

VEILIGHEID EN CATASTROFE

Het is gebruikelijk een constructie zodanig te dimensioneren, dat hij een zeker veelvoud van de te verwachten belastingen nog juist kan dragen. De ervaring leert echter dat ernstige schade aan een gebouw zo goed als nooit het gevolg is van een dergelijke overbelasting, doch van een omstandigheid waarop bij het ontwerp niet was gerekend. Door brand b.v. kunnen bouwmaterialen een deel van hun draagvermogen verliezen, of door botsing of bominslag kan een constructieonderdeel verdwijnen.

In dit artikel wordt ingegaan op de vraag of er constructieve mogelijkheden zijn om in dergelijke catastrofale omstandigheden de secundaire schade, en eventueel ook de primaire schade, zoveel mogelijk te beperken. Dit wordt gedaan aan de hand van enige opmerkingen over bezwijkanalyse en trillingsonderzoek; het laatste tevens in het plastische gebied. De mogelijkheden voor modelonderzoek hierbij worden tenslotte aangeduid.

0 Inleiding

De laatste tijd zijn er grote vorderingen gemaakt met de berekening van de „uiterste draagkracht” van een constructie, de zgn. bezwijkanalyse. Hierbij worden niet slechts de vorm en de afmetingen van de constructie, maar ook de eigenschappen van de gebruikte bouwmaterialen in de beschouwing betrokken. Het blijkt dat beide in rekening moeten worden gebracht om te kunnen bepalen bij welke belasting en op welke wijze de constructie uiteindelijk zal bezwijken. In meer gecompliceerde gevallen is het uiteraard niet steeds mogelijk dergelijke problemen met een berekening op geheel betrouwbare wijze op te lossen, zodat onderzoeken aan een realistisch model, of althans een model waarin de materiaaleigenschappen – ook buiten het elastische gebied – zo goed mogelijk zijn nagebootst, noodzakelijk worden.

De bezwijktoestand is uiteraard niet alleen uit wetenschappelijke belangstelling bestudeerd. Het voornaamste doel van deze studie was om de resultaten te gebruiken ten einde tot betere of meer economische constructies te komen. Hierbij mag natuurlijk niet worden aangenomen dat de constructie in zijn gebruikstoestand op de grens van bezwijken verkeert. Daarom is het gebruikelijk een constructie zodanig te dimensioneren, dat deze een zeker veelvoud van de te verwachten belastingen nog juist kan dragen. Deze werkwijze kan natuurlijk enigszins worden verfijnd door het eigen gewicht met een andere coëfficiënt te vermenigvuldigen dan de nuttige belasting of de sneeuw- en windbelasting. Voorts worden betrekkelijk lage waarden voor de materiaaleigenschappen ingevoerd.

Hoewel niet kan worden ontkend dat op deze wijze de constructie enige algemene „reserve” aan sterkte verkrijgt, is deze handelwijze toch vrij willekeurig omdat de kans op een dergelijke overbelasting wel heel erg gering is. Het zou dus eigenlijk logischer zijn het ontwerp van een constructie te baseren op twee eisen t.w.:

- α . dat in de gebruikstoestand – d.w.z. bij de normaal voorkomende belastingen – de vervormingen, scheurvorming enz. niet hinderlijk mogen zijn;
- β . dat de constructie onder exceptionele omstandigheden een zeker „incasseringsvermogen” moet hebben.

De ervaring leert dat ernstige schade aan een gebouw zo goed als nooit het gevolg is van een overbelasting, doch bijna steeds van een omstandigheid die bij het ontwerp niet was beschouwd. Door brand b.v. verliezen vele bouwmaterialen een deel van hun draagvermogen (zie b.v. fig. 1). Door een slechte fundering, een ernstig grindnest in een betonkolom of omdat een auto een kolom ramt, kan een constructie-element zijn draagkracht verliezen. In oorlogstijd kunnen door bominslag soortgelijke verschijnselen voorkomen. Voorts worden bij een atoombomexplosie niet alleen door een luchtdruk golf vele bouwwerken

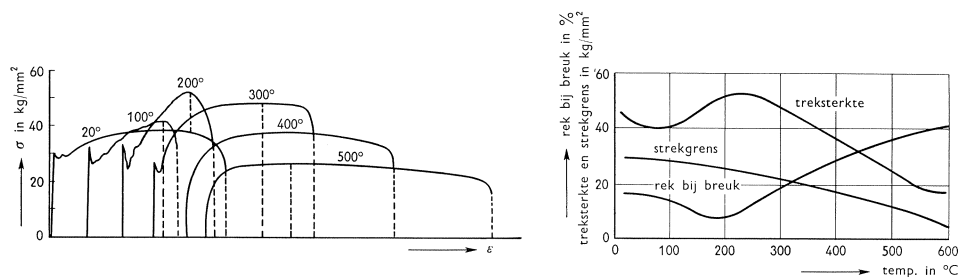


Fig. 1. De invloed van de temperatuur op de materiaaleigenschappen van staal (overgenomen uit BRANDSMA, „Kenniss der Metalen”, C.C. Delft).

tegelijk aan een grote stootbelasting onderworpen, maar doet bovendien de optredende straling – evenals een brand – de materiaaleigenschappen achteruitgaan. Onder dergelijke catastrofale omstandigheden zal het belangrijk zijn dat de schade aan een constructie beperkt blijft. Men zal dus moeten trachten zodanig te construeren, dat een locale schade slechts in de onmiddellijke omgeving grote vervormingen veroorzaakt. In geen geval mag door het wegvallen van één deel van de draagconstructie een geheel gebouw instorten of onherstelbaar worden beschadigd. Het verlies aan goederen en mensenlevens bij een brand b.v. zal hierdoor aanzienlijk kunnen worden beperkt. Ook zal de schade voor een bedrijf, dat na een catastrofe zonder veel stagnatie normaal kan doorwerken, uiteraard veel geringer zijn dan wanneer door een grote ravage het gehele bedrijf moet worden stilgelegd. In oorlogstijd gelden dergelijke overwegingen nog in veel sterkere mate. Elektrische centrales en vitale bedrijven moeten kunnen doorwerken, schuilkelders moeten een effectieve bescherming bieden enz.

Het is duidelijk dat bij deze beschouwingswijze de bezwijkanalyse zeer nuttig kan zijn. Het bezwijken van de constructie speelt nu *rechtstreeks* een belangrijke rol. Daarnaast wordt het ook duidelijk, dat de economische conse-

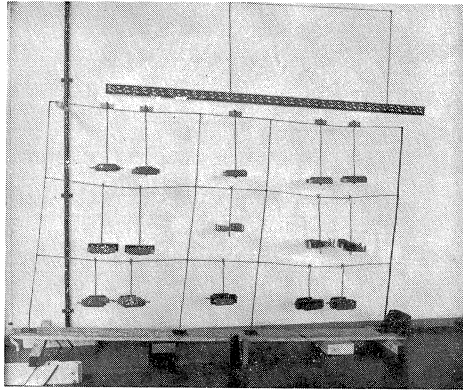
quenties van een catastrofe en die van het zich wapenen tegen een catastrofe tegen elkaar moeten worden afgewogen, min of meer op dezelfde wijze als een verzekeringspremie tot stand komt. Soms is uit de functie van het gebouw duidelijk dat de kans op een ongeluk van bepaalde aard groot is. In een autobusgarage zal men zeker op beschadiging van een kolom moeten rekenen. Het is noodzakelijk te trachten enig inzicht te verkrijgen in de aard van de constructieve voorzieningen die uit deze overwegingen volgen.

1 Bezwijken t.g.v. statische belasting na verlies van een belangrijk constructie-element of na achteruitgang van materiaaleigenschappen

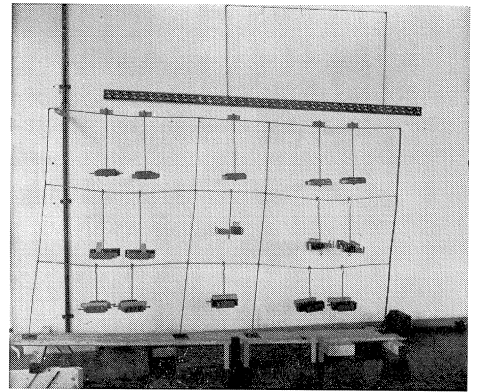
Zoals bekend mag worden verondersteld [1] gaat de bezwijkanalyse in hoofdzaak uit van de gedachte dat een materiaal, dat zich eerst elastisch gedraagt, bij een zekere belasting weliswaar meer dan evenredig gaat vervormen, maar toch zijn draagvermogen niet verliest. Zo kan men zich in het meest eenvoudige geval denken dat in een op buiging belaste balk een zgn. plastisch scharnier ontstaat, dat bij willekeurige rotatie een constant moment kan overbrengen. Door de ongunstigste plaatsen voor een aantal van dergelijke plastische scharnieren te kiezen, kan men voor een statische belasting door een eenvoudige evenwichtsbeschouwing het draagvermogen van een gegeven constructie berekenen. Het gedrag van vele van de gebruikelijke bouwmaterialen, zoals gewapend beton en staal, is met deze schematisering vrij goed in overeenstemming, hoewel men moet oppassen dat in een betonkolom de „rotatiecapaciteit” niet wordt overschreden, zodat verbrijzeling van de drukzone optreedt, en dat een staalconstructie niet zodanig slank wordt dat de stabiliteit in gevaar komt [2].

De eenvoudigste catastrofale gevallen – zoals het uitvallen van een kolom – kunnen zonder meer met de bekende bezwijkanalyse worden berekend. Het is duidelijk dat daardoor de momentenverdeling in een balk die over een kolom doorloopt ingrijpend wordt gewijzigd (zie de fig. 2 en 3). Bij een stalen balk zijn het positieve en het negatieve volplastisch moment aan elkaar gelijk. Bij gewapend beton echter wordt het moment dat een plastisch scharnier kan overbrengen, hoofdzakelijk door de wapening bepaald. Men zal daarom een aantal staven van de veldwapening onderin een balk over een kolom laten doorlopen om te bereiken dat de balk daar ter plaatse ook een behoorlijk positief volplastisch moment kan leveren.

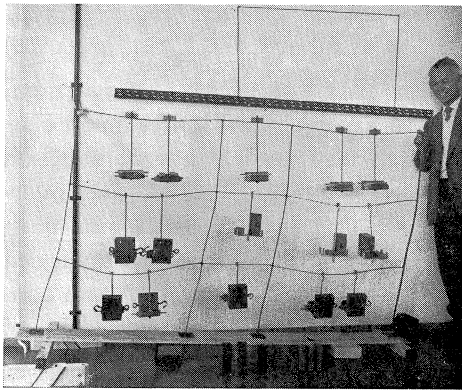
Het is duidelijk dat een veelvoudig statisch onbepaald systeem in het algemeen minder van een enkel constructie-element afhankelijk is en dus een groter „incasseringsvermogen” heeft, dan een statisch bepaald systeem. Vaak zal het daarom ook aanbeveling verdienen een constructie als ruimtelijke constructie op te vatten zodat in twee richtingen krachten kunnen worden afge-



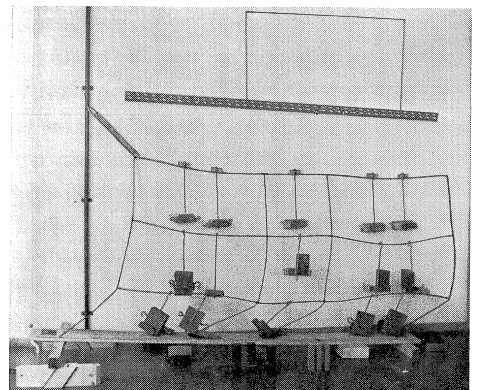
2.1



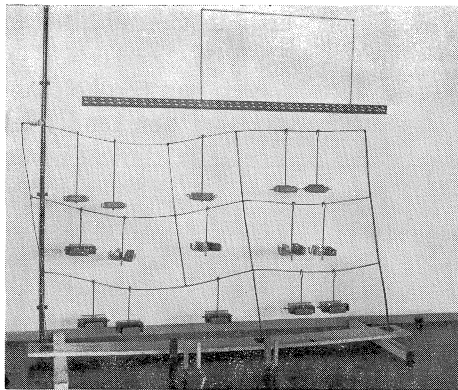
2.2



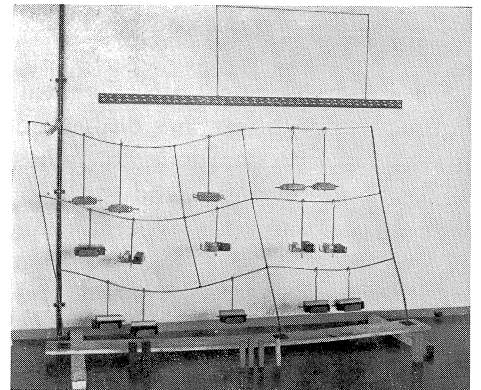
2.3



2.4



2.5



2.6

Fig. 2. Een portaal van een staalskeletgebouw is er op berekend eigen gewicht + nuttige belasting + windbelasting te dragen. Van dit portaal is een overdreven slap model gemaakt, dat enige indruk geeft van het gedrag van een dergelijke constructie.

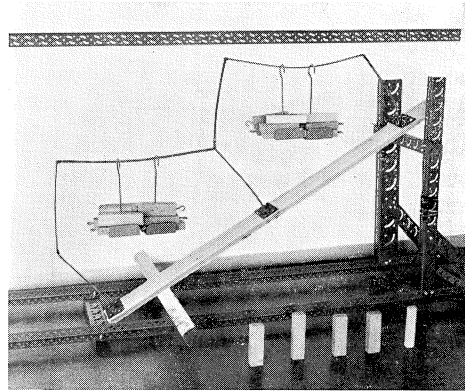
Fig. 2.1 toont de normale gebruikstoestand, d.w.z. het eigen gewicht, de normale nuttige belasting en een kleine windbelasting zijn aanwezig (de „windbelasting” is aangebracht door middel van het scheefzetten van het model). Fig. 2.2. toont de toestand als de meest ongunstige

belastingscombinatie optreedt waarmee men volgens de bouwvoorschriften (b.v. T.G.B.) moet rekenen. De fig. 2.3 en 2.4 tonen de bezwijktoestand, welke optrad bij een combinatie van belastingen ongeveer 1,5 maal zo groot als die in geval van fig. 2.2. Tijdens het maken van de foto van fig. 2.3 was het bezwijken reeds begonnen; het raamwerk werd echter zijdelings gesteund. Fig. 2.4 toont de toestand na loslaten. Indien ten gevolge van een plaatselijke brandhaard één van de kolommen van de benedenverdieping uitvalt, gedraagt het raamwerk zich in de normale gebruikstoestand zoals is weergegeven in fig. 2.5. De meest ongunstige belastingscombinatie, zoals die werd toegepast in het geval van fig. 2.2 vormt voor het incomplete raamwerk tevens de bezwijkbelasting (zie fig. 2.6). Dat deze ongunstige belastingscombinatie gelijktijdig met de brand zou optreden is evenwel zeer onwaarschijnlijk.

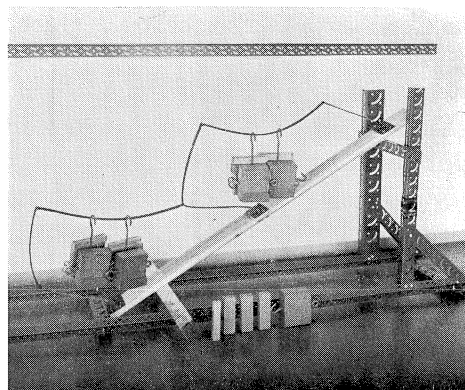
In werkelijkheid is een staalskelet een ruimtelijke constructie. De bezwijkbelasting bij het ontbreken van één kolom wordt daardoor uiteraard hoger. Dit is echter niet het geval voor een onbeschadigd staalskelet bij uniforme verhoging van de belastingen. In het laatste geval verkeren alle portalen in dezelfde belastingtoestand en geeft de ruimtelijke samenhang geen extra sterkte.

Fig. 3. Een overdreven slap model van een eenvoudig shedspant wordt belast door eigen gewicht en sterke wind (het model staat zeer scheef – zie fig. 3.1). Na verhogen van deze belastingen met 80% treedt bezwijken op (zie fig. 3.2). Als de middenkolom uitvalt, dan is het spant zelfs niet meer in staat zijn eigen gewicht incl. dakgewicht te dragen. Fig. 3.3 toont de bezwijktoestand bij ongeveer 75% van deze belasting. Van de gordingen is in dit geval – tenzij ze daarvoor speciaal waren ontworpen – niet veel steun te verwachten.

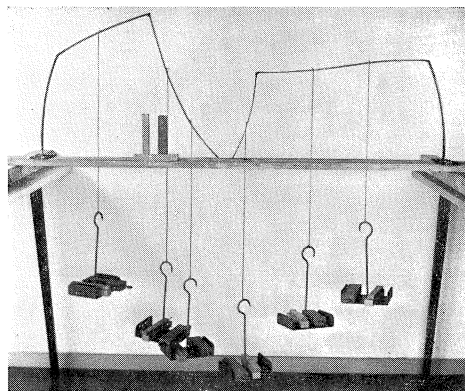
Indien men rekening zou willen houden met het uitvallen van een kolom, zou men bij de berekening van het gehele spant een „veiligheidscoëfficiënt” groter dan 1,8 moeten gebruiken. Indien b.v. de constructie zonder kolom in staat moet zijn de rustende belasting (eigen gewicht + dakgewicht) nog juist te dragen, dan zal de onbeschadigde constructie eerst bij een belasting van $\frac{1}{0,75} \times 1,8 \times$ (rustende belasting + sterke wind) dienen te bezwijken.



3.1



3.2



3.3

voerd. Ook bij schijnbaar statisch bepaalde constructies zoals houten of stalen vakwerken is het op eenvoudige wijze mogelijk een redelijke buigingsstijfheid voor de afzonderlijke staven af te leiden uit de eis, dat als één vakwerkstaaf om de een of andere reden uitvalt, het vakwerk toch nog voldoende sterkte moet hebben om intact te blijven. In geval van verhitting (brand, thermostraling bij een atoombomexplosie) kan men de bezwijkanalyse bij een lagere vloeigrens toepassen.

In de meeste gevallen zullen de berekeningen, die nodig zijn om een goede schatting te doen van het draagvermogen na een catastrofe, zonder veel moeite met de bezwijkanalyse kunnen worden uitgevoerd. In enkele gevallen zal het wegvallen van zijdelingse steun wel eens het vermoeden doen rijzen dat de stabiliteit niet meer geheel is verzekerd. Modelonderzoek kan in dat geval tot een beter inzicht leiden [2]. In bijzondere gevallen kan ook een realistisch betonmodel wel eens op zijn plaats zijn.

In die gevallen waarbij de catastrofe die de primaire schade veroorzaakt een rustig verlopend karakter heeft, zoals wanneer door een materiaalfout een kolom zijn draagvermogen langzaam verliest, of als door brand iets dergelijks plaatsvindt, zal de secundaire schade die het gevolg is van deze catastrofe zoveel mogelijk beperkt blijven indien het ontwerp van een constructie is onderworpen aan een analyse als hierboven beschreven. Deze analyse is voor dit doel voldoende.

In andere gevallen, b.v. bij een vloedgolf of bij een explosie, is de primaire schade het gevolg van een dynamische belasting. Uiteraard moet ook de zo optredende schade zoveel mogelijk worden beperkt. Daartoe zullen ook de optredende dynamische verschijnselen moeten worden bestudeerd. Hierbij zal ten dele ook van de bezwijkanalyse gebruik moeten worden gemaakt. Daar in dit geval in een korte tijd een schok moet worden opgenomen, gaan echter ook de krachten veroorzaakt door $\text{massa} \times \text{versnelling}$ – de zgn. traagheidskrachten – een rol spelen. De theorie van de verschijnselen die bij een dergelijke belasting in een constructie optreden is veel minder ontwikkeld dan die voor het veel eenvoudiger statische geval. Aan de hand van enkele eenvoudige gevallen zal echter worden getracht enige indruk te geven van de nieuwe factoren die nu mede het probleem beheersen.

2 Constructies belast door een stoot of door een met de tijd variërende kracht die in zeer korte tijd een maximum bereikt

2.1 Algemeen

Zoals in de inleiding is vermeld, kan het van het grootste belang zijn dat een constructie niet meer dan een als toelaatbaar vastgestelde vervorming ondergaat, wanneer deze wordt getroffen door verschijnselen als golfklap, een voor-

bijtrekkend luchtdrukschokfront of door een zekere snelheid bezittend voorwerp. Door een dergelijke dynamische belasting zullen onderdelen van de constructie vrij grote versnellingen krijgen. Er is dan geen statisch evenwicht meer tussen de belasting en de reactie-krachten die door de vervorming van de constructie worden teweeggebracht. Door echter ook traagheidskrachten (het negatieve produkt van massa \times versnelling) in rekening te brengen, kan men toch evenwichtsvergelijkingen opstellen (beginsel van D'ALEMBERT).

Om een inzicht te verkrijgen in de factoren welke van belang zijn bij berekeningen waarbij bovengenoemde belastingen een rol spelen, wordt hierna het gedrag beschouwd van een zo eenvoudig mogelijke constructie waarbij de gehele massa in één punt geconcentreerd wordt gedacht. Men noemt dit het éénmassaveersysteem. Ook bij trillingsonderzoek van bouwconstructies wordt vaak van deze schematisering uitgegaan. Het is duidelijk dat dit een sterk vereenvoudigd geval is vergeleken bij een werkelijke constructie.

Gedraagt een constructie zich geheel elastisch, dan kan men met behulp van de theorie der eigenfuncties het gehele gedrag beschrijven door superpositie van het gedrag van een aantal éénmassaveersystemen. In zeer vele gevallen behoeft men slechts het slapste van deze éénmassaveersystemen, behorende bij de laagste eigen frequentie, in rekening te brengen omdat hierdoor de doorbuigingen hoofdzakelijk worden bepaald. Behalve door exacte berekening kan men verschillende benaderingsmethoden toepassen om de laagste eigen frequentie en de daarbij behorende eigenfunctie te bepalen (o.a. met de grafische methode van STODOLA of met de energiemethode van RAYLEIGH). Hiermede kan men in de praktijk vaak gemakkelijk een vergelijkbaar éénmassaveersysteem vinden.

Alvorens nader in te gaan op het gedrag van het éénmassaveersysteem zullen enige elementaire typen snelle belastingsverschijnselen in beschouwing worden genomen.

2.2 Snelle belastingsverschijnselen

De snelle belastingsverschijnselen zijn in twee groepen in te delen, nl. de botsingsverschijnselen en de verschijnselen waarbij een met de tijd variërende kracht in zeer korte tijd een maximum bereikt. Bij de eerstgenoemde categorie is altijd sprake van botsing van massa's. Enige inzicht in dit verschijnsel verkrijgt men aan de hand van een elementaire beschouwing.

Op het tijdstip van de botsing oefenen de beide massa's gedurende een zeer korte tijd een grote kracht P op elkaar uit. De integraal van deze kracht naar de tijd noemt men de „stoot” S voor het geval dat $t_2 - t_1$ tot 0 en P tot oneindig nadert:

$$S = \lim_{\substack{t_2 - t_1 \rightarrow 0 \\ P \rightarrow \infty}} \int_{t_1}^{t_2} P dt \quad (1)$$

De stootkracht P maakt evenwicht met de traagheidskracht $R = -m a$ ($m =$ massa, $a =$ versnelling), zodat men kan schrijven:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} P dt = \int_{t_1}^{t_2} ma dt = m \int_{t_1}^{t_2} \frac{dv}{dt} dt = m [v(t_2) - v(t_1)] = m (v' - v) \dots \dots \dots (2)$$

De oorspronkelijke snelheid $v = v(t_1)$ gaat in de korte tijd $t_2 - t_1$ over in de snelheid $v' = v(t_2)$.

Botst nu een massa m_1 zich voortbewegend met een snelheid v_1 tegen een massa m_2 met een snelheid v_2 in dezelfde positief aan te nemen richting, dan kan men schrijven voor de stoot S die zij op elkaar uitoefenen (v_1' en v_2' zijn de snelheden van m_1 en m_2 direct na de stoot):

$$S = -m_1 (v_1' - v_1)$$

en ook

$$S = m_2 (v_2' - v_2) \dots \dots \dots (3a)$$

Door eliminatie van S volgt:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2' \quad (\text{behoud van hoeveelheid van beweging}) \quad (3b)$$

Zoals bekend kan men een volkomen veerkrachtige en een volkomen onveerkrachtige botsing veronderstellen. Is de botsing volkomen veerkrachtig, dan gaat er geen energie verloren en geldt behalve verg. (3b) ook:

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} m_1 (v_1')^2 + \frac{1}{2} m_2 (v_2')^2 \dots \dots \dots (4)$$

Is de botsing volkomen onveerkrachtig, dan bewegen de twee massa's zich na de botsing met gelijke snelheid w voort zodat:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2) w \dots \dots \dots (5)$$

Gesteld wordt nu dat m_1 met snelheid v_1 botst tegen een massa m_2 , die in rust is ($v_2 = 0$). Als wordt aangenomen dat m_2 de massa is van een massa-veersysteem, dan is de energie A die door dat systeem moet worden opgenomen te berekenen als gedeelte van de oorspronkelijke energie $\frac{1}{2} m_1 v_1^2$. Bij een volkomen veerkrachtige botsing bedraagt deze verhouding:

$$\frac{A}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2} = \frac{\frac{1}{2} m_2 (v_2')^2}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2} \dots \dots \dots (6a)$$

Door combinatie van de verg. (3b) en (4) is voor $v_2 = 0$ af te leiden dat:

$$\left(\frac{v_2'}{v_1}\right)^2 = \left(\frac{2}{1+\mu}\right)^2 \quad \text{voor} \quad \frac{m_2}{m_1} = \mu \dots \dots \dots (6b)$$

Wordt verg. (6b) gesubstitueerd in (6a), dan is:

$$\frac{A}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2} = \mu \left(\frac{2}{1+\mu}\right)^2 \dots \dots \dots (6c)$$

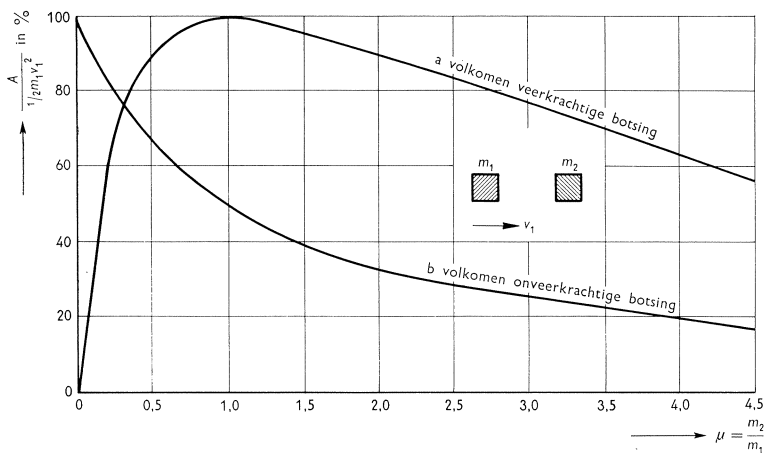


Fig. 4. Botsing van een massa m_1 met snelheid v_1 tegen een massa m_2 in rust. A is de energie, welke m_2 resp. m_1+m_2 overhouden na de veerkrachtige, resp. onveerkrachtige botsing. A is als percentage van de oorspronkelijke kinetische energie $\frac{1}{2} m_1 v_1^2$ uitgezet voor verschillende verhoudingen van m_1 en m_2 .

Dit verband is in fig. 4 (lijn a) uitgezet voor verschillende waarden van μ .

In het geval van volkomen onveerkrachtige botsing bedraagt de gemeenschappelijke snelheid w na de botsing ($v_2 = 0$):

$$w = \frac{m_1 v_1}{m_1 + m_2} \dots \dots \dots (7a)$$

De energie van (m_1+m_2) bedraagt dan:

$$A = \frac{1}{2} (m_1+m_2) w^2 = \frac{\frac{1}{2} m_1 v_1^2}{1+\mu} \dots \dots \dots (7b)$$

Er is dus bij de botsing energie verloren gegaan, nl. $\frac{\mu}{1+\mu} \cdot \frac{1}{2} m_1 v_1^2$. Deze energie is omgezet in plastische vervorming, warmte, geluid e.d. Het percentage van de energie $\frac{1}{2} m_1 v_1^2$ dat in het eerder genoemde massaveersysteem terecht komt is dus:

$$\frac{A}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2} = \frac{1}{1+\mu} \dots \dots \dots (7c)$$

Dit verband is in fig. 4 als lijn b uitgezet voor verschillende waarden van μ .

Botst een elastische staaf tegen een elastisch of star voorwerp, dan kan men zeggen dat op het voorwerp plotseling een kracht aangrijpt, die echter eindig is van grootte, en waarvan de tijdsduur niet meer oneindig klein is. Botst een oneindig lange staaf (elasticiteitsmodulus E , dichtheid ρ) met een snelheid v tegen een starre wand (zie fig. 5), dan heerst er in het contactoppervlak staaf-wand onmiddellijk een spanning:

$$\sigma = \frac{Ev}{c} \dots \dots \dots (8)$$

Hierin is $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ de geluidssnelheid door het materiaal van de staaf. De spanning σ plant zich met deze snelheid c door de staaf voort. De op de wand uitgeoefende kracht $P = \frac{EFv}{c}$ (F = staafdoorsnede) verloopt met de tijd als aangegeven in fig. 5. Heeft de staaf een eindige lengte l , dan wordt P na het tijdstip $t = 2 \frac{l}{c}$ weer gelijk aan nul. Immers, op het tijdstip $t = \frac{l}{c}$ na de botsing heeft de drukspanning σ het vrije uiteinde van de staaf bereikt en keert dan als even grote trekspanning met snelheid c terug en is op het tijdstip $t = \frac{2l}{c}$ na de botsing weer bij de wand. De staaf verlaat de wand dan met een snelheid v . Heeft er ten gevolge van de door de staaf lopende spanningsgolf geen plastische vervorming plaats, dan is er geen energie verloren gegaan.

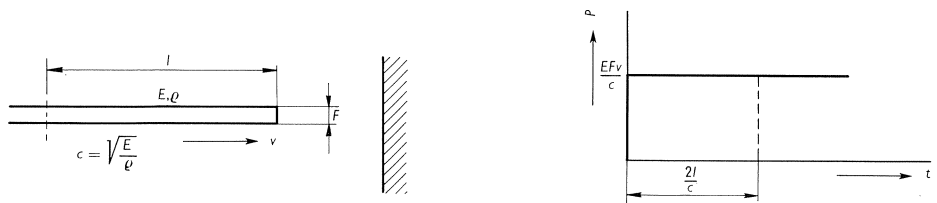


Fig. 5. Botsing van een elastische staaf op een starre wand; verloop met de tijd van de hierdoor op de wand uitgeoefende kracht P .

Wat treedt er echter in de werkelijkheid op? Als b.v. een schip tegen een dukdalf botst, kan men spreken van twee botsende massa's waarbij de dukdalf dus een massaveersysteem voorstelt. Is dit echter een volkomen veerkrachtige of een volkomen onveerkrachtige botsing? De werkelijkheid zal tussen beide gevallen zijn gelegen. Hetzelfde geldt voor een botsing van een projectiel tegen een constructie. Wordt een heipaal getroffen door een valblok, dan is in principe sprake van een botsende staaf. De „wand” is achter niet star (heimuts) en het „vrije uiteinde” is niet vrij, maar bevindt zich in de grond. Welke rol speelt de kleef? Zou het uiteinde in de grond ingeklemd zijn, dan kwam de drukgolf als drukgolf terug. In werkelijkheid zal de paal als het ware elasto-plastisch in de grond worden vastgehouden.

In het geval dat een constructie wordt getroffen door een projectiel is er voorts de grote moeilijkheid bij het bepalen van het gedrag van die constructie dat men zowel te maken heeft met de plaatselijke opgewekte spanning als met het totale gedrag van de constructie. Het hangt van de duur van de botsing, de voortplantingssnelheid van het geluid door de gebruikte materialen, en de afmetingen van de constructie af of de constructie tijdens de botsing inderdaad

als geheel kan werken. Men schiet met een kogel b.v. door het paneel van een niet gesloten deur heen, maar door er een tennisbal tegenaan te gooien kan de deur in beweging komen.

Bij een verschijnsel als luchtdrukstoot of golfklap waarbij op de constructie een met de tijd variërende kracht aangrijpt, die in zeer korte tijd (b.v. 1/100 sec.) een maximum bereikt, is in principe sprake van een verschijnsel als van de botsende staaf. Er raakt echter energie verloren ten gevolge van „plastische” verschijnselen, bij golfklap b.v. omdat water opspuit, wervels ontstaan e.d. Op plaatsen in de golf waar het water wel even opgesloten zit en er een druk-

golf met de snelheid van het geluid door de watergolf teruggaat ($c_{\text{water}} = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$, waarin K = compressiemodulus), valt de daardoor veroorzaakte drukspanning af zodra de drukgolf door de botsende watergolf heen en de onderdruk golf terug is. Een rechthoekig kracht-tijd-verloop als weergegeven in fig. 5 zou zijn opgetreden als geen energieverlies was opgetreden, dus b.v. als het water in een starre buis was opgesloten en er sprake zou zijn van waterslag. In dat geval zou het verschijnsel overeenkomen met dat bij de botsende staaf.

Als een starre doos (afmetingen h en l , zie fig. 6) getroffen wordt door een schokfront van hoge luchtdruk zoals op enige afstand van een atoombom-explosie, dan treden verschijnselen op welke, behalve bij explosieproeven, ook geconstateerd zijn bij vele Amerikaanse proeven genomen in zgn. schokbuizen [3]. Eenvoudig voorgesteld geschiedt het volgende (zie fig. 6): Wanneer het schokfront met een piekdruk p_0 en een snelheid v het verticale voorvlak van de doos treft, treedt terugkaatsing op. Zou deze terugkaatsing in een gesloten buis optreden, dan trad er ter plaatse van het voorvlak een druk op $> p_0$. Aangezien ter hoogte $\geq h$ een druk $\leq p_0$ heerst, begint de druk voor het

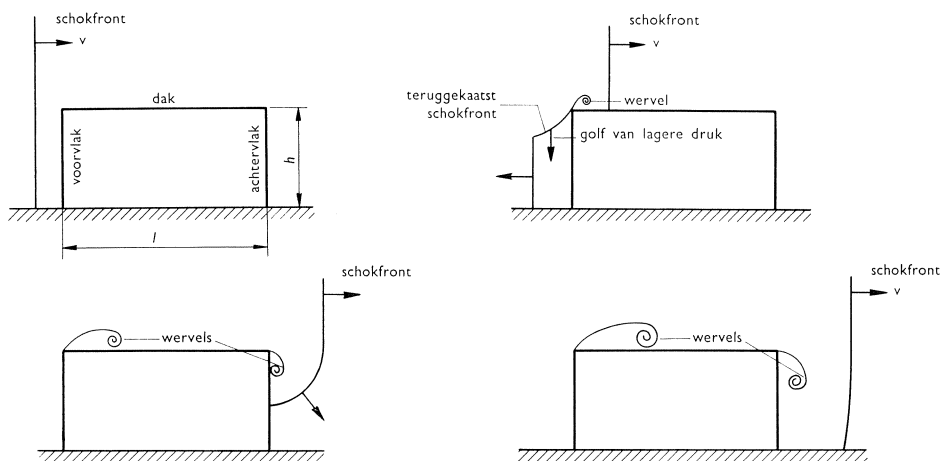


Fig. 6. Optredende verschijnselen als een starre doos wordt getroffen door een schokfront van hoge luchtdruk (overgenomen uit NORRIS etc.: Structural design for dynamic loads [3]).

voervlak onmiddellijk af te nemen. Een golf van lagere druk dan op het eerste ogenblik beweegt zich langs het voervlak naar beneden met de geluidssnelheid in de gereflecteerde golf. In zeer korte tijd is de gemiddelde druk op het voervlak afgenomen tot een waarde, die in overeenstemming is met hetgeen optreedt als de doos zich in de snelle luchtstroom bevindt die achter het drukfront aankomt. De grootte van deze gemiddelde druk hangt af van de vorm van de doos en de druk in het „drukpunt”, waar de snelheid gelijk aan nul is en de druk gelijk aan $p_{\text{statisch}} + \frac{1}{2} \rho v_s^2$ (v_s = snelheid van de luchtstroom). Na l/v sec. bereikt het overtrekkende schokfront de achterwand en verplaatst zich daarlangs naar beneden. De tijd die hiervoor nodig is hangt niet alleen af van de snelheid waarmee het drukfront naar beneden loopt, maar ook van de ontwikkeling van de in fig. 6 getekende wervels. Als het schokfront het voervlak passeert, stijgt de druk op het dak direct tot vrijwel p_0 . Er ontstaat echter een

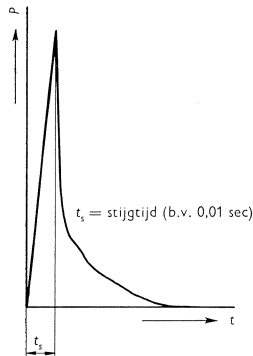


Fig. 7. Mogelijke vorm van het kracht-tijd-verloop van een door golfklap of botsend golffront veroorzaakte belasting.

wervel ten gevolge van het verschil tussen de druk in het schokfront boven het dak en de hogere, door de terugkaatsing veroorzaakte, druk op het voervlak. Deze wervel loopt met afnemende intensiteit over het dak, echter langzamer dan het schokfront zelf. Dientengevolge neemt de druk op het dak even iets af, om daarna weer toe te nemen tot de waarde van de druk in de schokgolf. Iets dergelijks geschiedt langs een horizontale doorsnede van de doos. Er zal verder niet worden ingegaan op de druk-tijd-correlaties ter plaatse van de doosvlakken. In [3] zijn vele gegevens vermeld over deze correlaties. Duidelijk is echter dat zowel voor het golfklapverschijnsel als voor het luchtklapverschijnsel het druk-tijd-verloop ten gevolge van de beschreven verschijnselen geen rechthoekige vorm heeft, maar een piek vertoont zoals in fig. 7 als voorbeeld is geschetst.

2.3 Gedrag van een éénmassaveersysteem onder invloed van snelle belastingsverschijnselen

2.3.1 Vrije trilling van het ongedempte systeem

In fig. 8 is een éénmassaveersysteem afgebeeld. De massaloze veer heeft een veerconstante k (kracht per eenheid van uitwijking), terwijl de massa m bedraagt. Wordt aan m een versnelling gegeven in positieve y -richting, dan werkt op m :

- α . de veerkracht $-ky$ (naar boven) en
- β . de traagheidskracht $-m \frac{d^2y}{dt^2}$ (naar boven).

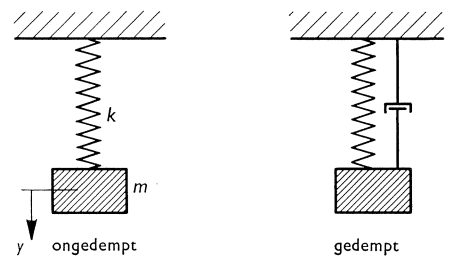


Fig. 8. Eénmassaveersysteem.

De beweging van m wordt dus beschreven met de volgende differentiaalvergelijking:

$$-m \frac{d^2y}{dt^2} - ky = 0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

Wordt gesteld dat $\omega^2 = \frac{k}{m}$, dan is de algemene oplossing van verg. (9):

$$y = A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad \dots \dots \dots (10a)$$

A en B zijn te bepalen uit de beginvoorwaarden. Is b.v. voor $t = 0, y = 0$ en $\frac{dy}{dt} = v_0$, dan volgt uit verg. (10a):

$$y = \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (10b)$$

Door deze vergelijking wordt een harmonische periodieke beweging beschreven. Na een tijd („periode”) $T = \frac{2\pi}{\omega}$ herhaalt het verschijnsel zich. Het blijkt dus dat ω de cirkelfrequentie is. De trillingsfrequentie f bedraagt:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \dots \dots \dots (10c)$$

2.3.2 Vrije trilling van het gedempte systeem

De ongedempte trilling duurt oneindig lang. Deze komt in de natuur echter niet voor daar o.a. demping optreedt. Gesteld wordt dat de dempingskracht gelijk is aan $a \frac{dy}{dt}$, waarin de dempingsfactor a de „visceuze demping” wordt genoemd.

Wordt de term $a \frac{dy}{dt}$ in verg. (9) ingevoerd dan is:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + a \frac{dy}{dt} + ky = 0 \quad \dots \dots \dots (11a)$$

De karakteristieke vergelijking hiervan luidt:

$$ms^2 + as + k = 0 \quad \dots \dots \dots (11b)$$

De oplossing van verg. (11b) luidt:

$$s_{1,2} = -\frac{a}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{2m}\right)^2 - \frac{k}{m}} \quad \dots \dots \dots (11c)$$

en de algemene oplossing van verg. (11a):

$$y = Ce^{s_1 t} + De^{s_2 t} \quad \dots \dots \dots (11d)$$

Het hangt nu van het teken van de discriminant van verg. (11c) af op welke

wijze de trilling zal verlopen. Voor $\left(\frac{a}{2m}\right)^2 > \frac{k}{m}$ is de discriminant positief en zijn s_1 en s_2 negatief. De trilling is dan aperiodiek. Heeft de massa m een zekere beginuitwijking dan „kruipt” deze naar de evenwichtsstand terug en gaat daar niet door heen. Voor $\left(\frac{a}{2m}\right)^2 < \frac{k}{m}$ wordt de oplossing van verg. (11a):

$$y = e^{-\frac{a}{2m}t} (C' \cos \omega't + D' \sin \omega't) \dots \dots \dots (11e)$$

waarin:

$$\omega' = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{a^2}{4m^2}}.$$

Deze trilling is wel periodiek. De discriminant is gelijk aan nul als $a = a_k = 2\sqrt{mk}$. De factor a_k wordt de „kritische demping” genoemd.

2.3.3 Botsing van een massa tegen een ongedempt éénmassaveersysteem

Botst een massa M tegen een ongedempt éénmassaveersysteem (met massa m) in rust, dan zijn de beginvoorwaarden (de botsing geschiedt ten tijde $t = 0$) te schrijven als $y = 0$ en $\frac{dy}{dt} = v_0$.

Voor de volkomen veerkrachtige botsing is $v_0 = v_2'$, waarbij v_2' is te bepalen uit verg. (6b). Voor de volkomen onveerkrachtige botsing is $v_0 = w$; waarbij w volgt uit verg. (7a). De trilling die het systeem gaat uitvoeren wordt dus gegeven door de verg. (10b).

De maximale uitbuiging y_{\max} bedraagt $\frac{v_0}{\omega}$. De statische uitbuiging y_{st} be-

draagt $\frac{mg}{k}$ voor de veerkrachtige botsing en $\frac{(m+M)g}{k}$ voor de onveerkrach-

tige botsing. Men noemt $n = \frac{y}{y_{st}}$ de dynamische vergrotingsfactor. De maxi-

male waarde van n treedt op ten tijde dat $y = y_{\max}$. De grootte hiervan hangt

dus af van de botsingssnelheid, de massa-verhouding μ en de veerconstante k . Zoals reeds eerder besproken, is de grootte van μ van groot belang voor de grootte van de hoeveelheid energie die ten gevolge van de botsing in het éénmassaveersysteem komt. Zou de massa M bij de eerste passering van de evenwichtsstand (na de eerste maximale uitwijking) loslaten, dan verdwijnt er $\frac{1}{2} Mw^2$ aan energie uit het systeem, en de trilling verloopt als aangegeven in fig. 9. Iets dergelijks kan men zich voorstellen bij de botsing van een schip tegen een dukdalf.

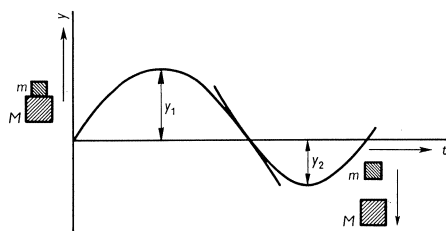


Fig. 9. Wijziging van amplitude en frequentie bij massaverlies.

$$\frac{y_2}{y_1} = \sqrt{\frac{m}{M+m}} = \sqrt{\frac{\mu}{1+\mu}}$$

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \sqrt{\frac{M+m}{m}} = \sqrt{\frac{1+\mu}{\mu}}$$

2.3.4 Ongedempt éénmassaveersysteem belast door een plotseling aangrijpende, aperiodieke kracht

Wordt het systeem belast door een volkomen willekeurige, met de tijd variërende kracht $P(t) = P_1 f(t)$ [P_1 is de maximum-waarde van $P(t)$], dan luidt de differentiaalvergelijking van de daardoor veroorzaakte trilling:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + ky = P_1 f(t) \quad \dots \dots \dots (12a)$$

Grijpt de belasting ten tijde $t = 0$ aan, dan luidt de oplossing van verg. (12a):

$$y = y_0 \cos \omega t + \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t + \frac{P_1}{m\omega} \int_0^t f(t') \sin \omega (t-t') dt' \quad \dots \dots (12b)$$

Hierin is t' een waarde van t gelegen tussen 0 en t . Het is duidelijk dat $y_0 \cos \omega t$ de vrije trilling voorstelt ten gevolge van een uitwijking y_0 ten tijde $t = 0$, en $\frac{v_0}{\omega} \sin \omega t$ de vrije trilling ten gevolge van een initiële snelheid v_0 ten tijde $t = 0$.

De laatste term stelt de trilling voor die veroorzaakt wordt door $P(t)$. Wordt nu gesteld dat ten tijde $t = 0$ geldt $y_0 = 0$ en $v_0 = 0$, dan vervallen de eerste twee termen. Verder is in te zien dat, aangezien $m\omega^2 = k$, voor $\frac{P_1}{m\omega}$ kan worden geschreven: $\frac{P_1 \omega}{k}$. De term $\frac{P_1}{k}$ stelt de statische uitbuiging voor ten gevolge van een kracht P_1 .

De oplossing van verg. (12a) luidt dus als voor $t = 0$ geldt $y_0 = 0$ en $v_0 = 0$:

$$y = y_{st} \left[\omega \int_0^t f(t') \sin \omega (t-t') dt' \right] \quad \dots \dots \dots (12c)$$

De vorm tussen rechte haken is dus de eerder genoemde dynamische vergrotingsfactor n . Hieronder zal voor twee vormen van $P(t)$ de grootte van n worden bepaald.

α . Plotseling aangrijpende last van oneindige duur (zie fig. 10)

Voor $t \geq 0$ geldt $P = P_1$, zodat dus $f(t) = 1$. Met behulp van verg. (12c) is af te leiden:

$$n = 1 - \cos \omega t.$$

De maximale waarde $n_{\max} = 2$ wordt bereikt als $\omega t = q\pi$ of als

$$t = \frac{q\pi}{\omega} = \frac{q}{2} T \quad (q = 1, 3, 5 \dots).$$

In fig. 10 is n als functie van t weergegeven. De maximale uitwijking ten gevolge van een dergelijke belasting bedraagt dus tweemaal de statische uitbuiging.

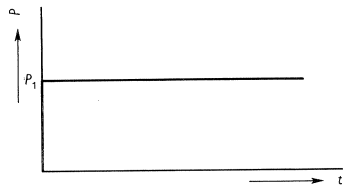


Fig. 10.

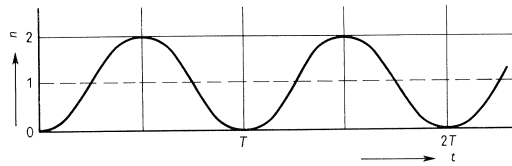


Fig. 11.

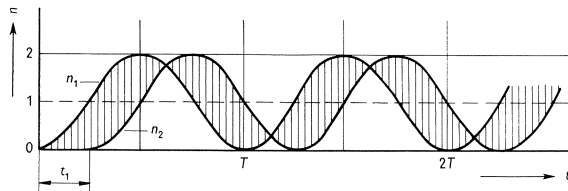
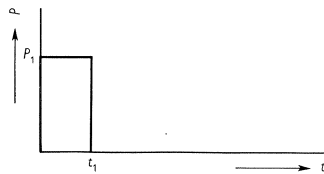
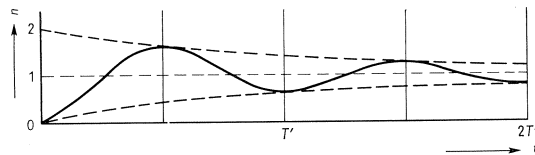


Fig. 12.



Het één en ander is weergegeven in fig. 11. Nu blijkt dat voor $t_1 = 1/2 T$ geldt dat $n_{\max} = 2$ en voor $t_1 < 1/2 T$ dat $n < 2$. Voor $t > 1/2 T$ blijft echter $n_{\max} = 2$. Dit is een belangrijk gegeven.

Op dezelfde wijze kan de factor n worden bepaald voor willekeurige belastingvormen, mits deze als functies van t zonder te veel benadering wiskundig zijn te beschrijven. Dit laatste levert nog al eens moeilijkheden op.

2.3.5 Botsing van een elastische staaf tegen een ongedempt éénmassaveersysteem

Botst een elastische staaf met snelheid v tegen een starre wand, dan heerst in het contactvlak staaf-wand, zoals reeds vermeld, een spanning $\sigma = \frac{Ev}{c}$ - zie

Fig. 10 en 11. Verloop met de tijd van de dynamische vergrotingsfactor n bij verschillende belastingvormen.

Fig. 12. Verloop met de tijd van de dynamische vergrotingsfactor n in geval van visceuze demping of botsing met een elastische staaf.

β . Plotseling aangrijpende last van eindige duur (zie fig. 11)

Nu geldt voor $0 \leq t \leq t_1$ dat $P = P_1$ en dus $f(t) = 1$, terwijl voor $t > t_1$ geldt dat $P = 0$ en dus $f(t) = 0$.

Wordt deze belasting gedacht te zijn ontstaan door het optreden van de eerder beschouwde belasting uit fig. 10 vanaf $t = 0$, waarna vanaf $t = t_1$ dezelfde belasting $P = P_1$ tevens aangrijpt in omgekeerde richting, dan is voor $t \geq t_1$ de factor $n = n_1 - n_2$, waarin $n_1 = 1 - \cos \omega t$ en $n_2 = 1 - \cos \omega (t - t_1)$.

verg. (8) – en voor een doorsnede F van de staaf een kracht $\frac{EFv}{c}$. Wordt aan het eindvlak van een staaf een beweging $y = y(t)$ gegeven, dan werkt in dat vlak een kracht $\frac{EF}{c} \frac{dy}{dt}$. Botst de staaf met een snelheid v tegen een punt met verplaatsing $y = y(t)$, dan werkt er in het contactvlak een kracht gelijk aan $\frac{EF}{c} \left(v - \frac{dy}{dt} \right)$.

De differentiaalvergelijking voor de botsing van een oneindig lange staaf tegen een ongedempt éénmassaveersysteem luidt dan:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{EF}{c} \frac{dy}{dt} + ky = \frac{EFv}{c} \dots \dots \dots (13a)$$

Zoals men ziet is dit de differentiaalvergelijking van een gedempt éénmassaveersysteem (visceuze demping $a = \frac{EF}{c}$), waarop een kracht werkt die met de tijd verloopt als in het geval van fig. 10. De particuliere oplossing van verg. (13a) is:

$$y = \frac{EFv}{ck} \dots \dots \dots (13b)$$

welke overeenkomt met de statische uitbuiging ten gevolge van een kracht $P_1 = \frac{EFv}{c}$.

Deze uitwijking vormt de evenwichtsstand van de gedempte trilling die beschreven wordt door het homogene deel van verg. (13a). Op deze gedempte trilling is reeds eerder ingegaan. Stel dat de demping $a = \frac{EF}{c} < 2\sqrt{mk}$, dan verloopt de trilling als getekend in fig. 12. De maximale dynamische verhogingsfactor n_{\max} die optreedt voor $t = \frac{1}{2}T$ bedraagt – zie ook verg. (11e):

$$n_{\max} = 1 + e^{-\frac{\pi a}{2m\omega'}} \text{ voor } \omega't = \pi \dots \dots \dots (14)$$

Het is duidelijk dat als in het éénmassaveersysteem bovendien nog visceuze demping optreedt, deze opgeteld kan worden bij $a = \frac{EF}{c}$ en het bovenstaande eveneens geldt.

2.4 Optreden van plastische vervormingen ten gevolge van een grote uitwijking van een constructie door een snel belastingsverschijnsel

Het éénmassaveersysteem wordt voorgesteld door een massaloze ingeklemde staaf met lengte l en buigingsstijfheid EI en met aan het uiteinde de massa m (zie fig. 13). Het systeem kan alleen in het vlak van tekening bewegen. De

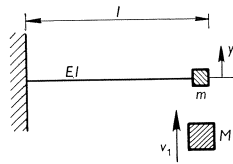


Fig. 13. Botsing van een massa M tegen een éénmassaveersysteem, bestaande uit een massalooze staaf (stijfheid EI , lengte l) en een massa m .

veerconstante k bedraagt $k = \frac{3EI}{l^3}$. Als nu ten gevolge van een botsing met een massa of van een plotseling aangrijpende kracht de eerste uitwijking van de staaf zo groot is dat er vloeien optreedt bij de inklemming, wat gebeurt er dan? Voorlopig wordt uitgegaan van een vereenvoudigd P - y -diagram voor de beschouwde staaf, waarbij y de uitwijking is van het staafeinde (zie fig. 14). In deze figuur stelt y_v de uitbuiging voor waarbij vloeien begint. De maximale uitwijking die het systeem zou verkrijgen ten gevolge van een snelle belasting, aangenomen dat het materiaal onbeperkt elastisch zou zijn (streep-punt lijn in fig. 14), wordt y_{me} genoemd. In het geval van de onveerkrachtige botsing met de massa M bedroeg de energie die het systeem kreeg $A = \frac{1}{2}(m+M)v_0^2$.

Aangezien $y_{me} = \frac{v_0}{\omega}$ (zie verg. 10b) wordt voor A gevonden - waarbij $\omega = \sqrt{\frac{k}{m+M}}$:

$$A = \frac{1}{2}(m+M)\omega^2 y_{me}^2 = \frac{1}{2}(m+M)\frac{k}{(m+M)}y_{me}^2 = \frac{1}{2}k y_{me}^2 \quad (15)$$

Bij de uitwijking y_{me} behoort een elastische vormveranderingsarbeid gelijk aan $\frac{1}{2}k y_v^2$ (driehoekig gearceerd oppervlak in fig. 14). Er is dus nog $\frac{1}{2}k(y_{me}^2 - y_v^2)$ over aan arbeidsvermogen van beweging. Deze arbeid wordt omgezet in plastische deformatie en gaat verloren. Zodra dit is geschiedt komt de staaf tot rust. In de staaf is dan nog aan elastische vormveranderingsarbeid aanwezig: $\frac{1}{2}k y_v^2$. Met deze energie gaat het systeem trillen om een nieuwe evenwichtsstand, die een afstand δ verschoven ligt ten opzichte van de oorspronkelijke (zie fig. 14). In het geval van een kracht $P(t) = P_1 f(t)$ geldt het vermelde eveneens.

Bij hernieuwde snelle belasting van dezelfde grootte zal de constructie

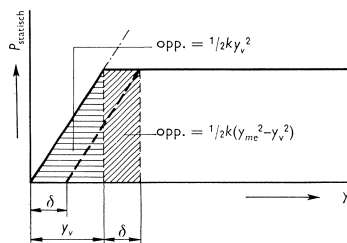


Fig. 14. Geschematiseerd last-vernimmingsdiagram van een constructie.

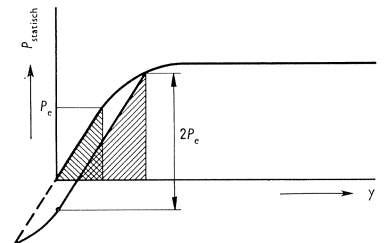


Fig. 15. Meer realistisch last-vernimmingsdiagram van een constructie.

weer een plastische vormverandering δ moeten ondergaan om tot rust te komen. Kortom elke belasting van een dergelijk type die een energie $> \frac{1}{2} k y_v^2$ in het systeem brengt, voert de constructie verder tot bezwijken. Heeft het P - y -diagram de meer aannemelijke vorm als in fig. 15, dan vergroot het elastisch bereik in de belastingsrichting enigszins. Het is dan, in geval van een snelle belasting die een energie niet veel groter dan $\frac{1}{2} k y_v^2$ in het systeem brengt, mogelijk dat zich een toestand instelt waarbij na hernieuwde belasting van dezelfde grootte geen verder vloeien optreedt.

Tot nu toe was steeds sprake van „voortgezet vloeien”. Of „wisselend” vloeien zal optreden, d.w.z. dat in de uiterst teruggebogen stand weer vloeien in de andere richting optreedt, hangt geheel af van de grootte van de botsende massa, die na eventueel gedeeltelijk loslaten (zie fig. 9) nog aan de trilling blijft deelnemen.

2.5 Mogelijkheden voor modelonderzoek van constructies die aan snelle belastingsverschijnselen worden onderworpen

In het voorgaande is getracht aan de hand van het gedrag van een éénmassaveersysteem enige indruk te geven van de verschijnselen, die bij een stootbelasting optreden. Het gedrag van een werkelijke constructie is uiteraard aanzienlijk gecompliceerder, vooral wanneer in een aantal punten, onafhankelijk van elkaar, plastisch vloeien kan optreden. Het is in beginsel mogelijk – mits de belastingen voldoende nauwkeurig gegeven zijn – door numerieke integratie het gehele elasto-plastische gedrag te berekenen. Zelfs voor een eenvoudig geval betekent dit reeds betrekkelijk veel werk voor een elektronische rekenmachine. Een elastisch geval zal minder moeilijkheden geven. Het heeft dus zeker zin te trachten door middel van modelonderzoek dergelijke problemen, zij het met enige benadering, op te lossen.

In het kort zal bij wijze van voorbeeld worden nagegaan welke mogelijkheden er waarschijnlijk zijn om het gedrag van een gegeven constructie op enige afstand van een atoombomexplosie door een modelonderzoek te voorspellen. De meest realistische proef zou kunnen worden genomen in een schokbuis. Dit is een tunnel waarin door een membraan een gedeelte met zeer hoge luchtdruk afgescheiden is van een gedeelte onder normale druk. Als het membraan is doorgeprikt plant zich zeer snel een luchtdruk golf voort, die geheel vergelijkbaar kan zijn met de door een atoombomexplosie veroorzaakte schokgolf. Zou een dergelijke schokbuis zo groot zijn, dat een constructie op ware grootte daarin kan worden beproefd, dan zou men een geheel realistische indruk kunnen krijgen (afgezien van de straling) van wat zich op enige afstand van een atoombomexplosie afspeelt.

Ook bij een geheel conform schaalmodel – realistisch wat betreft geometrie en materiaaleigenschappen – is dit nog het geval. Weliswaar zijn dan de eigen frequenties van het model omgekeerd evenredig aan de lengteschaal hoger geworden, maar de tijd die de schokgolf nodig heeft om het model te passeren

is op overeenkomstige wijze verkort. De belasting per oppervlakte-eenheid (en dus de door de belasting veroorzaakte spanning) is door de verkleining niet beïnvloed. Een dergelijk model kan dus een in alle details nauwkeurig beeld van de uitwerking van een atoombomexplosie geven. Primitiever, maar ook veel goedkoper kan wellicht een soortgelijke belastingsvolgorde – maar op een veel tragere tijdschaal – veroorzaakt worden, door in een golfgoot een „schutgolf” over een ondergedompeld model te laten voorbijtrekken. Fig. 6 maakt wel duidelijk, dat een grote kwalitatieve overeenkomst tussen dit verschijnsel en een schokgolf in lucht bestaat. In welke mate de verschijnselen ook kwantitatief goed overeenkomen wordt thans nog onderzocht. Gelukkig zijn er van enige eenvoudige gevallen, zoals o.a. in fig. 6 geschetst, vrij goede gegevens uit schokbuisproeven beschikbaar.

Een dergelijke golfgoot zou op twee manieren kunnen worden gebruikt. De meest voor de hand liggende manier zou zijn in deze goot een model van een constructie te plaatsen, waarin de massa en de elastische en plastische eigenschappen aan de grotere dichtheid van water en aan de traagheid van het verschijnsel zouden zijn aangepast. Dit zou dus een soort caricatuurmodel moeten worden. Het ziet er naar uit dat het realiseren van een dergelijk model vrij grote moeilijkheden zal opleveren. Een andere mogelijkheid zou zijn de golfgoot slechts te gebruiken om een goede indruk van het verloop van de belasting met de tijd op alle afzonderlijke constructiedelen te verkrijgen voor constructievormen, anders dan de in fig. 6 geschetste doos (waarvoor dus b.v. een elastisch model met vergelijkbare stijfheid zou kunnen worden gebruikt). Met behulp van enige statisch belaste vrij realistische modellen zou men dan een indruk kunnen verkrijgen van de energie, die bij een zekere vervorming kan worden opgenomen. Zodoende kan een min of meer equivalent éénmassaveersysteem worden gevonden. Met behulp hiervan zou het mogelijk zijn de optredende vervormingen te schatten.

Hoeveel met deze eenvoudige modeltechniek kan worden bereikt staat thans nog niet vast. Het lijkt echter alleszins de moeite waard deze mogelijkheden verder te onderzoeken. Hiermede is thans in het instituut een begin gemaakt.

3 Slotopmerkingen

Het is natuurlijk niet de bedoeling van dit artikel om alle beschouwingen over de veiligheid, gebaseerd op spreiding in materiaaleigenschappen en onzekerheid over de grootte van normale belastingen, terzijde te stellen. Er werd slechts een poging gedaan om daarnaast een – voorlopig nog vaag – begrip „incasseringsvermogen” te introduceren, waaronder dus werd verstaan het vermogen van een constructie om ook onder geheel onverwachte ongunstige omstandigheden nog een goede samenhang te bewaren. Deze onvoorziene omstandigheden werden verdeeld in twee typen, t.w.:

- α.* één van de belangrijke constructie-elementen wordt ernstig beschadigd. Dit kan zowel door brand als door een materiaalfout of een aanrijding worden veroorzaakt;
- β.* de gehele constructie of een gedeelte wordt aan een stootbelasting onderworpen. Men denkt hierbij wellicht in eerste instantie aan oorlogshandelingen, maar daarnaast kan door een explosie in een bedrijf of op straat, door een plotselinge mijnverzakking of door een overstromingsramp een dergelijke belasting optreden.

In het kort zijn enkele mogelijkheden nagegaan om een indruk van het incasseringsvermogen van een constructie te verkrijgen. In het eerste geval is de procedure vrij duidelijk. De bedoeling is om bij schade aan een bepaald gedeelte de schade aan het overige gedeelte van de constructie zoveel mogelijk te beperken. In het tweede geval kan men zich in het algemeen veel minder goed voorstellen wat er met de constructie zou kunnen gebeuren.

Voorts is het uiteraard niet de bedoeling om extreme eisen aan het incasseringsvermogen van iedere willekeurige constructie te stellen. Vaak kan men echter door een zeer eenvoudige berekening hierover reeds enige indruk verkrijgen. In vele gevallen zal het blijken, dat met zeer geringe kosten het incasseringsvermogen aanzienlijk kan worden opgevoerd, b.v. door het op andere wijze samenvoegen van geprefabriceerde onderdelen of door het doorverbinden van gordingen. De gebruikswaarde van een constructie zal dan zeker groter worden.

Een goede maat voor het vereiste incasseringsvermogen zou b.v. kunnen zijn de afstand van een constructie tot de plaats van een atoombomexplosie van een gegeven zwaarte, waarbij de constructie nog juist bruikbaar zou blijven. In ieder geval kan men op deze wijze constructies onderling vergelijken.

Literatuur

1. I.B.C.-mededelingen **5** (1957) no. 3: Onderzoek op het gebied van de bezwijkanalyse.
 2. I.B.C.-mededelingen **6** (1958) no. 2: Stabiliteit en bezwijkanalyse.
 3. NORRIS, C. H. etc. – Structural design for dynamic loads, Mc Graw-Hill Book Company Inc., New York, 1959.
- De belangstellende lezer wordt bovendien verwezen naar:
4. FRANKLAND, J. M. – Effects of impact on simple elastic structures, Proc. of the Society of Experimental Stress Analysis, vol. VI, no. II, 1949, pag. 7–27.
 5. HUDSON, G. E. – A method of estimating equivalent static loads in simple elastic structures, zie [4], pag. 28–40.
 6. ROGERS, G. L. – An introduction to the dynamics of framed structures, John Wiley & Sons Inc., New York, 1959.