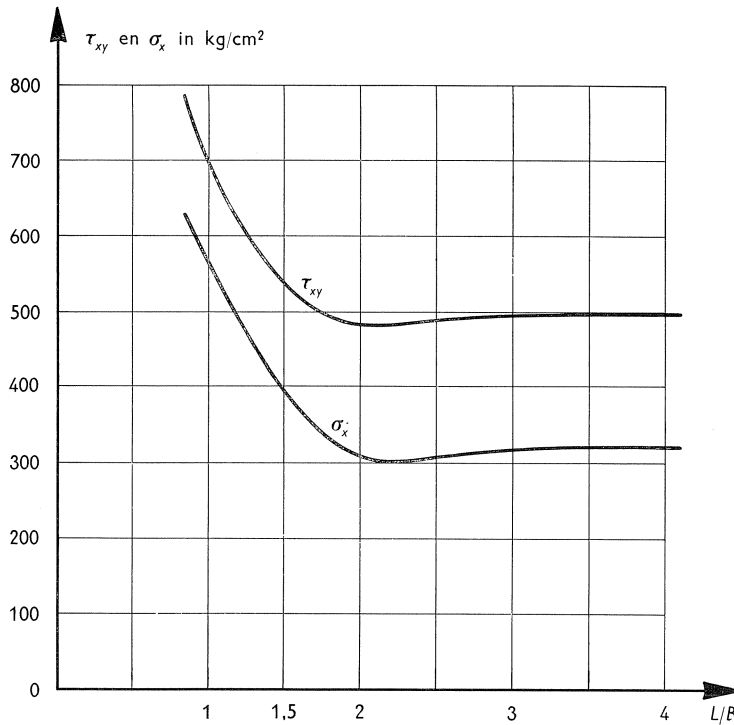


Fig. 12. Verloop van de extreme waarden van τ_{xy} en σ_x als functie van de verhouding L/B .

Conclusies

Uit de figuren 9 en 12 blijkt, dat een minimum aan ongunstige invloeden optreedt bij een waarde van $L/B = 2$, dus als de lengte van de las tweemaal zo groot is als de breedte van de strip. Dit is dus de aantrekkelijkste toestand bij dynamisch belaste constructies, omdat de ongunstige secundaire invloeden dan minimaal zijn en de maximum schuifspanningen nog een aannemelijke grootte bezitten. Vergroting van de laslengte heeft geen verbetering ten gevolge, terwijl onnodig meer materiaal verbruikt wordt.

Voor meer statisch belaste constructies kan men tot lagere waarden van L/B overgaan. Hierbij zijn de secundaire kophoeklaswerkingen minder gevaarlijk dan bij dynamisch belaste constructies. Toch is het raadzaam niet verder te gaan $L/B = 1$, omdat de secundaire kophoeklaswerking dan weer vrij aanzienlijk toegenomen is.