

Sammanfattning av SE1055 Hållfasthetslära

Yashar Honarmandi
yasharh@kth.se

14 maj 2019

Sammanfattning

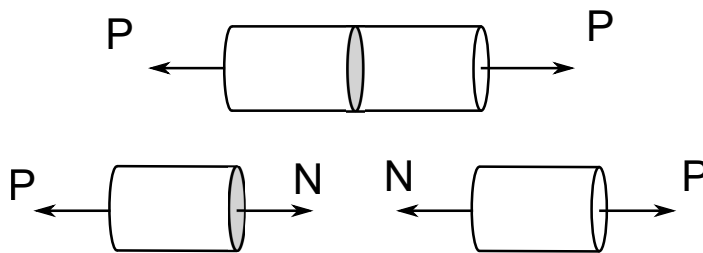
Detta är en sammanfattning av SE1055 Hållfasthetslära. Den innehåller essentiell teori.

Innehåll

1	Enaxliga problem	1
2	Koncept i tre dimensioner	2
3	Balkar	4
4	Analys i tre dimensioner	8
5	Energi	14
6	Materialers beteende	16
7	Finita elementmetoden	20
8	Tidsberoende problem	21

1 Enaxliga problem

Krafter på en stång Betrakta en stång med tvärsnittsarea A som utsätts för en kraft P i varje ända, med motsatt riktning i varje ända, som visad i figur 1.



Figur 1: Illustration av en stång som utsätts för en dragkraft och de orsakade inre krafterna.

Kraften P i änderna propageras som inre krafter i stängen. Om vi betraktar det indikerade tvärsnittet, manifesteras den inre kraften som en normalkraft på varje halva. Om vi definierar positiv riktning för normalkraften och dragkraften som i figuren, ger kraftjämvikten att $N = P$. Om dragkraften blir en tryckkraft, ändrar givetvis normalkraften riktning.

Spänning I hållfasthetslära är vi intresserade av påkänningen på materialet. Den beror av beloppet av normalkraften, men kan även spridas ut över tvärsnittet. Därför definierar vi spänningen

$$\sigma = \frac{N}{A}.$$

Jämvikten från innan ger

$$\sigma = \frac{P}{A}.$$

Deformation När en stång utsätts för spänning, kommer den att deformeras. Mer specifikt kommer den förlängas med en längd δ . Eftersom förlängningen av varje del kommer från kraftjämvikten mellan normalkraften och dragkraften, kommer förlängningen för en given dragkraft bero av längden. Vi definierar därför töjningen

$$\varepsilon = \frac{\delta}{L_0}$$

där L_0 är stångens ursprungliga längd.

Typer av samband i hållfasthetslära I hållfasthetsläran har vi tre typer av samband:

- samband mellan krafter.
- samband mellan deformationer.
- konstitutiva samband (beskrivar materialbeteende).

Hookes lag Om man gör dragningsprov på olika material för små deformationer, blir plottet av σ mot ε approximativt linjär. Från detta får vi Hookes lag:

$$\sigma = E\varepsilon.$$

E är elasticitetsmodulen, och beskriver hur styvt materialet är.

Kombinationen av det vi har tills nu ger

$$P = \frac{EA}{L}\delta$$

för en homogen stång som utsätts för en dragkraft P .

Om ett material komprimeras, visar det sig att det elastiska beteendet ofta är likt, med samma elasticitetsmodul.

Normalspänning Vi utvidgar vår definition av spänning till spänningar som fördelas inhomogent över tvärsnittet vid att betrakta en inre kraft ΔF som verkar på ett arealelement ΔA , med riktningar som tidigare. Då definieras normalspänningen som

$$\sigma = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A}.$$

Normaltöjning Vi utvidgar även definitionen av töjning till töjningar som fördelas ojämnt över stavens längd. Om deformationen i en punkt är $u(x)$, ges töjningen av ett litet element med längd Δx av

$$\varepsilon = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(x + \Delta x) - u(x)}{\Delta x} = \frac{du}{dx}.$$

Vi ser av detta att töjningen är linjär, så vi kan addera bidrag till den.

Termoelasticitet Låt T beteckna en stångs temperatur. En temperaturändring orsakar en termisk töjning

$$\varepsilon_T = \alpha \Delta T,$$

där α är längdutvidgningskoefficienten. Man behöver givetvis utgå från en referenstemperatur.

Allmänt enaxligt tillstånd Från det vi har sett hittills, kan vi skriva upp en differentialekvation som beskriver det enaxliga tillståndet.

Betrakta en stång med variabel tvärsnittsytta där det överallt i kroppen verkar en volymskraft $K(x)$ (kraft per volym), samt krafter P_V respektiva P_H i varje ända. Vi betraktar ett litet element med tjocklek dx . I ena ändan verkar kraften $K(x)A dx$ och en normalkraft $N(x)$ på grund av krafterna på volymelementet till vänster, och i andra ändan verkar en normalkraft $N(x + dx)$ på grund av krafterna på volymelementet till höger.

Kraftjämvikten ger

$$\begin{aligned} N(x + dx) - N(x) + K(x)A dx &= 0, \\ dN x + K(x) &= 0. \end{aligned}$$

Vi inför nu definitionen av töjning och skriver den som en linjärkombination av bidrag från spänning och termoelasticitet, vilket ger

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\sigma}{E} + \alpha \Delta T, \\ \sigma &= E(\varepsilon - \alpha \Delta T). \end{aligned}$$

Kombinerad med definitionen av töjning ger det

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\sigma A) + K(x)A &= 0, \\ \frac{d}{dx}(EA(\varepsilon - \alpha \Delta T)) + K(x)A &= 0, \\ \frac{d}{dx} \left(EA \frac{du}{dx} \right) + K(x)A &= \frac{d}{dx}(EA\alpha \Delta T). \end{aligned}$$

Detta kommer med randvillkor, och är typiskt randvillkor i deformationen eller i spänningen. Eftersom spänningen är proportionell mot derivatan av deformationen, motsvarar dessa Dirichlet- respektiva Neumannvillkor.

2 Koncept i tre dimensioner

Tvärkontraktion När man gör ett dragningsprov på en stång, genomgår den deformation i längdriktning samtidigt som tjockleken minskar. Detta kallas tvärkontraktion. Töjningen ε_t av tjockleken är relaterad till töjningen i längdriktning genom

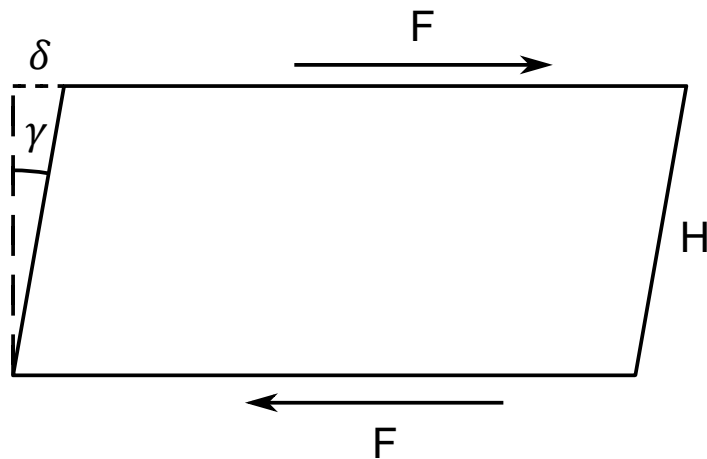
$$\varepsilon_t = -\nu \varepsilon,$$

där ν är Poissons konstant. Termodynamiken ger att $-1 \leq \nu \leq 0.5$.

Skjuvspänning Betrakta två plattor som ligger på varandra och dras åt motsatta håll av en kraft F på varje. Om de inte dras isär, balanseras dragkrafterna av krafter i kontaktytan. Låt A vara kontaktytan mellan plattorna. Då definieras skjuvspänningen som

$$\tau = \frac{F}{A}.$$

Deformation från skjuvkrafter Betrakta ett rätblock med basarea A och höjd H som dras av motsatt riktade krafter med belopp F på varje sida, illustrerad i figur 2.



Vi kan här definiera skjuvspänningen som

$$\tau = \frac{F}{A},$$

då vi kan tänka oss att plattorna som dras isär är tunna skikt i materialet. Skjuvkrafterna kommer skapa en deformation δ på en sida motsvarande vridning med en vinkel γ . Denna vinkeln uppfyller

$$\tan \gamma = \frac{\delta}{H}.$$

För små deformationer kan vi approximera

$$\gamma = \frac{\delta}{H}.$$

Experimentellt har man sett att

$$\tau = G\gamma,$$

där G är skjuvmodulen.

Samband mellan materialstorheter För ett isotropt material gäller att

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}.$$

Statiskt bestämt och obestämt problem Ett problem är statiskt bestämt om alla inre krafter och reaktionskrafter kan bestämmas enbart med jämvikt. Detta är möjligt om det verkar maximalt 3 krafter i planet eller 6 i rymden.

Om ett problem ej är statiskt bestämt, är det statiskt obestämt. Då räcker icke jämviktsekvationerna, och det motsvarar att man kan ta bort ett element och vara kvar i jämvikt.

Elastisk vridning Antag att man har en stång med cirkulärt tvärsnitt fäst i ena ändan som man vrider med ett moment M_v (i varje ända). Detta ger en vinkeldeformation θ i det yttersta tvärsnittet och γ relativt linjen parallellt med stångens riktning. Om stången har en längd l och en radius a , ger detta

$$L\gamma = a\theta.$$

Kombinerad med resultatet från delen om skjuvspänning ger detta

$$\frac{\theta}{L} = \frac{\tau}{G}.$$

Antag nu att $\tau = \frac{M_v}{K}$. Detta ger

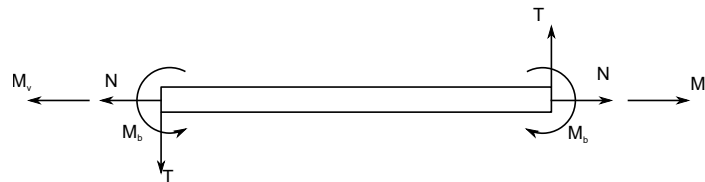
$$\frac{\theta}{L} = \frac{M_v}{GK}.$$

K är en konstant som beror av stångens geometri.

Hur beräknar vi K ? Jo, man integrerar momentets differential över tvärsnittet. Vi vet att detta differentialet ges av kraft gånger arm, och det är så skjuvspänningen kommer in.

3 Balkar

Balkböjning - fundamentala koncept För att beskriva balkar behöver vi införa fler olika sorters inre krafter och moment. Dessa illustreras i figur 2. Vi har infört normalkraften N , tvärkraften T , det böjande



Figur 2: Illustration av inre krafter och moment i en balk.

momentet M_b och det vridande momentet M_v .

Låt u vara balkens deformation normalt på dens utsträckning. Vi har från enaxliga tillståndet att

$$\frac{\Delta u}{L} = \frac{N}{EA}.$$

Låt θ och ϕ vara vinklarna för böjning och vridning. Vi har från innan att

$$\frac{\Delta \theta}{L} = \frac{M_v}{GK}, \frac{\Delta \phi}{L} = \frac{M_b}{EI}.$$

Allmänt tillstånd för en balk Snitta nu ut ett element med längd dx från en balk. Om balken påverkas av en last q per längdenhet, ger kraftjämvikten

$$T(x+dx) - T(x) + q(x)dx = 0,$$

vilket ger

$$dT = -q.$$

Momentjämvikt kring centrum ger

$$M(x+dx) - M(x) - (T(x) + T(x+dx))dx = 0.$$

Bidraget från tvärkraften ges av

$$\begin{aligned} T(x) + T(x+dx) &= 2T(x) + \frac{dT}{dx}dx \\ &= 2T(x) - q(x)dx. \end{aligned}$$

Insatt i momentjämvikten fås

$$M(x + dx) - M(x) - \frac{1}{2} dx (T(x) + T(x + dx)) = M(x + dx) - M(x) - T(x) dx + \frac{1}{2} dx q(x) dx.$$

Vi försummar nu alla andra ordningens termer, vilket ger

$$\frac{dM}{dx} = T.$$

Kombinerat med det förra resultatet fås

$$\frac{d^2 M}{dx^2} = -q.$$

Randvillkor för balkar En balk kan i en given ända vara

- fri, vilket ger $T = 0$ och $M = 0$.
- fritt upplagd, vilket ger $M = 0$.
- glidinspänd, vilket ger $T = 0$.
- fast inspänd, vilket ej ger villkor för de inre krafterna och momenterna.

Balkböjning vid normalspänning Vid böjning inför vi en z -koordinat normal på medellinjen genom balken, och centrerar våra koordinater i tvärsnittets tyngdpunkt. Vi antar till att börja med att tvärsnittet är symmetriskt med avseende på z -axeln, samt att

- plana tvärsnitt förblir plana.
- tvärsnitt förblir vinkelräta mot medellinjen.
- det för varje z är ett enaxligt samband mellan σ och ε .
- alla deformationer är små och för balkar vars längd är mycket större än deras tjocklek.

De två första uppfylls om skjuvspänningen är försumbar jämförd med normalspänningen.

Betrakta nu ett litet element med ursprunglig längd L_0 vars medellinje har böjts så den har krökningsradie R . Geometri ger oss

$$(R + z)\phi = L_0(1 + \varepsilon(z)).$$

I $z = 0$ har vi

$$R\phi = L_0(1 + \varepsilon_0),$$

vilket ger

$$\begin{aligned} L_0(1 + \varepsilon_0) + z\phi &= L_0(1 + \varepsilon(z)), \\ \varepsilon(z) &= \varepsilon_0 + \frac{\phi}{L_0}z. \end{aligned}$$

Vi kan även substituera för ϕ för att få

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \frac{1 + \varepsilon_0}{R}z.$$

Om vi snittar och får någon given normalkraft N på ytan, gäller det att

$$\begin{aligned} N &= \int_A dF \\ &= \int_A dA \sigma. \end{aligned}$$

Hookes lag ger

$$\begin{aligned} N &= \int_A dA E \left(\varepsilon_0 + \frac{z}{R} \right) \\ &= \int_A dA E \varepsilon_0 + E \frac{z}{R}. \end{aligned}$$

Om vi antar att elasticitetsmodulen är konstant över ytan, kan vi dra ut konstanter. Den andra integralen är då tyngdpunktens z -koordinat (om vi antar homogen massfördelning), som per definition var 0. Detta ger

$$N = E \varepsilon_0 A.$$

Vi beräknar vidare det böjande momentet M_y , som är normalt på både längdriktningen och z -koordinaten. Detta ges av

$$\begin{aligned} M_y &= \int_A dA \sigma z \\ &= \int_A dA E z \left(\varepsilon_0 + \frac{z}{R} \right) \\ &= \int_A dA E z \varepsilon_0 + \frac{E}{R} z^2. \end{aligned}$$

Första integralen är igen lika med 0. Andra är relaterad till yttröghetsmomentet

$$I_y = \int_A dA z^2.$$

Vi får alltså

$$M_y = \frac{E I_y}{R}.$$

Vi kan nu sätta ihop dessa resultat och få

$$\sigma = \frac{N}{A} + \frac{M_y}{I_y} z.$$

Vid ren böjning, dvs. ingen normalkraft, kan vi skriva

$$|\sigma|_{\max} = \frac{|M_y| |z|_{\max}}{I_y}.$$

Vi kan införa böjmotståndet

$$W_b = \frac{I_y}{|z|_{\max}},$$

och får då

$$|\sigma|_{\max} = \frac{|M_y|}{W_b}.$$

Allmänt tillstånd för en balk Vi försöker nu sammanställa dessa resultat till ett allmänt tillstånd för balken.

Geometri ger oss att

$$\frac{1}{|R|} = \frac{\frac{d^2 u}{dx^2}}{\left(1 + \left(\frac{du}{dx}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}.$$

För små deformationen är derivatan mycket liten. Om vi definierar positiv krökning som att balken kröks nedåt, fås

$$\frac{1}{R} = -\frac{d^2u}{dx^2}.$$

Materialsamband ger

$$M_b = -EI_y \frac{d^2u}{dx^2}.$$

Vi har även

$$\frac{d^2M_b}{dx^2} = -q,$$

vilket slutligen ger

$$\frac{d^2}{dx^2} \left(EI_y \frac{d^2u}{dx^2} \right) = q.$$

Till detta tillståndet hör olika sorters randvillkor. Några enkla varianter av randvillkor är

- u eller T givna i ändpunkterna.
- $\frac{du}{dx}$ eller M givna i ändpunkterna.

Vi kan även karakterisera ändpunkter som

- fria, dvs. $T = 0$ och $M = 0$.
- fritt upplagga, dvs. $u = 0$ och $M = 0$.
- fast inspända, dvs. $u = 0$ och $\frac{du}{dx} = 0$.
- glidande inspända, dvs. $\frac{du}{dx} = 0$ och $T = 0$.

Superposition Balkens allmänna tillstånd är linjärt, så om man har någon komplicerad sammansättning av yttre laster och krafter, kan man separera problemet i olika delproblem, lösa de separat och superponera lösningen.

Plasticering av balk Betrakta en balk som endast utsätts för ett böjmoment M . Vid inledande plasticering är

$$\sigma_{\max} = \sigma_s.$$

Vi vet i detta fallet att

$$\sigma_{\max} = \frac{|M|}{W_b},$$

vilket ger

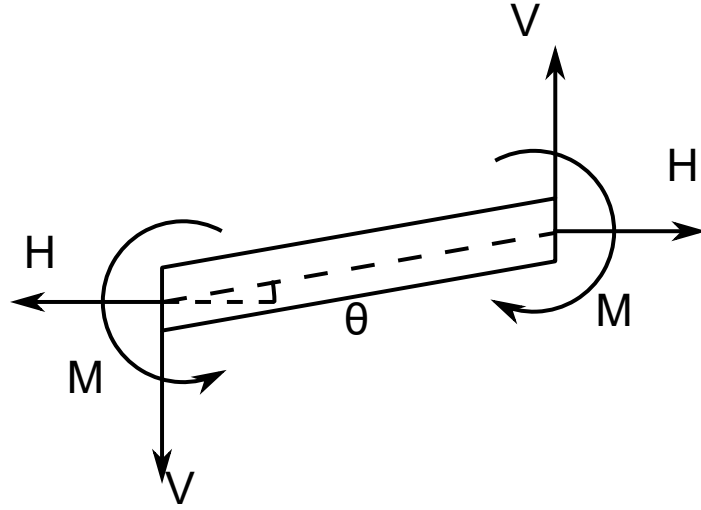
$$M_s = W_b \sigma_s.$$

Vid full plasticering är spänningen lika med σ_s i hela balken. Från detta kan man beräkna böjmomentet. Som ett exempel fås för ett rektangulärt tvärsnitt som böjs i höjdriktning:

$$M_f = 2 \cdot \sigma_s b \frac{h}{2} \cdot \frac{h}{4}.$$

Man kan även visa att detta är lika med $\frac{3}{2}M_s$.

Vid avlastning kan man använda superposition för att få spänningstillståndet. Det kommer visa sig att restspänningen är diskontinuerlig i mitten.



Figur 3: Snitt i en axialbelastad balk, där snittet görs vertikalt relativt det odeformerade läget.

Tillstånd för axialbelastad balk Betrakta en balk som utsätts för en axial belastning, och snitta ut ett element i den enligt figur 3. Kraft- och momentjämvikter ger

$$\begin{aligned} V(x+dx) - V(x) + q dx &= 0, \\ H(x+dx) - H(x) &= 0, \\ M(x+dx) - M(x) - V(x) dx + H \frac{dw}{dx} dx &= 0, \end{aligned}$$

där vi har utnyttjat att vinkeln θ ges av derivatan av utböjningen och försummat det andra ordningens bidraget till momentet från den utbrädda lasten. Detta ger

$$\frac{dV}{dx} = -q, \quad \frac{dH}{dx} = 0, \quad \frac{dM}{dx} = V - H \frac{dw}{dx}.$$

Man kan visa att till första ordningen är $H = N$, och N ges av den yttre axiella lasten (och eventuella volymkrafter). Kombinationen av dessa ekvationer ger då

$$\frac{d^2}{dx^2} \left(EI \frac{d^2 w}{dx^2} \right) - N \frac{d^2 w}{dx^2} = 0.$$

4 Analys i tre dimensioner

Spänning Vi definierar spänningsvektorn

$$\mathbf{s} = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}}{A}$$

där \mathbf{F} är kraften på det lilla arealelementet. Den har en komponent normalt på ytan, som är normalspänningen, och en komponent som är parallel med ytan, som är skjuvspänningen. Vi får

$$\sigma = \mathbf{s} \cdot \mathbf{n}, \quad \tau^2 = |\mathbf{s}|^2 - \sigma^2.$$

Skjuvspänningar i tre dimensioner Snitta nu ut en infinitesimal kub. På ytorna, till exempel ytan som är normal på x -axeln, kan man dekomponera spänningsvektorn i en normalspänning σ_x och två skjuvspänningar τ_{xy}, τ_{xz} , och motsvarande i andra riktningar. Om vi tittar på momentjämvikt kring kubens centrum i x -riktning fås

$$\begin{aligned} 2\tau_{yz} dx dz \cdot \frac{1}{2} dy - 2\tau_{zy} dx dy \cdot \frac{1}{2} dz &= 0, \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy}. \end{aligned}$$

En motsvarande härledning kan göras för de andra sidorna. Tillkommer det andra termer om skjuvspänningen varierar? Ja, men dessa kommer vara av högre ordning, och kan försummas.

Spänningsmatris Vi kan nu definiera en spänningsmatris

$$S = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{yx} & \tau_{zx} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{zy} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{bmatrix}.$$

Enligt argumentet ovan är denna symmetrisk.

Spänningar på godtycklig yta Om man har en godtycklig yta med normalvektor \mathbf{n} , kan det visas att spänningarna på ytan ges av

$$\mathbf{s} = S\mathbf{n}.$$

Vi kan då skriva

$$\begin{aligned} \sigma &= \mathbf{n}^T S \mathbf{n}, \\ \tau &= |S\mathbf{n}|^2 - (\mathbf{n}^T S \mathbf{n})^2. \end{aligned}$$

Huvudspänningar Finns det orienteringar sådana att $\mathbf{s} = \sigma\mathbf{n}$? Att hitta sådana är ett egenvärdesproblem. Matematiken ger att det finns sådana orienteringar, och att de är ortogonala mot varandra.

Beteckna även den största respektive minsta huvudspänningen som σ_1 respektive σ_3 . Då ges den maximala skjuvspänningen i materialet av

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}.$$

Plana tillstånd Ett specialfall är när z -riktningen är en huvudriktning för spänningen. Då är skjuvspänningarna i xy -planet, dvs. $\tau_{zx} = \tau_{zy} = 0$. Om $\sigma_z = 0$, har man plan spänning.

Betrakta plan spänning på ett plan som bildar en vinkel ϕ med y -axeln. Normalvektorn ges av

$$\mathbf{n} = \cos \phi \mathbf{e}_x + \sin \phi \mathbf{e}_y.$$

Vi får då

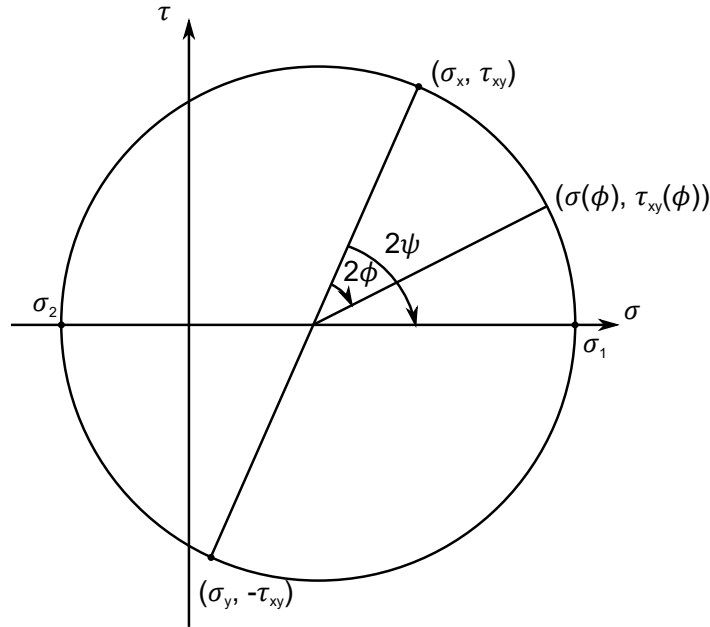
$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_x \cos[2]\phi + \sigma_y \sin[2]\phi + 2\tau_{xy} \sin \phi \cos \phi, \\ \tau &= \tau_{xy} \cos 2\phi + \frac{\sigma_y - \sigma_x}{2} \sin 2\phi. \end{aligned}$$

Mohrs spänningscirkel Mohrs spänningscirkel är ett sätt att grafiskt ta fram plana spänningar vid rotation av ett plan. För att konstruera cirkeln, rita upp ett σ, τ -koordinatsystem och två punkter (σ_x, τ_{xy}) och $(\sigma_y, -\tau_{xy})$, där dessa tas från något givet tillstånd. Dessa punkter skall vara i motstående ändar av cirkeln, och från detta kan cirkeln ritas, som i figur 4.

En rotation moturs av koordinatsystemet med en vinkel ϕ motsvarar en rotation medurs av tillståndet på cirkeln med en vinkel 2ϕ .

Det visar sig att cirkeln skär σ -axeln i största och minsta huvudspänningen. Det finns även en vinkel ψ som koordinatsystemet måste roteras med så att det blir parallellt med huvudriktningarna. Ur denna geometrin kan vi få följande samband, som är helt konsekventa med tensorbetraktningen gjort ovan:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2}, \\ \sigma_2 &= \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2}, \\ \tan(2\psi) &= \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y}, \\ \tau_{\max} &= \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}. \end{aligned}$$



Figur 4: Mohrs spänningscirkel.

Jämvikt i tre dimensioner Snitta ut en liten kub. Jämvikt i x -riktning ger

$$\sigma(\mathbf{x} + dx \mathbf{e}_x) dy dz - \sigma(\mathbf{x}) dy dz + \tau_{zx}(\mathbf{x} + dz \mathbf{e}_z) dx dy - \tau_{zx}(\mathbf{x}) dx dy + \tau_{yx}(\mathbf{x} + dy \mathbf{e}_y) dx dz - \tau_{yx}(\mathbf{x}) dx dz = 0,$$

vilket implicerar

$$\partial_x \sigma_x + \partial_y \tau_{xy} + \partial_z \tau_{zx} = 0.$$

På motsvarande sätt fås

$$\begin{aligned} \partial_x \tau_{xy} + \partial_y \sigma_y + \partial_z \tau_{yz} &= 0, \\ \partial_y \tau_{xz} + \partial_z \tau_{yz} + \partial_z \sigma_z &= 0. \end{aligned}$$

Om det finns volymkrafter i kroppen, dyker den även upp som en term här.

Töjning i tre dimensioner I tre dimensioner definieras töjningen i termer av båglängden som

$$\varepsilon = \frac{ds - ds_0}{ds_0},$$

där ds_0 är den odeformerade båglängden och ds är den deformerade båglängden.

Tredimensionellt samband mellan töjning och deformation Betrakta en kropp som deformeras med en deformationsvektor \mathbf{u} . Snitta ut en kub och titta på två hörn i positioner x och $x + \frac{d}{dx}$, med övriga koordinater lika. I det odeformerade läget är avståndet mellan dessa $ds_0 = dx$. I det deformerade läget är avståndet

$$\begin{aligned} ds &= (x + dx + u_x(x + dx, y, z)) - (x + u_x(x, y, z)) \\ &= dx + u_x(x + dx, y, z) - u_x(x, y, z) \\ &= dx + \frac{du_x}{dx} dx, \end{aligned}$$

och töjningen i x -riktning ges av

$$\varepsilon_x = \partial_x u_x.$$

På samma sätt fås

$$\varepsilon_y = \partial_y u_y, \varepsilon_z = \partial_z u_z.$$

Skjuvdeformation i tre dimensioner Betrakta en kub som deformeras i xy -planet. Sidan närmast x -axeln bildar vinkeln β med x -axeln och sidan närmast y -axeln bildar vinkeln α med y -axeln. Den totala skjuvvinkeln ges av $\gamma_{yx} = \alpha + \beta$. Geometrin ger

$$\gamma_{xy} = \frac{u_x(x, y + dy, z) - u_x(x, y, z)}{dy} + \frac{u_y(x + dx, y, z) - u_x(x, y, z)}{dx} = \partial_y u_x + \partial_x u_y.$$

på motsvarande sätt fås

$$\gamma_{yz} = \partial_z u_y + \partial_y u_z, \gamma_{xz} = \partial_z u_x + \partial_x u_z.$$

Töjningsmatrisen Vi definierar töjningsmatrisen

$$T = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{zx} \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_y & \varepsilon_{zy} \\ \varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_z \end{bmatrix},$$

där vi inför $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \frac{1}{2}\gamma_{xy}$. Detta medför att T är symmetrisk. Det gäller att töjningen i riktningen \mathbf{n} ges av

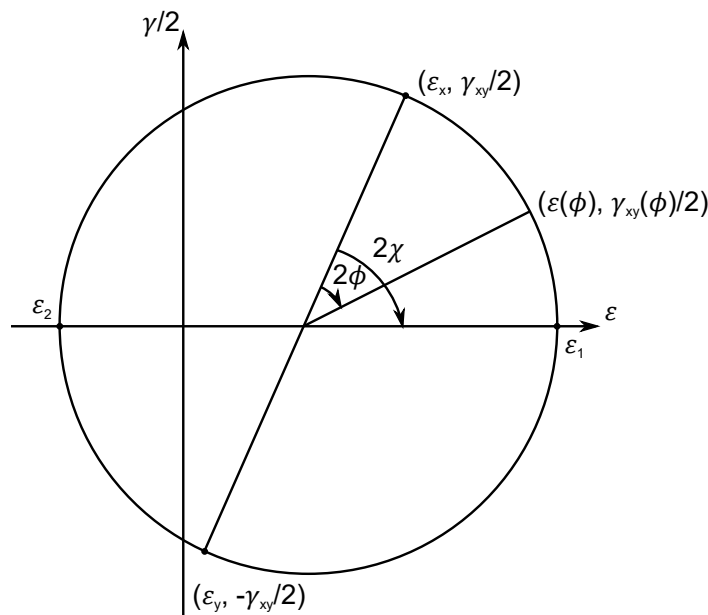
$$\varepsilon_{\mathbf{n}} = \mathbf{n}^T T \mathbf{n}.$$

Huvudtöjningar Finns det orienteringar sådana att $T\mathbf{n} = \varepsilon\mathbf{n}$? Att hitta sådana är ett egenvärdesproblem. Matematiken ger att det finns sådana orienteringar, och att de är ortogonala mot varandra.

Beteckna även den största respektive näst största huvudtöjningen som ε_1 respektive ε_2 . Då ges den maximala skjuvvinkeln i materialet av

$$\gamma_{\max} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2.$$

Mohrs töjningscirkel Mohrs töjningscirkel är ett sätt att grafiskt ta fram plana töjningar vid rotation av ett plan. För att konstruera cirkeln, rita upp ett $\varepsilon, \frac{\gamma}{2}$ -koordinatsystem och två punkter $(\varepsilon_x, \frac{\gamma_{xy}}{2})$ och $(\varepsilon_y, -\frac{\gamma_{xy}}{2})$, där dessa tas från något givet tillstånd. Dessa punkter skall vara i motstående ändar av cirkeln, och från detta kan cirkeln ritas, som i figur 5.



Figur 5: Mohrs töjningscirkel.

En rotation moturs av planet med en vinkel ϕ motsvarar en rotation medurs av tillståndet på cirkeln med en vinkel 2ϕ .

Det visar sig att cirkeln skär ε -axeln i största och näst största huvudtöjningen. Det finns även en vinkel χ som koordinatsystemet måste roteras med så att det blir parallellt med huvudriktningarna. Ur denna geometrin

kan vi få följande samband, som är helt konsekventa med tensorbetraktningen gjort ovan:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xy}}{2}\right)^2}, \\ \varepsilon_2 &= \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xy}}{2}\right)^2}, \\ \tan(2\psi) &= \frac{\gamma_{xy}}{\varepsilon_x - \varepsilon_y}, \\ \gamma_{\max} &= \varepsilon_1 - \varepsilon_2.\end{aligned}$$

Kompatibilitet i tre dimensioner Från definitionerna av elementerna i töjningsmatrisen kan man se att det gäller att

$$\begin{aligned}2\partial_x\partial_y\varepsilon_{xy} &= \partial_y^2\varepsilon_x + \partial_x^2\varepsilon_y, \\ 2\partial_y\partial_z\varepsilon_{yz} &= \partial_z^2\varepsilon_y + \partial_y^2\varepsilon_z, \\ 2\partial_z\partial_x\varepsilon_{zx} &= \partial_x^2\varepsilon_z + \partial_z^2\varepsilon_x.\end{aligned}$$

Alltså är inte de olika töjningarna oberoende.

Linjärelastiska material I linjärelastiska material gäller sambandet $S = CT$, där C är en fjärde ordningens tensor. Detta kan alternativt skrivas som $T = C^{-1}S$.

Hookes lag för isotropa material I isotropa material är alla riktningar lika. I dessa materialer gäller Hookes lag

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)) + \alpha\Delta T, \\ \varepsilon_y &= \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)) + \alpha\Delta T, \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E}(\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)) + \alpha\Delta T, \\ \gamma_{xy} &= \frac{1}{G}\tau_{xy}, \\ \gamma_{yz} &= \frac{1}{G}\tau_{yz}, \\ \gamma_{xz} &= \frac{1}{G}\tau_{xz},\end{aligned}$$

där E är elasticitetsmodulen, G är skjuvmodulen och ν är Poissons tal.

Samband mellan elasticitetsmodul och skjuvmodul Betrakta ett plant skjuvtillstånd med skjuvspänning τ_{xy} för ett isotropt material. Med Moores spänningscirkel fås huvudspänningarna $\sigma_1 = \tau_{xy}$, $\sigma_2 = -\tau_{xy}$. Hookes lag ger

$$\varepsilon_1 = \frac{1 + \nu}{E}\tau_{xy}, \varepsilon_2 = -\frac{1 + \nu}{E}\tau_{xy}.$$

Mohrs töjningscirkel ger vidare

$$\frac{\gamma_{xy}}{2} = \varepsilon_1 = \frac{1 + \nu}{E}\tau_{xy}.$$

Jämförelse med Hookes lag ger

$$G = \frac{1}{2(1 + \nu)}E.$$

Tunnväggiga tryckkärl Betrakta ett cylindriskt tryckkärl med innerradie a och vägg tjocklek h med ett inre tryck p . Vi kommer studera detta i cylindriska koordinater.

Det finns spänningar σ_z och σ_ϕ i tryckkärlet. Cylindersymmetrin ger att båda dessa är oberoende av ϕ . Det återstår bara att använda jämvikter för att beräkna dem.

Snitta nu ut en halvcylindrisk del med längd Δz , detta för att ej behöva betrakta radiella spänningar. Kraftjämvikt på ytan vi snittar genom ger

$$2a\Delta z p - 2h\Delta z \sigma_\phi = 0,$$

$$\sigma_\phi = \frac{pa}{h}.$$

Snitta nu normalt på z -axeln. Om vi försummar kraftbidrag från annat än trycket i kärlet, ger kraftjämvikten

$$2\pi a h \sigma_z - \pi a^2 p = 0,$$

$$\sigma_z = \frac{pa}{2h}.$$

Om man tittar i radiell riktning, har vi randvillkoret $\sigma_r = -p$ på inre delen av mantelytan. Detta värdet är mycket mindre än de två andra spänningarna, så för tunnväggiga kärl approximerar vi $\sigma_r = 0$.

Vi får även töjningar av detta trycket. Om vi får en radiell töjning u_r , får vi en töjning $2\pi u_r$ i ϕ -riktning.

Man kan göra samma beräkningar för ett sfäriskt kärl, och får

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \frac{pa}{2h}, \sigma_r = 0.$$

Töjningarna ges av

$$u_\theta = u_\phi = 2\pi u_r.$$

Tjockväggiga tryckkärl Betrakta återigen ett cylindriskt tryckkärl, denna gången med innerradie a och ytterradie b .

Snitta återigen normalt på z -axeln. Detta ger

$$\sigma_z = \frac{pa^2}{b^2 - a^2}.$$

Snitta nu ut en bit av kärlet med vinkelbrädd $\Delta\phi$, höjd Δz och tjocklek Δr . Vi har spänningar på alla sidor. Geometrin ger att spänningarna i ϕ -riktning bildar vinkeln $\frac{\Delta\phi}{2}$ med den radiella normalen. Jämvikt i radiell riktning ger då

$$(r + \Delta r)\Delta\phi\Delta z\sigma_r(r + \Delta r) - r\Delta\phi\Delta z\sigma_r(r) - 2\frac{\Delta\phi}{2}\Delta z\Delta r\sigma_\phi = 0.$$

Detta kan lösas för att ge

$$\frac{(r + \Delta r)\sigma_r(r + \Delta r) - r\sigma_r(r)}{\Delta r} - \sigma_\phi = 0,$$

vilket i gränsen ger

$$\frac{d}{dr}(r\sigma_r) - \sigma_\phi = 0.$$

Notera att det ligger bakom att vissa skjuvspänningar blir 0 för denna sortens symmetri.

Betrakta vidare deformationen och töjningarna. Vi får i radiell riktning

$$\varepsilon_r = \frac{\Delta r + u_r(r + \Delta r) - u_r(r) - \Delta r}{\Delta r} \rightarrow \frac{du_r}{dr}$$

och i vinkelriktning

$$\varepsilon_\phi = \frac{(r + u_r)\Delta\phi - r\Delta\phi}{r\Delta\phi} = \frac{u_r}{r}.$$

Vi kan kombinera dessa ekvationerna med Hookes lag för att få

$$\frac{d}{dr} \left(r^3 \frac{d\sigma_r}{dr} \right) = 0.$$

På inre randen har vi

$$\sigma_r(a) = -p.$$

Om vi har en yttre last q , har vi även randvillkoret

$$\sigma_r(a) = -q.$$

Detta kan kombineras till att ge

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{p - \left(\frac{b}{a}\right)^2 q}{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1} - \frac{p - q}{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1} \frac{b^2}{r^2}, \\ \sigma_\phi &= \frac{p - \left(\frac{b}{a}\right)^2 q}{\left(\frac{b}{a}\right)^2 + 1} - \frac{p - q}{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1} \frac{b^2}{r^2}. \end{aligned}$$

5 Energi

Töjningsenergi för en stång Vid axial belastning av en stång med längd l och tvärsnittsarea A med en kraft F görs ett arbete

$$W = \int_0^u dx F.$$

Vi kan introducera definitionen av spänning och göra en substitution där vi inför töjningen som ny integrationsvariabel för att få

$$W = AL \int_0^\varepsilon d\varepsilon \sigma.$$

Vi definierar då töjningsenergin per volym

$$w_V = \int_0^\varepsilon d\varepsilon \sigma.$$

Eftersom stången har volym Al , ger detta

$$W = V w_V.$$

Vi kan nu introducera Hookes lag, vilket ger

$$w_W = \frac{1}{2} E \varepsilon^2.$$

Skjuvenergi Betrakta ett rätblock med höjd h , brädd b och längd L som skjuts så att höjdriktningen bildar vinkeln γ med vertikalen. Det infinitesimala arbetet vid en liten skjuvning ges av

$$dW = \tau b t \cdot h d\gamma,$$

och det totala arbetet ges av

$$W = \int_0^\gamma d\gamma \tau b t h,$$

vilket implicerar

$$w_V = \int_0^\gamma d\gamma \tau.$$

Vid att införa Hookes lag kan man visa att

$$W = \frac{1}{2} V G \gamma^2.$$

Energi för böjning av en balk Om balken har utböjning w , kommer man få

$$W = \int_0^L dx \frac{1}{2} EI \left(\frac{d^2 w}{dx^2} \right)^2.$$

Energi för vridning av en balk Om balken vris i axelriktning en vinkel ϕ , får man

$$W = \int_0^L dx \frac{1}{2} GK \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2.$$

Allmän töjningsenergi Helt allmänt har man

$$W = \int_V d^3 r \frac{1}{2} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}.$$

Axialbelastad stång och virtuellt arbete Betrakta en axialbelastad stång som belastas med en kraft F som producerar volymkraften K_x i axelriktningen. Kraftjämvikt, tillsammans med definitionen av töjning, ger

$$\frac{d}{dx} \left(EA \frac{du}{dx} \right) + K_x = 0.$$

Om balken är inspänd i ena ändan, fås

$$u(0) = 0, \quad EA \frac{du}{dx}(L) = F.$$

Enligt argumentet ovan har balken energi

$$W = \int_0^L dx \frac{1}{2} EA \left(\frac{du}{dx} \right)^2,$$

som är en funktional av deformationen u . Allmänt är jämviktsläget för balken ett extremum till denna funktionalen.

Vi betraktar elastiska fall nu, och antar att u uppfyller differentialekvationen som beskriver balken och alla randvillkor. Vi introducerar variationen $\delta(u)$ av u . Ändring av u med denna variation ger en variation av energin

$$\begin{aligned} \delta(W) &= \int_0^L dx \frac{1}{2} EA \delta \left(\left(\frac{du}{dx} \right)^2 \right) \\ &= \int_0^L dx \frac{1}{2} EA 2 \frac{du}{dx} \delta \left(\frac{du}{dx} \right). \end{aligned}$$

Vi antar nu att variationen uppfyller de kinematiska randvillkoren, vilket ger $\delta(u)(0) = 0$. Partiell integration ger

$$\begin{aligned} \delta(W) &= EA \frac{du}{dx}(L) \delta(u)(L) - \int_0^L dx \delta \left(\frac{du}{dx} \right) \frac{d}{dx} \left(EA \frac{du}{dx} \right) \\ &= F \delta(u)(L) - \int_0^L dx \delta \left(\frac{du}{dx} \right) \frac{d}{dx} K_x. \end{aligned}$$

Potentiell energi för en axialbelastad balk I vissa fall, typiskt elastiska fall, kan vi nu införa potentiella energin

$$U = W - Fu(L) - \int_0^l dx K_x.$$

En funktion som är ett extremum till U ger $\delta(U) = 0$. Det kan visas att U är positivt definit, så extremumet måste vara ett minimum, och ämviktsläget är ett minimum för potentiella energin, som väntat. Vi ser att detta kriteriet är ekvivalent med att $\delta(W)$ ges av uttrycket ovan. Alltså är variationsprincipen ett specialfall av variationsprincipen för W .

Potentiell energi för en böjd balk Vi kan även definiera en potential

$$U = \int_0^L dx \frac{1}{2} EI \left(\frac{d^2 w}{dx^2} \right)^2 + M(L) \frac{dw}{dx}(L) - M(0) \frac{dw}{dx}(0) - T(L)w(L) + T(0)w(0) \\ - \sum F_i w(x_i) + \sum M_i \frac{dw}{dx}(x_i) - \int_0^L dx q w,$$

där summorna görs över alla yttre krafter och moment.

Energimetoder i hållfasthetslära Man vill inte alltid lösa variationsproblemen som dyker upp i hållfasthetslära, utan man gör ansatsen

$$u = \sum a_i u_i,$$

där alla u_i är kända, och ser vilka koefficienter a_i som minimerar de olika funktionalerna. Om man väljer de olika u_i smart, blir lösningen bättre desto fler termer man har.

6 Materialers beteende

Idealplastisk deformation De flesta material beter sig så att när de deformeras förbi en viss punkt, deformeras de plastiskt i stället för elastiskt. En approximation för att beskriva detta beteendet är att låta deformationen vara elastisk upp till en töjningsgräns ε_s , och låta σ vara konstant lika med en sträckgräns σ_s för större töjningar.

När lasten sedan tas bort, kommer stängen förkortas igen tills lasten blir lika med noll. Denna kontraktionen är parallell med det elastiska regimet, och konsekvensen är att man får en permanent deformation.

Enkelriktad fiberkomposit En enkelriktad fiberkomposit är ett material som består av fibrar som alla är parallella och ett omkransande material som kallas en matris. Matrisen och fibern finns i volymfraktioner v_m respektive v_f , och de har elasticitetsmoduler E_m respektive E_f .

Som en modell för belastning längsmed fibrernas riktning betraktar vi uppställningen som ges i figur 6.



Figur 6: Illustration av en del av en enkelriktad fiberkomposit som belastas längsmed fibrernas riktning.

Kraftjämvikten ger $F = \sigma A$. Vi antar att den utskurna biten är ett rätblock, så de två delarna har tvärsnittsareor som ges av totala tvärsnittsarean och volymfraktionerna. Detta ger

$$F = \sigma A = (\sigma_f v_f + \sigma_m v_m) A.$$

Därmed ges spänningen av

$$\sigma = \sigma_f v_f + \sigma_m v_m.$$

Vi antar att fibern och matrisen inte glider relativt varandra, och därmed har de samma deformation och töjning. Hookes lag ger

$$\sigma_f = E_f \varepsilon, \sigma_m = E_m \varepsilon,$$

vilket insatt i uttrycket ovan ger

$$\begin{aligned} \sigma &= v_f E_f \varepsilon + v_m E_m \varepsilon \\ &= (v_f E_f + v_m E_m) \varepsilon. \end{aligned}$$

För hela biten med fiberkomposit ger Hookes lag då

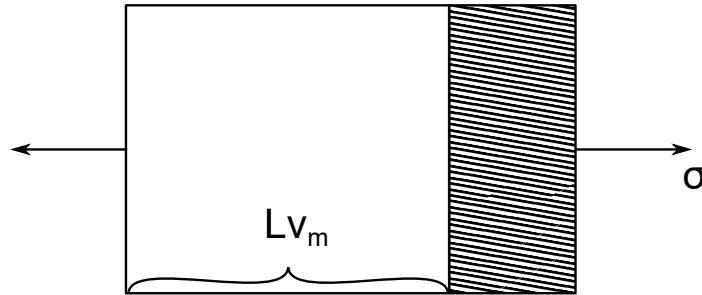
$$E_L = v_f E_f + v_m E_m$$

som elasticitetsmodulen vid längsgående spänning. Vi får även

$$\begin{aligned} \sigma_f &= E_f \varepsilon \\ &= \frac{E_f}{E_L} \sigma \end{aligned}$$

som spänning i fibrerna, och motsvarande för matrisen.

På samma sättet beskriver vi även fallet när spänningen går på tvärs av fibrernas riktning, som illustrerad i figur 7.



Figur 7: Illustration av en del av en enkelriktad fiberkomposit som belastas normalt på fibrernas riktning.

Här kan vi snitta och se att $\sigma_f = \sigma_m$. Den totala förlängningen i denna biten ges av

$$\delta = \delta_f + \delta_m = L_f \varepsilon_f + L_m \varepsilon_m.$$

Töjningen ges då av

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\delta}{L_f + L_m} \\ &= \varepsilon_f \frac{L_f}{L_f + L_m} + \varepsilon_m \frac{L_m}{L_f + L_m} \\ &= v_f \varepsilon_f + v_m \varepsilon_m. \end{aligned}$$

Hookes lag ger

$$\varepsilon = v_f \frac{\sigma}{E_f} + v_m \frac{\sigma}{E_m},$$

och vi ser att

$$\frac{1}{E_T} = \frac{v_f}{E_f} + \frac{v_m}{E_m}.$$

Ideallastisk vridning Vi inför idealplastiska material även i vridningssammanhang. Dessa beter sig analogt till idealplastiska material under dragning, där vi ersätter töjningen med skjuvinkeln γ , spänningen med skjuvspänningen τ , töjningsgränsen med en vinkelgräns γ_s och sträckgränsen med en skjuvgräns τ_s .

Knäckning Om man t.ex. belastar en balk i dens längdriktning med en last som är större än en viss kritisk last, kommer balken snabbt böjas och nå ett nytt jämviktsläge. Detta kommer av att ursprungsläget är en instabil jämviktpunkt, så den minsta störning kommer att få den att anta ett stabilt jämviktsstillstånd. Detta är ett exempel på ett instabilitetsfenomen.

Plasticitetsteori i tre dimensioner I tre dimensioner inför vi effektivspänningen σ_e , som beror av spänningsmatrisen och kräver $\sigma_e(S) = \sigma_s$ för att plasticitet skall inträda. Vi kommer undersöka detta för isotropa material.

Vi kan välja huvudspänningsriktningarna som koordinatsystem. Då kan effektivspänningen reduceras till $\sigma_e(S) = \sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$. Plasticitetskriteriet definierar då en yta i tre dimensioner. Av rimlighetsskäl kan ytan inte skära origo.

Vi kan kräva vissa saker av flytvillkoret, till exempel

- det skall vara oberoende av eventuellt hydrostatiskt tryck, dvs. $\sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = \sigma_e(\sigma_1 - p, \sigma_2 - p, \sigma_3 - p) = \sigma_s$. Detta implicerar att ytan som definieras av flytvillkoret är en cylinderyta med riktning $(1, 1, 1)$.
- det uppfyller ett enaxligt flytvillkor, dvs. att om någon huvudspänning är σ_s och de andra är 0, uppfylls flytvillkoret.
- det är oberoende av reversering av spänningstillståndet, dvs. om alla huvudspänningar byter tecken är flytvillkoret uppfyllt.
- det är isotropiskt, dvs. permutation av huvudspänningarna ger fortfarande att flytvillkoret är uppfyllt.

Från detta kan vi dra slutsatsen att vi endast behöver titta på en 30° sektor av ytan, då symmetrier ger resten av ytan.

von Mises von Mises lösning är att säga att denna sektorn är en cirkelbåge. Det finns en formel för denna.

Tresca Trescas lösning är att säga att denna sektorn är en rät linje. Det finns en formel för denna.

Jämförelse Om man jämför Trescas och von Mises teorier, blir det störst skillnad vid ren vridning. Trescas villkor är en mer konservativ gräns än von Mises, då den allmänt ligger närmare origo. Trescas villkor har hörn, och är därför svår numeriskt. Båda funkar ändå rätt bra när man jämför med experiment.

Utmattning Utmattning är fenomenet som uppstår när brott uppstår under spänningsgränser. Det som händer är att spänningsgränsen blir lägre i materialet av cyklisk deformation, och att den tenderar mot en utmattningsgräns.

För att beskriva cykliska belastningar, inför vi begreppen minimumspänning, maximumspänning, amplitudspänning, mittspänning och spänningsförhållande. Vi har

$$\begin{aligned}\sigma_a &= \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}, \\ \sigma_m &= \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2}, \\ R &= \frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}}.\end{aligned}$$

Dragprovning och S-N-diagram För att testa materialers utmattningsegenskaper, kan man utsätta ett prov för varierande spänningar. Det vanliga är rent varierande eller pulserande spänningar. För en given spänningsamplitud kan man mäta hur många cykler provet kan gå igenom innan brott, och detta kan plottas i ett S-N-diagram. I ett sånt diagram kan man också rita olika kurvor för olika brottsannolikheter.

Av detta kan man läsa av brottgränsen σ_B vid låga N och utmattningsgränsen σ_u vid höga N . Om man belastar provet med en spänning som är lägre än detta, har provet oändlig livslängd. Kurvan har typiskt en omvänd sigmoid form, och gränslivslängden N_g definieras som det N där kurvan igen blir platt. Om spänningen är pulserande, betecknas utmattningsgränsen som σ_{up} . Motsvarande gränser kan även införas vid böjning eller böjning med rotation.

Haigh-diagram Ett Haigh-diagram är en representation av alla kombinationer av mittspänning och amplitudspänning som ger brott. Vi kommer dock förhålla oss till förenklade Haigh-diagram. Dessa konstrueras vid att dra rätta linjer mellan olika punkter.

Den första punkten är $\sigma_m = 0, \sigma_a = \sigma_u$, som motsvarar rent växlande belastning. Den andra punkten är en rent växlande spänning $\sigma_a = \sigma_m = \sigma_{up}$. Den tredje punkten fås från ett rent statiskt dragprov $\sigma_a = 0, \sigma_m = \sigma_B$. Linjerna mellan dessa är ett Haigh-diagram. Man kan även förfina vid att lägga till en linje mellan σ_s på båda axlarna för att ta höjd för plasticering. Då blir Haigh-diagrammet den kurvan som ligger lägst i diagrammet.

För att undersöka om den givna lasten ger brott, ritar man punkten in i Haigh-diagrammet. Om punkten är under kurvan, sker inte brott.

Dimensionering I vanliga fall vill man inte göra val baserad på gränserna utan med lite marginaler. Då kan man välja efter gränserna, fast multiplicerad med en faktor

$$1 - \frac{\lambda}{K_f K_r K_d}.$$

De olika faktorerna här förtjänar lite förklaring.

λ är en faktor som tillkommer på grund av materialkvalitet. I moderna material är denna endast viktig för gjutna komponenter.

K_f beror igen av en geometrisk faktor K_t . Tack, hållf. Om det finns variationer i komponentens tvärsnitt längsmed dens längd, beräknar man nominell spänning med hjälp av den minsta tvärsnittsdatan för att uppskatta den största spänningen som förekommer. Den maximala spänningen i komponenten är dock större än detta, tydligen, och kvoten mellan den maximala och nominella spänningen är K_t . K_f fås med hjälp av sambandet $K_f = 1 + q(K_t - 1)$, där q är en materialberoende storhet.

K_r beskriver ytfinheten, som visar sig påverka hållfastheten. Denna beror igen av medelytavvikelsen R_a .

K_d beror av provets storlek. Storleken spelar in på ett sätt som inte är helt klart.

När man nu har konstruerat sitt förbättrade Haigh-diagram, kan man bestämma säkerhetsfaktorer med hjälp av avstånd i Haigh-diagrammet. Hur detta görs beror på vilken sorts last man har, och beskrivs (förhoppningsvis) i formelbladet.

Sprickor En spricka kan ses om en anvisning med extremt liten krökningsradie. Vi vet att detta ger extremt hög spänningskoncentration. Spricktillväxt kan ske vid låga kritiska laster, låga cykliska laster, spänningskorrosion eller krypning, och de två första kommer diskuteras här.

De tre belastningsfallen vi betraktar borde jag kanske fixa en figur av. I alla dessa tre gäller för statisk belastning relationen

$$\sigma = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi x}},$$

där x är avståndet från sprickan. K_I är spänningsintensitetsfaktorn, och beror av problemets geometri, men även av spänningen enligt uttrycket ovan. Vi får brått när $K_I = K_{Ic}$, där K_{Ic} är materialets brottsegghet.

Vi ser att relationen för elastiskt-plastiska material definierar en plastisk zon med storlek

$$r_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2.$$

Inuti denna zonen är materialet fullständigt plasticerad. Numeriska analyser visar dock att det plastiska områdets storlek är ungefär $2r_p$. Analyser baserade endast på elastisk deformation kallas för linjär brottmekanik, och vi har ett approximativt kriterium för sådana analysers giltighet att den minsta dimensionen l i problemet måste uppfylla

$$l \geq 15r_p \approx 2.5 \left(\frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2.$$

I cykliska fall kommer brottkriteriet bero av $\Delta K_I = K_{I,\max} - K_{I,\min}$, där de olika termerna kan tas bort om de är negativa, eftersom kompresiv spänning ej kommer bidra till spräcktillväxt. Spräcktillväxten per spänningscykel ges av $\frac{da}{dN}$, där a är spricklängden. En log-log-plot av dessa borde kanske finnas. I denna skulle vi sett att det finns en unre gräns ΔK_{th} , där endast belastningar över denna ger spräcktillväxt. Tillväxthastigheten

ökar då mot en asymptot vid K_{Ic} , där det blir brott. Att säga något om sambandet mellan dessa storheterna vore bra. Ett försök är Paris lag:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_I)^n,$$

där C och n är materialparametrar.

7 Finita elementmetoden

Finita elementmetoden (FEM) är en metod för att numeriskt lösa partiella differentialekvationer. Den kan tillämpas på problem inom allt från strömningmekanik och hållfasthetslära till kvantmekanik.

Grunden för FEM är att lösa problem med hjälp av potentiella energins minimum. Vi kunde formulera en potential $U = W_e - A$, där

$$W_e = \int_0^l dx \frac{1}{2} EA \left(\frac{du}{dx} \right)^2$$

för en balk och

$$A = \int_0^l dx K + \sum F_i u(x_i)$$

är bidraget från yttre krafter. För att hitta en approximativ lösning, gör man ansatsen

$$u = \sum a_i f_i,$$

där alla f_i är kända. Nu kommer potentialen bero av de olika koefficienterna, och att minimera potentiella energin innebär nu att hitta koefficienter i summan så att potentiella energin minimeras. I FEM använder man speciella val av såna ansatsfunktioner.

Mer specifikt diskretiserar man först problemet, och skriver

$$u(x) = \sum d_i N_i(x)$$

där d_i är förskjutningen i den i :te punkten och N_i är formfunktioner. Ett enkelt val av formfunktioner är $N_i(x_j) = \delta_{ij}$. Denna summan kan man alternativt skriva som en skalärprodukt $u = Nd = d^T N^T$, där N är en radvektor med alla N_i och d en kolumnvektor med alla d_i . Vi måste även införa $B = \frac{dN}{dx}$. Nu kan vi skriva potentiella energin som

$$\begin{aligned} U &= \int_0^l dx \frac{1}{2} d^T B^T EABd - K_x d^T N^T - \sum F_i d^T N^T \\ &= \frac{1}{2} d^T Kd - d^T F \end{aligned}$$

där vi har infört styvhetsmatrisen

$$K = \int_0^l dx \frac{1}{2} B^T EAB$$

och matrisen

$$F = \int_0^l dx K_x N^T - \sum F_i N^T.$$

Potentiella energins minimum ges då av

$$Kd - F = 0.$$

8 Tidsberoende problem

Diskreta problem Betrakta ett problem där vi har n punktmassor på en linje som rör sig normalt på linjens riktning, och har en förskjutning w_i från jämviktsläget. Newtons andra lag ger

$$m_i \ddot{w}_i = P_i - F_i.$$

Här är P_i den yttre kraften massa i utsätts för och F_i en sorts motståndsterm. Denna kan till exempel uppstå på grund av styvhet, och blir då på formen

$$F_i = K_{ij} w_j.$$

Problemet kan formuleras på matrisform som

$$M \ddot{\mathbf{w}} + K \mathbf{w} = \mathbf{P}.$$

Det homogena problemet kan lösas med en ansats $\mathbf{w} = \mathbf{a} \sin \omega t$. Detta ger upphov till ett egenvärdesproblem i egenfrekvenserna ω .

Notera att

$$F_i = K_{ij} w_j.$$

ger matrisrelationen

$$\mathbf{F} = K \mathbf{w},$$

där K är styvhetsmatrisen. Vi hade alternativt kunnat ställa upp flexibilitetsmatrisen α för att få

$$\mathbf{w} = \alpha \mathbf{F}.$$

Det visar sig att både styvhetsmatrisen och flexibilitetsmatrisen är symmetriska.

Longitudinella svängningar i kontinuerliga kroppar Betrakta en kropp som påverkas av en normalkraft N i varje ända. Snitta ut ett litet element. På ytan normal på svängningsriktningen får vi

$$\rho A dx \partial_t^2 u = dN.$$

Hookes lag ger

$$N = EA \partial_x u,$$

vilket implicerar

$$\rho A \partial_t^2 u = \partial_x (EA \partial_x u).$$

För en kropp med konstant styvhet EA fås vågekvationen, med våghastighet

$$c = \sqrt{\frac{EA}{\rho}}.$$

Böjsvängningar i kontinuerliga kroppar Betrakta en kropp som böjs av någon utbredd last q . Snitta ut ett litet element. Kraftjämvikt i vertikal riktning ger

$$T + dT - T + q dx = dT + q dx = \rho A dx \partial_t^2 w \implies \rho A \partial_t^2 w = q + \partial_x T.$$

För låga frekvenser kan man betrakta rotationen av elementet som statisk, eventuellt inkludera en liten korrektion till egenfrekvenserna. Vi vet även från balkteori att

$$\partial_x M = T, \quad M = -EI \partial_x^2 w.$$

Detta kan kombineras med resultaten ovan för att få

$$\partial_x^2 (EI \partial_x^2 w) + \rho A \partial_t^2 w = q.$$

Om det inte finns någon extern last och balken har konstant styvhet, reduceras detta till

$$EI \partial_x^4 w + \rho A \partial_t^2 w = 0.$$

Vågutbredning i kontinuerliga kroppar Om man gör en periodisk ansats för balkens utböjning, får man att vågtalet och frekvensen måste hänga ihop på något sätt. Detta kallas för dispersion.