

Thomas Hansen

Plasticitetsteori for svejsesømme
- Nedreværdiløsninger for statisk last

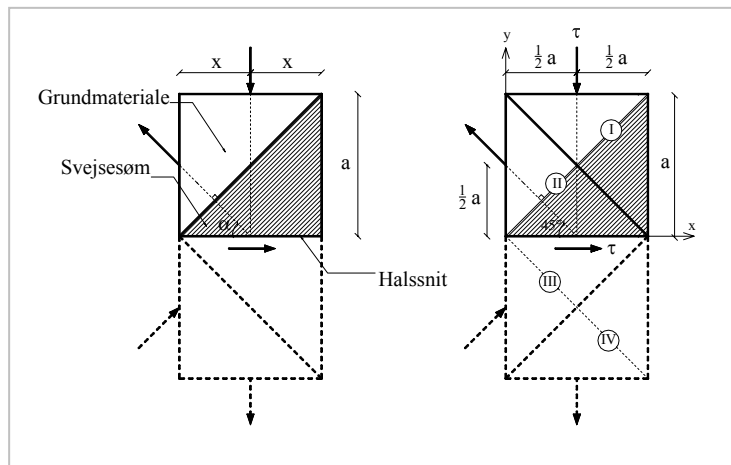
Rapport
BYG·DTU
R-144
2004

ISSN 1601-2917
ISBN 87-7877-216-8

Plasticitetsteori for svejsesømme

- Nedreværdiløsninger for statisk last

Thomas Hansen



Department of Civil Engineering
DTU-bygning 118
2800 Kgs. Lyngby
<http://www.byg.dtu.dk>

2004

Forord

Denne rapport er udarbejdet som en del af ErhvervsPhD-projektet ”Plasticitetsteori for stålkonstruktioner”. Arbejdet danner grundlag for erhvervelse af ph.d.-graden ved Danmarks Tekniske Universitet. Det er desuden omfattet af reglerne for ErhvervsPhD-uddannelsen under Ministeriet for Videnskab Teknologi og Udvikling.

Projektet udføres ved instituttet BYG•DTU på Danmarks Tekniske Universitet, Lyngby, samt i rådgivende ingeniørfirma Birch & Krogboe, Virum.

Til projektet er følgende vejledere tilknyttet:

- Hovedvejleder: Professor, dr. techn. M. P. Nielsen, BYG•DTU
- Medvejleder: Docent Henning Agerskov, BYG•DTU
- Virksomhedsvejleder: Afdelingsleder, Jesper Gath, Birch & Krogboe

Der rettes en stor tak til alle vejledere for god og engageret vejledning. Desuden rettes der en stor tak til Docent Aage Peter Jensen, BYG•DTU for udlån af diverse litteratur samt forsøgsresultater.

Lyngby, september 2004

Thomas Hansen

Resumé

I dag eftervises bæreevnen for svejsesømme ud fra et empirisk bestemt krav, jf. DS 412 (og Eurocode 3 – Stålkonstruktioner).

Denne afhandling omhandler simple beregningsmetoder for bæreevnen af svejsesømme opstillet på basis af plasticitetsteorien.

Til løsningerne anvendes nedreværdisætningen ved at inddele svejsematerialet og eventuelt dele af grundmaterialet i trekantede homogene spændingsfelter, hvormed en sikker og statisk tilladelig spændingsfordeling etableres. Spændingerne udtrykkes ved normalspændingen (σ_{90}) og de to forskydningsspændinger (τ_{90} og τ_0) i halssnittet. Ved at indsætte spændingstilstandene for hvert homogent spændingsfelt i v. Mises' flydebetingelse, bestemmes udtryk for bæreevnen.

Løsningerne sammenlignes med de forsøg, som DS 412, såvel som Eurocode 3, er baseret på. I disse forsøg er hverken svejsesømmenes dimension eller materialeegenskaberne særligt veldokumenterede. Desuden er forsøgsresultaterne behæftet med en stor spredning. Derfor sammenlignes de plasticitetsteoretiske løsninger også med forsøg udført på Danmarks Ingeniørakademi (DIAB) i starten af 1990'erne. I disse forsøg er materialestyrkerne, såvel som svejsesømmenes halsmål, særdeles veldokumenterede. Desuden er spredningen på forsøgsresultaterne væsentlig mindre. Med disse forsøg opnås en særdeles god overensstemmelse med teorien.

Summary

Today, static calculations of fillet welds are based on semi-empirical failure conditions cf. the Danish code DS 412 (and Eurocode No. 3 – Design of Steel Structures).

This thesis deals with simple methods for calculation of fillet welds based on the theory of plasticity.

The solutions are based on the lower bound theorem, where the welding material and parts of the base material are subdivided into triangular homogeneous stress fields; thereby a safe and statically admissible stress distribution is established. The stresses are expressed by the normal stress (σ_{90}) and the two shear stresses (τ_{90} and τ_0) on the throat section. By inserting the parameters of each homogeneous stress field into von Mises' yield criterion the failure conditions are determined.

The results are compared with the test results which are also the basis of DS 412 as well as Eurocode No. 3. In these tests neither the dimensions of the welds nor the material properties are well documented. Moreover the scatter of the test results is large. For that reason the plasticity solutions are also compared with tests published at the Engineering Academy of Denmark (DIAB) in the early nineties. In these tests the strength of the materials and the throat thickness of the welds are more clearly defined. The test results also have a much smaller scatter. The new failure conditions are in very good agreement with these tests.

Indholdsfortegnelse

1 INDLEDNING	7
2 BEREGNINGSFORUDSÆTNINGER	8
3 NEDREVÆRDILØSNINGER FOR SYMMETRISKE KANTSØMME	10
3.1 AALBORGLØSNINGEN	10
3.1.1 FORSKYDNING PARALLEL MED KANTSØMMENES LÆNGDERETNING	11
3.1.2 ENAKSET TRÆK VINKELRET PÅ HALSSNITTET	13
3.1.3 FORSKYDNING VINKELRET PÅ KANTSØMMENES LÆNGDERETNING	16
3.1.4 SAMMENSATTE PÅVIRKNINGER	17
3.2 STÅLNORMENS KRAV TIL BÆREEVNEN AF SVEJSESØMME	19
3.3 AALBORGLØSNINGEN SAMMENLIGNET MED STÅLNORMENS KRAV	22
4 NEDREVÆRDILØSNINGER FOR ENKELTE KANTSØMME	28
4.1 FORSKYDNING PARALLEL MED KANTSØMMENS LÆNGDERETNING	28
4.2 ENAKSET TRÆK VINKELRET PÅ KANTSØMMENS LÆNGDERETNING	28
4.3 ENAKSET TRYK VINKELRET PÅ KANTSØMMENS LÆNGDERETNING	29
4.4 FORSKYDNING VINKELRET PÅ KANTSØMMENS LÆNGDERETNING	29
4.5 SAMMENSATTE PÅVIRKNINGER	34
4.5.1 PÅVIRKNING VINKELRET PÅ SVEJSESØMMENS LÆNGDERETNING	35
4.5.2 PÅVIRKNING I VILKÅRLIG RETNING	39
4.6 SAMMENLIGNING MED FORSØG	42
4.6.1 FORSØG MED $\tau_0 = 0$	42
4.6.2 FORSØG MED $\tau_{90} = 0$	45
4.6.3 FORSØG MED $\sigma_{90} = 0$	46
4.7 TILFÆLDE HVOR DET SKRÅ TRÆK IKKE KAN FØRES VIDERE	47
4.7.1 KLEMVIRKNING	53
5 KONKLUSION	54
REFERENCER	55
SYMBOLER	57
APPENDIKS A	58
APPENDIKS B	59

1 Indledning

I stålnormen (DS 412), såvel som i Eurocode 3, angives krav til den effektive søm-spænding i en kantsøm ud fra et empirisk bestemt udtryk, der i udseende minder om v. Mises' flydebetingelse. Men den effektive sømsspænding bestemmes blot ud fra middelspændingerne i halssnittet, hvorfor der ikke er nogen garanti for, at spændingstilstanden i hele svejsesømmen overholder v. Mises' flydebetingelse.

Det er formålet med denne afhandling at forsøge at udforme simple beregningsmetoder for svejsesamlinger baseret på plasticitetsteorien, hvorved spændingstilstanden i hele svejsesømmen bestemmes.

En udvikling af plasticitetsteori for svejsesømme blev påbegyndt af M. P. Nielsen og L. Pilegaard Hansen i 1960'erne og blev fortsat af Aa. P. Jensen. Arbejdet, der resterer inden for dette område, er udvikling af simple håndregningsmetoder samt yderligere udbygning af den eksperimentelle verifikation.

Af Aa. P. Jensen [1991.1] er der udformet plasticitetsteoretiske løsninger til beregning af svejsesømme i flydestadiet. Der er her opstillet teorier ved hjælp af plasticitetsteoriens øvre- og nedreværdisætning baseret på Tresca's flydebetingelse. Løsningen må ofte bestemmes numerisk. I denne afhandling anvendes v. Mises' flydebetingelse, idet det viser sig at være lettere at udforme simple håndregningsmetoder ved hjælp af denne.

I forbindelse med udformningen af Aa. P. Jensen's plasticitetsteoretiske løsninger er der udført en række af forsøg med svejsesømme i flydestadiet. Disse forsøg anvendes i denne afhandling til at verificere teorien.

I arbejdet udført af M. P. Nielsen og L. Pilegaard Hansen [1971.1] forsøges det ligeledes at udforme simple håndregningsmetoder ved anvendelse af v. Mises' flydebetingelse.

Det er i denne afhandling et væsentligt formål, at de udformede løsninger direkte kan sammenlignes med stålnormen. Dette er muligt ved at opstille teorien for de samme spændinger, som stålnormen anvender. I M. P. Nielsen's og L. Pilegaard Hansen's løsning beregnes spændingerne ved at neddreje halssnittet i svejsebenet, hvilket svarer til den gamle stålnorms metode. Metoden forudsætter, at svejsesamlingen består af to symmetriske kantsømme, hvorfor den ikke kan anvendes til beregning af en enkelt kantsøm. Enkelte dele af løsningen kan dog stadig anvendes.

I kapitel 2 beskrives afhandlingens forudsætninger og afgrænsninger.

Kapitel 3 omhandler nedreværdiløsninger for symmetriske kantsømme. Dette emne er så godt som afdækket i M. P. Nielsen's og L. Pilegaard Hansen's løsning, hvorfor kapitlet primært indeholder en gennemgang af denne løsning. Derudover beskrives stålnormens krav til den effektive sømsspænding.

I kapitel 4 beskrives de udformede plasticitetsteoretiske løsninger for enkelte kantsømme, samt den eksperimentelle verifikation.

2 Beregningsforudsætninger

I nærværende afsnit beskrives de forudsætninger og afgrænsninger, der gør sig gældende i afhandlingens videre forløb.

Afhandlingen er begrænset først og fremmest ved kun at omhandle fågangspåvirkede svejsesømme.

Svejsesømme opdeles normalt i stumpsømme og kantsømme. Stumpsømme kan beregnes som den resterende konstruktion, således at der overhovedet ikke tages hensyn til stumpsømmens tilstedeværelse, såfremt der udføres en tilstrækkelig god kontrol. For en oversigt over svejsemetoder samt nødvendig kontrol, henvises der til [1997.1]. Der ses således kun på kantsømme i denne afhandling, men de opstillede teorier vil også gælde for stumpsømme.

En kantsøms tværsnit forudsættes at være udformet som en retvinklet og ligebenet trekant i hele sømmens længde. Kateterne i denne trekant betegnes ”svejsebenene”. Højden af tværsnittet betegnes ”halssnittet”, og kantsømmens dimension er karakteriseret ved halsmålet a og længden L . Da $L \gg a$, forudsættes, hvor intet andet er nævnt, plan deformationstilstand. Desuden set der bort fra randbetingelserne i endezonerne.

Grundmaterialet, såvel som svejsematerialet, forudsættes at være både homogent og isotropt. Desuden forudsættes begge materialer at være perfekt plastiske, hvilket bevirker, at plasticitetsteoriens ekstremalprincipper, bestående af nedreværdi-, øvreværdi- og entydighedssætningen, kan anvendes. Ifølge [2000.1] lyder nedreværdisætningen:

”Hvis en belastning er af en sådan størrelse, at man kan bestemme en spændingsfordeling, der svarer til spændinger inden for flydefladen, og som opfylder ligevægts- og randbetingelserne for den pågældende belastning, da vil denne belastning ikke kunne fremkalde flydebrud i legemet. En sådan spændingsfordeling betegnes en sikker og statisk tilladelig spændingsfordeling.”

Ud fra en geometrisk mulig brudfigur kan man med øvreværdisætningen finde en øvreværdi for flydelasten. Entydighedssætningen udtrykker, at belastningen i en nedreværdiløsning altid vil være mindre end eller lig med flydelasten. I en øvreværdiløsning vil belastningen altid være større end eller lig med flydelasten. Findes den samme belastning med henholdsvis en øvre- og en nedreværdiløsning, vil denne belastning være lig med flydelasten, og dermed entydigt bestemt.

Det er vanskeligt med øvreværdisætningen at udforme et generelt udtryk for en svejsesøms bæreevne, hvorfor nedreværdisætningen anvendes i denne afhandling. Øvreværdisætningen nævnes dog i enkelte tilfælde.

Som flydebetingelse anvendes v. Mises' flydebetingelse på formen

$$(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2) = 2f_y^2 \quad (2.1)$$

hvor σ_x , σ_y , σ_z , τ_{xy} , τ_{xz} og τ_{yz} er spændingskomposanterne i et retvinklet x,y,z-koordinatsystem og f_y er flydespændingen.

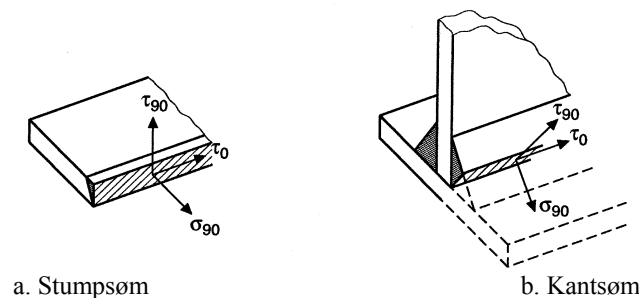
Tresca's flydebetingelse anvendes i enkelte tilfælde på formen

$$|\sigma_1 - \sigma_3| = f_y \quad (2.2)$$

hvor σ_1 og σ_3 angiver henholdsvis største og mindste hovedspænding.

Forudsætningen om plastiske materialer giver stor frihed til at vælge fordelingen af spændinger i den enkelte søm. Spændingerne i svejsesømmen vælges normalt som jævnt fordelte i halssnittet med de i figur 2.1 viste retninger (dog betragtes spændingerne også i det neddrejede halssnit, hvilket er nærmere beskrevet i afsnit 3.1).

Spændingerne angives som henholdsvis normal- og forskydningsspændingerne i halssnittet σ_{90} , τ_{90} og τ_0 . Indekset 0 angiver, at retningen er parallel med sømmens længderetning. Indekset 90 angiver, at retningen er vinkelret på sømmens længderetning. Disse betegnelser svarer til dem, der anvendes i stålnormen. Det skal dog bemærkes, at de jævnt fordelte spændinger i halssnittet er en del af spændingstilstanden i hele svejse-sømmen, og ikke blot middelspændingerne i halssnittet, som stålnormens definition går på.



Figur 2.1: Spændingskomposanter i halssnittet¹.

De enkelte flydebetingelser for svejsesømme, der udformes i afhandlingen, udtrykkes ved, at den effektive sømspænding skal være mindre end eller lig med flydespændingen af det svageste materiale.

¹ Figuren er taget fra [2003.1].

3 Nedreværdiløsninger for symmetriske kantsømme

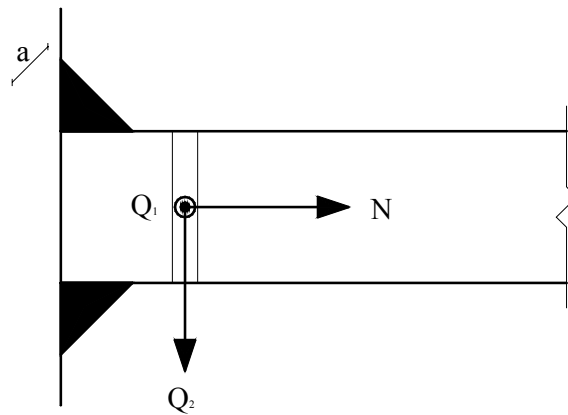
Nedreværdiløsninger for symmetriske kantsømme er så godt som afdækket i M. P. Nielsen's og L. Pilegaard Hansen's løsning, men løsningen kan ikke anvendes til beregning af enkelte kantsømme. I kapitel 4 opstilles nedreværdiløsninger for enkelte kantsømme med udgangspunkt i M. P. Nielsen's og L. Pilegaard Hansen's løsning. I dette kapitel beskrives først de dele af M. P. Nielsen's og L. Pilegaard Hansen's løsning, der anvendes direkte eller arbejdes videre med i denne afhandling. Denne løsning betegnes *Aalborgløsningen*.

Derefter beskrives, hvorledes kravet til den effektive sømspænding i stålnormen er opstået. Desuden beskrives de forsøg, hvormed stålnormens krav er verificeret.

3.1 Aalborgløsningen

Denne afhandling tager udgangspunkt i den udvikling af plasticitetsteori for svejdesømme, som M. P. Nielsen og L. Pilegaard Hansen har påbegyndt [1971.1]. Som nævnt betegnes denne begyndelse *Aalborgløsningen*. Dele af dette arbejde vil derfor blive gennemgået her, idet de enkelte løsninger vil blive anvendt i afhandlingens videre forløb. Fremstillingen i dette afsnit følger således dele af fremstillingen i [1971.1].

Aalborgløsningen tager udgangspunkt i et tilfælde, hvor en plade er svejst på en anden konstruktionsdel ved hjælp af to symmetriske kantsømme, se figur 3.1.



Figur 3.1: Konstruktionssamling med symmetriske kantsømme.

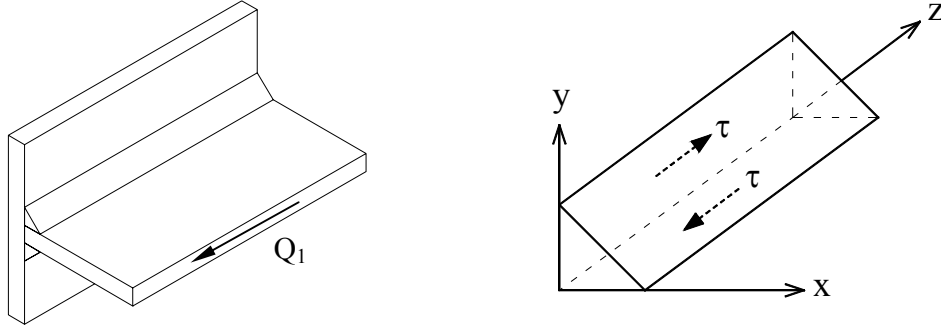
Samlingen skal kunne optage den i figuren symmetrisk placerede viste normalkraft N samt de to forskydningskræfter Q_1 og Q_2 .

Kantsømmene forudsættes at være udformet med et tværsnit som en ligebenet trekant. Kantsømmenes dimension er karakteriseret ved halssnittet med halsmålet a .

De tre belastningstilfælde betragtes i det følgende hver for sig og plasticitetsteoriens nedreværdisætning anvendes.

3.1.1 Forskydning parallel med kantsømmenes længderetning

I dette tilfælde regnes der med, at forskydningskraften Q_1 optages som en jævnt fordelt forskydningsspænding τ i de to overflader svarende til kateterne i tværsnittet, se figur 3.2.



Figur 3.2: Kantsømme påvirket af forskydning i sømmenes længderetning.

Det skal undersøges, om der eksisterer en simpel homogen spændingstilstand svarende til disse randspændinger. Med betegnelserne i figur 3.2 have overalt

$$\tau_{xz} = -\tau \quad \tau_{yz} = \tau \quad (3.1)$$

idet det forudsættes, at alle andre spændingskomponenter er lig med nul.

Denne spændingstilstand tilfredsstiller ligevægtsbetingelserne for et vægtløst legeme, da den er homogen. Det skal så blot vises, at randbetingelserne er opfyldte.

Svejsesømmens ubelastede grænseflade, svarende til hypotenusen i tværsnittet, har enhedsnormalen

$$(1, m, n) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1, 1, 0) \quad (3.2)$$

Ved hjælp af randbetingelserne fås følgende spændingskomponenter (p_x, p_y, p_z) på fladen med denne enhedsnormal, idet de sædvanlige betegnelser for spændinger benyttes

$$\begin{bmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ m \\ n \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\tau \\ 0 & 0 & \tau \\ -\tau & \tau & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

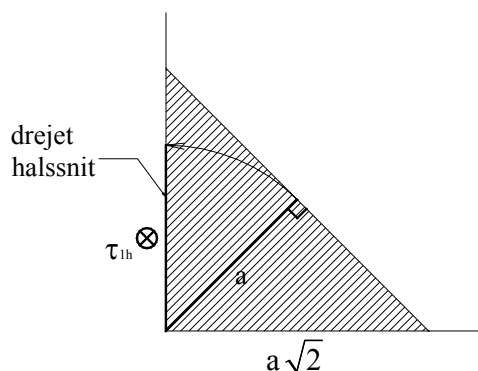
Spændingerne (3.1) svarer således til en ubelastet sideflade.

Forudsættes svejsesømmen lang i forhold til halssnittet, er det ikke nødvendigt at inddrage andre randbetingelser.

Indsættes spændingerne (3.1) i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås

$$6\tau^2 = f_y^2 \quad (3.4)$$

I Aalborgløsningen angives, som i den daværende stålnorm, en kantsøms påvirkning ved, at man tænker sig halssnittet drejet 45° ned i en plan vinkelret på den, i figur 3.1, viste plade, hvormed påvirkningen i det neddrejede halssnit bestemmes ved at regne spændingerne jævnt fordelte, se figur 3.3.



Figur 3.3: Drejet halssnit.

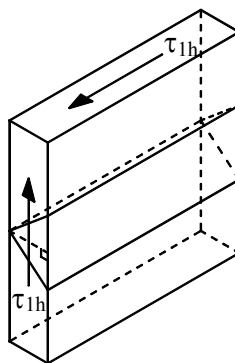
Forskydningsspændingen τ_{1h} i det neddrejede halssnit er i det betragtede tilfælde

$$\tau_{1h} = \sqrt{2} \tau \quad (3.5)$$

som her for øvrigt er lig med forskydningsspændingen i selve halssnittet. Indsættes dette i formel (3.4), fås bæreevnen

$$\tau_{1h} = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \cong 0,58 f_y \quad (3.6)$$

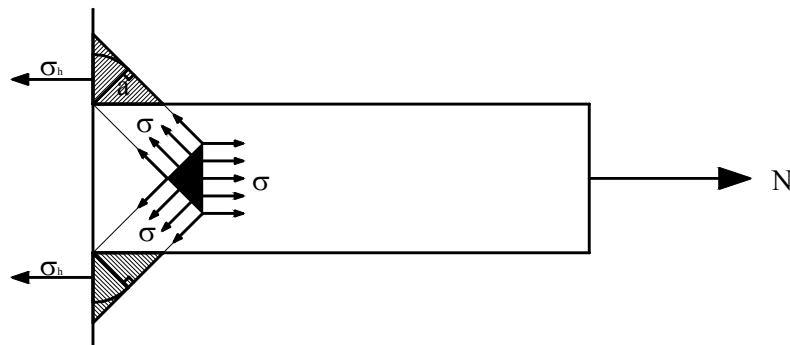
Bæreevnen er således lig med forskydningsstyrken for et v. Mises materiale, hvilket stemmer overens med, at svejsesømmen er påvirket som det, i figur 3.4, udskårne element af samme form som svejsesømmen i en skive med ren forskydning.



Figur 3.4: Skive med ren forskydning.

3.1.2 Enakset træk vinkelret på halssnittet

Når påvirkningen alene er N (jf. figur 3.1) udnyttes det, at kantsømme, når dette belastningstilfælde forekommer, ofte optræder parvis. En simpel statisk tilladelig spændingsfordeling kan etableres ved at antage, at kantsømmene er påvirket til rent træk i retningen vinkelret på halssnittet, og fører dette enaksede træk hen til området markeret med sort, se figur 3.5. Dette område antages påvirket til plant hydrostatisk træk, og fører dermed kræfterne videre svarende til et træk i retningen N i pladen.



Figur 3.5: Kantsømme påvirket til enakset træk vinkelret på halssnittet.

Sættes normalspændingen i halssnittet lig med σ , er $N = \sqrt{2} \sigma a L$, hvor L angiver længden af sømmene.

Normalspændingen σ_h i det neddrejede halssnit er dermed

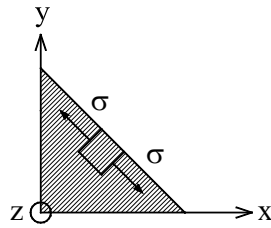
$$\sigma_h = \frac{N}{2aL} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma \quad (3.7)$$

Da σ højst kan være lig med f_y , findes bæreevnen

$$\sigma_h = \frac{\sqrt{2}}{2} f_y \cong 0,71 f_y \quad (3.8)$$

Det forudsættes, at svejdesømmenes katetelængde er mindre end pladetykkelsen. Desuden forudsættes det, at den konstruktionsdel, som pladen er svejst på, kan føre de skrå træk videre.

Til senere brug opskrives spændingstilstanden for det her betragtede tilfælde i det i figur 3.2 indførte koordinatsystem.



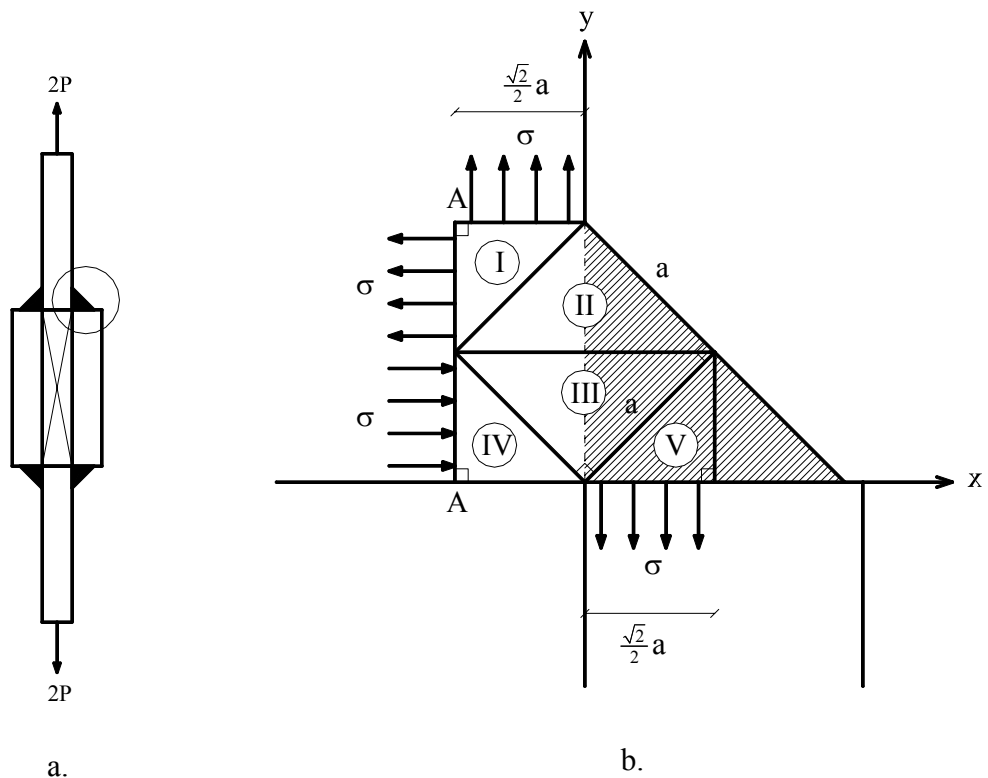
Figur 3.6: Enakset spændingstilstand.

Ved hjælp af de almindelige transformationsformler fås

$$\sigma_x = \frac{1}{2} \sigma = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h \quad \sigma_y = \frac{1}{2} \sigma = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2} \sigma = -\frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h \quad (3.9)$$

I tilfælde hvor den konstruktionsdel, som den betragtede plade er påsvejst, ikke kan føre de skrå enaksede træk videre, er det nødvendigt at reducere bæreevnen i forhold til formel (3.8).

I figur 3.7a er vist et tilfælde, hvor kantsømmenes påvirkning er mere kompliceret.



Figur 3.7: Homogen spændingstilstand for tilfælde, hvor de skrå træk ikke kan føres videre.

I figur 3.7b er en statisk tilladelig spændingsfordeling for dette tilfælde skitseret. Den jævnt fordelte spænding σ i en strimmel med bredden $\frac{\sqrt{2}}{2} a$ tænkes at svare til halvdelen

af kraften $2P$ i stangen. Det forudsættes, at pladetykkelsen svarer til mindst det dobbelte af denne strimmel. Spændingen optages i laskepladerne ved hjælp af et bøjende moment i snit A-A. Deles strækningen A-A i to lige store stykker, giver det bøjende moment de, i figur 3.7b, viste jævnt fordelte spændinger, som bliver lig med σ .

For de fundne randspændinger findes der i hvert delområde en homogen spændingstilstand, hvor område I er påvirket til plant hydrostatisk træk, område II og V til enakset træk og område IV til enakset tryk. For område III, som er det mest kritiske, fås følgende spændinger

$$\sigma_x = -\frac{1}{2}\sigma \quad \sigma_y = \frac{1}{2}\sigma \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2}\sigma \quad (3.10)$$

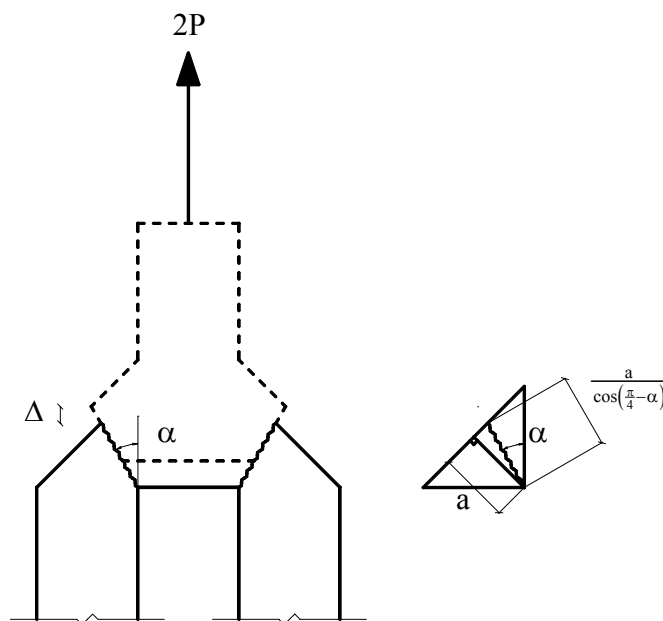
Ved at indsætte spændingstilstanden i v. Mises' flydebetingelse (2.1) findes følgende udtryk for bæreevnen

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3}} f_y \cong 0,82 f_y \quad (3.11)$$

Spændingen i det neddrejede halssnit bliver

$$\sigma_h = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \cong 0,58 f_y \quad (3.12)$$

I dette tilfælde er det også simpelt at finde en løsning ved hjælp af plasticitetsteoriens øreværdisætning. Der betragtes en geometrisk mulig brudfigur, se figur 3.8. Det antages, at der udelukkende sker glidning i flydelinierne (diskontinuitetslinierne).



Figur 3.8: Geometrisk mulig brudfigur.

Det fremgår af figur 3.8, at den relative flytning mellem de bevægede dele bliver $\Delta / \cos \alpha$. Dissipationen pr. længdeenhed er for et v. Mises materiale, idet der antages plan deformationstilstand, givet ved $W_\ell = \tau_f u t$, se [2000.1]. I dette tilfælde bliver dissipationen pr. længdeenhed således

$$W_\ell = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \frac{\Delta}{\cos \alpha} L \quad (3.13)$$

hvor L er længden af svejsesømmene (for et Tresca's materiale skal faktoren $\frac{1}{\sqrt{3}}$ blot erstattes med $\frac{1}{2}$ i formel (3.13)).

Med den i figur 3.8 viste længde af diskontinuitetslinierne, lyder arbejds ligningen

$$2 P \Delta = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \frac{\Delta}{\cos \alpha} L \cdot 2 \frac{a}{\cos \left(\frac{\pi}{4} - \alpha \right)} \quad (3.14)$$

Minimum af P findes for $\alpha = \pi / 8$, hvorved

$$P = \frac{1}{\cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right)} \frac{1}{\sqrt{3}} a L f_y \cong 1,17 \frac{1}{\sqrt{3}} a L f_y \quad (3.15)$$

I det neddrejede halssnit svarer dette til

$$\sigma_h = 1,17 \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \cong 0,68 f_y \quad (3.16)$$

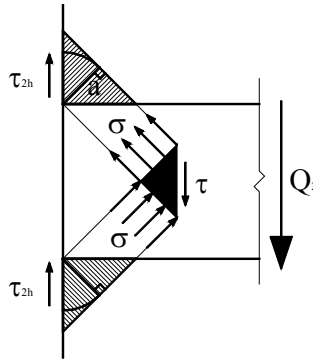
Forskellen mellem øvre- og nedreværdiløsningen er således ikke større end den forskel, man kan få ved at anvende henholdsvis v. Mises' og Tresca's flydebetingelse. I dette tilfælde, hvor det skrå træk ikke kan føres videre, kan bæreevnen dermed regnes til

$$\sigma_h = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \cong 0,58 f_y \quad (3.17)$$

3.1.3 Forskydning vinkelret på kantsømmenes længderetning

I dette belastningstilfælde (Q_2) vil kantsømmene også oftest optræde parvis.

Som i afsnit 3.1.2 kan der angives en simpel statisk tilladelig spændingsfordeling, hvor kantsømmene påvirkes enakset. De to kantsømme får blot påvirkninger med modsat fortegn, idet området markeret med sort påvirkes til ren forskydning, se figur 3.9. Dette svarer til, at spændingerne under 45° med snittet med ren forskydning påvirkes til henholdsvis rent træk og rent tryk.



Figur 3.9: Svejsesamling påvirket af forskydningskraft Q_2 .

Sættes forskydningsspændingen i det sorte område lig med τ , er spændingerne σ i den enaksede påvirkning i kantsømmene numerisk lig med τ , hvilket vil sige

$$\tau = \sigma = \frac{Q_2}{\sqrt{2} a L} \quad (3.18)$$

Forskydningsspændingen i det neddrejede halssnit bliver således

$$\tau_{2h} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma \quad (3.19)$$

Da σ højst kan være lig med f_y , findes bæreevnen

$$\tau_{2h} = \frac{\sqrt{2}}{2} f_y \cong 0,71 f_y \quad (3.20)$$

Dette ses ved hjælp af formel (3.8) at være den samme bæreevne som for σ_h .

Til senere brug opskrives spændingstilstanden for det her betragtede tilfælde i det i figur 3.2 indførte koordinatsystem.

Ved hjælp af de almindelige transformationsformler fås

$$\sigma_x = \frac{1}{2} \sigma = \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \quad \sigma_y = \frac{1}{2} \sigma = \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2} \sigma = -\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \quad (3.21)$$

3.1.4 Sammensatte påvirkninger

De påvirkninger, vist i figur 3.1, der optræder hyppigst sammen, er Q_1 og N , hvorfor dette tilfælde behandles først.

I dette tilfælde fås, ifølge formel (3.1), (3.5) og (3.9), spændingstilstanden

$$\begin{aligned}
 \sigma_x &= \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h & \tau_{xy} &= -\frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h \\
 \sigma_y &= \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h & \tau_{yz} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{lh} \\
 \sigma_z &= 0 & \tau_{xz} &= -\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{lh}
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Indsat i v. Mises' flydebetingelse (2.1) giver disse

$$2\sigma_h^2 + 3\tau_{lh}^2 \leq f_y^2 \tag{3.23}$$

Det skal bemærkes, at det her er forudsat, at de skrå enaksede træk kan føres videre. I afsnit 3.1.2 blev det nævnt, at bæreevnen skal reduceres, hvis de skrå træk ikke kan føres videre. I Aalborgløsningen foreslås derfor at ændre faktoren 2 i formel (3.23) til 3, hvilket giver

$$3\sigma_h^2 + 3\tau_{lh}^2 \leq f_y^2 \tag{3.24}$$

Det ses, at der med denne modifikation opnås, at udtrykket giver samme resultat for $\tau_{lh} = 0$ som formel (3.17), nemlig $\sigma_h = f_y / \sqrt{3}$.

Superponeres spændingstilstandene fra alle tre påvirkninger N, Q₁ og Q₂, fås, ifølge formel (3.21) og (3.22), spændingstilstanden

$$\begin{aligned}
 \sigma_x &= \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h + \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \\
 \sigma_y &= \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h + \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \\
 \sigma_z &= 0 \\
 \tau_{xy} &= -\frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h - \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \\
 \tau_{yz} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{lh} \\
 \tau_{xz} &= -\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{lh}
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

der ved indsættelse i v. Mises' flydebetingelse (2.1) giver

$$2(|\sigma_h| + |\tau_{2h}|)^2 + 3\tau_{1h}^2 \leq f_y^2 \quad (3.26)$$

Med samme modifikation som i formel (3.24) fås

$$3(|\sigma_h| + |\tau_{2h}|)^2 + 3\tau_{1h}^2 \leq f_y^2 \quad (3.27)$$

3.2 Stålnormens krav til bæreevnen af svejsesømme

I dette afsnit gives en kort oversigt over historien bag stålnormens² krav til eftervisning af en svejsesøms bæreevne. For en mere omfattende oversigt over historien henvises til [1991.1].

I midten af 1930'erne formulerede N. C. Kist [1936.1] et udtryk for bestemmelse af en svejsesamlings brudlast.

$$\sqrt{\sigma^2 + 3\tau^2} = \sigma_i \quad (3.28)$$

hvor σ og τ er middelværdierne af henholdsvis normal- og forskydningsspændingerne over halssnittet. Det ses, at udtrykket minder om v. Mises' flydebetingelse for plan spændingstilstand. Udtrykket er verificeret ud fra Kist's egne forsøg og ud fra forsøg udført af C. D. Jensen [1934.1].

Kist antog, at bruddet indtræffer i sømmens mindste tværsnit (oftest halssnittet).

Kraftfordelingen i den enkelte søm kan vælges frit, når blot ligevægtsbetingelserne er opfyldte, idet kraftfordelingen vil indstille sig således, at den maksimale bæreevne opnås (plasticitetsteoriens nedreværdisætning).

Der er dog ingen garanti for, at ligevægts- og randbetingelserne er opfyldte, idet spændingstilstanden i hele svejsesømmen ikke inkluderes. Spændingerne i halssnittet angiver således ikke nødvendigvis en sikker spændingstilstand overalt i sømmen.

Endelig bemærkes, at v. Mises' flydebetingelse anvendes som en brudbetingelse.

Nye brudforsøg blev udført af van der Eb efter 2. verdenskrig [1952.1]. Disse forsøg stemte ikke helt overens med Kist's udtryk. Dette førte til følgende modifikationer af Kist's udtryk: I.S.O.'s modificerede formel

$$\sqrt{\sigma^2 + 1,8\tau^2} = \sigma_i \quad (3.29)$$

og β -formlen

$$\beta\sqrt{\sigma^2 + 3\tau^2} = \sigma_i \quad (3.30)$$

² DS 412 [1999.1], hvilket er enslydende med kravet i Eurocode 3 [1992.1].

I disse formler er σ og τ middelspændingerne over halssnittet, som her alene er påvirket af kræfter vinkelret på svejsesømmens længderetning.

Ud fra få brudforsøg, udført af F. K. Ligtenberg og F. van Melle [1966.1], blev formel (3.29) og (3.30) modificeret til også at gælde for tre dimensioner.

Til trods for formlernes svagheder anbefalede IIW³ i 1974, at β -formlen blev lagt til grund ved den revision af dimensioneringsgrundlaget, som mange lande stod overfor [1991.1]. I dag er det også β -formlen, som er indført i stålnormen (såvel som i Eurocode 3), dog med visse modifikationer.

I stålnormen lyder kravet til den effektive sømspænding

$$\sigma_{\text{eff},s} = \sqrt{\sigma_{90}^2 + 3(\tau_0^2 + \tau_{90}^2)} \leq c_0 \frac{f_{\text{ud}}}{\beta_w} \quad (3.31)$$

hvor f_{ud} er den regningsmæssige trækbrudstyrke af det svageste materiale i samlingen. Styrkereduktionsfaktoren c_0 tager hensyn til svejsesømmens kvalitet og omfanget af kontrol. β_w er en korrelationsfaktor, der tager hensyn til sammenhængen mellem grundmaterialets og svejsematerialets styrke. Svejsematerialets styrke er normalt højere end grundmaterialets styrke. Denne styrkeforøgelse kan tages i regning for snit, der alene går gennem svejsesømmen. Korrelationsfaktoren er bestemt ud fra en række af forsøg [1989.1]. På basis af disse forsøg finder man, at β_w ligger mellem 0,8 og 1,0 afhængig af materialets styrkeklasse.

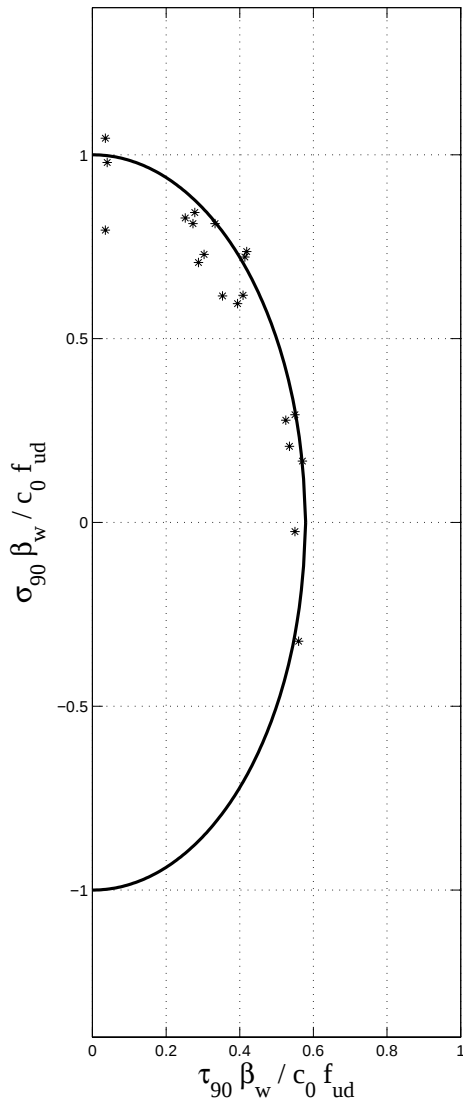
σ_{90} , τ_{90} og τ_0 er middelværdien af henholdsvis normal- og forskydningspændingerne i halssnittet. I DS412 og Eurocode 3 ses der bort fra normalspændingen σ_0 . Indekset 0 angiver, at retningen er parallel med sømmens længderetning. Indekset 90 angiver, at retningen er vinkelret på sømmens længderetning, jf. figur 2.1. Det skal bemærkes, at de tre spændingskomponenter angives som middelværdien af spændingerne i halssnittet, dermed betragtes spændingerne i hele svejsesømmen ikke, jf. afsnit 2.

I figur 3.10 er stålnormens krav til den effektive sømspænding, formel (3.31), sammenlignet med forsøgene udført af henholdsvis C. D. Jensen [1934.1] og Kist [1936.1]. Tilsvarende er stålnormens krav sammenlignet med forsøgene udført af van der Eb [1952.1] i figur 3.11.

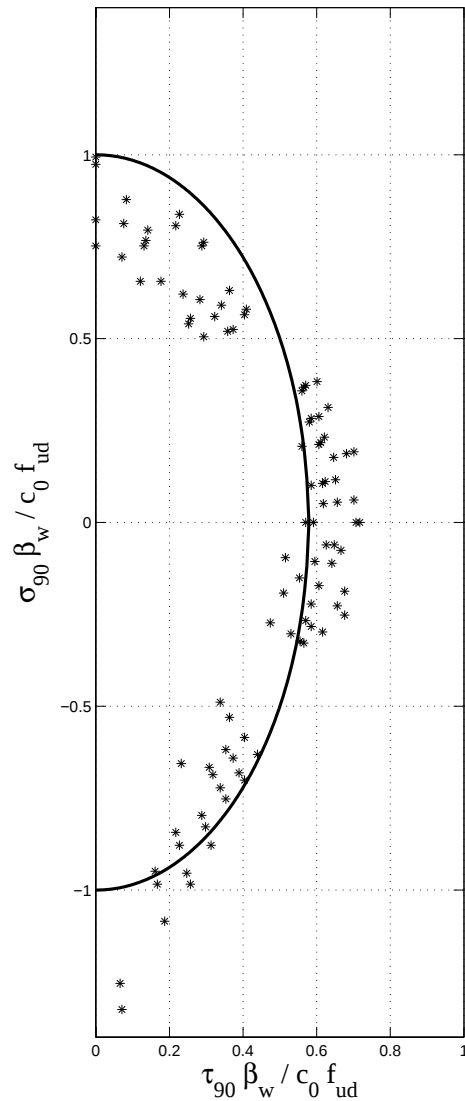
Forsøgene i figur 3.10 og 3.11 anvendes flere steder i litteraturen, for eksempel i [2003.1], som verifikation af krav til den effektive sømspænding. Men det skal bemærkes, at spændingskomponenten τ_0 er lig med nul i alle disse forsøg, hvorfor en fuldstændig verifikation ud fra disse forsøg ikke er mulig.

I appendiks A findes de oprindelige forsøgsresultater fra C. D. Jensen og Kist, hvor udformningen af de enkelte prøveemner ligeledes er skitseret. Tilsvarende findes forsøgsresultater og prøveemner fra van der Eb's forsøg i appendiks B. Det skal her nævnes, at en stor del af forsøgsemnerne kun er forsynet med én kantsøm.

³ International Institute of Welding.



Figur 3.10: Sammenligning med forsøg udført af C.D. Jensen og Kist.



Figur 3.11: Sammenligning med forsøg udført af van der Eb.

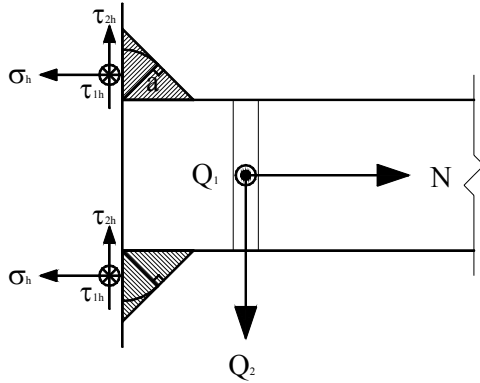
I figur 3.10 er der en god overensstemmelse mellem forsøgene og stålnormens krav til den effektive sømspænding. Antallet af forsøgsresultater er dog beskedent, især for de trykpåvirkede emner.

Antallet af forsøgsresultater er noget mere omfattende i forsøgene udført af van der Eb, se figur 3.11. Det ses, at disse forsøg udviser en bemærkelsesværdig forskel på brudbæreevnen i træk og tryk. Stålnormen synes at overestimere styrken af de trækpåvirkede svejsesømme, hvorimod det modsatte er tilfældet for de trykpåvirkede svejsesømme.

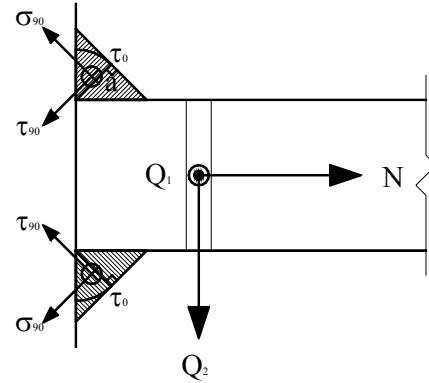
I de to figurer fremgår det ligeledes, at der er en relativt stor spredning på forsøgsresultaterne, specielt i forsøgene udført af van der Eb. Dette skydes primært, at materialeegenskaberne ikke er særlig veldokumenterede, specielt i den varmpåvirkede zone.

3.3 Aalborgløsningen sammenlignet med stålnormens krav

Aalborgløsningen forudsætter, at den pågældende svejsesamling har to symmetrisk placerede kantsømme. I sådanne tilfælde er det muligt at sammenligne løsningen med stålnormens krav til den effektive sømspænding.



Figur 3.12: Optagelse af påvirkningerne N , Q_1 og Q_2 i henhold til Aalborgløsningen.



Figur 3.13: Optagelse af påvirkningerne N , Q_1 og Q_2 i henhold til stålnormen.

I figur 3.12 er et tilfælde vist, hvor en plade er svejst på en anden konstruktionsdel ved hjælp af to symmetriske kantsømme. Påvirkningen fra henholdsvis N , Q_1 og Q_2 optages af spændingerne i det neddrejede halssnit σ_h , τ_{1h} og τ_{2h} i henhold til Aalborgløsningen. I figur 3.13 er et identisk tilfælde vist, hvor påvirkningen optages af spændingerne i halssnittet σ_{90} , τ_{90} og τ_0 i henhold til stålnormen.

Ønskes spændingerne i det neddrejede halssnit udtrykt ved hjælp af spændingerne i halssnittet for belastningstilfældet N , kan følgende ækvivalensligning opskrives

$$2 \cdot \sigma_h \cdot a \cdot L = 2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_{90} \cdot a \cdot L + 2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{90} \cdot a \cdot L \quad (3.32)$$

Antages σ_{90} og τ_{90} at være lige store fås

$$\sigma_{90} = \tau_{90} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma_h \quad (3.33)$$

I belastningstilfældet Q_1 er forskydningsspændingen i det neddrejede halssnit ækvivalent med forskydningsspændingen i halssnittet, hvorfor

$$\tau_0 = \tau_{1h} \quad (3.34)$$

Indsættes formel (3.33) og (3.34) i stålnormens krav, formel (3.31), fås

$$\sigma_{\text{eff},s}^2 = 2 \sigma_h^2 + 3 \tau_{1h}^2 \quad (3.35)$$

hvilket ses at være identisk med formel (3.23), såfremt $\sigma_{\text{eff},s}$ sættes lig med f_y . På tilsvarende måde kan spændingerne i halssnittet udtrykkes ved hjælp af spændingerne i det neddrejede halssnit for belastningstilfældet Q_2 . Her fås

$$\sigma_{90} = \tau_{90} = \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_{2h} \quad (3.36)$$

Indsættes dette igen sammen med formel (3.34) i stålnormens krav, formel (3.31), fås

$$\sigma_{\text{eff},s}^2 = 2 \tau_{2h}^2 + 3 \tau_{1h}^2 \quad (3.37)$$

hvilket ses at være identisk med formel (3.26), for σ_h lig med nul.

Aalborgløsningen og stålnormens krav til den effektive sømspænding er således identiske for det i figur 3.12 og 3.13 viste tilfælde, når det forudsættes, at $\sigma_{90} = \tau_{90}$.

Det fremgår ikke af stålnormen, hvorvidt det er tilladt at vælge kraftfordelingen frit i den enkelte søm, sådan som Kist antager (jf. afsnit 3.2). Men antages belastningen N at blive optaget som en enakset spænding σ , svarende til $\sigma_{90} = \sigma$ og $\tau_{90} = 0$, fås samme resultat som i formel (3.35) ved at indsætte spændingerne sammen med formel (3.7) og (3.34) i stålnormens krav, formel (3.31). På tilsvarende måde fremkommer formel (3.37) ved at antage at belastningen Q_2 bliver optaget af henholdsvis en enakset trækspænding og en enakset trykspænding i de to svejsesømme.

Betragtes belastningstilfældet i figur 3.12, hvor Q_2 sættes til nul, kan spændingerne i det neddrejede halssnit udtrykkes ved hjælp af N og Q_1 .

$$\sigma_h = \frac{N}{2aL} \quad \tau_{1h} = \frac{Q_1}{2aL} \quad (3.38)$$

Indsættes disse spændinger i Aalborgløsningen, formel (3.35), kan bæreevnen i det betragtede tilfælde udtrykkes, som

$$\frac{1}{2} \left(\frac{N}{aL} \right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{Q_1}{aL} \right)^2 \leq f_y^2 \quad (3.39)$$

På dimensionsløs form fås

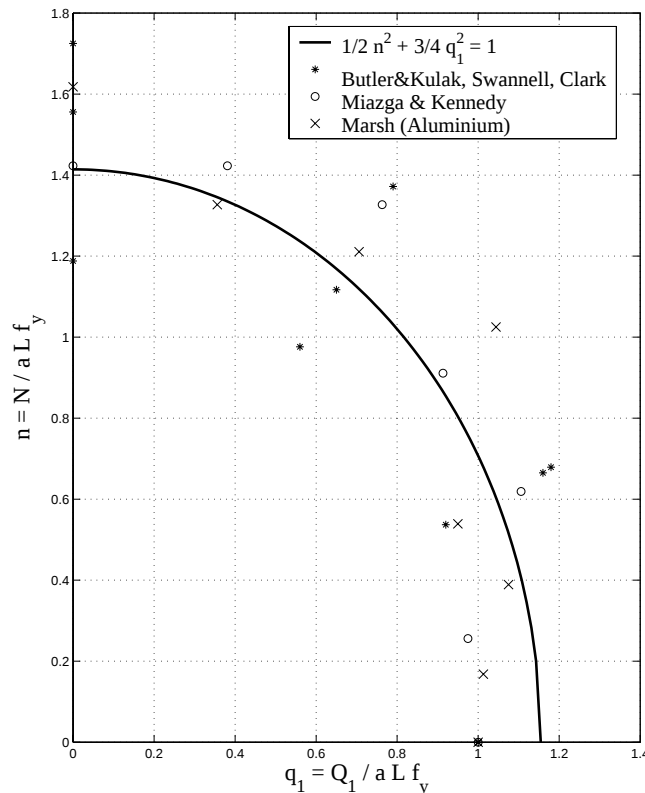
$$\frac{1}{2} n^2 + \frac{3}{4} q_l^2 \leq 1 \quad (3.40)$$

hvor

$$n = \frac{N}{aL f_y} \quad q_l = \frac{Q_1}{aL f_y} \quad (3.41)$$

Sættet $f_y = c_0 f_{ud} / \beta_w$ kan stålnormens krav til den effektive sømspænding ligeledes udtrykkes ved formel (3.40).

I figur 3.14 er q_1 afbildet som funktion af n . I figuren er teorien sammenholdt med forsøg udført af Butler og Kulak [1971.2], Swannell [1981.1], Clark [1972.1] samt af Miazga og Kennedy [1989.2]. Desuden er der i figuren vist forsøg udført af Marsh [1985.1], som omhandler aluminiumssømme. De viste forsøgsresultater er alle taget fra [1991.1].

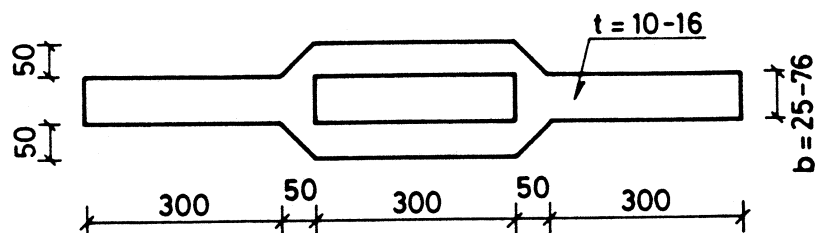


Figur 3.14: Sammenhæng mellem n og q_1 , teori og forsøg.

Det ses, at der er en relativt stor spredning på forsøgsresultaterne, men de synes dog at verificere teorien.

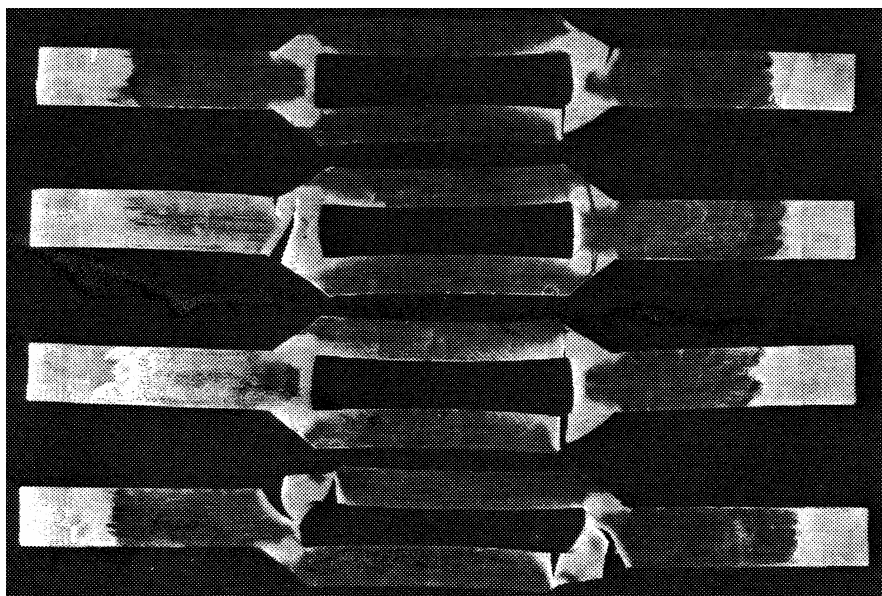
Aa. P. Jensen [1991.1] har udført forsøg med emner, hvor det skrå træk igennem svejsesømmene ikke kan føres videre. Forsøgene omfatter 16 emner udskåret af en 10-16 mm stålplade. Emnernes geometri er vist i figur 3.15. Det ses, at selve svejsesømmene blot er markeret ved emnets geometri, og dermed ikke svejst op. På denne måde reduceres antallet af ukendte parametre.

I forsøgene er vægten lagt på at bestemme flydelasten så nøjagtigt som muligt, dog blev brudlasten også bestemt for at konstatere, om det endelige brud havde en umiddelbar relation til flydezonerne. Dette viste sig ikke at være tilfældet.



Figur 3.15: Prøveemner i forsøg udført af Aa. P. Jensen⁴ (mål i mm).

I figur 3.16 er bruddet i nogle udvalgte emner illustreret.



Figur 3.16: Brud i forsøgsemner udført af Aa. P. Jensen⁵.

Forsøgsemnerne påvirkes til rent træk svarende til belastningstilfældet N. I dette tilfælde kan en nedreværdi for flydelasten, ved hjælp af den modificerede Aalborgløsning, formel (3.12) og (3.38), skrives som

$$N^- = \frac{2\sqrt{3}}{3} a L f_y \cong 1,155 a L f_y \quad (3.42)$$

I Aalborgløsningen er der ligeledes bestemt en øreværdi for flydelasten i dette tilfælde, jf. formel (3.16).

$$N^+ = 1,17 \cdot \frac{2\sqrt{3}}{3} a L f_y \cong 1,351 a L f_y \quad (3.43)$$

⁴ Figuren er taget fra [1991.1].

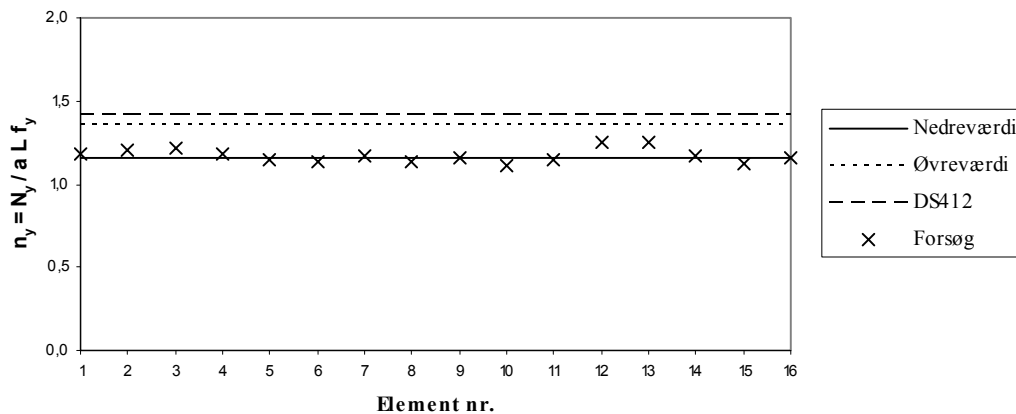
⁵ Figuren er taget fra [1991.1].

Sættet $f_y = c_0 f_{ud} / \beta_w$, kan stålnormens krav til den effektive sømspændingen skrives

$$N = \sqrt{2} a L f_y \cong 1,414 a L f_y \quad (3.44)$$

Det bemærkes, at der ikke i denne løsning skal regnes med nogen form for reduktion af bæreevnen i tilfælde, hvor det skrå træk igennem svejsesømmene ikke kan føres videre.

I figur 3.17 er de tre udtryk, formel (3.42) - (3.44), afbildet på dimensionsløs form sammen med resultaterne fra Aa. P. Jensen's forsøg [1991.1].



Figur 3.17: Sammenligning mellem forsøg udført af Aa. P. Jensen og teori.

Det fremgår af figuren, at der er en særdeles god overensstemmelse mellem teorien og forsøgsresultaterne. Middelværdien af forsøgsresultaterne er bestemt til $n_y = 1,170$, hvilket ligger meget tæt på nedreværdiløsningen. Det ses desuden, at stålnormens krav til den effektive sømspænding overvurderer bæreevnen i dette tilfælde.

Øvreværdiløsningen er baseret på antagelsen om plan deformationstilstand. Da forsøgsemnernes tykkelse er af en beskeden størrelse, er det mere rimeligt at antage plan spændingstilstand. Dette er formentlig forklaringen på, at forsøgsresultaterne ligger tættest på nedreværdiløsningen. En gennemregning med antagelsen om plan spændingstilstand giver umiddelbart en øvreværdi svarende til $N^+ = 1,320 a L f_y$, hvilket dog er en beskeden reduktion af bæreevnen i forhold til øvreværdien for plan deformationstilstand.

Af Swannell og Skewes⁶ er der udført et begrænset antal forsøg med emner med to symmetriske kantsømme, hvor det skrå tryk igennem svejsesømmene ikke kan føres videre. Disse forsøg omfatter belastningstilfældene N og Q₁, hvor det skal bemærkes, at belastningstilfældet N er tryk. Dette har dog ingen betydning for sammenligningen med teorien ved flydning.

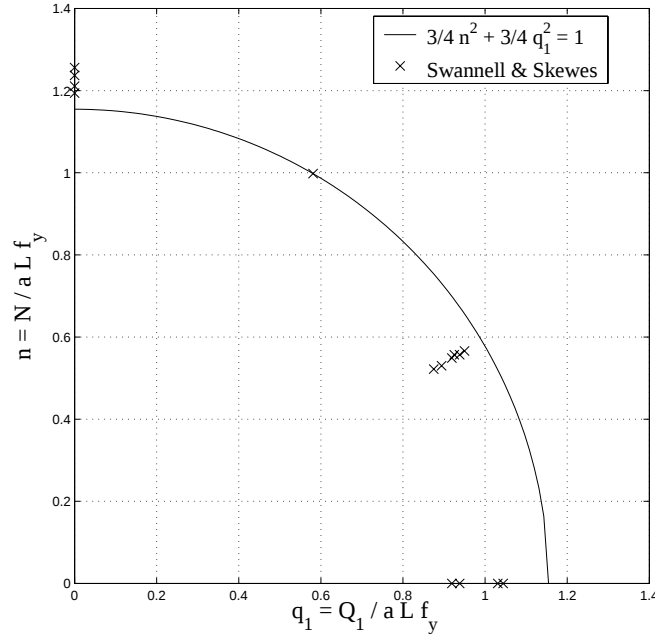
Aalborgløsningen kan, jf. formel (3.24) og (3.38), skrives

⁶ Forsøgsresultaterne er taget fra [1991.1]

$$\frac{3}{4}n^2 + \frac{3}{4}q_1^2 \leq 1 \quad (3.45)$$

hvor n og q_1 er givet ved formel (3.41).

I figur 3.18 er n afbildet som funktion af q_1 . I figuren er teorien sammenholdt med forsøgene udført af Swannell og Skewes [1978.1].



Figur 3.18: Sammenhæng mellem n og q_1 i tilfælde, hvor det skrå træk/tryk ikke kan føres videre, teori og forsøg.

Teorien synes at undervurdere bæreevnen for rent tryk, hvorimod det modsatte er tilfældet for ren forskydning.

For alle tre belastningstilfælde N , Q_1 og Q_2 kan Aalborgløsningen på dimensionsløs form skrives

$$\frac{1}{2}(|n| + |q_2|)^2 + \frac{3}{4}q_1^2 \leq 1 \quad (3.46)$$

hvor

$$n = \frac{N}{a L f_y} \quad q_1 = \frac{Q_1}{a L f_y} \quad q_2 = \frac{Q_2}{a L f_y} \quad (3.47)$$

I tilfælde hvor et skråt træk igennem svejsesømmene ikke kan føres videre, kan Aalborgløsningen skrives

$$\frac{3}{4}(|n| + |q_2|)^2 + \frac{3}{4}q_1^2 \leq 1 \quad (3.48)$$

4 Nedreværdiløsninger for enkelte kantsømme

I dette kapitel opstilles nedreværdiløsninger for enkelte kantsømme. Der tages igen udgangspunkt i Aalborgløsningen, hvis anvendelige dele angives på den form, som anvendes i afhandlingens videre forløb. Derudover angives der løsninger for tryk-påvirkede svejsesømme.

Aalborgløsningen indeholder ikke en løsning for forskydning i halssnittet vinkelret på kantsømmens længderetning, der svarer til stålnormens forskydningsspænding τ_{90} , hvorfor en sådan løsning også skal etableres. Derefter sammensættes de enkelte løsninger til en flydebetingelse for vilkårlig påvirkning. Denne flydebetingelse sammenlignes med de foreliggende forsøgsresultater.

4.1 Forskydning parallel med kantsømmens længderetning

Den i afsnit 3.1.1 beskrevne homogene spændingstilstand for forskydning parallel med længderetningen kan direkte anvendes, idet formel (3.1) kan skrives som

$$\tau_{xz} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0 \quad \tau_{yz} = \frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0 \quad (4.1)$$

Når svejsesømmen udelukkende påvirkes til forskydning parallelt med sømmens længderetning, er bæreevnen ifølge formel (3.6) givet ved

$$\tau_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \cong 0,58 f_y \quad (4.2)$$

da spændingen i det neddrejede halssnit er lig med spændingen i selve halssnittet.

Denne løsning betegnes i det følgende som τ_0 -løsningen.

4.2 Enakset træk vinkelret på kantsømmens længderetning

Den i afsnit 3.1.2 beskrevne homogene spændingstilstand for enakset træk vinkelret på sømmens længderetning kan også direkte anvendes, idet formel (3.9) kan skrives som

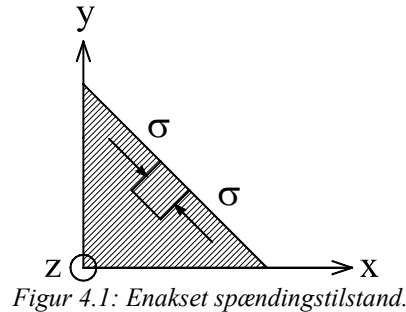
$$\sigma_x = \frac{1}{2} \sigma_{90} \quad \sigma_y = \frac{1}{2} \sigma_{90} \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2} \sigma_{90} \quad (4.3)$$

hvilket, når svejsesømmen kun er påvirket til enakset træk vinkelret på sømmens længderetning, svarer til bæreevnen

$$\sigma_{90} = f_y \quad (4.4)$$

4.3 Enakset tryk vinkelret på kantsømmens længderetning

På samme måde som i tilfældet med enakset træk, kan der her angives en simpel homogen spændingstilstand, når svejsesømmen påvirkes til enakset tryk, som vist i figur 4.1.



Figur 4.1: Enakset spændingstilstand.

Spændingstilstanden kan skrives som

$$\sigma_x = -\frac{1}{2}\sigma_{90} \quad \sigma_y = -\frac{1}{2}\sigma_{90} \quad \tau_{xy} = \frac{1}{2}\sigma_{90} \quad (4.5)$$

hvilket svarer til bæreevnen

$$\sigma_{90} = -f_y \quad (4.6)$$

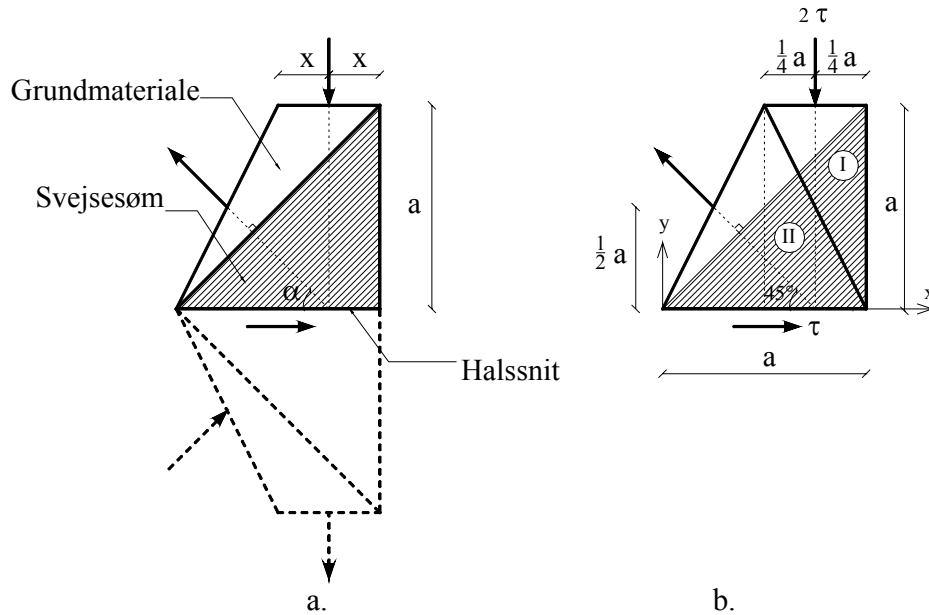
Løsningen for henholdsvis enakset træk og enakset tryk betegnes i det følgende som σ_{90} -løsningen.

4.4 Forskydning vinkelret på kantsømmens længderetning

I dette tilfælde kan løsningen, beskrevet i afsnit 3.1.3, ikke direkte anvendes, da den kun gælder for to symmetriske kantsømme. Det er derfor nødvendigt at opstille en løsning for forskydningsspændingen i halssnittet τ_{90} .

Ved hjælp af plasticitetsteoriens nedreværdisætning viser det sig ikke muligt at opstille en løsning, der giver større bæreevne end $\tau_{90} \approx \frac{1}{3}f_y$, når kun selve svejsesømmen inkluderes i løsningen. Dette er ikke tilfredsstillende, idet bæreevnen ligger et godt stykke fra den maksimale forskydningsbæreevne for et v. Mises materiale ($\sim 0,58 f_y$).

Det er muligt at øge bæreevnen ved at inkludere dele af grundmaterialet i nedreværdiløsningen, se figur 4.2a.



Figur 4.2: Statisk tilladelig spændingsfordeling til bestemmelse af τ_{90} .

I figur 4.2a ses det, at det vandrette stykke $2X$ af grundmaterialet medtages. Dette stykke påvirkes af en jævnt fordelt trykspænding. Det skrå stykke af grundmaterialet påvirkes af en jævnt fordelt trækspænding.

Det ses, at snittet er et antimetrisnit, hvilket bevirker, at henholdsvis den lodrette og den skrå spænding i den nederste halvdel vil have modsat fortegn i forhold til de tilsvarende spændinger i den øverste halvdel.

I figur 4.2b er vist en statisk tilladelig løsning, hvor $X = \frac{1}{4}a$ og vinklen $\alpha = 45^\circ$. At løsningen er statisk tilladelig kan ses ud fra en geometrisk betragtning, idet de tre spændingsresultanter skal gå igennem samme punkt. Desuden skal den lodrette og den skrå spændingsresultant påvirke de respektive flader i midten, og den skrå spændingsresultant skal stå vinkelret på svejsebenet. I figur 4.2b ses området opdelt i to områder med homogene spændingstilstande. Den lodrette spænding ses at være lig med 2τ .

Område I ses at være påvirket til enakset tryk. Med det, i figur 4.2b, viste koordinatsystem er spændingstilstanden for område I således givet ved

$$\sigma_x = 0 \quad \sigma_y = -2\tau_{90} \quad \tau_{xy} = 0 \quad (4.7)$$

Spændingstilstanden for område II er givet ved

$$\sigma_x = \frac{1}{2}\tau_{90} \quad \sigma_y = 0 \quad \tau_{xy} = -\tau_{90} \quad (4.8)$$

Ved at indsætte de to spændingstilstande i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås for område I

$$\tau_{90} = \frac{1}{2} f_y \quad (4.9)$$

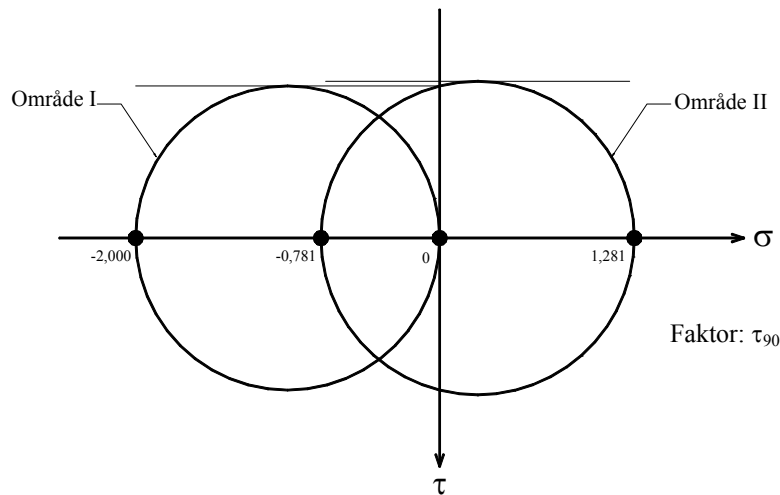
For område II fås

$$\left(\frac{1}{2} \tau_{90}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \tau_{90}\right)^2 + 6 \tau_{90}^2 = 2 f_y^2 \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow \tau_{90} = \frac{2 \cdot \sqrt{13}}{13} f_y \cong 0,56 f_y$$

Dette er tæt på den maksimale forskydningsbæreevne for et v. Mises materiale ($\sim 0,58 f_y$). Men det ses, at område I er det mest kritiske. Her svarer resultatet til den maksimale forskydningsbæreevne for et Tresca materiale.

I figur 4.3 er Mohr's cirkel vist for hver af de to spændingstilstande.



Figur 4.3: Mohr's cirkel for hver af de to spændingstilstande.

Det ses af figur 4.3, at område II bliver det mest kritiske, når Tresca's flydebetingelse anvendes i stedet for v. Mises' flydebetingelse.

Ved anvendelse af Tresca's flydebetingelse, jf. formel (2.2), fås for område I

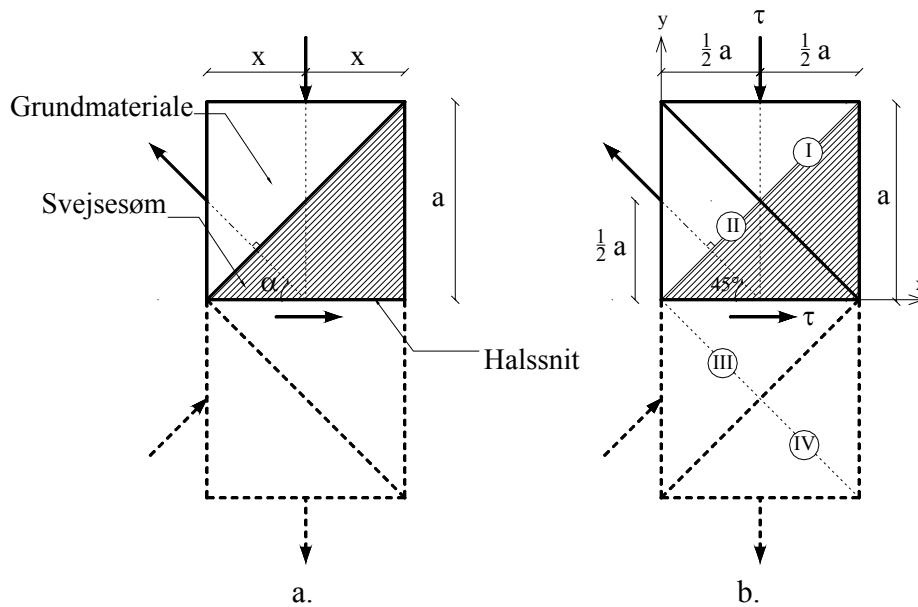
$$\tau_{90} = \frac{1}{2} f_y \quad (4.11)$$

For område II fås tilsvarende

$$\tau_{90} = \frac{2 \cdot \sqrt{17}}{17} f_y \cong 0,49 f_y \quad (4.12)$$

For område I bliver bæreevnen dermed den samme ved anvendelse af Tresca's og v. Mises' flydebetingelse. Det kan dermed konkluderes, at område I bliver det mest kritiske ved anvendelse af v. Mises' flydebetingelse, hvorimod område II bliver det mest kritiske ved anvendelse af Tresca's flydebetingelse.

Til senere brug er det nødvendigt at opstille en løsning for τ_{90} , hvor område II også er det mest kritiske ved anvendelse af v. Mises' flydebetingelse. Dette gøres ud fra den, i figur 4.4, viste statisk tilladelige spændingsfordeling.



Figur 4.4: Statisk tilladelig spændingsfordeling til bestemmelse af τ_{90} .

Det fremgår af figur 4.4a, at der her tages et lige så stort areal af grundmaterialet som selve svejsesømmen med i modellen. Dette er det maksimale areal, der kan medtages, når spændingsfordelingen skal være statisk tilladelig.

Afstanden X bliver således dobbelt så stor som i det foregående tilfælde. Den lodrette spænding bliver dermed halvt så stor, se figur 4.4b.

Spændingstilstanden for område I ses med det, i figur 4.4b, viste koordinatsystem at være givet ved

$$\sigma_x = 0 \quad \sigma_y = -\tau_{90} \quad \tau_{xy} = 0 \quad (4.13)$$

Spændingstilstanden for område II er givet ved

$$\sigma_x = \tau_{90} \quad \sigma_y = 0 \quad \tau_{xy} = -\tau_{90} \quad (4.14)$$

Ved at indsætte de to spændingstilstande i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås for område I

$$\tau_{90} = f_y \quad (4.15)$$

For område II fås

$$8\tau_{90}^2 = 2f_y^2 \Rightarrow \tau_{90} = \frac{1}{2}f_y \quad (4.16)$$

Sammenlignet med formel (4.9) og (4.10) ses det, at område II som ønsket bliver det mest kritiske. Desuden ses det, at bæreevnen for område I øges til det dobbelte, hvorimod bæreevnen for område II kun reduceres fra 0,56 til 0,50.

I figur 4.4b er de til område I og II svarende områder for det modsatte snit vist markeret med de tykke stiplede linier (område III og IV). Spændingstilstanden for område IV ses med det i figur 4.4b viste koordinatsystem at være givet ved

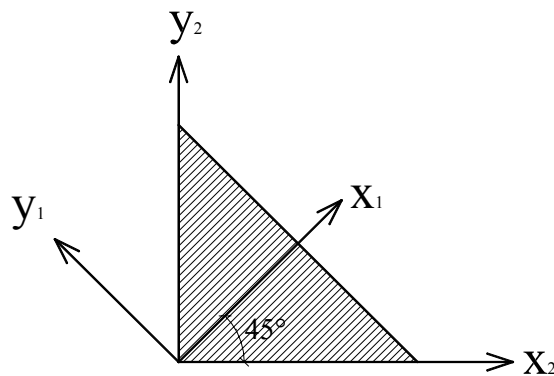
$$\sigma_x = 0 \quad \sigma_y = \tau_{90} \quad \tau_{xy} = 0 \quad (4.17)$$

Spændingstilstanden for område III er givet ved

$$\sigma_x = -\tau_{90} \quad \sigma_y = 0 \quad \tau_{xy} = -\tau_{90} \quad (4.18)$$

Ved indsættelse i v. Mises' flydebetingelse opnås naturligvis samme bæreevne som angivet i henholdsvis formel (4.15) og (4.16).

I tabel 4.1 og tabel 4.2 er spændingskomposanterne for de to koordinatsystemer, vist i figur 4.5, angivet.

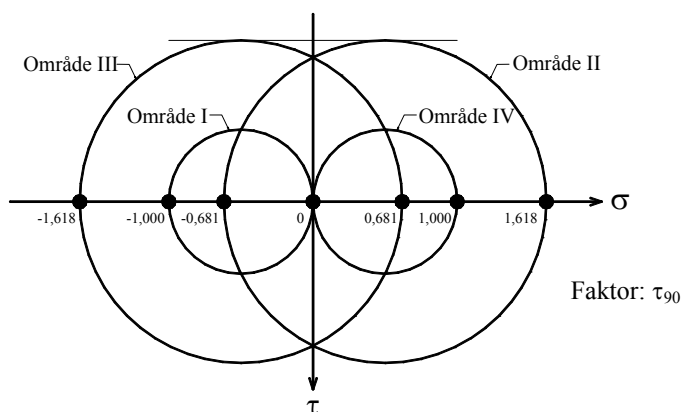


Figur 4.5: Placering af de to koordinatsystemer.

(x_1, y_1)	σ_x	σ_y	τ_{xy}
Område I	0	$-\tau_{90}$	0
Område II	τ_{90}	0	$-\tau_{90}$
Område III	$-\tau_{90}$	0	$-\tau_{90}$
Område IV	0	τ_{90}	0

Tabel 4.1: Homogene spændinger i henhold til koordinatsystem (x_1, y_1) .

(x_2, y_2)	σ_x	σ_y	τ_{xy}
Område I	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90}$
Område II	$\frac{3}{2} \tau_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90}$
Område III	$\frac{1}{2} \tau_{90}$	$-\frac{3}{2} \tau_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$
Område IV	$\frac{1}{2} \tau_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$

Tabel 4.2: Homogene spændinger i henhold til koordinatsystem (x_2, y_2) .


Figur 4.6: Mohr's cirkel for hver af de fire spændingstilstande.

I figur 4.6 er Mohr's cirkel for hver af de fire spændingstilstande skitseret. Det ses, at cirklerne for område III og IV svarer til cirklerne for henholdsvis område I og II, blot spejlet om τ -aksen, idet der som nævnt er tale om et antimetrisnit.

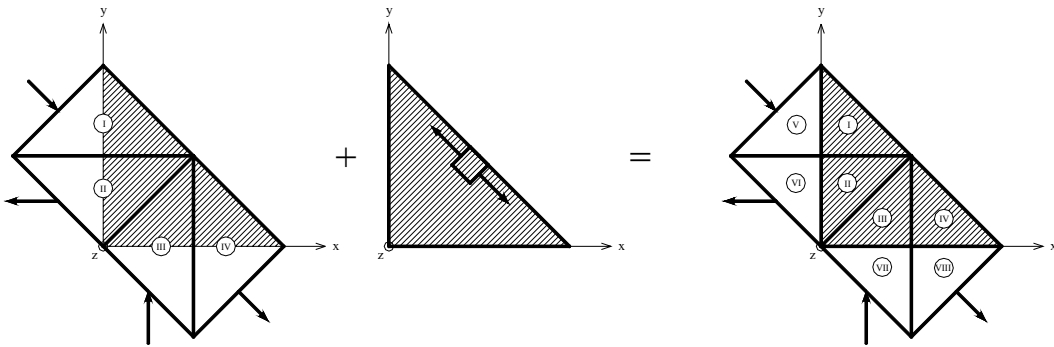
4.5 Sammensatte påvirkninger

I nærværende afsnit sammensættes de enkelte løsninger, beskrevet i afsnit 4.1 – 4.4, til en flydebetingelse for enkelte svejdesømme. For at kunne sammenligne med de forsøg, som stål normens krav til den effektive sømspænding er baseret på (jf. afsnit 3.2), ses der i første omgang kun på de løsninger, som svarer til påvirkning vinkelret på svejdesømmens længderetning (σ_{90} -løsningen og τ_{90} -løsningen).

4.5.1 Påvirkning vinkelret på svejsesømmens længderetning

De opstillede løsninger gælder uanset fortegn, når σ_{90} regnes positiv som træk, og τ_{90} regnes positiv, når den virker med retningen vist i figur 4.2. For overskuelighedens skyld gennemføres de følgende beregninger dog først for det tilfælde, hvor σ_{90} er en trækspænding. Både σ_{90} og τ_{90} er således positive størrelser. Derefter ses på tilfælde hvor σ_{90} er en trykspænding.

I første omgang holdes løsningerne for henholdsvis træk og tryk adskilt. Ved at superponere σ_{90} -løsningen for enakset træk, jf. formel (4.3), med τ_{90} -løsningen (Tabel 4.2) fremkommer de, i figur 4.7, viste otte områder. I figuren angiver de skraverede områder selve svejsesømmen, og de ikke-skraverede områder angiver de områder af grundmaterialet, som medtages i τ_{90} -løsningen, jf. afsnit 4.4.



Figur 4.7: Superponering af σ_{90} -løsningen og τ_{90} -løsningen.

Det ses, at områderne V – VIII ikke bliver påvirket i σ_{90} -løsningen. Spændingstilstanden i disse områder svarer således til spændingerne i område I – IV i τ_{90} -løsningen, se tabel 4.2.

De homogene spændingstilstande for hvert af de fire nye områder er angivet i tabel 4.3.

Område	σ_x	σ_y	τ_{xy}
I	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$
II	$\frac{3}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$
III	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{3}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$
IV	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$

Tabel 4.3: Homogene spændinger for område I - IV.

Ved at indsætte spændingstilstandene fra de fire områder i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås følgende

Område I:

$$\sigma_{90} - \tau_{90} = f_y \quad (4.19)$$

Område II:

$$\sigma_{90}^2 + 4\tau_{90}^2 - \sigma_{90}\tau_{90} = f_y^2 \quad (4.20)$$

Område III:

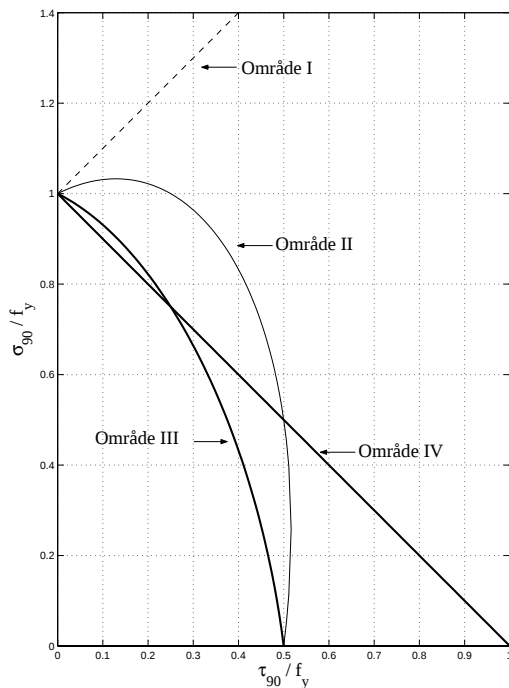
$$\sigma_{90}^2 + 4\tau_{90}^2 + \sigma_{90}\tau_{90} = f_y^2 \quad (4.21)$$

Område IV:

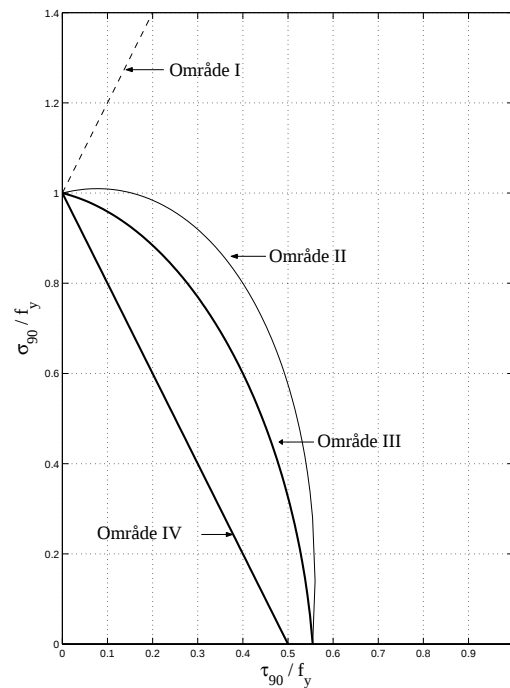
$$\sigma_{90} + \tau_{90} = f_y \quad (4.22)$$

Som nævnt er både σ_{90} og τ_{90} positive størrelser i de benyttede løsninger.

I figur 4.8 er de fire udtryk afbildet på dimensionsløs form. Det ses, at område I og II er uinteressante, idet de ligger uden for kurven for område III. Desuden ses det, at område III ikke overalt er det mest kritiske, idet den rette linie fra område IV skærer kurven fra område III.



Figur 4.8: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_{90} , når område III er det mest kritiske.



Figur 4.9: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_{90} , når område IV er det mest kritiske.

Ved at superponere σ_{90} -løsningen med den τ_{90} -løsning, som fremgår af den i figur 4.2 viste spændingsfordeling, fremkommer kurverne for hvert af de fire områder vist i figur 4.9. Det ses, som tidligere omtalt, at område IV her er det mest kritiske, og bæreevnen er givet ved en ret linie. Dette må betragtes som en noget konservativ nedreværdiløsning sammenlignet med de foreliggende forsøgsresultater, der alle ligger på konvekse, krumme kurver (jf. figur 3.11 samt appendiks B).

Der ses nu på det tilfælde, hvor τ_{90} -løsningen superponeres med σ_{90} -løsningen svarende til enakset tryk. Resultatet kan findes ved blot at skifte fortegn for σ_{90} i formlerne (4.19) – (4.22). For overskuelighedens skyld gennemføres beregningerne dog under den forudsætning, at σ_{90} regnes positiv som tryk.

Områdefordelingen vist i figur 4.7 kan også anvendes i dette tilfælde, idet blot spændingerne i σ_{90} -løsningen ændrer retning.

De homogene spændingstilstande bestemmes ud fra formel (4.5) og tabel 4.2. De homogene spændingstilstande for hvert af de fire nye områder er angivet i tabel 4.4.

Område	σ_x	σ_y	τ_{xy}
I	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$
II	$\frac{3}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$
III	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{3}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$
IV	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$

Tabel 4.4: Homogene spændinger for område I - IV.

Ved at indsætte spændingstilstandene fra de fire områder i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås følgende

Område I:

$$-\sigma_{90} - \tau_{90} = f_y \quad (4.23)$$

Område II:

$$\sigma_{90}^2 + 4 \tau_{90}^2 + \sigma_{90} \tau_{90} = f_y^2 \quad (4.24)$$

Område III:

$$\sigma_{90}^2 + 4 \tau_{90}^2 - \sigma_{90} \tau_{90} = f_y^2 \quad (4.25)$$

Område IV:

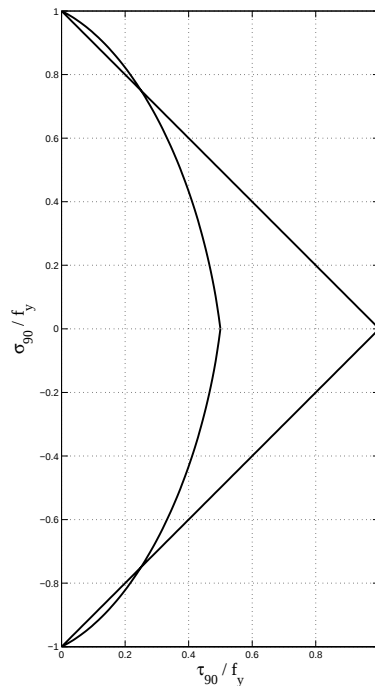
$$\tau_{90} - \sigma_{90} = f_y \quad (4.26)$$

Her er σ_{90} såvel som τ_{90} positive størrelser. Gennemgås på tilsvarende måde begge fortegnsmuligheder for τ_{90} finder man, at de endelige formler kan skrives

$$\begin{aligned} \sigma_{90}^2 + 4 \tau_{90}^2 + |\sigma_{90} \tau_{90}| &\leq f_y^2 \quad \text{for} \quad \sigma_{90} \in \left[-\frac{3}{4} f_y; \frac{3}{4} f_y \right] \\ |\sigma_{90}| + |\tau_{90}| &\leq f_y \quad \text{for} \quad \sigma_{90} \in \left[-f_y; -\frac{3}{4} f_y \right] \vee \left[\frac{3}{4} f_y; f_y \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

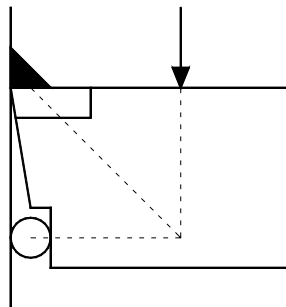
De numeriske tegn om produktet $\sigma_{90}\tau_{90}$ viser, at produktet altid vil reducere bæreevnen uanset fortegn.

I figur 4.10 er de to udtryk i formel (4.27) afbildet på dimensionsløs form. Det ses, at de er symmetriske om τ_{90} -aksen, men kurverne knækker dog ved denne akse. Denne løsning bekræfter således ikke den tendens, som van der Eb's forsøg udviser, da der efter disse ikke er symmetri om τ_{90} -aksen, jf. figur 3.11 samt appendiks B.



Figur 4.10: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_{90} .

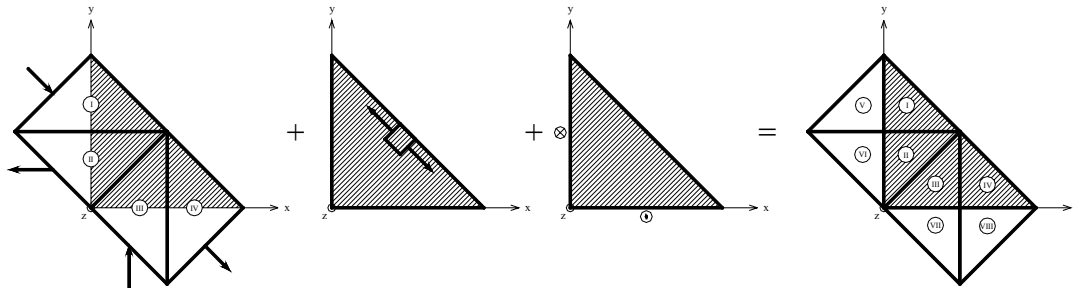
For at illustrere hvorledes svejsesømme kan få forskydningsspændinger τ_{90} med forskellige fortegn, betragtes forsøgsopstillingen anvendt af van der Eb, se figur 4.11 og appendiks B. Det ses, at forskydningsspændingen τ_{90} kan "gå begge veje", alt efter hvor belastningen placeres i forhold til den stiplede lodrette linie. I det i figuren viste tilfælde er forskydningsspændingen τ_{90} lig med nul, idet kraften er placeret i den lodrette stiplede linie. Dermed mødes den lodrette, vandrette og den skrå linie (svarende til retningen af normalspændingen σ_{90}) i samme punkt.



Figur 4.11: Forsøgsopstilling til bestemmelse af sammenhæng mellem σ_{90} - og τ_{90} -spændinger i henhold til [1952.1].

4.5.2 Påvirkning i vilkårlig retning

Et udtryk for bæreevnen af en svejdesøm påvirket i vilkårlig retning kan opstilles ved at superponere løsningerne for henholdsvis σ_{90} , τ_{90} og τ_0 , se figur 4.12.



Figur 4.12: Superponering af σ_{90} -, τ_{90} - og τ_0 -løsningen.

Igen ses det, at kun områderne I – IV har interesse, idet områderne V – VIII udelukkende er bestemt af τ_{90} -løsningen.

De homogene spændingstilstande for område I – IV er givet ved henholdsvis formel (4.1) og (4.3) samt tabel 4.2, idet der i første omgang kun ses på σ_{90} -løsningen for enakset træk.

I tabel 4.5 er de homogene spændingstilstande for område I – IV angivet. Det ses, at den eneste forskel på disse homogene spændingstilstande, og dem angivet i tabel 4.3, er, at der kommer to ekstra komponenter τ_{xz} og τ_{yz} , som i øvrigt er ens i alle fire områder.

Område	σ_x	σ_y	τ_{xy}	τ_{xz}	τ_{yz}
I	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$
II	$\frac{3}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$
III	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{3}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$
IV	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \tau_0$

Tabel 4.5: Homogene spændinger for område I - IV.

Område III og IV er således igen de mest kritiske, og dermed de eneste af interesse. Indsættes spændingstilstandene fra disse to områder i v. Mises' flydebetingelse (2.1) fås følgende

Område III:

$$\sigma_{90}^2 + 4\tau_{90}^2 + \sigma_{90}\tau_{90} + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.28)$$

Område IV:

$$(\sigma_{90} + \tau_{90})^2 + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.29)$$

Det ses, at for $\tau_0 = 0$ er formel (4.28) og (4.29) identiske med formel (4.27), idet σ_{90} og τ_{90} er positive størrelser. For $\tau_{90} = 0$ er bæreevnen af svejssesømmen givet ved

$$\sigma_{90}^2 + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.30)$$

For $\sigma_{90} = 0$ ses formel (4.28) at være afgørende, og bæreevnen er bestemt ved

$$4\tau_{90}^2 + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.31)$$

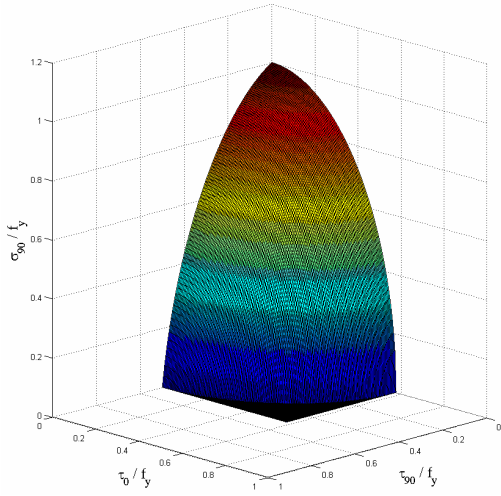
Superponeres løsningerne for τ_{90} og τ_0 med σ_{90} -løsningen for enakset tryk findes det, som i afsnit 4.5.1, at flydefladen er givet ved formel (4.28) og (4.29), hvor σ_{90} regnes med fortegn. Tilsvarende kan τ_{90} ligeledes regnes med fortegn.

I figur 4.13 og figur 4.14 er flydefladerne for henholdsvis område III og IV skitseret, svarende til formel (4.28) og (4.29). I figur 4.15 er specialtilfældet $\tau_0 = 0$, formel (4.27), skitseret, hvor både flydefladen for område III og flydefladen for område IV har betydning for bæreevnen. For specialtilfældet $\tau_{90} = 0$, formel (4.30), er de to flydeflader sammenfaldende, som vist i figur 4.16. I figur 4.17 er specialtilfældet $\sigma_{90} = 0$, formel (4.31), vist, hvor kun flydefladen for område III har betydning for bæreevnen.

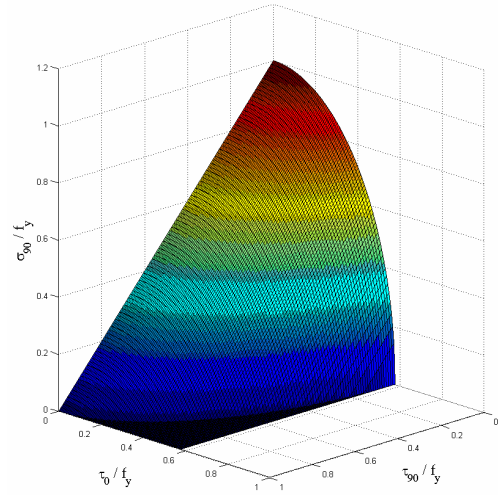
Flydefladerne i henholdsvis figur 4.13 og 4.14 er lukkede flader, idet flydefladerne for $\sigma_{90} < 0$ fremkommer ved en spejling af de to flydeflader om $\tau_{90}\tau_0$ -planen. Går τ_{90} den modsatte vej, svarer flydefladerne til en spejling af de to flydeflader om $\sigma_{90}\tau_0$ -planen. På samme måde spejles flydefladerne om $\sigma_{90}\tau_{90}$ -planen, hvis τ_0 går den modsatte vej.

Gennemgås de to fortegnsmuligheder for τ_{90} findes de endelige bæreevneformler:

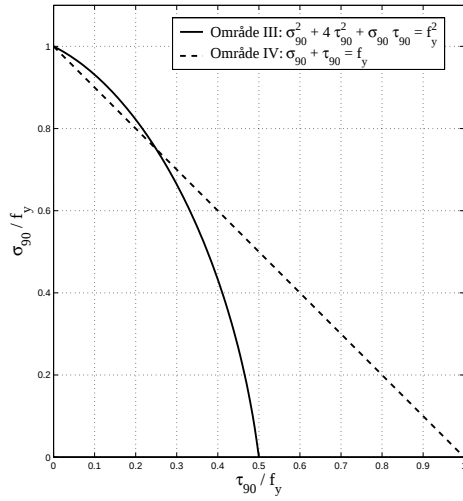
$$\begin{aligned} \sigma_{90}^2 + 4\tau_{90}^2 + |\sigma_{90}\tau_{90}| + 3\tau_0^2 &\leq f_y^2 \quad \text{for } \sigma_{90} \in \left[-\frac{3}{4}f_y; \frac{3}{4}f_y\right] \\ (|\sigma_{90}| + |\tau_{90}|)^2 + 3\tau_0^2 &\leq f_y^2 \quad \text{for } \sigma_{90} \in \left[-f_y; -\frac{3}{4}f_y\right] \vee \left[\frac{3}{4}f_y; f_y\right] \end{aligned} \quad (4.32)$$



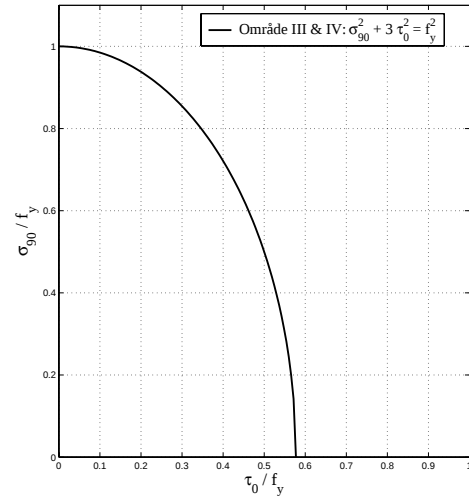
Figur 4.13: Flydeflade for område III.



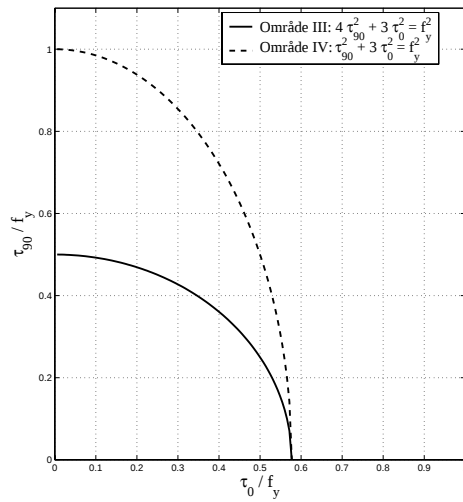
Figur 4.14: Flydeflade for område IV.



Figur 4.15: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_{90} .



Figur 4.16: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_0 .



Figur 4.17: Sammenhæng mellem τ_{90} og τ_0 .

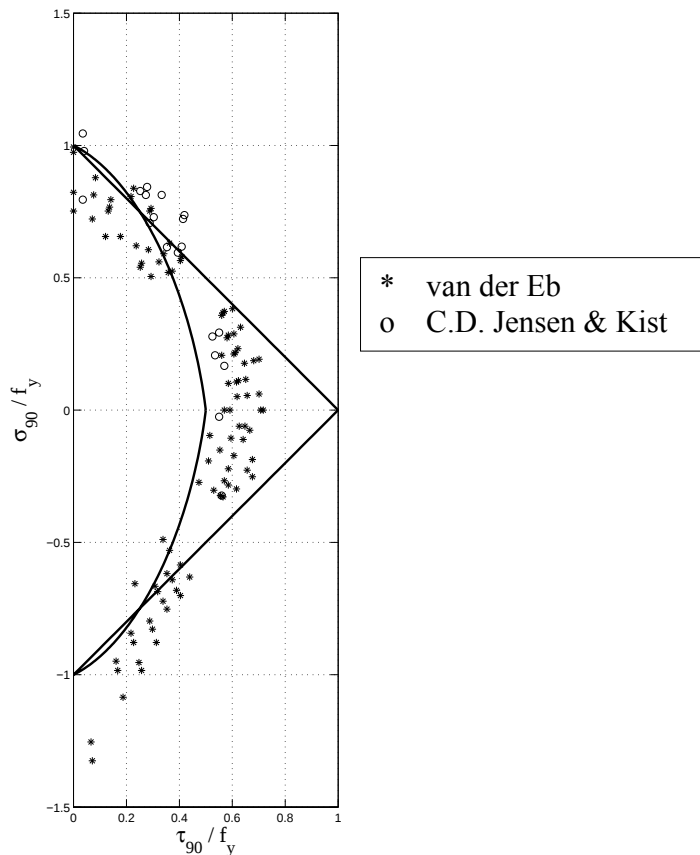
4.6 Sammenligning med forsøg

Det er i litteraturen ikke lykkedes at finde forsøg, der efterviser sammenhængen mellem alle tre spændingskomponenter (σ_{90} , τ_{90} og τ_0). Derfor ses der i det følgende på de tre specialtilfælde, hvor én af de tre spændingskomponenter er lig med nul.

4.6.1 Forsøg med $\tau_0 = 0$

I dette tilfælde kan teorien sammenlignes med forsøgene udført af henholdsvis C. D. Jensen, Kist og van der Eb, jf. afsnit 3.2 samt appendiks A og B. Bæreevnen for en svejseøm, givet ved formel (4.27), er i figur 4.18 skitseret sammen med disse forsøg. Forsøgene er brudforsøg, hvor flydelasten ikke blev målt. Forsøgene kan derfor strengt taget ikke benyttes til verificering af den opstillede flydelastteori.

I forsøgene er svejsematerialets styrke ikke veldokumenteret. Det er derfor valgt at normalisere forsøgsresultaterne med hensyn til forskydningsstyrken i halssnittet, idet materialeegenskaberne her er mest veldefinerede. Ved forsøg med rent træk viser det sig, at bruddet ofte ligger i de varmpåvirkede zoner, hvor materialeegenskaberne er usikre. Derfor er det ikke tilfredsstillende at normalisere ud fra tilfældet med rent træk. Forskydningsstyrken i halssnittet er i appendiks A og B aflæst til 31,4 kp/mm². Forsøgsresultaterne er således normaliseret med forskydningsstyrken divideret med 0,56, svarende til den maksimale tilladelige forskydningspænding i halssnittet i henhold til formel (4.10).



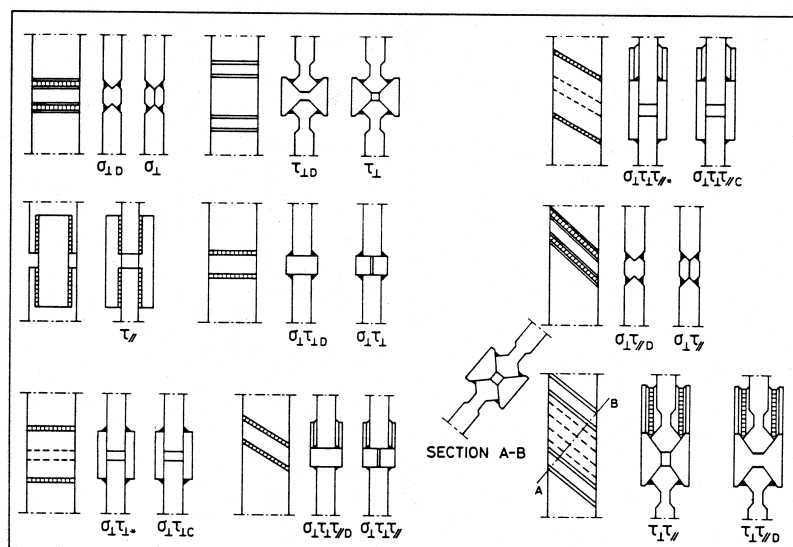
Figur 4.18: Nedreværdiløsning for $\tau_0 = 0$ sammenlignet med brudforsøg.

Det fremgår, at der er en stor spredning på forsøgsresultaterne, hvilket formentlig for en del skyldes, at det nominelle halsmål er benyttet i stedet for det reelle halsmål. Desuden skyldes spredningen manglende kendskab til kvaliteten af svejsningen samt materialeegenskaberne, specielt i den varmepåvirkede zone.

Forsøgene udført af van der Eb er bemærkelsesværdige ved, at der synes at være forskel på bæreevnen i træk og tryk. Nedreværdiløsningen for flydelasten udviser ikke denne forskel, idet kurverne er symmetriske om τ_{90} -aksen. Dermed bliver teorien lidt på den usikre side i trækområdet og på den sikre side i trykområdet. Det skal bemærkes, at alle forsøgene som nævnt er brudforsøg, og som tidligere nævnt er v. Mises' flydebetingelse ikke altid gældende ved brud. Dog kan v. Mises' flydebetingelse være gældende, hvis der er tale om glidningsbrud. Det tyder således på, at der ved forsøgene forekommer adskillelsesbrud i svejsesømmene påvirket til træk.

Ved forsøgene med ren forskydning i halssnittet ligger nedreværdiløsningen en del på den sikre side, men det skyldes, at det er valgt at normalisere forsøgene med den aflæste forskydningsstyrke divideret med 0,56, svarende til den maksimale forskydningsstyrke i halssnittet. Vælges det i stedet for at normalisere med hensyn til den aflæste forskydningsstyrke divideret med 0,50, jf. formel (4.16), vil forsøgene fordele sig på hver sin side af nedreværdiløsningen, idet denne skærer τ_{90} -aksen i 0,50.

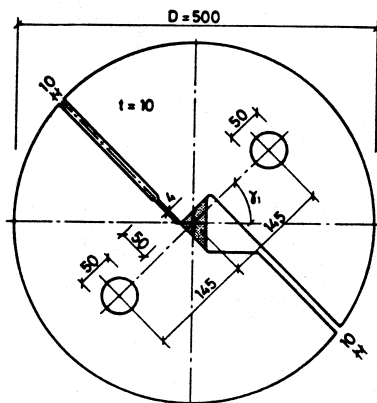
I litteraturen findes kun enkelte forsøg med hovedvægten lagt på flydelasten. Sådanne er udført af henholdsvis Ligtenberg og van Melle [1966.1] samt af Aa. P. Jensen [1991.1]. Ved forsøgene udført af Ligtenberg og van Melle er der anvendt en række usædvanlige forsøgsemner, jf. figur 4.19. Forsøgene kan anvendes til at verificere nedreværdiløsningen i alle tre specialtilfælde, hvor én af spændingskomposanterne (σ_{90} , τ_{90} og τ_0) er lig med nul. De dækker dog kun enkelte punkter i hver plan. Desuden er der i disse forsøg også en relativt stor spredning.



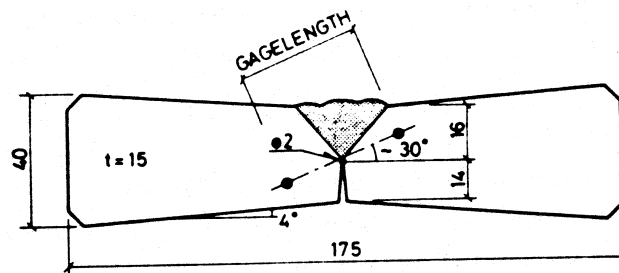
Figur 4.19: Forsøgsemner til forsøg udført af Ligtenberg og van Melle [1966.1]⁷.

⁷ Figuren er taget fra [1991.1].

Af Aa. P. Jensen er der udført tre forsøgsserier S02, 323.14 og 323.18 [1991.1]. Til forsøgsserie S02 er der anvendt cirkulære forsøgsemner udskåret af to forskellige stålplader, jf. figur 4.20. Svejsesømmen er blot en del af forsøgsemnets geometri og er ikke svejst op. Forsøgsemnerne er forsynet med et målenet og påført en lak til synliggørelse af flydezonerne. Flydelasten er bestemt ud fra en visuel observation, samt ud fra de optegnede arbejdskurver.



Figur 4.20: Prøveemne til forsøgsserie S02
i henhold til [1991.1]⁸.



Figur 4.21: Prøveemne til forsøgsserie 323.14 og 323.18 i henhold til [1991.1]⁹.

Forsøgsserie 323.14 og 323.18 omfatter hver 12 prøveemner med samme udformning, se figur 4.21. I hver serie er halvdelen af prøveemnerne udglødet, men det havde ingen nævneværdig indflydelse på flydelasten, hvorfor der her ikke vil blive skelnet mellem disse forsøg. Prøveemnerne består af to udsavede plader, som derefter svejses sammen. Prøveemnerne anbringes i et belastningsarrangement, som gør det muligt at variere belastningsretningen.

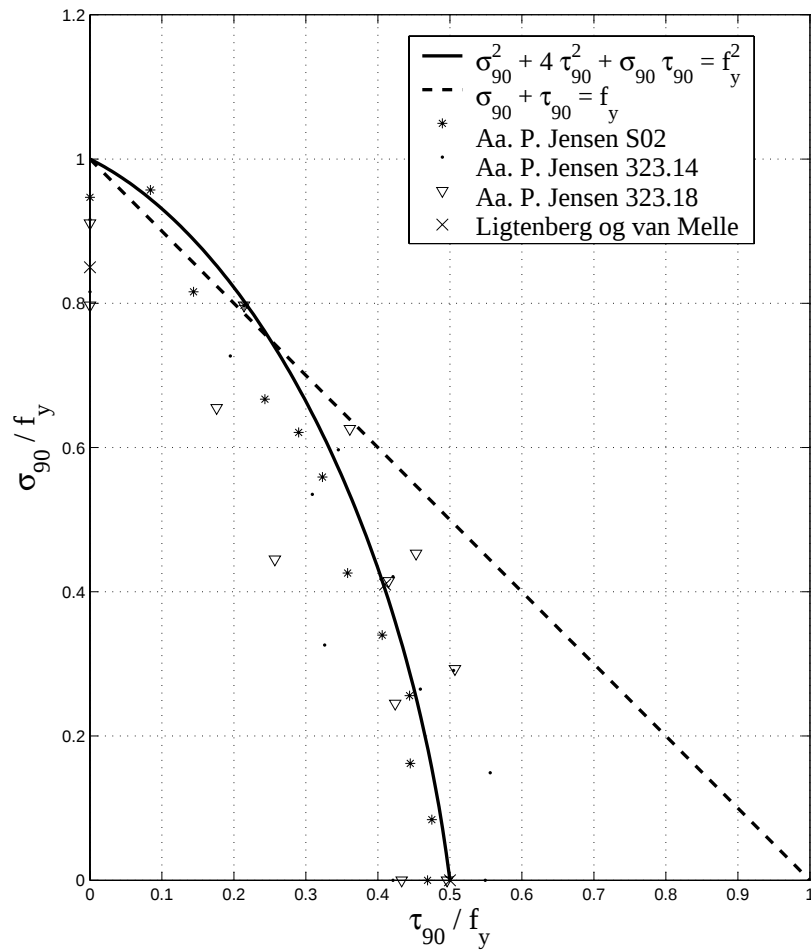
I forsøgsserie 323.14 belastes emnerne kun til flydning, hvorimod emnerne i forsøgsserie 323.18 belastes helt op til brud, men flydelasten bestemtes dog også. I figur 4.22 er nedreværdiløsningen for $\tau_0 = 0$, givet ved formel (4.27), sammenholdt med forsøgene udført af Ligtenberg og van Melle samt af Aa. P. Jensen. Ingen af de tre forsøgsserier udført af Aa. P. Jensen indeholder trykforsøg, hvorfor figuren, i modsætning til figur 4.18, kun viser nedreværdiløsningen for den positive σ_{90} -akse.

Det ses, at der er acceptabel overensstemmelse mellem teorien og forsøgsresultaterne. Den bedste overensstemmelse findes med forsøgsserie S02, hvilket skyldes, at prøveemnerne i denne serie ikke er opsvejst. Dermed er der ingen varmepåvirket zone med ukendte materialeegenskaber.

Den største afvigelse mellem teori og forsøg findes for forsøgsserie 323.18, hvilket skyldes, at disse emner er belastet helt op til brud, og flydelasten er dermed mere upræcist bestemt.

⁸ Figuren er taget fra [1991.1].

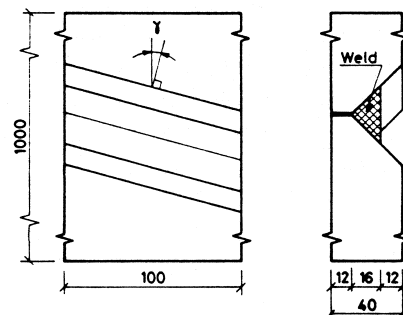
⁹ Figuren er taget fra [1991.1].



Figur 4.22: Nedreværdiløsning for $\tau_0 = 0$ sammenlignet med flydeforsøg.

4.6.2 Forsøg med $\tau_{90} = 0$

Nedreværdiløsningen for specialtilfældet $\tau_{90} = 0$ kan sammenholdes med de før omtalte forsøg udført af Ligtenberg og van Melle [1966.1], samt med forsøgsserie 323.23 udført af Aa. P. Jensen [1991.1]. Sidstnævnte omfatter otte prøveemner, se figur 4.23.

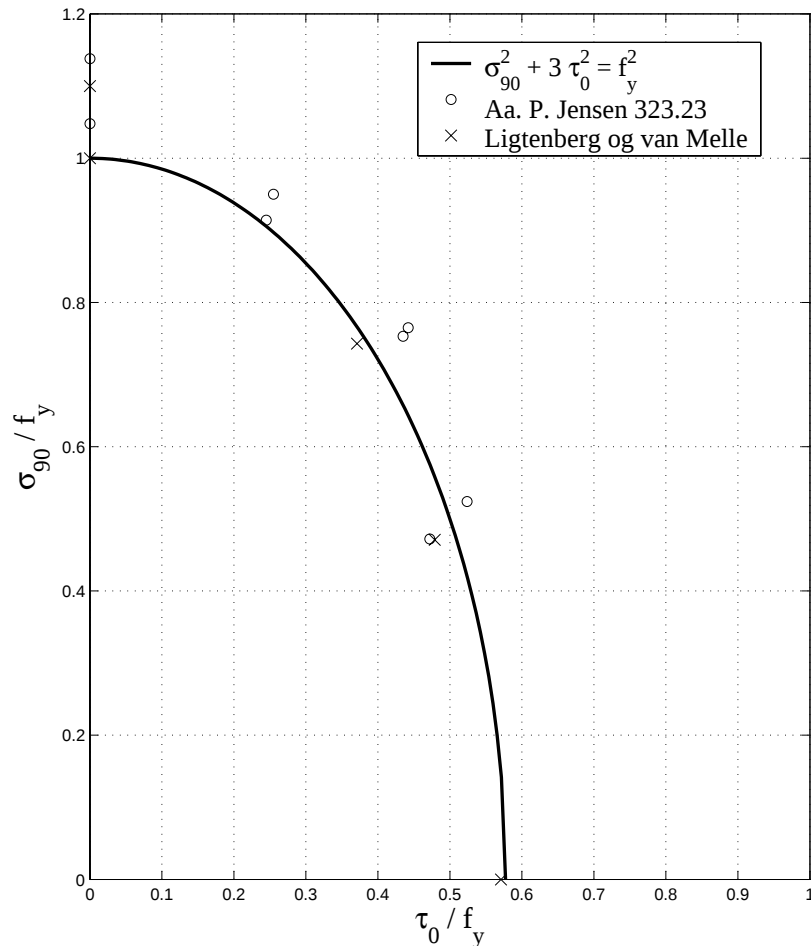


Figur 4.23: Prøveemner til forsøgsserie 323.23 [1991.1]¹⁰.

¹⁰ Figuren er taget fra [1991.1].

Flydelasten bestemmes i denne forsøgsserie på samme måde som i de foregående forsøgsserier udført af Aa. P. Jensen.

I figur 4.24 er nedreværdiløsningen for $\tau_{90} = 0$, givet ved formel (4.30), sammenholdt med forsøgene udført af Ligtenberg og van Melle samt af Aa. P. Jensen.

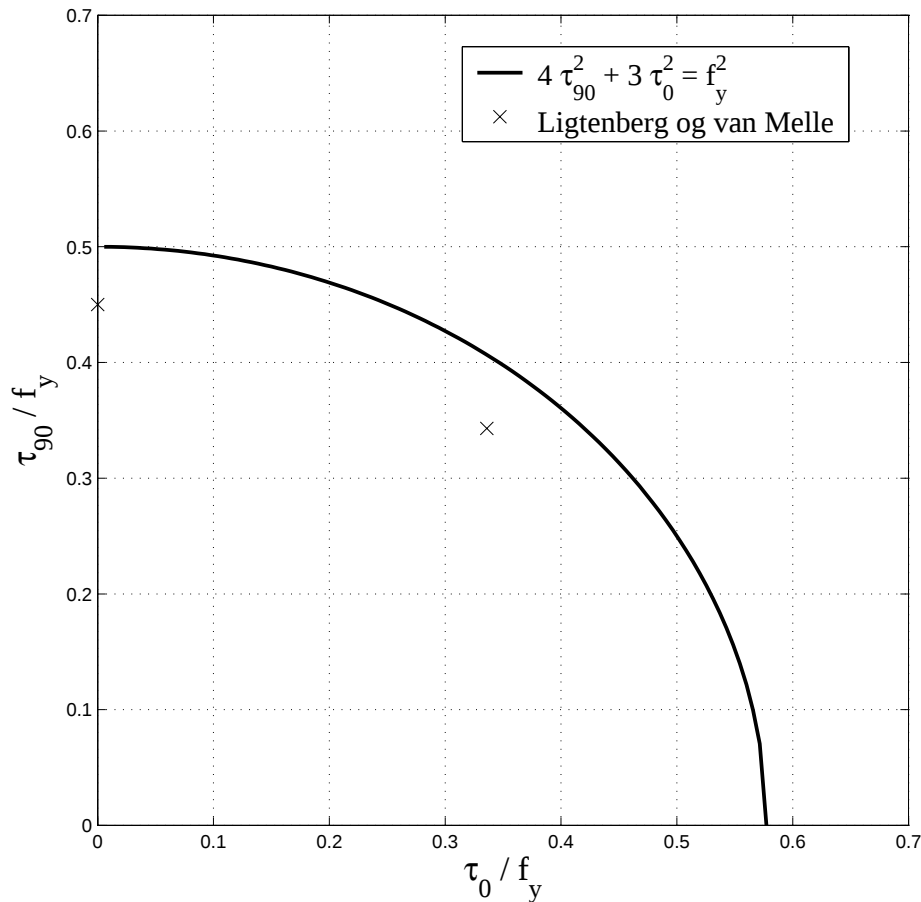


Figur 4.24: Nedreværdiløsning for $\tau_{90} = 0$ sammenlignet med flydeforsøg.

Det ses, at der er en god overensstemmelse mellem teorien og forsøgene.

4.6.3 Forsøg med $\sigma_{90} = 0$

I dette specialtilfælde, $\sigma_{90} = 0$, har det i litteraturen kun været muligt at finde forsøgene udført af Ligtenberg og van Melle. I figur 4.25 er nedreværdiløsningen for $\sigma_{90} = 0$, givet ved formel (4.31), sammenholdt med forsøgene udført af Ligtenberg og van Melle.



Figur 4.25: Nedreværdiløsning for $\sigma_{90} = 0$ sammenlignet med flydeforsøg.

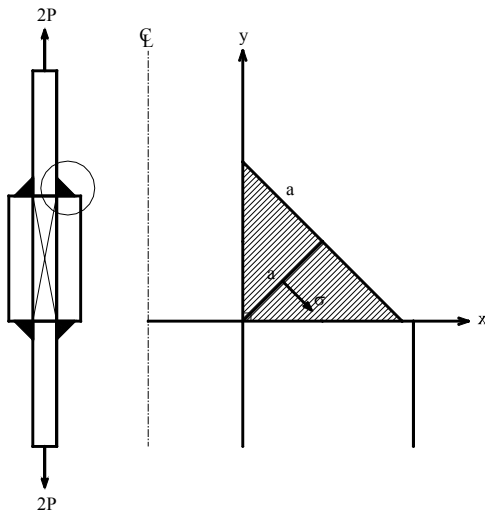
Det beskedne antal af forsøg giver en acceptabel overensstemmelse mellem teori og forsøg. De afbildede resultater svarer dog hver til middelværdien af fem forsøg.

4.7 Tilfælde hvor det skrå træk ikke kan føres videre

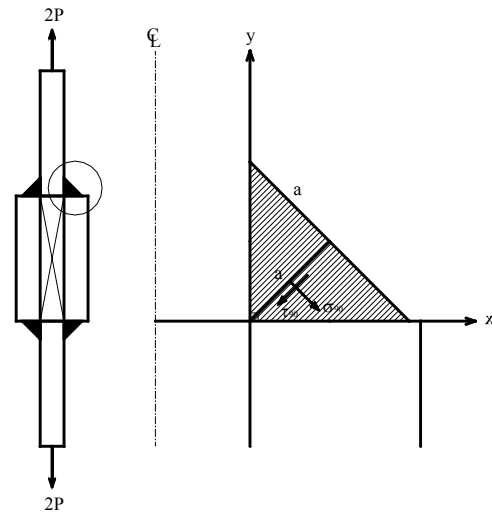
I nogle tilfælde kan konstruktionssamlingen ikke føre et skråt træk i svejsesømmen videre, jf. figur 3.7. Da nedreværdiløsningen beskrevet i afsnit 4.5 forudsætter, at det skrå træk kan føres videre, kan den ikke umiddelbart anvendes i disse tilfælde. τ_0 -løsningen (jf. afsnit 4.1) og τ_{90} -løsningen (jf. afsnit 4.4) kan dog stadig anvendes. Der skal således blot etableres en ny løsning for σ_{90} . En sådan er inkluderet i Aalborgløsningen, jf. figur 3.7b. Denne løsning angiver ikke umiddelbart en løsning for normalspændingen i halssnittet vinkelret på svejsesømmens længderetning, svarende til σ_{90} i stålnormen, jf. figur 2.1. Men ved følgende ræsonnement ses det, at løsningen i figur 3.7b godt kan anvendes som en løsning for σ_{90} .

Der betragtes en kantsøm i laskepladesamlingen vist i figur 3.7a, hvor halvdelen af belastningen 2P optages i hver af de to kantsømme.

Løsningen i figur 3.7b svarer til, at kantsømmen i denne samling bliver påvirket af et enakset træk σ vinkelret på halssnittet, se figur 4.26.



Figur 4.26: Normalspænding i halssnittet i laskepladesamling.



Figur 4.27: Normal- og forskydningspænding i halssnittet i henhold til stålnormen.

Ved at lægge et snit i halssnittet fås ved lodret projektion

$$\sigma \cdot a \cdot L \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = P \quad (4.33)$$

Anvendes v. Mises' flydebetingelse for plan spændingstilstand

$$\sqrt{\sigma^2 + 3\tau^2} = f_y \quad (4.34)$$

fås

$$\sigma = f_y \Rightarrow P = \frac{\sqrt{2}}{2} a L f_y \quad (4.35)$$

Ifølge stålnormen vil halssnittet i dette tilfælde blive påvirket af en normalspænding σ_{90} og af en forskydningspænding τ_{90} , se figur 4.27.

Ved at lægge et snit i halssnittet fås ved lodret projektion

$$\sigma_{90} \cdot a \cdot L \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} + \tau_{90} \cdot a \cdot L \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = P \quad (4.36)$$

Da $\sigma_{90} = \tau_{90}$ for en retvinklet og ligebenet trekant fås

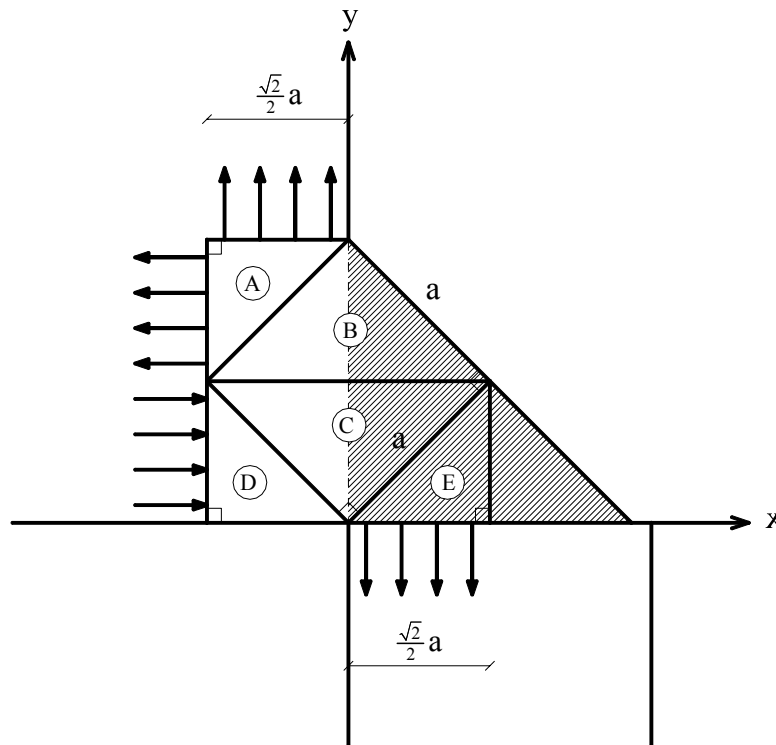
$$\sigma_{90} = \tau_{90} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{P}{a L} \quad (4.37)$$

Indsættes dette i v. Mises' flydebetingelse for plan spændingstilstand, formel (4.34), fås

$$\sqrt{\frac{P^2}{2(aL)^2} + 3 \frac{P^2}{2(aL)^2}} = f_y \Rightarrow P = \frac{\sqrt{2}}{2} a L f_y \quad (4.38)$$

hvilket ses at være det samme som i formel (4.35), hvilket vil sige, at Aalborgløsningen kan anvendes som en løsning for σ_{90} .

For at kunne superponere den "nye" σ_{90} -løsning med henholdsvis τ_{90} - og τ_0 -løsningen, skal de homogene spændinger i alle områder i σ_{90} -løsningen bestemmes. Disse er angivet i tabel 4.6 med den, i figur 4.28, viste nummerering af de homogene spændingsfelter.

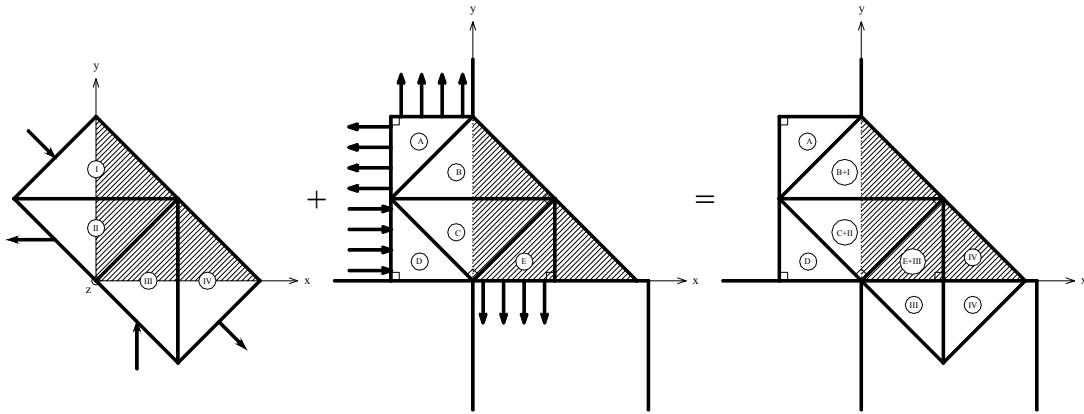


Figur 4.28: Inddeling af områder med homogene spændingstilstande i den "nye" σ_{90} -løsning.

Område	σ_x	σ_y	τ_{xy}
A	σ_{90}	σ_{90}	0
B	$\frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \sigma_{90}$
C	$-\frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \sigma_{90}$
D	$-\sigma_{90}$	0	0
E	0	σ_{90}	0

Tabel 4.6: Homogene spændinger for område A - E.

Ved at superponere den "nye" σ_{90} -løsning, givet ved tabel 4.6, med τ_{90} -løsningen, givet ved tabel 4.2, fås de i figur 4.29 viste områder. Det skal igen bemærkes, at forskydningsspændingen i halssnittet kan "gå begge veje", hvilket svarer til, at τ_{90} -løsningen skifter fortegn.



Figur 4.29: Superponering af τ_{90} -løsningen med den "nye" σ_{90} -løsning.

Det fremgår af figuren, at det kun er de tre områder (B+I, C+II og E+III) som bliver påvirket i begge løsninger, hvormed de er de eneste, der har interesse. De homogene spændinger i de tre nævnte områder er angivet i tabel 4.7.

Område	σ_x	σ_y	τ_{xy}
B+I	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$
C+II	$-\frac{3}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90} + \frac{1}{2} \sigma_{90}$	$-\frac{1}{2} \tau_{90} - \frac{1}{2} \sigma_{90}$
E+III	$-\frac{1}{2} \tau_{90}$	$\frac{3}{2} \tau_{90} + \sigma_{90}$	$\frac{1}{2} \tau_{90}$

Tabel 4.7: Homogene spændinger for område B+I, C+II og E+III.

Indsættes de homogene spændinger for hvert af de tre områder i v. Mises' flydebetingelse (2.1), ses det, at område C+II er det kritiske. For dette område fås flydebetingelsen

$$\frac{3}{2} \sigma_{90}^2 + 4 \tau_{90}^2 + \frac{9}{2} \sigma_{90} \tau_{90} = f_y^2 \quad (4.39)$$

En σ_{90} -løsning for trykpåvirkning kan etableres ved blot at skifte fortegn for de homogene spændinger i den "nye" σ_{90} -løsning, givet ved tabel 4.6. Superponeres en sådan tryk-løsning med τ_{90} -løsningen, fås flydebetingelsen

$$\frac{3}{2} \sigma_{90}^2 + 4 \tau_{90}^2 - \frac{9}{2} \sigma_{90} \tau_{90} = f_y^2 \quad (4.40)$$

Igen skal det bemærkes, at σ_{90} såvel som τ_{90} er positive størrelser. Som beskrevet i afsnit 4.5, ses det, at når σ_{90} og τ_{90} regnes med fortegn, er flydebetingelsen udelukkende bestemt af formel (4.39), såfremt den numeriske værdi af produktet $\sigma_{90}\tau_{90}$ angives.

Superponeres σ_{90} - og τ_{90} -løsningen samtidigt med τ_0 -løsning, skal leddet $3\tau_0^2$ blot adderes på venstre side i formel (4.39) og (4.40), idet τ_0 -løsningen kun giver anledning til forskydningsspændingerne τ_{xz} og τ_{yz} (jf. afsnit 4.1), som er lig med nul i de to andre løsninger. Dermed kan bæreevnen for en svejsesøm således, i tilfælde hvor et skrå træk (eller tryk) ikke kan føres videre, generelt skrives som

$$\frac{3}{2}\sigma_{90}^2 + 4\tau_{90}^2 + \frac{9}{2}|\sigma_{90}\tau_{90}| + 3\tau_0^2 \leq f_y^2 \quad (4.41)$$

Modsat flydebetingelsen angivet i afsnit 4.5.2, formel (4.32), er flydebetingelsen her givet ved ét udtryk, der er gældende i hele intervallet fra $-f_y$ til f_y .

I figur 4.30 er flydefladen for $\sigma_{90} \geq 0$ skitseret. Den viste flydeflade er lukket på samme måde som flydefladerne beskrevet i afsnit 4.5.2. I figur 4.31 er specialtilfældet $\tau_0 = 0$ skitseret sammen med det tilsvarende resultat for tilfælde, hvor det skrå træk kan føres videre, jf. formel (4.27). Det fremgår af figuren, at faktoren $9/2$ i udtrykket bevirker, at kurven i det viste interval næsten svarer til en ret linie, hvilket ikke stemmer overens med de tidligere beskrevne forsøgsresultater.

For $\tau_{90} = 0$ bliver bæreevnen

$$\frac{3}{2}\sigma_{90}^2 + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.42)$$

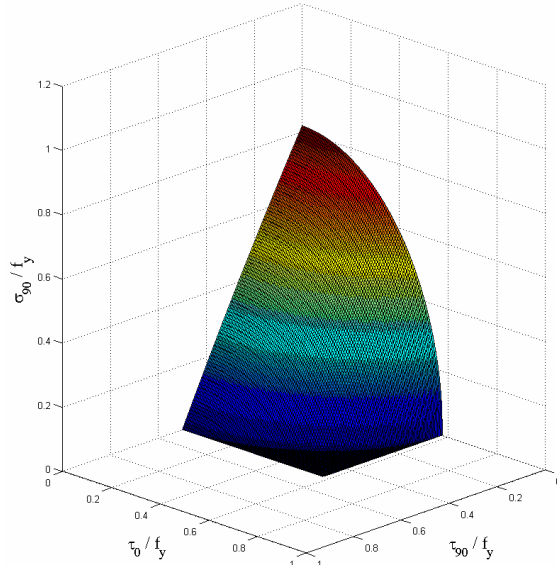
Resultatet er skitseret i figur 4.32 sammen med det tilsvarende resultat for tilfælde, hvor det skrå træk kan føres videre, jf. formel (4.30).

For $\sigma_{90} = 0$ fås samme resultat som i tilfælde, hvor det skrå træk kan føres videre, givet ved formel (4.31), nemlig

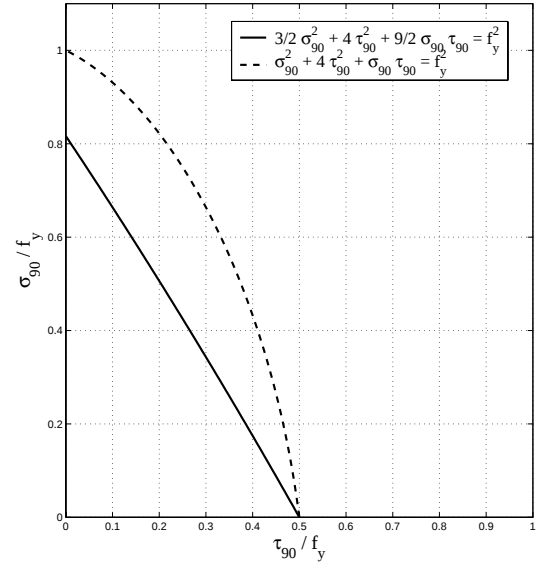
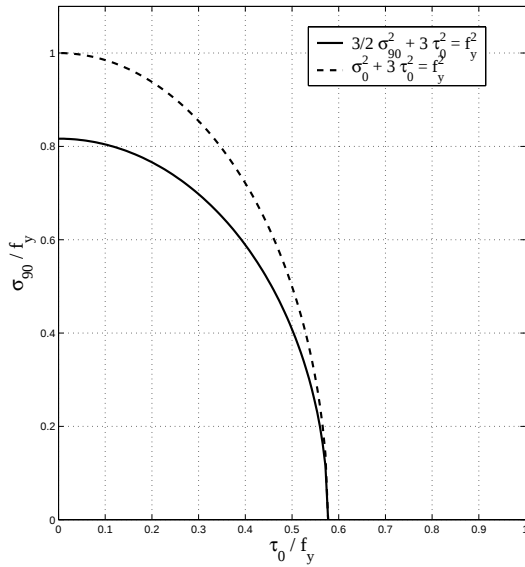
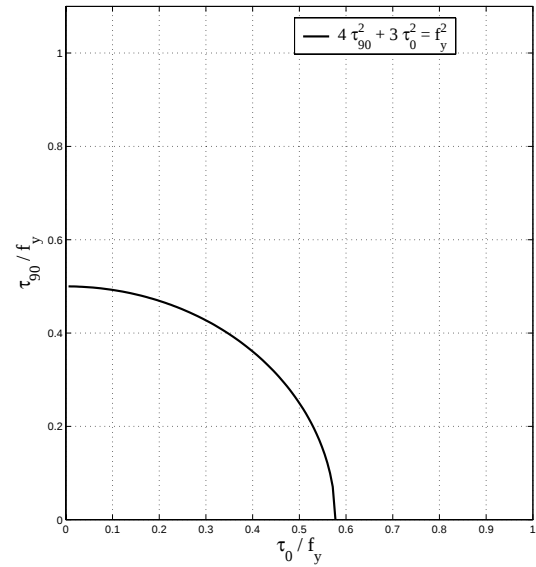
$$4\tau_{90}^2 + 3\tau_0^2 = f_y^2 \quad (4.43)$$

som er skitseret i figur 4.33.

Det fremgår af figurerne, at der forekommer en betydelig reduktion af bæreevnen på op til 18 % i tilfælde, hvor det skrå træk ikke kan føres videre. Det skal dog bemærkes, at nedreværdiløsningen for σ_{90} må betragtes som værende noget konservativ, hvorimod σ_{90} -løsningen, hvor et skrå træk kan føres videre, er så optimal som muligt, idet den maksimale bæreevne for et v. Mises materiale ($\sigma_{90} = f_y$) opnås. I afsnit 3.1.2 er der også udformet en øvreværdiløsning for σ_{90} , som ligger 17 % over nedreværdiløsningen, hvilket ligeledes antyder, at nedreværdiløsningen er noget konservativ.



Figur 4.30: Flydeflade for område C+II.

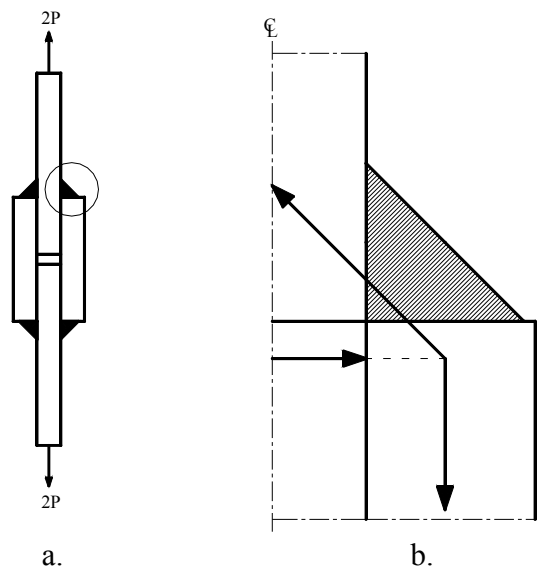

Figur 4.31: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_{90} .

Figur 4.32: Sammenhæng mellem σ_{90} og τ_0 .

Figur 4.33: Sammenhæng mellem τ_{90} og τ_0 .

Det er ikke muligt at sammenligne nedreværdiløsningen, givet ved formel (4.41), med forsøgene udført af Aa. P. Jensen [1991.1], fordi de anvendte forsøgsemner vurderes til at være i stand til at føre et skrå træk videre.

Forsøgene udført af van der Eb (jf. appendiks B) synes at udvise en reduktion af bæreevnen for de trækpåvirkede forsøgsemner, men dette er ikke tilfældet for de trykpåvirkede forsøgsemner. Det er usikkert, hvorvidt de trækpåvirkede forsøgsemner er i stand til at føre de skrå træk videre. Men reduktionen af bæreevnen skyldes formentlig snarere, at bruddet er sket i den varmepåvirkede zone, hvor materialeegenskaberne ikke er veldefinerede.

4.7.1 Klemvirkning

I laskepladesamlinger, som vist i figur 4.34a, vil der ofte være mulighed for at kantsømme kan blive påvirket til enakset træk, idet det skrå træk kan drejes ud i laskepladernes længderetning ved hjælp af tryk fra de tilstødende plader. Dette fænomen kaldes "klemvirkning" og er illustreret i figur 4.34b.



Figur 4.34: Laskepladesamling med klemvirkning.

Såfremt laskepladernes tykkelse er cirka to gange halsmålet, er bæreevnen med sikkerhed $\sigma_h = 0,71 f_y$, ifølge [1971.1], hvor σ_h svarer til normalspændingen i det neddrejede hals-snit, jf. afsnit 3.1.2. Dette svarer til, at Aalborgløsningen, formel (3.26), kan anvendes, idet der i laskepladesamlinger anvendes symmetriske kantsømme.

Det kan dog i en given svejsesamling, hvor det skrå træk ikke umiddelbart kan føres videre, være vanskeligt at vurdere, hvorvidt der vil optræde klemvirkning eller ej. Derfor vil der være en vis usikkerhed forbundet ved at regne med klemvirkningen. Specielt ved samlinger med enkelte kantsømme vil det aldrig være forsvarligt at regne med klemvirkning. I disse tilfælde må flydebetingelsen for enkelte kantsømme, hvor det skrå træk ikke kan føres videre, anvendes, jf. formel (4.41). Kan det skrå træk ikke føres videre, må den modificerede Aalborgløsning, givet ved formel (3.27), anvendes som flydebetingelse for svejsesamlinger med to symmetriske kantsømme.

Det skal slutteligt nævnes, at det er forfatterens vurdering, at det er sjældent, at der udføres konstruktionssamlinger, hvor det skrå træk (eller tryk) i svejsesømmene ikke kan føres videre, enten direkte eller ved hjælp af klemvirkning. For enkelte kantsømme kan flydebetingelsen, givet ved formel (4.32), derfor anvendes i langt de fleste tilfælde. Tilsvarende kan Aalborgløsningen, givet ved formel (3.26), anvendes i langt de fleste tilfælde til eftervisning af bæreevnen for svejsesamlinger med to symmetriske kantsømme.

5 Konklusion

I denne rapport er der udformet simple beregningsmetoder for svejsesamlinger baseret på plasticitetsteorien. Beregningsmetoderne for enkelte kantsømme er udformet ved at etablere tre sikre statisk tilladelige spændingsfordelinger, for hvilke plasticitetsteoriens nedreværdisætning kan benyttes. De tre spændingsfordelinger er angivet for henholdsvis forskydningsspændingen parallel med svejsesømmens længderetning τ_0 , forskydnings-spændingen i halssnittet vinkelret på svejsesømmens længderetning τ_{90} samt for normal-spændingen i halssnittet σ_{90} . Ved at sammensætte de tre løsninger og anvende v. Mises' flydebetingelse er flydefladen for bæreevnen af en enkelt svejsesøm bestemt. Den endelige flydeflade bestemmes som den mindste værdi, der findes ud fra de to flydeflader. I svejsesamlinger med to symmetriske kantsømme kan bæreevnen eftervises ved at bestemme spændingerne i det neddrejede halssnit i henhold til løsningen udviklet af M. P. Nielsen og L. Pilegaard Hansen. Med denne løsning opnås samme resultat, som stålnormens krav til den effektive sømspænding giver, såfremt det skrå træk igennem de enkelte kantsømme kan føres videre.

Flydefladen for bæreevnen af en enkelt svejsesøm er sammenlignet med de samme forsøgsresultater, som stålnormens krav til den effektive sømspænding er baseret på. Disse forsøg er brudforsøg, og materialeegenskaberne er ikke veldokumenterede, hvorfor der er en stor spredning på forsøgsresultaterne. En eksperimentel verifikation ud fra disse forsøg er således ikke optimal, dog synes teorien trods alt at stemme rimeligt overens med forsøgsresultaterne. Flydefladen er ligeledes sammenlignet med en række flydeforsøg, hvor materialeegenskaberne er yderst veldokumenterede. Med disse forsøg opnås en særdeles god overensstemmelse med teorien.

For svejsesamlinger med to symmetriske kantsømme kan bæreevnen eftervises ved at bestemme spændingerne i det neddrejede halssnit. Nedreværdiløsningen for disse tilfælde er ligeledes sammenlignet med forsøg behæftet med en relativt stor spredning, men forsøgene synes at verificere teorien.

I enkelte tilfælde kan det enaksede træk igennem svejsesømmen ikke føres videre i den resterende del af svejsesamlingen. Derfor er en flydeflade for bæreevnen af en enkelt kantsøm i disse tilfælde ligeledes udformet. Denne løsning synes at være en noget konservativ nedreværdiløsning.

Løsningen udviklet af M. P. Nielsen og L. Pilegaard Hansen er sammenlignet med forsøg med to symmetriske kantsømme i flydestadiet, hvor det skrå træk igennem svejse-sømmene ikke kan føres videre. Med disse forsøg opnås en særdeles god overensstemmelse med teorien. Desuden skal det bemærkes, at stålnormen overvurderer bæreevnen i disse tilfælde.

I laskepladesamlinger vil der ofte optræde klemvirkning, hvilket bevirker, at svejse-sømmene kan blive påvirket til enakset træk, hvorfor det ikke er nødvendigt at reducere bæreevnen i dette tilfælde. Det vurderes desuden at være sjældent, at der udføres konstruktionssamlinger, hvor det skrå træk i svejse-sømmene ikke kan føres videre, enten direkte eller ved hjælp af klemvirkning.

Referencer

- [1934.1] **Jensen, C. D.:** "Combined Stresses in Fillet Welds". *Journal of the American Welding Society*. Vol. 13, 1934, pp 17-21.
- [1936.1] **Kist, N. C.:** "Berechnung der Schweissnähte unter Berücksichtigung konstanter Gestaltänderungsenergie". *Vorbereich 2. Kongress Int. Ver. für Brückenbau und Hochbau*, 1936.
- [1952.1] **Eb van der, W. J.:** "The Testing of End Fillet Welds". *Vorbereich 4. Kongress Int. Ver. für Brückenbau und Hockbau*, 1952, pp 459-474.
- [1966.1] **Witteveen, J. & van Douwen, A. A.:** "Voorstel tot Wijziging van de I.S.O.-formule voor lasberekeningen in een op de vloeihypothese van Huber-Hencky aansluitende formule". *Overdruk uit Lastetechniek*, 32e jaargang No. 6, Uitgevers Wyt-Rotterdam, 1966.
- [1971.1] **Nielsen, M. P. & Pilegaard Hansen, L.:** "AM 1.1. Stålkonstruktioner. Materialer og samlinger". *Udgivet som manuskript af Danmarks Ingeniørakademi, Bygningsafdelingen, Aalborg*, 1971.
- [1971.2] **Butler, L. J. & Kulak, G. L.:** "Strength of Fillet Welds as a Function of Direction of Load". *Welding Journal Supplement*. Vol. 36. No. 5, 1971, pp 231-234.
- [1972.1] **Clark, P. J.:** "Basis of Design for Fillet-Welded Joints Under Static Loading". *Procedings, Conference on Welding Product Design*. Vol. 2. *Welding Institute, Abington U.K.*, 1972, pp 85-96.
- [1978.1] **Swannell, P. & Skewes, I. C.:** "The Design of Welded Brackets Loaded in Plane: (General Theoretical ultimate load techniques and experimental program). *Australian Welding Research Association Report P6-1-78*. *Australian Welding Research*, 7, 55-70.
- [1981.1] **Swannell, P.:** "Rational Design of Weld Groups". *Journal of Structural Division. ASCE*. Vol. 107, No. ST5, 1981, pp 789-802.
- [1985.1] **Marsh, C.:** "Strength of Aluminum Fillet Welds". *Welding Journal, Welding Research Supplement*, 1985, pp 335-338.
- [1989.1] **European Convention For Structural Steelwork (ECCS):** "Background Documentation to Eurocode 3-1-1". *Chapter 6, Document 6.05*, 1989.

- [1989.2] **Miazga, G. S. & Kennedy, D. L. J.:** "Behaviour of Fillet Welds as a Function of the Angle Loading". *Canadian Journal of Civil Engineering*. Vol. 6, 1989, pp 583-599.

- [1991.1] **Jensen, Aa. P.:** "Svejsesømmes styrke". *Danmarks Ingeniørakademi (DIAB)*, Lyngby, 1991 (ikke publiceret).

- [1992.1] **European Committee for Standardization (CEN):** "Eurocode 3: Design of Steel Structures - Part 1-1: General Rules and Rules for Buildings". *ENV 1993-1-1:1992*.

- [1997.1] **Gath, J.:** "Stålkonstruktioner: Beregning af svejsesamlinger i fågangs-påvirkede stålkonstruktioner". *Forelæsningsnotat, BYG•DTU, Danmarks Teknisk Universitet, Lyngby*, 1997.

- [1999.1] **Dansk Standard:** "DS 412 (3.1): Norm for stålkonstruktioner". 3. udgave/1. oplag, *Dansk Standard, København*, 1999.

- [2000.1] **Nielsen, M. P., Pilegaard Hansen, L. & Rathkjen, A.:** "Mekanik 2.2 del 2. Rumlige spændings- og deformationstilstande". *Institut for Bærende Konstruktioner og Materialer, Danmarks Tekniske Universitet, Aalborg/København*, 2000.

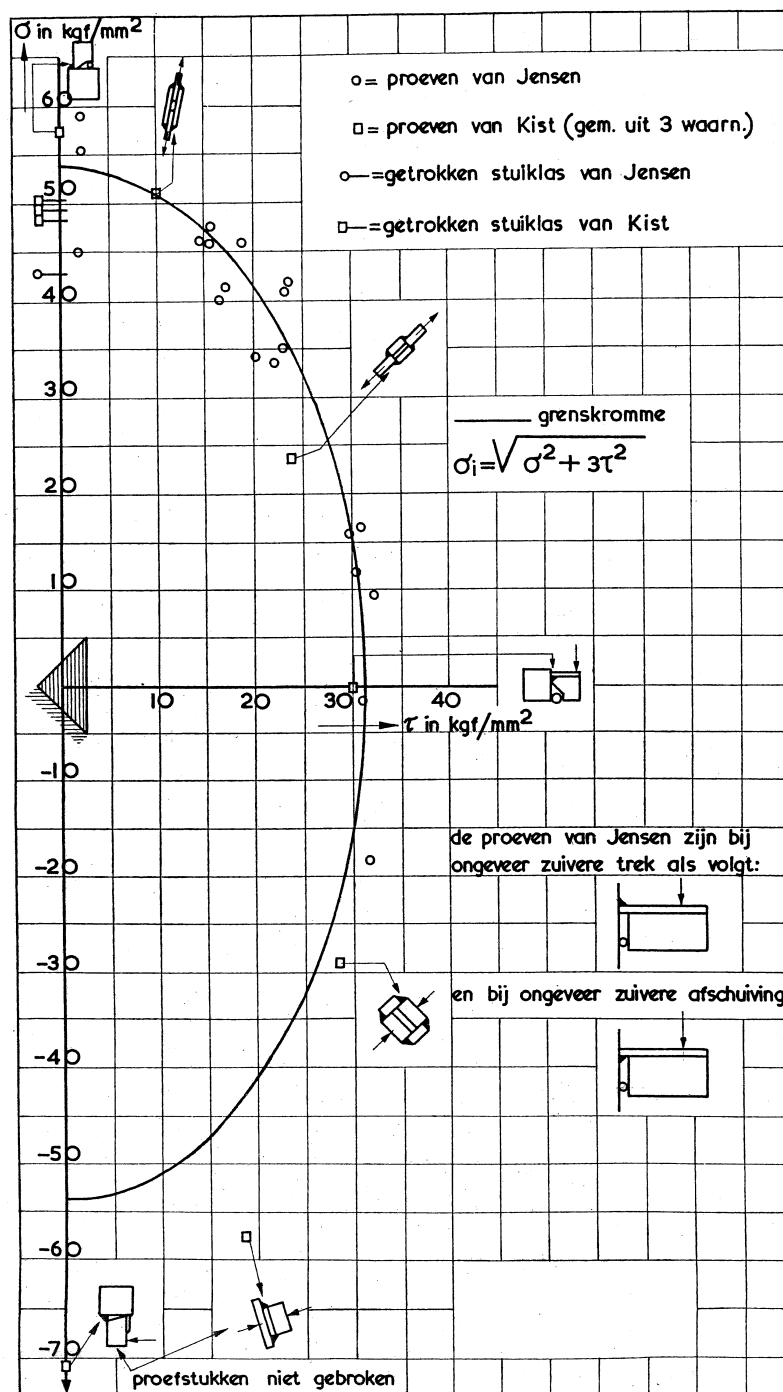
- [2003.1] **Bonnerup, B & Jensen, B. C.:** "Stålkonstruktioner efter DS 412". 1. udgave, 2. oplag, *Ingeniøren/Bøger, København*, 2003.

Symboler

a	Halsmål
c_0	Styrkereduktionsfaktor
f_y	Flydespænding
f_u	Trækstyrke
f_{ud}	Regningsmæssig trækstyrke
l, m, n	Koordinater til en enhedsvektor
L	Længde af svejsesøm
N	Normalkraft
P	Kraft, belastning
Q_1	Forskydningskraft i 1-retningen
Q_2	Forskydningskraft i 2-retningen
W_ℓ	Dissipation pr. længdeenhed
x, y, z	Koordinater i et x,y,z-koordinatsystem
X	Afstand
α	Vinkel
β_w	Korrelationsfaktor
Δ	Flytning
σ	Normalspænding
σ_1	Største hovedspænding
σ_3	Mindste hovedspænding
σ_{90}	Normalspænding i halssnit vinkelret på sømmens længderetning
$\sigma_{eff,s}$	Effektiv sømspænding
σ_h	Normalspænding i det neddrejede halssnit
σ_i	Brudlast for svejsesamling
σ_x	Normalspænding i x-retningen
σ_y	Normalspænding i y-retningen
σ_z	Normalspænding i z-retningen
τ	Forskydningsspænding
τ_0	Forskydningsspænding i halssnit parallel med sømmens længderetning
τ_{1h}	Forskydningsspænding i det neddrejede halssnit i 1-retningen
τ_{2h}	Forskydningsspænding i det neddrejede halssnit i 2-retningen
τ_{90}	Forskydningsspænding i halssnit vinkelret på sømmens længderetning
τ_{xy}	Forskydningsspænding i xy-planen
τ_{xz}	Forskydningsspænding i xz-planen
τ_{yz}	Forskydningsspænding i yz-planen

Appendiks A

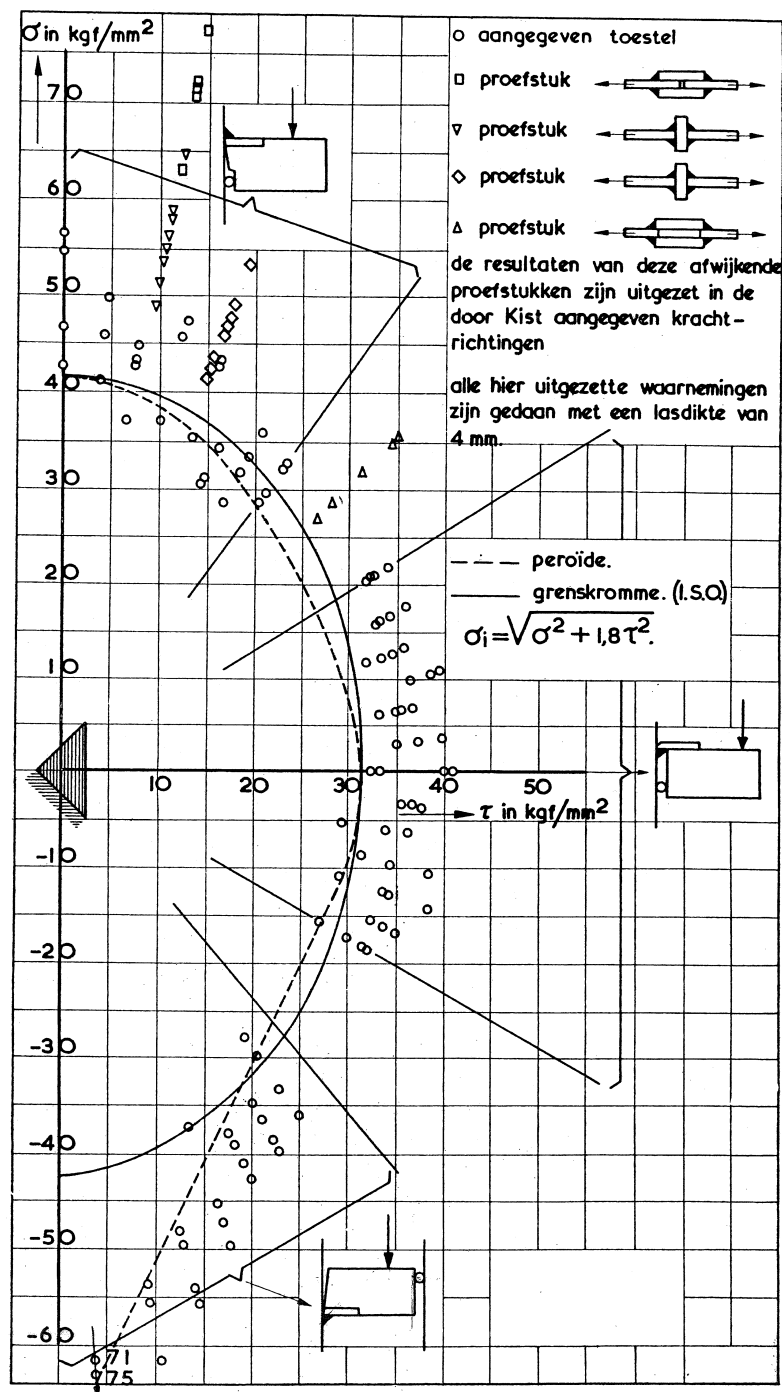
Prøveemner og forsøgsresultater fra forsøg udført af C.D. Jensen og Kist.



Figuren er taget fra [1966.1].

Appendiks B

Prøveemner og forsøgsresultater fra forsøg udført af van der Eb.



Figuren er taget fra [1966.1].